

Д. В. Петров, О. Н. Шубин, В. Н. Ногин, В. А. Симоненко

АСТЕРОИДНАЯ ОПАСНОСТЬ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ФИЗИКОВ-ОРУЖЕЙНИКОВ

Снежинск
2023

УДК 521+539.12

ПЗ0

Петров Д. В.

ПЗ0 Астероидная опасность с точки зрения физиков-оружейников / Д.В. Петров, О.Н. Шубин, В.Н. Ногин, В.А. Симоненко. – Снежинск : Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 2023. – 488 с.: ил.

ISBN 978-5-6047962-3-8

В книге представлены результаты исследований различных аспектов проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (ОКО), астероидами и кометами, выполненных ведущими специалистами Российского федерального ядерного центра – ВНИИ технической физики имени академика Е. И. Забабахина. Фактически это сборник статей и докладов, сделанных на различных конференциях. Основное внимание уделено рассмотрению воздействия на ОКО с помощью приповерхностных, контактных и заглубленных ядерных взрывов. Сформулированы требования к ядерным взрывным устройствам и средствам доставки. Представлены результаты расчетов последствий падения ОКО в океан. Рассмотрены сопутствующие вопросы, такие как: модели проникания, модели разрушения метеоритов в атмосфере, способы получения информации о свойствах ОКО при космических миссиях. В конце книги в форме, доступной для широкого круга читателей, приводится описание последствий катастрофического столкновения ОКО с Землей и возможности его предотвращения, представлены данные о первых международных конференциях, посвященных проблемам защиты Земли от ОКО.

Издание предназначено для широкого круга специалистов, занимающихся физикой высоких плотностей энергии, высокоскоростным соударением, воздействием ядерного взрыва, аспирантов и студентов старших курсов физических специальностей.

УДК 521+539.12

ISBN 978-5-6047962-3-8

© ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ
им. академ. Е. И. Забабахина», 2023

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают глубочайшую благодарность своим коллегам и соавторам, руководству РФЯЦ – ВНИИТФ в лице Михаила Евгеньевича Железнова и издательской группе, возглавляемой Ладой Сергеевной Талантовой. Особая благодарность Любови Вениаминовне Нескиной, которая взяла на себя труд по предварительному оформлению. Также мы благодарны нашим родным и близким за поддержку наших начинаний и обеспечения творческого процесса.

ПРЕДИСЛОВИЕ ОТ АВТОРОВ

В последнее время широко обсуждается проблема астероидно-кометной опасности. Суть проблемы заключается в том, что столкновение Земли даже с малым по космическим масштабам телом (размер порядка 100 метров и более) может привести к тяжелым последствиям для цивилизации, вплоть до ее полного уничтожения. Строго говоря, явление столкновения с 10-километровым объектом маловероятно, но по критерию риска – произведению вероятности столкновения на ущерб – заслуживает самого тщательного рассмотрения.

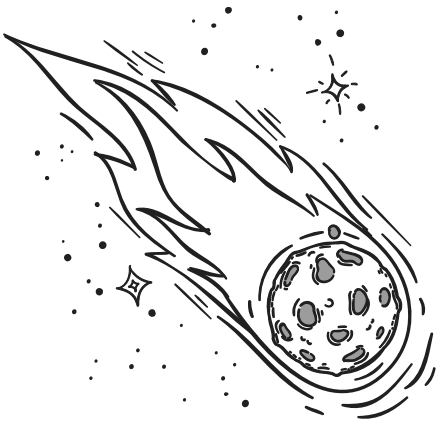
Действительно, на математическом языке разрешение этой проблемы эквивалентно раскрытию неопределенности $0 \cdot \infty$, и результат может быть отнюдь не нулевым, чему есть многочисленные примеры в истории. В этой книге мы не ставили себе целью решение такой задачи, а зашли несколько с другой стороны, а именно со стороны возможности противостояния такой угрозе. Иначе говоря, мы хотели ответить на вопрос: какие поражающие средства необходимы и как их использовать для предотвращения столкновения какого-либо объекта с Землей?

Интерес авторов к этой задаче обусловлен тем, что она ненамного отличается от тех проблем, которые нам приходилось и приходится решать в повседневной работе: разработка ядерных зарядов и обоснование их эффективности. Как показал опыт работы, наиболее действенным и прямым способом решения сложной физической задачи является путь расчетно-аналитических оценок. При таком способе вначале строится аналитическая модель, потом она проверяется с помощью численных расчетов (зачастую очень сложных), далее, при необходимости производится корректировка модели для достижения согласия с расчетами. В результате, как правило, мы имеем аналитическое решение задачи, позволяющее обосновывать необходимость принятия тех или иных решений. Этот подход мы применили и к задаче противодействия столкновению астероида (кометы) с Землей.

Несколько слов о стиле изложения. Фактически эта книга – сборник статей и докладов, представленных на различных конференциях (список дан в приложении), но мы попытались сделать их материалы максимально доступными для понимания студентами старших курсов физических специальностей, с упором на аналитические решения, роль которых, по нашему мнению, сейчас недооценивается. В некотором смысле изложенный материал можно рассматривать как сборник сложных (или, по крайней мере, непростых) задач из различных областей физики, объединенных одной идеей. С другой стороны, нашей целью было сформулировать результаты вычислений таким образом, чтобы они были понятны смежным специалистам, и могли использоваться в работе в качестве исходных данных. К таковым мы, прежде всего, относим разработчиков ракетно-космической техники и астрономов. Большинство из приведенных результатов получены лично авторами или с их определяющим участием, в необходимых местах сделаны соответствующие ссылки.

Ясно, что мы не могли охватить весь круг вопросов, связанных с астероидно-кометной опасностью, и остановились лишь на особенно для нас интересных. В то же время мы попытались структурировать подачу материала. По сути, книга состоит из четырех условных частей. В первой части изложены статьи, посвященные взаимодействию ядерного взрыва с астероидом и изучению свойств астероидов, вторая – взаимодействию астероида с Землей. В третьей части затронуты аспекты доставки ядерного устройства к астероиду. Четвертая часть носит «технико-

социально-философский» характер. А именно, в ней описаны предложения по мероприятиям, которые могут быть реализованы, начиная от процесса творчества конкретного индивидуума и заканчивая мегапроектами крупных организационных структур. В конце приведены резолюции и документы некоторых конференций с автографами, в том числе и Эдварда Теллера. К сожалению, такой стиль изложения не всегда логичен и, более того, обуславливает повторы. Тем не менее мы надеемся на благожелательное отношение читателей и на то, что содержание книги вызовет интерес и будет им полезно.



«У меня позади длинная и печальная история», – сказала Мышь, поворачиваясь к Алисе со вздохом.
«Конечно, хвост длинный, – сказала Алиса, глядя на мышкин хвост с удивлением, – но почему ты называешь его печальным?»

Л. Кэррол «Алиса в стране чудес»

АСТЕРОИДНАЯ ПРОБЛЕМА

Осознание опасности столкновений Земли с космическими телами – астероидами и кометами – произошло совсем недавно. Ударное кратерообразование было признано важным геологическим процессом, только начиная с 1980-х годов. Еще в 1950-х годах астрономы полагали, что лунные кратеры – это гигантские вулканические структуры, и практически все геологи, кроме отдельных ученых, отвергали идеи о наличии на земной поверхности структур ударного происхождения. В настоящее время считается общепризнанным, что подавляющее большинство кратерообразных структур Луны, Марса, Меркурия, многих спутников и малых планет образовались в результате ударов различного масштаба. На Земле на настоящее время идентифицировано около 1000 астроблем – ударных структур, и это число продолжает увеличиваться год от года.

Особое значение для понимания «астероидной проблемы» и дальнейшего развития путей ее решения имели (и соответствующие исследования не закончены) четыре направления исследований:

- Обнаружение астероидов, орбиты которых проходят вблизи орбиты Земли. Первый астероид (и самый крупный из существующих) – Церера – был открыт в 1801 году. Его орбита, как и большинства астероидов, открытых впоследствии, проходит между орбитой Марса и Юпитера. Только в 1932 году были открыты два астероида, которые в то время отнесли к категории опасных: Амур, орбита которого подходит близко к орбите Земли, не пересекая ее, и Аполло, орбита которого пересекает орбиту Земли. К началу 1990-х годов было открыто уже 160 астероидов, пересекающих орбиту Земли. В отечественной литературе их обычно называют опасными космическими объектами (ОКО).
- Объяснение Тунгусского взрыва 1908 года – явления, вызванного столкновением с астероидом (или, возможно, ядром кометы), которое произошло на исторической памяти человечества. В настоящее время это событие интерпретируется как взрыв мощностью около 20 Мт на высоте около 2 км в результате разрушения астероида в земной атмосфере. Принципиальный механизм таких взрывов в настоящее время понят, что стало возможным благодаря появлению в 1980-е годы возможности массового численного двумерного моделирования гидродинамических явлений. Предварительно (на основании экспериментальных и имеющихся расчетно-теоретических данных) установлено, что железные астероиды диаметром менее 30 м, каменные астероиды диаметром менее 50 м и ледяные астероиды диаметром менее 80 м не достигают поверхности Земли, раз-

рушаясь при торможении в атмосфере, причем на конечном участке торможения процесс имеет взрывной характер.

- Исследования кратера Метеор в Аризоне (США) – почти не подвергшегося эрозии кратера ударного происхождения диаметром около 1,1 км и первоначальной глубиной около 150 м. В настоящее время общепринято, что кратер, образовавшийся примерно 50 тысяч лет назад, является результатом удара железного астероида диаметром около 30 м со скоростью около 20 км/с. Исследования кратера позволили выявить основные этапы процесса кратерообразования и их подобие процессам, происходящим при мало-заглубленных ядерных взрывах.
- Установление в 1980-х годах (по повышенному содержанию иридия в соответствующих геологических отложениях) причины массового вымирания динозавров на границе мелового и третичного периодов – столкновение с Землей астероида диаметром не менее 10 км. В 1990 году была идентифицирована астроблема, возникшая в результате этого столкновения, – кратер Чиксулаб в районе полуострова Юкатан (Мексика) диаметром не менее 180 км (возможно до 400 км). Данное событие является свидетельством возможности глобальной катастрофы при столкновении с астероидом.

Общепринятая в настоящее время формулировка «астероидной проблемы» кратко может быть сформулирована в следующем виде.

Столкновения ОКО (астероидов и комет) с Землей происходили в прошлом и неизбежно будут происходить в будущем. Последствия столкновения зависят от размеров ОКО, его состава, скорости и от места падения (суша или океан, густонаселенный промышленный район или пустынная местность). Опасными являются астероиды, размеры которых превышают несколько десятков метров. Типичные скорости столкновения астероидов с Землей составляют 20–40 км/с, комет – до 70 км/с.

При входе опасного космического объекта в атмосферу Земли, начиная с высоты около 100 км, перед ним образуется воздушная ударная волна. Температура на фронте этой волны столь высока, что с ее поверхности излучается относительно мощный тепловой поток. В области между фронтом ударной волны и поверхностью летящего тела устанавливается высокое давление и повышенная температура. Это приводит к разрушению ОКО на отдельные фрагменты и к абляции этих фрагментов.

При небольших размерах ОКО (до нескольких десятков метров) фрагменты падают на Землю в виде метеоритов или полностью испаряются в атмосфере. Основная часть их кинетической энергии при этом передается верхним слоям атмосферы. Поэтому, хотя выделяющаяся энергия может достигать нескольких мегатонн, столкновение не приводит к сколько-нибудь существенным последствиям на поверхности Земли (в среднем в год в верхних слоях атмосферы фиксируется несколько десятков взрывов астероидов мощностью около 1 кт и несколько взрывов мощностью до 50 кт).

Начиная с размеров в несколько десятков метров (около 80 м для ледяных, 50 м для каменных и примерно 30 м для железных астероидов), разрушение ОКО происходит либо в непосредственной близости к поверхности Земли, либо при ударе о ее поверхность. Такое событие имеет характер взрыва. Тепловое излучение при взрыве способно вызвать достаточно широкомасштабные пожары, как это произошло при взрыве Тунгусского метеорита. Воздушная

ударная волна и сейсмические волны, вызванные таким взрывом, могут привести к катастрофическим разрушениям на площади в несколько десятков тысяч квадратных километров. При падении ОКО в океан образуются цунами, способные опустошить тысячи километров побережья на сотни километров вглубь материка.

При столкновении с Землей ОКО еще больших размеров (диаметром в сотни и более метров), кроме увеличения интенсивности воздушной и сейсмических волн, будет происходить вынос в атмосферу огромного количества мелких частиц вещества – аэрозолей, пыли, продуктов горения. При падении ОКО диаметром около 1 км и более, помимо обширной области прямых разрушений, существенное значение начинает приобретать дополнительный фактор воздействия – подъем вещества в атмосферу, оказывающий влияние на всю планету. Запыление атмосферы приводит к потере ее прозрачности и, как следствие, к глобальному похолоданию, наступлению «космической зимы». В зависимости от масштабов, следствием такого события может быть массовое вымирание многих видов животных и растений, деградация и даже гибель цивилизации.

Общепринятая примерная градация последствий столкновений ОКО с Землей приведена в табл. 1 (например, следуя [1]).

Таблица 1

Примерная градация последствий столкновений ОКО с Землей

Диаметр ОКО	Энергия удара, Мт	Типичный интервал между событиями, лет	Среднее число жертв на одно событие
Взрыв в высоких слоях атмосферы			
≤50 м	≤10	~1	–
Событие типа Тунгусского			
50–300 м	10–2000	~100	$5 \cdot 10^3$
Региональная катастрофа – падение ОКО в океан			
300–600 м	$2 \cdot 10^3$ – $1,5 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$
600 м–1,5 км	$1,5 \cdot 10^4$ – $2,5 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$
1,5–5 км	$2,5 \cdot 10^5$ – 10^7	$5 \cdot 10^5$	10^6
Глобальная катастрофа – деградация цивилизации			
≥600 м	$\geq 1,5 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^9$
≥1,5 км	$\geq 2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$\sim 10^9$
≥5 км	$\geq 10^7$	$6 \cdot 10^6$	$\sim 10^9$
Глобальная катастрофа – гибель цивилизации			
≥10 км	$\geq 10^8$	10^8	$\sim 5 \cdot 10^9$

Оценки количества астероидов, пересекающих орбиту Земли и, соответственно, представляющих потенциальную опасность, приведены в табл. 2. Эти оценки основываются на статистических данных по наблюдениям падения метеоритов, числа и мощности взрывов астероидов в верхних слоях атмосферы и статистики открытий крупных астероидов, пересекающих орбиту Земли. Указанные оценки непрерывно уточняются по мере увеличения числа открытых астероидов. Например, к 2004 году число открытых астероидов с диаметром более 1 км составило 658 (т.е. около 60% от общего ожидаемого количества) [1], что позволило существенно

уточнить число таких ОКО. Следует отметить, что число опасных комет в настоящее время не определено в связи с тем, что периоды обращения подавляющего большинства из них намного превышают исторические времена, в течение которых проводились астрономические наблюдения, а теории происхождения комет к настоящему времени не создано. Согласно современным представлениям подавляющее число комет находится в так называемом облаке Оорта у границ Солнечной системы, при этом общее их число оценивается в 100 млрд. Влияние гравитационных полей Солнца и соседних звезд приводит к изменению их орбит и появлению внутри Солнечной системы. Данный процесс в настоящее время теоретически непредсказуем. Поэтому появление комет, которые можно отнести к категории опасных космических объектов, можно ожидать в любой момент. Ярким свидетельством этой неопределенности является неожиданное появление в Солнечной системе кометы Шумейкеров–Леви 9 в 1993 году, впоследствии (1994 год) столкнувшейся с Юпитером, и кометы Хейла–Боппа в 1997 году. По приблизительным оценкам число опасных комет может составлять от 10 до 90% от общего числа ОКО.

Таблица 2

Оценки количества астероидов, пересекающих орбиту Земли

Диаметр	Общее количество (оценки 1992 года)	Общее количество (оценки 2004 года)	Степень опасности
более 1 км	≈2 тыс. (от 1 до 4 тыс.)	1100±200	глобальная
более 500 м	~10 тыс. (от 5 до 20 тыс.)	–	региональная
более 100 м	~300 тыс. (от 150 тыс. до 1 млн)	–	региональная
более 10 м	~150 млн (от 10 млн до 1 млрд)	–	взрыв в высоких слоях атмосферы

Собственно проблема предотвращения столкновения ОКО с Землей разделяется на три основные задачи:

- обнаружение ОКО, вообще говоря, заблаговременное;
- доставка средств воздействия к ОКО;
- воздействие на ОКО, в общем случае многократное.

В этой монографии мы будем рассматривать только третью задачу.

Следует отметить, что специалистами исследовались самые разнообразные способы воздействия на ОКО – от вполне практически реализуемого кинетического удара вплоть до самых экзотических: установки на ОКО ракетных двигателей или транспортировки астероида с помощью солнечных парусов. Однако, в конечном счете, самым эффективным оказывается воздействие с помощью ядерного взрыва, поскольку никакие другие виды воздействия не обладают таким высоким значением отношения энергии воздействия к массе соответствующего устройства, воздействующего на ОКО.

Результаты исследований, в том числе и кратко описанных выше, привели к формированию общественного мнения о реальности астероидной проблемы. В 1990 году Конгресс США

поручил НАСА создать две рабочих группы с целью проведения исследований для оценки астероидной опасности и рекомендовал проведение таких исследований на международной основе. Рабочая группа по обнаружению опасных астероидов под председательством представителя НАСА включала 24 специалиста (18 из США). Рабочая группа по перехвату опасных астероидов под председательством представителей НАСА и Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ) включала 90 специалистов (89 – из США). Заседания рабочих групп состоялись в течение 1991–1992 годов. Общие выводы этих рабочих групп, представленные правительству США в виде соответствующих докладов, сводились к признанию реальности существования «проблемы астероидной опасности» и необходимости проведения работ по определению конкретных мер по предотвращению катастрофических столкновений астероидов и комет с Землей. В качестве первоочередной меры было названо создание программы астрономических наблюдений, реализация которой позволит выявить основную часть наиболее опасных объектов. Так возник проект «Spaceguard», ведущую и основную роль в котором играли и продолжают играть США.

Российские ученые, в том числе представители ядерного оружейного комплекса и Минобороны России, подключились к решению астероидной проблемы на достаточно ранней стадии. В частности, в 1992 году на конференции «III Забалахинские научные чтения» был представлен доклад «Противоастероидная защита Земли»¹, а уже в 1994 году под эгидой РФЯЦ–ВНИИТФ и ГРЦ «КБ им. академика В. П. Макеева» в РФЯЦ–ВНИИТФ была проведена Международная конференция «Проблемы защиты Земли от опасных космических объектов». На этой конференции, по-видимому, впервые была предпринята попытка сформулировать в общем виде научно-техническую программу работ по предотвращению столкновений ОКО с Землей. В 1996 году в РФЯЦ–ВНИИТФ успешно прошла вторая аналогичная конференция. На этих двух конференциях были представлены практически все основные результаты, полученные ЯОК России и институтами 12-го ГУ Минобороны России, которые возможно было открыто опубликовать: от механизма разрушения астероидов в атмосфере Земли до примерных параметров ядерных взрывных устройств для предотвращения столкновений и обсуждения вопросов их испытаний в условиях действия ДВЗЯИ. Дальнейшее широкомасштабное продолжение этих работ имело смысл вести только в рамках соответствующего международного проекта (эта ситуация не изменилась и в настоящее время). Однако неоднократные попытки со стороны российских ученых организовать такой проект успехом не увенчались. В 2000 году в Евпатории была проведена 3-я конференция по космической защите Земли.

В настоящее время ежегодно проводится около десяти конференций, посвященных астероидной проблеме, отдельные вопросы которой рассматриваются на заседаниях различных международных организаций, вплоть до ООН. Однако ведущую роль в решении астероидной проблемы продолжают играть США. Подавляющее большинство известных к настоящему времени астероидов, орбиты которых пересекают орбиту Земли, открыто за последние полтора десятилетия университетскими и военными астрономами США в рамках проекта «Spaceguard» при поддержке правительства США. США проводят космические

¹Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин. Противоастероидная защита Земли. Тезисы конференции «III Забалахинские научные чтения». Челябинск-70, 1991. С. 49.

эксперименты, среди основных целей которых – исследования и проверка технологий в интересах перехвата ОКО (табл. 3). Практически на всех международных конференциях, посвященных астероидной проблеме, специалистами США предпринимаются попытки по принятию резолюций, в соответствии с которыми задачи обнаружения ОКО, доставки средств воздействия к нему и собственно перехвата ОКО должны быть возложены на НАСА и Министерство обороны США. При этом предполагается существенным образом использовать соответствующие компоненты будущей ПРО США.

Таким образом, по мнению многих специалистов, в том числе и по мнению авторов, можно ожидать в ближайшие десятилетия развертывания системы защиты Земли как национального проекта США (возможно, как программы национального престижа) и использования этого проекта в качестве оправдания самого существования и будущих масштабов ПРО США.

Тем не менее в случае развертывания такой системы защиты Земли от ОКО США придется придать проекту некоторую международную форму, с тем чтобы у третьих стран не возникли опасения, что под маркой создания такой системы ведутся чисто военные разработки ядерных оружейных систем новых поколений. В этом случае Россия заинтересована в том, чтобы занять в данном проекте положение, соответствующее ее международному статусу и научно-техническим достижениям в области ядерно-оружейных и космических технологий.

Таблица 3

Перечень проведенных и планируемых космических экспериментов, связанных с ОКО

Эксперимент	Назначение
СССР, «Вега-1», «Вега-2», 1984	Комета Галлея
Евросоюз, «Джотто», 1985	Комета Галлея
Япония, «Sakigake», 1985	Комета Галлея
Япония, «Planet-A», 1985	Комета Галлея
США, «Near», 1986	Астероиды Эрос и Матильда
США, «Галлио», 1989	Пролет мимо астероидов Гаспра и ИДА
США, «Клементина», 1994	Исследование Луны (съемка поверхности и изучение состава) и астероидов (в т. ч. ОКО). Натурные испытания технологий, разработанных по программе СОИ
США, «Near Shoemaker», 17.02.1996	Исследование астероидов. Спутник астероида, посадка на астероид
США, «Deer Space 1», 1998	Испытания узлов КА. Исследование астероидов.
США, «Стардаст», 1999	Астероид Аннафранк
Япония, «Хаябуса», 2003	Астероид Итокава

Эксперимент	Назначение
Япония, «Minerva», 2003	Астероид Итокава
Япония, «Procyon», 2003	Астероиды
Евросоюз, «Розетта», 2004	Астероиды Штейнс и Лютеция
США, «Deep Impact», 2005	Исследование кометы Темпель 1 (характеристики ядра кометы и реакция на воздействие). Отработка компонентов ПРО (кинетического оружия), перехват и воздействие на ОКО.
США, «Новые горизонты», 2006	Астероид APL, пояс Койпера
США, «Dawn», 2007	Астероида Веста и Церера
США, «Deep Impact eXtended Investigation», 2008	Исследование кометы Бетина (характеристик ядра кометы). Исследование ОКО и отработка перехвата и воздействия на ОКО
КНР, «Чанъэ», 2010	Астероид Таутатис
Япония, «Хаябуси-2», 2014	Пробы грунта астероида Рюгу
США, «Osiris-Rex», 2016	Пробы грунта астероида Бенну
США, «Lucy», 2021	Троянские астероиды Юпитера и астероид главного пояса
США, «Dart», 2021	Демонстрация изменения траектории спутника астероида Дидим

Литература

1. **Yeomans, D.** Finding Them: NEO Observations, Survey Completeness and Future Needs. Planetary Defense Conference. Protecting Earth from Asteroids. Book of Synopses. – California USA, 23–26 February, 2004.



«Обойди стороной, Пер Гюнт!»

Г. Ибсен «Пер Гюнт»

ОБЩАЯ ФОРМУЛИРОВКА ПРОБЛЕМЫ¹

О. Н. Шубин, В. А. Симоненко, В. Н. Ногин, Д. В. Петров

Одна из исторических опасностей, подстерегающих человечество на его историческом пути, – это опасность столкновения Земли с космическими телами достаточно большой массы (метеоритами, кометами, астероидами). Существуют многочисленные впечатляющие свидетельства таких столкновений на поверхности Земли, а именно: метеоритные кратеры, астроблемы и некоторые геологические кольцевые структуры (см., например, [1, 2]). Некоторые из них к настоящему времени хорошо изучены [3, 4, 5].

Такие столкновения могут иметь глобальные для человеческой цивилизации экологические последствия, аналогичные тем, к которым мог бы иметь отношение полномасштабный ядерный конфликт. К настоящему времени стала ясна очевидность связи климатических катастроф с падением крупных метеоритов. Таких катастроф в истории Земли было несколько. Наиболее известна доказанная и хорошо изученная катастрофа, приведшая к вымиранию гигантских рептилий.

Таким, наиболее грандиозным событием нашего столетия было падение Тунгусского метеорита в 1908 году, энергия взрыва которого оценивается в 15–20 Мт [6]. Более детальное изучение космического пространства в непосредственной окрестности Земли в последние годы позволило выявить ряд астероидов, пролетевших в опасной близости от Земли (например, 23 марта 1989 года, в декабре 1992 года). Самое последнее событие (февраль 2014 года) – Челябинский метеорит: мощность его высотного взрыва по оценкам составляет от 200 до 400 кт. Но все они были обнаружены слишком поздно (по факту), чтобы позволить принять какие-либо защитные меры.

Что может противопоставить человечество такой опасности на современном этапе его развития? По-видимому, возможно создание противометеоритной защиты Земли на основе ядерного оружия. Действительно, из всех устройств, доступных человечеству, ядерные устройства обладают наибольшей концентрацией энергии. Так, например, термоядерный заряд мощностью

¹ Вариант данной статьи при участии Джондейла Солема (Johndale C. Solem) был опубликован в 1994 г. в книге «Hazard due to comets & asteroids» (Tom Gehrels Editor The University of Arizona Press Tucson & London) по результатам конференции «Hazards due to comets and asteroids»; January 4–9, 1993 Tucson, Arizona, USA.

1 Мт имеет массу порядка 500 кг [7]. Для сравнения, чтобы получить эквивалентную энергию при ударе тела массой 500 кг, оно должно иметь скорость порядка 4000 км/с. Ядерные устройства такого масштаба мощности были ранее испытаны, и существует возможность создания системы защиты без проведения предварительных ядерных испытаний.

Отвлекаясь от технической стороны такого предприятия, возможность реализации которого не вызывает сомнения даже при нынешнем научно-техническом уровне человеческой цивилизации, мы хотели бы ответить на принципиальный вопрос: возможно ли существенное изменение траектории или состояния космического тела при воздействии ядерного взрыва на его поверхности и как оценить эти изменения.

Как отмечалось выше, ядерный взрыв обладает наибольшей доступной в настоящее время концентрацией энергии, при этом характерные масштабы области разрушений, даже для взрывов средней мощности, сравнимы с размерами, представляющими опасность от космических тел. Например, диаметр воронки при взрыве «Седан» мощностью 100 кт составил 370 метров, а глубина – 100 метров [9]. При проведении ядерного взрыва космическое тело подвергается различным типам воздействия, интенсивность которых определяется мощностью ядерного заряда, расстоянием до космического тела, размерами тела и его материалом, конструкцией ядерного устройства. В зависимости от соотношения указанных параметров, следствием воздействия ядерного взрыва на космическое тело может быть его фрагментация, дробление или отклонение от первоначальной траектории движения. Можно отметить ряд обстоятельств, благоприятствующих применению ядерных взрывных устройств для целей защиты от приближающихся космических тел. За пятидесятилетнюю историю развития ядерных взрывных технологий был накоплен уникальный опыт конструирования, изготовления, оценки последствий применения различных типов ядерных устройств, который непосредственно может быть использован при подготовке средств защиты от столкновений Земли с космическими телами. Мощность уже имеющихся испытанных ядерных устройств достаточна для воздействия на сравнительно небольшие тела, а весовые характеристики позволяют использовать для доставки существующие ракеты [7] (см. табл.).

Мощность, Мт	Масса, т
1	0,5
10	3–4
100	20–25

При необходимости мощность ядерных устройств может быть увеличена на порядок и более с сохранением удельных характеристик, причем разработка таких устройств не требует проведения испытаний. Для организации оптимального воздействия на астероиды сложной формы или состоящие из нескольких несвязанных частей возможно одновременное применение нескольких ядерных устройств или одного устройства оптимальной конфигурации. Могут быть приняты специальные меры по уменьшению опасности радиационного загрязнения фрагментов астероидов.

Основные физические эффекты при проведении ядерного взрыва вблизи поверхности небесного тела

Ключевым вопросом при использовании ядерных взрывных устройств является правильный выбор способа воздействия на космическое тело, что, в свою очередь, предполагает адекватную модель развития ядерного взрыва вблизи поверхности космического тела. Отметим, что взрыв в космическом пространстве существенно отличается от взрыва в земных условиях, что связано с отсутствием атмосферы, соизмеримостью размеров космических тел с линейными масштабами явления, сложной формой тел, относительно слабым тяготением, более экзотическим набором материалов, из которых могут состоять космические тела. Поэтому последствия воздействия ядерного взрыва на космическое тело требуют специального изучения.

Мы будем рассматривать ядерный взрыв мощностью порядка 1 Мт на высоте около 1 м над поверхностью небесного тела. В качестве материала, из которого состоит небесное тело, по-видимому, кроме алюмосиликатов, аналогов земных скальных пород, разумно рассматривать также лед и железо. Далее для краткости мы все эти материалы будем называть грунтом.

Движение грунта при взрыве вблизи его свободной поверхности определяется, прежде всего, долей энергии взрыва непосредственно переданной ему. В современных термоядерных зарядах выделение энергии происходит за времена порядка одной сотой микросекунды [8]. При взрыве над поверхностью грунта большая часть энергии взрыва будет высвечиваться из ядерного заряда в виде рентгеновского излучения за времена порядка нескольких сотых долей микросекунды. Часть рентгеновского излучения, направленная вниз в виде короткого импульса квантов, облучает поверхность грунта. При этом происходит ее радиационный прогрев, который завершается в течение долей микросекунды (рис. 1).

Потоки излучения, падающие в различные точки поверхности грунта, определяются при этом потоком излучения с поверхности ядерного заряда, геометрическим расхождением и взаимным расположением соответствующих поверхностей. Хотя пары заряда и грунт в результате поглощения энергии излучения приобретают чрезвычайно высокие скорости, порядка 100–1000 км/с, время передачи энергии в грунт настолько мало, что перемещения незначительны. В результате рассмотренного процесса образуется область вещества, нагретого до высокой температуры, в виде линзы диаметром несколько метров и толщиной в центре до нескольких десятков сантиметров. Размеры и форма этой области зависят от мощности взрыва, высоты взрыва, излучательных характеристик заряда и характеристик грунта.

Из-за высоких температур в прогретой области большая часть падающей энергии переизлучается обратно и рассеивается в пространстве. В результате доля энергии, содержащаяся в прогретой области, составляет малую часть полной энергии, выделившейся при взрыве.

Практически сразу после окончания радиационных процессов в прогретой области пары заряда производят удар по поверхности и передают грунту некоторое дополнительное количество энергии (эта стадия продолжается в течение первых микросекунд после взрыва). Этот процесс описан в [8]. При этом доля энергии, переданной грунту радиационным переносом, составляет около 6%, а вклад удара паров составляет около 2% от полной энергии взрыва. Основной причиной малого вклада паров, хотя на их долю приходится до 25% полной энергии взрыва, по данным авторов [8], является радиационное переизлучение энергии в процессе столкновения

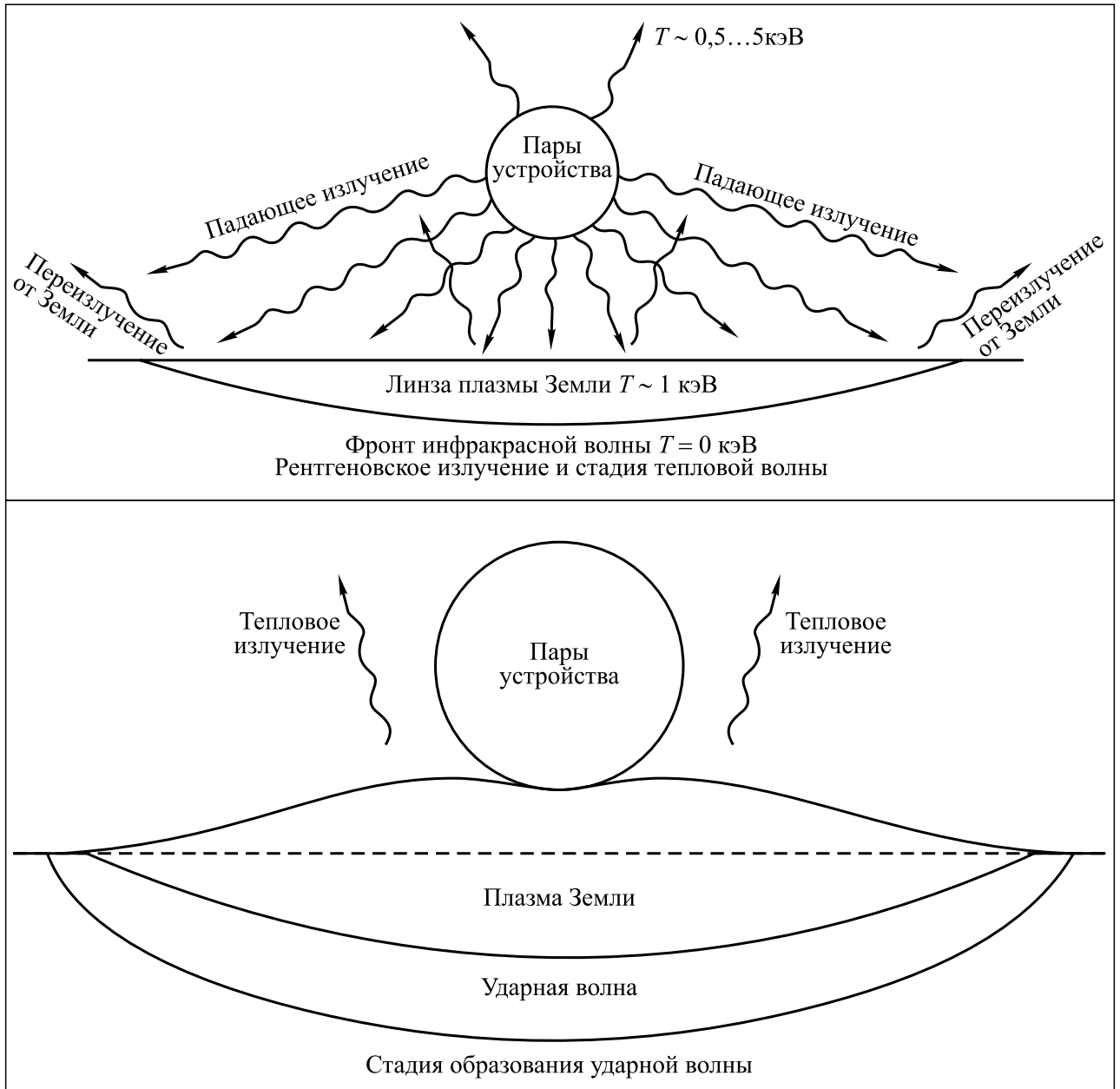


Рис. 1

паров с поверхностью тела. Таким образом, основная часть энергии передается за счет поглощения прямого излучения заряда, падающего на поверхность грунта.

Нагретый излучением грунт и пары взрывного ядерного устройства начинают разлетаться, что и приводит, в соответствии с законом сохранения импульса, к образованию УВ, идущей вниз от поверхности грунта.

Рассмотрим подробнее основной механизм передачи энергии в соответствии с описанной выше схемой.

Некоторые общие закономерности поглощения излучения грунтом можно проследить на основе решения в диффузионном приближении плоской одномерной задачи с распространением излучения в однородном полупространстве (без учета газодинамического движения), на границе которого задан односторонний тепловой поток:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + b \frac{\partial T^4}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} \left(T^n \frac{\partial T}{\partial x} \right),$$

$$- \frac{lc\sigma}{6} \frac{\partial T^4}{\partial x} + \frac{c\sigma T^4}{4} = S_0 f(t/t_0).$$

Замечание 1. В данных уравнениях и дальше мы используем «несколько другую постоянную Стефана–Больцмана» σ , такую, что плотность равновесного излучения равна $U_p = \sigma T^4$. Это удобно в оружейных расчетах.

$$\sigma = \frac{4\sigma_{СБ}}{A} = 1,37 \cdot 10^4 \text{ кДж/см}^3 \text{кЭВ}^4.$$

Замечание 2. Граничное условие получено из работы [11], в которой рассмотрены односторонние потоки на границе сред:

$$S_+ = \frac{\sigma c}{4} T^4 + \frac{S}{2} = \frac{\sigma c}{4} T^4 - \frac{lc\sigma}{6} \frac{\partial}{\partial x} T^4 = S_0,$$

$$S_- = \frac{\sigma c}{4} T^4 - \frac{S}{2} = \frac{\sigma c}{4} T^4 + \frac{lc\sigma}{6} \frac{\partial}{\partial x} T^4.$$

Нормировку функции $f(\tau)$ примем в виде

$$\int_0^{\infty} f(\tau) d\tau = 1.$$

Задачу рассмотрим для росселандова пробега, заданного в виде $l = l_0 T^{n-3} / \rho^m = K T^{n-3}$, то есть изменениями плотности пренебрегаем, и уравнения состояния вещества возьмем в приближении идеального газа

$$\varepsilon = AT / (\gamma - 1) = C_V T, \quad P = A\rho T, \quad \text{то есть}$$

$$a = \frac{4l_0 c \sigma (\gamma - 1)}{3A\rho^{m+1}}, \quad b = \frac{\sigma (\gamma - 1)}{A\rho}.$$

Для удобства перепишем граничное условие в виде

$$T^n \frac{\partial T}{\partial t} + P T^4 = F f(t/t_0), \quad P = \frac{3}{8K}, \quad F = \frac{3S_0}{2Kc\sigma}.$$

В случае учета в члене, описывающем изменение со временем энергии единицы объема, как энергии вещества, так и энергии излучения, практически интересных решений получить не удастся. Вообще говоря, при достаточно низких температурах вещества и высокой его

плотности полная энергия определяется энергией вещества. По крайней мере, конечная стадия интересующего нас процесса поглощения энергии при облучении характеризуется относительно низкими температурами, что обеспечивает окончание стадии обратного переизлучения, поэтому мы будем пренебрегать вкладом энергии излучения в общую энергию и считать $b = 0$. Тогда

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} \left(T^n \frac{\partial T}{\partial x} \right).$$

Положим сначала $f(t/t_0) = \text{const}$. В этом случае в задаче имеются три размерных параметра:

$$[a] = \text{см}^2/\text{кэВ}^n \cdot \text{мкс}, [P] = \text{кэВ}^{n-3}/\text{см}; [F] = \text{кэВ}^{n+1}/\text{см}.$$

Возможные производные размерные комбинации имеют вид

$$B = a^\alpha P^\beta F^\delta.$$

Для получения параметра с размерностью $\text{см}^{b_1} \cdot \text{мкс}^{b_2} \cdot \text{кэВ}^{b_3}$ необходимые значения α, β, δ находятся как решения системы линейных уравнений

$$\begin{cases} 2\alpha - \beta - \delta = b_1; \\ \alpha = -b_2; \\ \beta(n-3) + \delta(n+1) - n\alpha = b_3. \end{cases}$$

Дискриминант этой системы в общем случае отличен от нуля (равен -4), и она имеет единственное решение.

Таким образом, в задаче имеются характерное время, размер и температура:

$$t_* = \frac{4}{3} \frac{Al_0}{(\gamma-1)\rho^{m-1}} \left(\frac{c\sigma}{4} \right)^{\frac{2-n}{4}} S_0^{\frac{n-6}{4}} = \frac{4}{3} \frac{Al_0}{(\gamma-1)\rho^{m-1}} \frac{T_*^{n-2}}{S_0},$$

$$x_* = \frac{8}{3} \frac{l_0}{\rho^m} \left(\frac{c\sigma}{4} \right)^{\frac{3-n}{4}} S_0^{\frac{n-3}{4}} = \frac{8}{3} \frac{l_0}{\rho^m} T_*^{n-3},$$

$$T_* = \left[\frac{4S_0}{c\sigma} \right]^{1/4}.$$

При взрыве мощностью порядка 1 Мт поток непосредственно под зарядом составляет по порядку величины 10^{10} кДж/см² · мкс. Для каменных метеоритов параметры аппроксимационных зависимостей росселандова пробега и уравнения состояния близки к таковым для алюминия (соответственно, $\rho = 2,7$ г/см³; $l = 0,49$ см^{1-3m} · г^m/кэВⁿ⁻³; $n = 7,3$; $m = 1,8$; $A/(\gamma-1) = 7,9 \cdot 10^4$ кДж/(кэВ · г) [3]). Тогда для характерных величин получим следующие значения:

$$t_* = 0,001 \text{ мкс}; x_* = 30,0 \text{ см}; T_* = 3,14 \text{ кэВ}.$$

Наличие характерных времени и размера в рассматриваемой задаче означает наличие подобия по времени и координате. А именно, решение задачи имеет вид

$$T = T_* \vartheta(x/x_*, t/t_*) = T_* \vartheta(\chi, \tau),$$

где функция ϑ является решением уравнения

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\vartheta^n \frac{\partial \vartheta}{\partial \chi} \right)$$

с граничным условием

$$-\vartheta^n \frac{\partial \vartheta}{\partial \chi} + \vartheta^4 = 1.$$

Для получения зависимости радиуса фронта ТВ и температуры от времени необходимо численно решать нелинейное уравнение в частных производных. Качественно поведение решения можно оценить из анализа граничных условий. Действительно, при $\tau \ll 1$ температура на границе мала, $\vartheta \ll 1$, и членом ϑ^4 , ответственным за переизлучение энергии в вакуум, можно пренебречь. В результате получаем автомодельную задачу с заданным потоком на границе [11], из решения которой следует

$$r_f \sim \tau^{\frac{n+1}{n+2}}, \quad \vartheta \sim \tau^{\frac{1}{n+2}}.$$

Величина температуры ограничена предельным значением $\vartheta = 1$, поэтому при $\tau \gg 1$ решение близко к решению задачи с постоянной температурой на границе [11]. Зависимости для фронта тепловой волны и потока энергии в вещество имеют вид $r_f \sim t^{1/2}$, $S \sim t^{-1/2}$.

Другие характеристики решения также являются функциями χ , τ и соответствующего размерного параметра. В частности, полный интегральный поток через границу имеет вид

$$Q = Q_* \varkappa(\tau),$$

где $\varkappa(\tau)$ – безразмерная функция безразмерного времени, а

$$Q_* = \frac{4Al_0}{3(\gamma-1)\rho^{m-1}} \left(\frac{c\sigma}{4} \right)^{\frac{2-n}{4}} S_0^{\frac{n-2}{4}} = t_* S_0.$$

Для рассмотренного выше примера $Q_* = 10^7$ кДж/см².

Если функция f не является константой, в задаче появляется еще один размерный параметр – t_0 , характерное время облучения. При этом решение принимает вид

$$T = T_* \vartheta(x/x_*, t/t_*, t_*/t_0, f) = T_* \vartheta(\chi, \tau, \lambda, f),$$

то есть зависит также от безразмерного параметра $\lambda = t_*/t_0$ и вида функции f . Соответственно, анализ такого решения возможен лишь в случаях рассмотрения конкретных видов функции f . При этом требуется привлечение к анализу некоторых физических соображений или результатов частных численных расчетов. В частности, при рассмотрении задачи о взрыве вблизи свободной поверхности грунта, функция f имеет колоколообразный вид. При этом функцию $f(t/t_0)$ приближенно можно описать в виде полочки $f = 1/t_0$ при $t < t_0$ и $f = 0$ при $t > t_0$. Согласно результатам расчетов при временах t , несколько превышающих t_0 , изменения T и Q становятся незначительными. Таким образом, в интересующей нас задаче имеется некоторый промежуток

времени между моментами, когда заканчивается облучение поверхности грунта и еще не начинается существенное газодинамическое движение, в течение которого значения T и Q изменяются слабо.

Тогда доля поглощенной энергии

$$Q_{\infty}/Q_0 = [t_* S_0 \alpha(1/\lambda) / S_0 t_0] = \lambda \alpha(1/\lambda).$$

Таким образом, зависимость Q_{∞} , T_{∞} от параметров задачи сводится к зависимости от одного параметра λ . Соответствующие функции от λ могут быть протабулированы с помощью численных расчетов.

Отметим, что если при рассмотрении двух значений потоков (двух взрывов различной мощности), при неизменных свойствах среды характерное время облучения изменяется по закону

$$t_0 \sim t_* \sim S^{\frac{n-6}{4}},$$

то значение λ остается неизменным и доля поглощенной поверхностью энергии не изменяется. Для выбранного выше примера

$$t_* \sim S_0^{0,325}.$$

Таким образом, при увеличении энергии взрыва на порядок, время облучения должно увеличиваться примерно в 2 раза, чтобы доля поглощенной энергии не менялась. В реальности, по крайней мере для интересующих нас мощностей взрыва, так и происходит, что приводит к слабой зависимости доли поглощенной энергии от мощности взрыва.

Для количественной оценки доли поглощенной энергии воспользуемся одним из основных свойств тепловой волны – примерным постоянством температуры в прогретой области $T = T_f$. Энергия прогретой области в этом случае

$$E \approx \rho c_v x_f T_f = \rho c_v T_f \int_0^t D_f(t) dt.$$

Для оценки скорости движения тепловой волны воспользуемся приближенным решением задачи о распространении плоской ТВ при заданном законе изменения температуры на границе. Будем предполагать, что скорость тепловой волны определяется средней температурой за ее фронтом T_0 и толщиной прогретой области.

Рассмотрим плоский точечный взрыв.

Домножим обе части уравнения нелинейной теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} \left(T^n \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

на x^2 и проинтегрируем по координате x , заменяя профиль температуры $T(x)$ на некоторую среднюю температуру T_0 :

$$\int_0^{x_f} x^2 a \frac{\partial}{\partial x} \left(T^n \frac{\partial T}{\partial x} \right) dx = \frac{a}{n+1} \int_0^{x_f} x^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} T^{n+1} dx = \frac{2a}{n+1} \int_0^{x_f} T^{n+1} dx = \frac{2a}{n+1} T_0^{n+1} x_f,$$

Указание. Последний переход является не совсем тривиальным, так как вторую производную надо оценивать из разложения в ряд Тейлора:

$$T^{n+1}(x,t) \approx T^{n+1}(0,t) + x \frac{\partial T^{n+1}}{\partial x} \Big|_{x=0} + \frac{x^2}{2} \frac{\partial^2 T^{n+1}}{\partial x^2} \Big|_{x=0}$$

$$\text{и } x^2 \frac{\partial^2 T^{n+1}}{\partial x^2} \Big|_{x=0} \approx 2 \left(T^{n+1}(x,t) - T^{n+1}(0,t) - x \frac{\partial T^{n+1}}{\partial x} \Big|_{x=0} \right);$$

$$\int_0^{x_f} x^2 \frac{\partial^2 T^{n+1}}{\partial x^2} dx \approx 2 \left(\int_0^{x_f} T^{n+1}(x,t) dx - \int_0^{x_f} T^{n+1}(0,t) dx - \int_0^{x_f} x \frac{\partial T^{n+1}}{\partial x} \Big|_{x=0} dx \right).$$

Тогда с учетом знака производной

$$\int_0^{x_f} x^2 \frac{\partial^2 T^{n+1}}{\partial x^2} dx \approx 2 \left(T_0^{n+1} x_f - T^{n+1}(0,t) x_f + \int_0^{x_f} x_f \frac{T^{n+1}}{x_f} dx \right) = 2x_f \left(T_0^{n+1} - T^{n+1}(0,t) + T_0^{n+1} \right) \approx 2x_f T_0^{n+1}$$

$$\int_0^{x_f} x^2 \frac{\partial T}{\partial t} dx = \frac{d}{dt} \int_0^{x_f} T x^2 dx = \frac{d}{dt} \left(T_0 \frac{x_f^3}{3} \right) = T_0 x_f^2 \frac{dx_f}{dt},$$

откуда

$$x_f D_f = \frac{2a}{n+1} T_0^n(t) = x_f \frac{dx_f}{dt},$$

$$x_f = \sqrt{\frac{4a}{n+1} \int_0^t T_0^n(t) dt}.$$

Тогда окончательно зависимость скорости фронта от средней температуры за фронтом

$$D_f = \frac{T_0^n(t)}{\sqrt{\frac{n+1}{a} \int_0^t T_0^n(t) dt}}.$$

Согласно нашему предположению, это выражение приближенно описывает зависимость скорости фронта плоской тепловой волны от времени не только в случае плоского точечного взрыва, но и для произвольной зависимости температуры за фронтом от времени. В частности, оно применимо для задачи о распространении плоской тепловой волны в полупространстве с заданным законом изменения температуры на границе. Численные расчеты показывают, что точность данного соотношения невелика, и в случае возрастающих или не сильно падающих температур составляет десятки процентов. Но в нашем конкретном случае для проведения оценок этого достаточно.

Далее для простоты будем рассматривать случай постоянного потока:

$$S(t) = \begin{cases} S_0 = Q_0/\tau, & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & t \geq \tau. \end{cases}$$

Полагая, что температура в прогретой области меняется со временем слабо (случай постоянного потока), получим:

$$D_f \approx \frac{T_f^{n/2}}{\sqrt{\frac{n+1}{a}t}}.$$

Действительно, как показано выше, при заданном потоке S_0 за характерное время $t \approx t_*$ устанавливается предельное значение температуры T_* . Если ширина фронта импульса $t_0 \gg t_*$, можно использовать квазистационарное приближение, считая, что предельная температура «следит» за величиной падающего потока:

$$T_f \approx (4S(t)/c\sigma)^{1/4}.$$

Используя эту оценку температуры, получим толщину прогретого слоя в зависимости от времени:

$$h_b = \sqrt{\frac{4a}{n+1} \int_0^t T^n(t) dt}.$$

Если время облучения превышает конкретное время окончания радиационных процессов в прогретом слое, то для получения окончательной глубины прогрева τ_b в последнем соотношении необходимо принять $t = \tau_b$. В противном случае $t = \tau$ – времени облучения. Величину τ_b определяем из условия равенства скорости ТВ и изотермической скорости звука в прогретой области $c_T = (AT_f)^{1/2}$:

$$\tau_b = \frac{aT_f^{n-1}}{(n+1)A}.$$

Таким образом, при величинах потока S_0 , соответствующих $\tau_b > \tau$, энергия, поглощенная грунтом, составит

$$Q_a = h_b \rho c_v T_f = \sqrt{\frac{4a}{n+1}} \frac{\rho A}{\gamma-1} \left(\frac{4Q_0}{\tau c\sigma} \right)^{\frac{n+2}{8}} \tau^{1/2},$$

а доля поглощенной энергии

$$\frac{Q_a}{Q_0} = \sqrt{\frac{4a}{n+1}} \frac{\rho A}{\gamma-1} \left(\frac{4}{c\sigma} \right)^{\frac{n+2}{8}} Q_0^{\frac{n-6}{8}} \tau^{\frac{n-2}{8}}.$$

Для каменных метеоритов характерное время определится соотношением $\tau_b = 1,3 \cdot 10^{-14} S_0^{1,55}$, а доля поглощенной энергии $Q_a/Q_0 \approx 0,02 Q_0^{0,163} \tau^{0,66}$. При этом величина τ_b составляет несколько

сотых долей микросекунды (характерное время облучения поверхности) при величине потока $S_0 \approx 10^8$ кДж/см² · мкс.

Таким образом, приведенное выше соотношение для доли поглощенной энергии применимо для величин потоков свыше 10^8 кДж/см² · мкс. Доля поглощенной энергии при величине потока 10^8-10^9 кДж/см² · мкс составляет $\sim 0,1$. При более высоких значениях потока рассмотренное решение неприменимо, поскольку при этом устанавливаются столь высокие температуры, что существенный вклад в полную энергию начинает вносить энергия излучения. Для более тяжелых и менее прозрачных веществ, таких, например, как Fe, рассматриваемое решение будет применимо во всём практически интересном диапазоне значений потоков. Соответственно, для железных метеоритов характерное время составит $\tau \approx 7 \cdot 10^{-13} S^{1,63}$, а доля поглощенной энергии $Q_a/Q_0 \approx 4 \cdot 10^{-4} Q_0^{0,19} \tau^{-0,69}$. Для рассмотренных выше значений потоков, доля поглощенной энергии для железного метеорита оказывается примерно в 1,5 раза меньше, чем для каменного. Характер зависимости доли поглощенной энергии от параметров росселандова пробега и уравнения состояния вещества указывает, что для ледяных метеоритов эта доля выше, чем для каменных и железных.

Отметим, что приведенные выше значения доли поглощенной энергии являются оценками сверху, поскольку после окончания облучения температуры в прогретой области довольно высоки, и обратное переизлучение со свободной границы приводит к заметному уменьшению поглощенной энергии.

Численные расчеты приводят к несколько меньшим значениям доли поглощенной энергии, чем это следует из приведенных оценок, которые близки к результатам, описанным в работе [8].

Построенное приближенное решение позволяет оценить зависимость доли поглощенной энергии от параметров, характеризующих свойства грунта. Таким образом, в диапазоне применимости наших оценок доля поглощенной энергии:

$$\frac{Q_a}{Q_0} = \sqrt{\frac{l_0 A}{(n+1)(\gamma-1)\rho^{m-1}}}.$$

Существенно увеличить воздействие на небесное тело было бы возможно, если б удалось организовать взрыв в условиях, когда ядерный заряд окружен грунтом. При этом материалу небесного тела передается существенно большая часть энергии взрыва, чем в случае взрыва на некоторой высоте над поверхностью небесного тела (рис. 2).

Действительно, в одномерном случае, когда ядерный заряд окружен грунтом, распространение тепловой волны происходит в грунте и может быть приближенно описано, например с помощью известного автомодельного решения о мгновенном точечном взрыве [11].

Согласно этому решению «остановка» ТВ, когда преобладающим становится газодинамический механизм переноса энергии, происходит в грунтах, аналогичных земным скальным грунтам, когда ТВ находится на расстояниях менее 2 м от центра взрыва мощностью 1 Мт. С изменением мощности взрыва соответствующее расстояние изменяется примерно как кубический корень из мощности. В случае более плотных и менее прозрачных веществ (например, железо) это расстояние существенно сокращается. Таким образом, если толщина слоя грунта, окружающего ядерный заряд, превышает указанную величину, фактически вся энергия взрыва передается небесному телу.

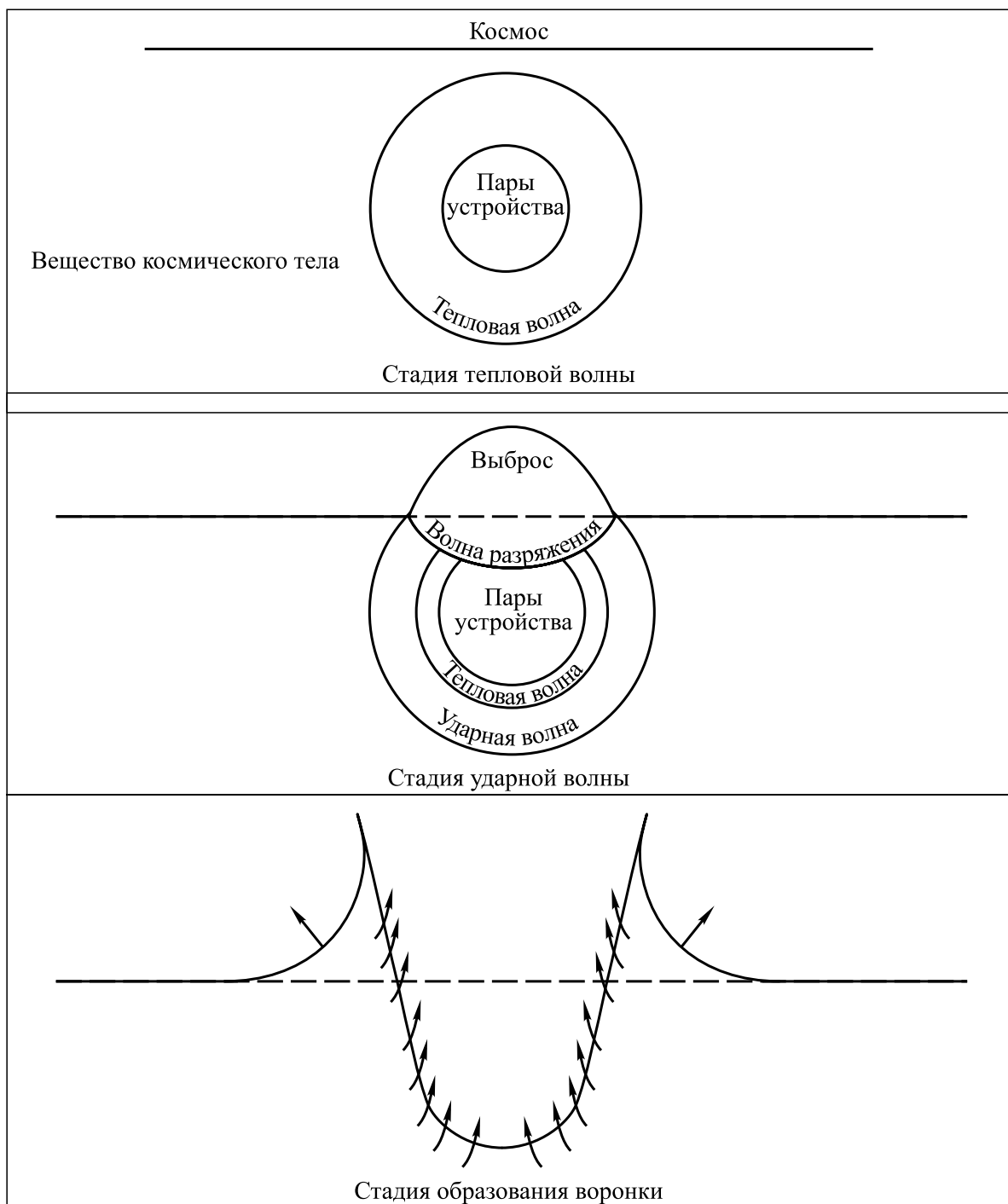


Рис. 2

Если толщина окружения меньше указанной величины, то энергию, передаваемую небесному телу, можно оценить, построив автомодельное решение о точечном взрыве на границе полупространства.

Рассмотрим уравнение нелинейной теплопроводности для осесимметричной задачи:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r a T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(a T^n \frac{\partial T}{\partial z} \right).$$

Пусть в некоторой малой области на границе полупространства $z = 0$ мгновенно выделяется энергия. Будем считать температуру на поверхности полупространства равной нулю $T(r, 0, t) = 0$. Умножая приведенное выше уравнение на z и интегрируя по полупространству, получим

$$\int z \frac{\partial T}{\partial t} dV = \frac{d}{dt} \int z T dV = 0,$$

то есть при движении тепловой волны сохраняется «момент» температуры:

$$\int z T dV = P = \text{const.}$$

Далее задачу удобнее рассматривать в сферических координатах:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 a T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{\sin \vartheta}{r} a T^n \frac{\partial T}{\partial \vartheta} \right).$$

Итак, в рассматриваемой задаче имеются только два размерных параметра $[P] = \text{кэВ} \cdot \text{см}^4$ и $[a] = \text{см}^2/\text{мкс} \cdot \text{кэВ}^n$. Единственная безразмерная комбинация, которую можно составить из координаты r , времени t и параметров P и a :

$$\xi = \frac{r}{\left(a P^n t \right)^{\frac{1}{2(2n+1)}}}.$$

Отсюда сразу следует закон распространения фронта тепловой волны

$$r_f = \xi_0(\vartheta) \left(a P^n t \right)^{\frac{1}{2(2n+1)}}.$$

Будем искать решение в виде

$$T = A t^{-\alpha} f(\xi, \vartheta),$$

где $\xi = \frac{r}{B t^m}$, $m = \frac{1}{2(2n+1)}$. Тогда $\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial r} = \frac{1}{B t^m} \frac{\partial}{\partial \xi}$.

Связь α с m получим, используя уравнение сохранения «момента» температуры: $\alpha = 4m = 2/(2n+1)$. Потребовав, чтобы $\alpha A^n / B^2 = 1$, получим уравнение для функции представителя

$$\alpha f + m \xi \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 f^n \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\frac{\sin \vartheta}{\xi} f^n \frac{\partial f}{\partial \vartheta} \right) = 0.$$

$$f(\pi/2, \xi) = 0, \quad f(\vartheta, \infty) = 0$$

и выражения для A и B :

$$A = \left(\frac{P}{2\pi I_1 \alpha^2} \right)^{\frac{1}{2n+1}},$$

$$B = \left(\frac{\alpha^n P^n}{2\pi I_1} \right)^{\frac{n}{2(2n+1)}},$$

где $I_1 = \iint f(\xi, \vartheta) \xi^3 \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\xi$.

Энергия грунта в области, охваченной тепловой волной:

$$E \sim \int T dV \sim t^{-\frac{n}{2(2n+1)}} \sim r_f^{-1}.$$

Найдем радиус отрыва ударной волны от тепловой. $\xi_0(\vartheta)$ – уравнение линии фронта тепловой волны: $f(\xi_0(\vartheta), \vartheta) = 0$. Положение фронта $r_f = \xi_0(\vartheta) B t^m$, а его скорость

$$D_f = m \xi_0(\vartheta) B t^{m-1}.$$

Из условий равенства скорости фронта и изотермической скорости в прогретой области

$$D_f = c_T = \sqrt{A_e \bar{T}},$$

где \bar{T} – температура, усредненная по всей прогретой области. $\bar{T} = A t^{-4m} \bar{f}$. Найдем время отрыва

$$t_T = \left\{ \left[\frac{\xi_0(\vartheta)}{2(2n+1)\sqrt{A_e \bar{f}}} \right]^{2(2n+1)} \frac{\alpha^3 P^{n-1}}{(2\pi I_1)^{n-1}} \right\}^{\frac{1}{4n-1}}$$

и радиус отрыва

$$r_T = \left\{ \frac{\xi_0^{4n}(\vartheta)}{2(2n+1)\sqrt{A_e \bar{f}}} \left[\frac{P}{2\pi I_1} \right]^{\frac{2n-1}{2}} \alpha \right\}^{\frac{1}{4n-1}}.$$

Рассмотрим некоторые следствия полученного решения. Пусть центр взрыва мощностью E_0 находится на глубине $H_0 < r_{T_0}$, где r_{T_0} – радиус, на котором останавливается тепловая волна в условиях полного окружения ядерного заряда грунтом. Тогда константа $P \sim T H_0^4 \sim E_0 H_0$ и

$$r_T \sim (E_0 H_0)^{\frac{2n^2-1}{(2n+1)(4n-1)}}.$$

Для грунта $n \gg 1$ и $r_T \sim (E_0 H_0)^{1/4}$.

Тогда доля энергии, переданная небесному телу, в зависимости от толщины слоя окружения может быть оценена (учитывая, что энергия, оставшаяся в среде, $E_* \sim r_T^{-1}$) из соотношения

$$E_*/E_0 \approx H_0/r_T \sim H_0^{3/4}/E_0^{1/4},$$

с учетом того, что $E_*/E_0 \approx 1$ при $H_0 \approx r_{T0}$.

Эффекты воздействия ядерного взрыва на небесные тела

Интересующее нас воздействие ядерного взрыва на небесные тела сводится к двум факторам:

1. Изменение траектории космического тела.
2. Разрушение космического тела.

Оценку максимальных размеров космического тела, на которое можно оказать воздействие с помощью ядерного взрыва, получим следующим образом. Пусть на поверхности космического тела массой m_b и радиусом R_b произошел взрыв. Будем считать, что масса, выброшенного взрывом вещества m мала, по сравнению с массой тела m_b . Вообще говоря, имеется некоторое распределение выброшенного вещества по скоростям, однако для получения простых оценок мы примем, что весь грунт выбрасывается с некоторой средней скоростью v_m . Скорость выброса грунта по данным [8] составляет 100 м/с, что, по-видимому, является минимальной оценкой. Из закона сохранения импульса и энергии, полагая $m \ll m_b$, получим

$$mv_\infty = m_b \Delta v_b,$$

$$-\gamma \frac{mm_b}{R_b} + \frac{mv_m^2}{2} = \frac{mv_\infty^2}{2} + \frac{m_b (\Delta v_b)^2}{2},$$

где γ – гравитационная постоянная; v_∞ – скорость выброшенного вещества «на бесконечности»; Δv_b – скорость, приобретаемая космическим телом в результате взрыва;

$$v_\infty = v_m \sqrt{1 - \frac{2\gamma m_b}{v_m^2 R_b}}.$$

Полагаем $v_\infty = 0$. Тогда

$$R_{b\text{кр}} = v_m \sqrt{\frac{3}{8\pi\rho_b\gamma}},$$

$$m_{b\text{кр}} = \frac{v_m^3}{2\gamma} \sqrt{\frac{3}{8\pi\rho_b\gamma}}.$$

При $\rho_b \sim 5 \text{ г/см}^3$, $v_m \sim 100 \text{ м/с}$, критический радиус тела $R_{b\text{кр}} \sim 60 \text{ км}$ и масса $m_{b\text{кр}} \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ кг}$.

Оценим теперь изменение траектории тела в результате ядерного взрыва на его поверхности. Будем считать, что размеры тела малы по сравнению с критическими. Тогда $v_\infty \approx v_m$.

Рассмотрим движение космического тела в поле тяжести Солнца, когда плоскость траектории в результате взрыва не изменяется. Траектория космического тела в этом случае в полярных координатах описывалась до взрыва уравнением:

$$r = \frac{P_0}{1 + e_0 \cos \phi},$$

где

$$P_0 = \frac{M_b^2}{m' \alpha}, \quad e_0 = \sqrt{1 + \frac{2E_b M_b^2}{m' \alpha^2}},$$

здесь M_b – момент относительно центра масс системы; E_b – энергия космического тела; $m' \cong m_b$ – приведенная масса; $\alpha = \gamma m_b m_e$, $m_e = 2 \cdot 10^{30}$ кг – масса Солнца.

Предположим, что встречный взрыв происходит в точке с координатами r_0, ϕ_0 .

В результате взрыва траектория тела

$$r = \frac{P_0}{1 + e_0 \cos(\phi_0 + \beta)}$$

изменяется на

$$r' = \frac{P_0 + \Delta P}{1 + (e_0 + \Delta e) \cos(\phi_0 + \Delta \phi + \beta)}.$$

Рассматривая уравнения для r и r' в точке r_0 , найдем с точностью до бесконечно малых порядка ΔP и Δe :

$$\Delta \phi \approx -\frac{\Delta P}{r_0 e_0 \sin \phi_0} + \frac{\Delta e}{e_0} \operatorname{ctg} \phi_0.$$

Тогда на расстоянии от Солнца порядка радиуса орбиты Земли r_e отклонение траектории составит

$$\Delta r = r' - r = r_e \left[\frac{\Delta P}{P_0} \left(1 - \frac{r_e \sin(\phi_0 + \beta)}{r_0 \sin \phi_0} \right) + \frac{\Delta e r_e \sin \beta}{P_0 \sin \phi_0} \right].$$

Воспользовавшись выражениями для P и e , получим:

$$\frac{\Delta P}{P_0} = 2 \frac{\Delta M_b}{M_b},$$

$$\Delta e = \frac{P_0}{\alpha e_0} \left(\frac{\Delta E_b}{E_b} + 2 \frac{\Delta M_b}{M_b} \right).$$

Тогда окончательно:

$$\frac{\Delta r}{r_e} = \frac{2 \Delta M_b}{M_b} \left(1 - \frac{r_e \sin(\phi_0 + \beta)}{r_0 \sin \phi_0} \right) + \frac{1}{e_0} \frac{E}{(\alpha/r_e)} \left(\frac{\Delta E_b}{E_b} + 2 \frac{\Delta M_b}{M_b} \right) \frac{\sin \beta}{\sin \phi_0}.$$

Энергия тела до взрыва

$$E_b = \frac{m_b v_b^2}{2} - \frac{\alpha}{r_0}.$$

Изменение энергии тела в результате взрыва

$$\Delta E = -m_b v_b \Delta v_b.$$

Момент $M_b \sim m_b v_b r_0$, а его изменение в результате взрыва

$$\Delta M_b \sim -m_b \Delta v_b r_0.$$

Тогда окончательный результат

$$\frac{\Delta r}{r_e} = -\frac{2\Delta v_b}{v_{be}}(n - \cos \beta),$$

где $n = r_0/r_e$; v_{be} – скорость на радиусе Земли.

Можно $\cos \beta$ выразить через параметры орбиты:

$$\cos \beta = \frac{1}{e^2} \left\{ \left(\frac{k}{n} - 1 \right) (k-1) + \left[\left(e^2 - \left(\frac{k}{n} - 1 \right) \right)^2 \right] \left[e^2 - (k-1)^2 \right]^{1/2} \right\},$$

где $k = v_{be}^2 / (\gamma M_e / r_e)$.

Для тела с $m_b = 3 \cdot 10^{11}$, $v_{be} = 30$ км/с, $e = 0,5$ (n изменяется от 0,67 до 2,0) зависимости $\Delta r/R_e$ от $n = r_0/r_e$ приведены на рис. 3. При $n = 2$, Δr – максимально.

$$\frac{\Delta r}{r_e} = -4 \frac{\Delta v}{v_{be}} = -4 \frac{m}{m_b} \frac{v_m}{v_{be}},$$

или

$$\frac{\Delta r}{R_e} = -4 \frac{m}{m_b} \frac{v_m}{v_{be}} \frac{r_e}{R_e}.$$

Полагая, что на его поверхности происходит взрыв мощностью 1 Мт, выбрасывающий порядка 1 Мт грунта со скоростью порядка 100 м/с [8], получим оценку: можно изменить траекторию тела на величину порядка радиуса Земли только в том случае, если масса тела не превышает $3 \cdot 10^{11}$ кг, то есть его радиус порядка 300 м или менее.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что с помощью ядерного взрыва мощностью 1 Мт удастся изменить траекторию относительно небольших космических тел – радиусом порядка 300 м (хотя такое тело обладает энергией, эквивалентной энергии, выделяющейся при взрыве порядка 10^4 Мт ТНТ). При этом взрыв должен производиться, когда тело находится достаточно далеко от Земли – на расстоянии порядка радиуса земной орбиты, что порождает существенные технические сложности по обнаружению таких объектов, их идентификации как опасных и обеспечению взрыва на их поверхности. Однако хотелось бы обратить внимание на то

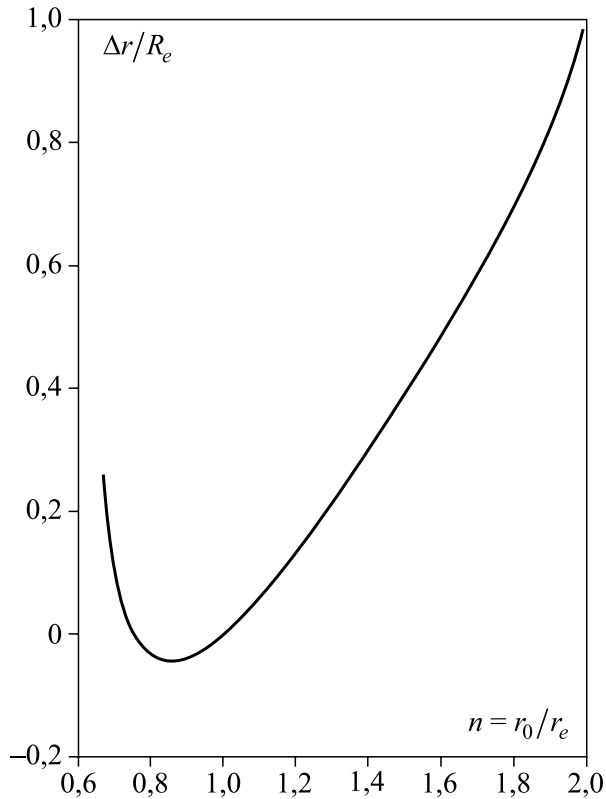


Рис. 3

обстоятельство, что задача о передаче импульса небесному телу является вполне самостоятельной, и оценка переданного импульса является, скорее всего, оценкой снизу.

Следует заметить, что зона интенсивного разрушения при мегатонном взрыве над поверхностью небесного тела (~100 м) сравнима с размерами такого тела, и оно не только изменит при взрыве свою энергию и момент, но и может быть расколото на достаточно крупные фрагменты, сами по себе представляющие опасность. При этом возможности повторного воздействия на данное тело могут быть сильно ограничены из-за образования большого количества мелких фрагментов, препятствующих организации взрыва вблизи поверхности тела. В этих условиях целесообразно планировать гарантированное разрушение приближающегося тела на осколки, не представляющие опасность. Характерные размеры зон дробления при организации взрыва под поверхностью для земных условий составляют: $r = 300E^{1/3}$ м/Мт – для скальных грунтов, $r = 600 \dots 900 E^{1/3}$ м/Мт – для льда.

Отметим, что размеры зоны дробления, получаемые в расчетах для земных условий, могут оказаться существенно меньшими, чем для различных небесных тел, поскольку:

- во-первых, результаты расчетов взрыва над сферической поверхностью относительно небольшого радиуса могут сильно отличаться от расчетов взрыва над поверхностью полупространства;
- во-вторых, значительным может оказаться влияние низких температур на прочность материала небесного тела.

По-видимому, в этом случае можно говорить и о возможности разрушения тел существенно большего размера и массы (радиусом до нескольких километров) с помощью серии взрывов на их поверхности. При этом требуется решить задачу об оптимальном количестве тел, мощности и относительном расположении. В частности, для этих целей могут использоваться ядерные устройства со специальной конфигурацией, что, однако, потребует организации посадки на космическое тело.

В этом случае наиболее важными факторами, влияющими на возможность защиты Земли от соударения с космическими телами, становятся не изменения параметров траектории, а возможность разрушения тела ядерными взрывами; размеры образующихся фрагментов; рассредоточение фрагментов в пространстве до того момента, как они достигнут атмосферы Земли; возможность сгорания фрагментов в атмосфере и экологические последствия такого выделения энергии в атмосфере, либо при рассредоточенном падении фрагментов на поверхность Земли.

Отметим, что объем попадающего в атмосферу вещества при этом сравним с количеством выбросов при извержении вулкана средней мощности, а средняя плотность налетающего потока частиц – $10^{-7} - 10^{-6}$ г/см^{1/3} при перехвате на расстоянии 0,01 AU.

Заключение

Таким образом, уже достигнутый уровень технологий предоставляет возможности для борьбы с угрозой глобальной катастрофы при столкновении Земли с космическим телом. Ядерные взрывные устройства мощностью свыше 1 Мт могут использоваться для дробления, фрагментации и отклонения угрожающих космических тел. Эффективность воздействия взрывов существенно зависит от взаимного расположения ядерного взрывного устройства и космического тела. Наиболее просто организовать взрыв над поверхностью тел. Поверхностный взрыв ядерных устройств оптимальной конфигурации, подповерхностный взрыв требуют посадки на тело или принятия специальных мер по заглублению ядерного устройства. Эффективность взрыва сильно зависит от свойств материала космического тела, поэтому желательно предусмотреть возможность предварительного получения информации о его форме, строении, составляющих материалах.

Ключевым вопросом для проблемы ядерного щита является выбор способа воздействия на космическое тело. Для принятия решения об отклонении космического тела от его первоначальной траектории необходимо достаточно точное определение параметров его движения. Например, для расстояния в 1 AU требуется определение скорости с точностью $\Delta v/v_{be} = 10^{-4} \dots 10^{-5}$. С другой стороны, для отклонения тела радиусом 300 м на таком расстоянии необходимо использование ядерного устройства с мощностью ~1 Мт. При взрыве такой мощности космическое тело может расколоться на несколько крупных частей, представляющих опасность при падении на Землю. Эти крупные части будут окружены множеством мелких фрагментов, которые сделают невозможным (из-за разрушения при столкновении с ними космических аппаратов) повторное воздействие на тело. В этих условиях целесообразно с самого начала планировать дробление космического тела на мелкие фрагменты, не представляющие опасность. Для наиболее вероятного случая внезапного обнаружения угрожающего космического тела средних размеров ($r = 300 \dots 500$ м) на небольших расстояниях от Земли (0,1–0,01 AU) это будет единственным способом действий. При этом достаточна мощность взрыва 1–100 Мт, в зависимости от материала космического тела и расположения ядерного взрывного устройства относительно его поверхности. Последствия при вхождении раздробленного тела в атмосферу Земли могут быть сравнимы с последствиями выброса пепла и пыли при извержении вулкана. Исследование таких последствий должно стать предметом отдельных рассмотрений.

Сложность проблемы и очевидная высокая стоимость создания ядерного щита не позволяют надеяться, что он может быть организован усилиями одной страны. Это должна быть международная программа исследований с участием стран ядерного клуба. Отметим, что решение задачи невозможно без использования самых последних достижений как в области разработки ядерных взрывных устройств, в частности, предназначенных для решения промышленных проблем, так и в области ракетостроения, систем обнаружения и наведения и т. п., значительная часть из которых являлась объектом закрытых разработок в целях вооружения, не подлежащих распространению. Выходом из данной ситуации может являться распределение крупных задач

между отдельными странами – обладателями соответствующей технологии и международный контроль за применением созданных систем.

Представленные в настоящей работе соображения об использовании мощных взрывов для разрушения, фрагментации и отклонения крупных космических тел (астероидов, комет), представляющих угрозу для Земли, безусловно, нельзя рассматривать как исчерпывающий анализ проблемы. В последующих работах целесообразно более плотно рассмотреть и описать количественно все механизмы передачи энергии взрыва таким телам, зависимость этих процессов от свойств материалов, составляющих тела, от взаимного положения устройства и поверхности тела и др. Мы лишь стремились с доступной полнотой и не рискуя чрезмерной перегруженностью текста указать и проиллюстрировать главные механизмы передачи энергии мощных ядерных взрывных устройств космическим телам; отметить зависимость этих процессов от свойств веществ, составляющих такие тела; качественно охарактеризовать основные процессы, влияющие на эффективность разрушения и отклонения таких тел. Но уже при таком предварительном рассмотрении представляется убедительным общий вывод о том, что с помощью ядерных взрывов сверхбольшой мощности возможно существенное изменение траектории космических тел и их состояния, позволяющее эффективно предотвратить опасное для Земли и ее обитателей воздействие последствий столкновения таких тел с планетой.

Литература

1. **Кренина, Л. П.** Метеоритные кратеры на Земле [Текст] // М. : Недра, 1987.
2. **Зейлик, Б. Э.** Ударно-взрывная тектоника и краткое описание тектоники плит [Текст] // Алма-Ата : Гилим, 1991.
3. **Vjork, R. L.** Analysis of the formation of meteor crater [Text] // Arizona; a Preliminary Report, J. Geoph. Res. – 1961. – Vol. 66. – P. 3379–3397.
4. **Масайтис, В. Л.** Метеоритный кратер Попогай [Текст] / В. Л. Масайтис, М. В. Михайлов, Т. В. Силиновская. – М., 1975.
5. **Кренина, Л. П.** Геологическая структура кратера Шунак [Текст] / Л. П. Кренина, Б. Э. Зейлик // Изв. АН СССР; геол. сер. – 1980. – № 3.
6. **Алексеев, А. С.** Проблемы анализа кольцевых структур и проблемы защиты Земли [Текст] / А. С. Алексеев, Б. Э. Зейлик, Ю. А. Воронин. – Новосибирск : Сиб. отд. АН СССР, Выч. центр, 1990. – Препринт № 912.
7. **Сайкс, Л. Р.** О мощности советских стратегических вооружений [Текст] / Л. Р. Сайкс, Д. М. Дэвис // В мире науки. – 1987. – № 3. – С. 4–14.
8. **Cooper, H. F.** Some fundamental aspects of nuclear weapons [Text] / H. F. Cooper, Jr., H. L. Brode, G. G. Leigh // Technical Report No. AWFL-TR-72-19, Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air Force Base. New Mexico. March, 1972.
9. **Knowles, C. P.** The theory of cratering phenomena, an overview [Text] / C. P. Knowles, H. L. Brode // in Impact and Explosion Cratering. – N.Y. : Pergamon Press, 1977. – P. 869–895.
10. **Аврорин, Е. Н.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества [Текст] / Е. Н. Аврорин, Б. К. Водолага, В. А. Симоненко, В. Е. Фортвов. – М. : Изд-во ИВТАН, 1990.
11. **Зельдович, Я. Б.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений [Текст] / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. – М. : Наука, 1966.



...our capabilities to discover and track NEOs need improvements; the way in which we should respond to the discovery of possible impactor should be clear; and the methods to mitigate its danger must undergo continuous study and change.

Eugene M. Shoemaker and Carolyn S. Shoemaker¹

ОПАСНОСТЬ КОСМИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ И ЗАЩИТА ЗЕМЛИ

В. А. Симоненко

Введение

Научные исследования последних десятилетий показали, что столкновения космических объектов с Землей происходили не только на ранней стадии ее формирования, но и имеют место на современном этапе спокойной эволюции Солнечной системы. Такими «космическими снарядами», известными в настоящее время, являются малые тела Солнечной системы – астероиды и кометы, а также достаточно крупные их фрагменты, точнее, те из них, которые приближаются к Земле на опасные расстояния. Имеются также указания на то, что в ходе длительной эволюции Солнечная система проходит определенные области Галактики, в частности ее рукава, в которых интенсивность космической бомбардировки может существенно возрастать. Это, в свою очередь, могло оказывать влияние на протекание геологических и биологических процессов на Земле.

Удары малых космических тел по Земле приводят к катастрофам локального, регионального и глобального характера. Из всех природных катастроф глобальные столкновительные катастрофы несут самую страшную угрозу для всего человечества – опасность его деградации или даже полного уничтожения. Существование человечества может оборваться даже при одном таком ударе, подобно тому как 65 млн лет назад оборвалась эра процветания динозавров.

Однако наша цивилизация существенно отличается от сообщества динозавров. Важнейшими свойствами ее являются сотрудничество индивидуумов и технологическая адаптация среды обитания. Они проявляются в создании благоприятных условий и средств для существования людей и их деятельности. Первоначально такая адаптация осуществлялась локально, затем расширялась на регионы, в дальнейшем распространилась на всю планету, а на современном этапе стала выходить за ее пределы. В результате технологического и научного развития, основываясь на накопленных наблюдательных данных и их теоретических обобщениях, человечество достигло такого уровня понимания процессов в Солнечной

¹ Eugene M. Shoemaker and Carolyn S. Shoemaker «The Role of Collisions» in «New the Solar System», Eds. J. Kelly Beatty, Carolyn Collins Petersen, Andrew Chaikin, Sky Publishing Corporation, Cambridge University Press, 1999, p. 85.

системе и вокруг нее, который позволяет представить, хотя и не в полной мере, источники опасности космических столкновений и возможные масштабы этой угрозы для людей и планеты в целом. Понимание такой опасности еще не стало всеобщим и всеми принятым, но процесс осознания ширится. В значительной степени именно этот процесс стимулирует расширение астрономических наблюдений потенциально опасных тел, развитие прямых и косвенных исследований их свойств, изучение природы столкновительных явлений. Целью таких исследований является получение прогнозов возможных космических столкновений, разработка сценариев событий при вероятных катастрофических ударах, поиски способов противодействия таким катастрофам.

Еще одним важным свойством нашей цивилизации, обретенным в результате ее технологического развития, является принципиальная возможность создания средств предотвращения опасных космических столкновений. Основываясь на достижениях ракетной и ядерной техники конца XX века, на современном понимании опасности, человеческое сообщество может приступить к созданию средств и систем предотвращения столкновительных катастроф. Некоторые типы столкновений могут быть предотвращены с помощью систем, разработанных на основе уже имеющихся средств. Для других – потребуются дальнейшее развитие базовых средств на основе уже существующих технологий. Применительно к третьим – потребуются новые технологические решения, принципиальные возможности для которых уже существуют.

Ключевым является вопрос, созрело ли человечество для того, чтобы уже сейчас начать создание системы защиты себя и своего уникального космического дома, либо будет ждать очередного космического столкновения в качестве жестокого аргумента в пользу развития такой программы. Острота проблемы заключается в том, что наиболее вероятное столкновение с последствиями даже локального масштаба в современном насыщенном мире (например, при попадании в мегаполис, в энергетическую или промышленную зону) может привести к громадным потерям. Более крупный удар регионального масштаба обусловит грандиозные жертвы и потери. Например, при попадании в океан посредством цунами будут опустошены обширные территории вдоль протяженной линии побережья. Удар глобального масштаба невосполнимо скажется на развитии всей цивилизации, даже если человечество сможет перенести его последствия.

При наличии знаний и принципиальных технических возможностей предотвращения космической опасности, ни одно из государств и всё сообщество в целом в настоящее время не располагают техническими средствами, которые могут быть непосредственно использованы для нейтрализации космического удара, даже если угроза столкновения будет выявлена. Более того, при существующих средствах космических наблюдений некоторые виды угрозы могут остаться незамеченными вплоть до момента удара.

Система предотвращения опасных космических столкновений должна включать многокомпонентные средства наблюдений и средства прогнозируемого действия на угрожающий объект. Последние, в свою очередь, должны состоять из средств непосредственного воздействия и средств доставки. Все эти компоненты должны быть объединены в согласованную систему космической защиты Земли (КЗЗ), включающую также подсистемы управления и контроля.

В предлагаемом обзоре сжато излагается современное понимание опасности космических столкновений. Приводятся некоторые данные, демонстрирующие реальность этой угрозы. Характеризуется полнота современных представлений о потенциально опасных космических объектах и их свойствах. Описываются современные возможности наблюдений таких тел и отмечаются желательные направления развития средств наблюдений. Кратко описываются принципиально возможные средства воздействия. Среди них выделяется технология, основанная на использовании энергии ядерных взрывных устройств, как наиболее отвечающая требованиям эффективности воздействия и доступная для технического осуществления. Приводятся возможные схемы применения ее. Обсуждаются современные данные о свойствах потенциально опасных объектов, необходимые для осуществления прогнозируемого воздействия, и отмечаются направления дальнейших исследований в интересах получения свойств таких тел. Рассматриваются требования к средствам доставки, исходя из сценариев ожидаемой угрозы и возможностей средств воздействия. Отмечаются принципиальные схемы использования средств доставки. Обсуждается облик возможной интегрированной системы космической защиты Земли.

Заметим также, что современная наблюдательная база данных и основанные на ней представления об эволюции Солнечной системы не настолько полны, чтобы утверждать, что отмеченные явления исчерпывают все масштабы и характер опасностей, которые могут угрожать нашей цивилизации из космоса. В частности, как отмечалось, поток потенциально опасных тел может существенно возрастать по сравнению с тем, который наблюдается и прогнозируется в современную эпоху спокойной эволюции Солнечной системы. Существенные возмущения могут быть обусловлены сближением Солнечной системы с какой-либо звездой. Периодичность таких событий составляет 35–400 млн лет (интервал зависимости от расстояния вероятного сближения). Другим типом опасных космических событий галактического масштаба является прохождение Солнечной системы через гигантские межзвездные облака, что происходит с периодом около 500 млн лет. В такие беспокойные периоды может существенно возрасти поток малых тел из периферии во внутренние области Солнечной системы, измениться астрокосмический климат. Это, в свою очередь, приведет к увеличению частоты и амплитуды катастрофических столкновений. С такими событиями, по-видимому, также связаны глубокие климатические и геологические изменения на Земле, которые с неизбежностью сопровождаются грандиозными изменениями и перестройкой всей биосферы.

В этом обзоре основное внимание уделено опасности космических ударов по Земле, характерных для периода спокойной эволюции Солнечной системы. Даже в этом случае проблема предотвращения космических столкновений настолько сложна, что потребует беспрецедентного в истории человечества объединения усилий, развития и мобилизации технических средств. Это не может быть сделано в одночасье, даже на создание простейшего варианта уйдут многие годы, десятилетия. Когда-нибудь благоразумное человечество функцию защиты себя и своего космического дома сделает столь же постоянной, как развитое сообщество непрерывно оберегает свой быт, свои дома, свои семьи. Но ввиду больших масштабов катастроф, а в отдельных случаях и предельной угрозы уничтожения человечества, представляется целесообразным начинать работы по защите Земли уже на этом этапе, ибо тело, которое нанесет ближайший удар по Земле, уже находится на роковом пути к пока еще беззащитной цели. Мы просто еще

не знаем, где оно. В современных условиях наиболее вероятный исход столкновения – неминуемые жертвы и разрушения.

При существующем положении дел наиболее вероятным сценарием является такой, при котором, даже узнав об опасности, мы не сможем ее нейтрализовать. Приступив же к систематическим работам по организации системы защиты Земли, мы сможем за вполне обозримый срок создать технологии противодействия и базовые средства для нейтрализации опасности при наиболее вероятных сценариях угрозы космических столкновений.

Система защиты Земли от столкновений с опасными космическими объектами предназначена для защиты всего человечества и поэтому должна создаваться на международной основе. Но передовые страны несут более высокие обязательства перед всем международным сообществом, прежде всего, в силу достигнутого в них уровня развития науки и технологий. Кроме того, потери этих стран при непосредственном попадании их в зону катастрофы будут невосполнимыми потерями для всей цивилизации.

Мы надеемся, что опасность неотвратимой космической угрозы, перед которой все люди на Земле равны, позволит преодолеть многие преграды между государствами, нациями и народами и объединит их для коллективной защиты нашего общего космического дома.

Космические столкновения в истории Земли

The episode of rapid cratering near 3.9 billion referred to as the late heavy bombardment.

Eugene M. Shoemaker and Carolyn S. Shoemaker²

Столкновения космических тел играли существенную роль на раннем этапе эволюции Солнечной системы при формировании планет и их спутников. Этот этап длился несколько менее одного миллиарда лет. Его кульминационная стадия, когда из межпланетного пространства устранились «зародыши» несостоявшихся планет, носит название периода тяжелой бомбардировки. Следы заключительных аккордов тяжелой бомбардировки видны даже невооруженным глазом на поверхности Луны в виде обширных базальтовых морей. Более полная информация о событиях этого этапа была получена с помощью космических экспедиций, когда были накоплены и систематизированы снимки поверхностей Луны и планет земной группы. Однако к настоящему времени еще нет достаточно полной картины событий этого периода.

На Земле тяжелая бомбардировка, помимо прироста массы, существенно способствовала переплавке пород и стратификации глубинных слоев. Кроме того, в этот период вследствие одного или двух самых крупных ударов образовалось ложе протоокеана.

² Eugene M. Shoemaker and Carolyn S. Shoemaker «The Role of Collisions» in «New the Solar System», Eds. J. Kelly Beatty, Carolyn Collins Petersen, Andrew Chaikin, Sky Publishing Corporation, Cambridge University Press, 1999, p.79.

Recently, a fourth idea for the Moon's birth – the giant impact hypothesis – has gained popularity and even something of a consensus among planetary scientists.

*Paul D. Spudis*³

Весьма правдоподобно выглядит также сценарий, в соответствии с которым Луна как спутник нашей планеты возникла вследствие самого крупного столкновения в истории Земли с телом, масса которого была близка к массе Марса. Предполагается, что столкновение носило нецентральный характер. При этом часть массы падающего тела влилась в состав Земли, другая – была выброшена на орбиту совместно с частью мантийного вещества Протоземли. Этот механизм обеспечил сброс орбитального момента налетающего тела и обусловил возможность перехода части его вещества на орбиту вокруг Земли. В результате столкновения произошло изменение ориентации и скорости вращения Земли. Выброшенное вещество охладилось на орбите и объединилось под действием гравитационных сил, образовав Протолуну.

Первый оборот Протолуны вокруг Земли вероятнее всего заканчивался близким пролетом к поверхности Земли или даже касанием ее. Это обусловило дополнительный сброс вещества Протолуны на Землю и корректировку орбиты нового тела, отдаляющую ее от Земли. Возможно, что сброс орбитального момента (вместе со сбросом вещества) продолжался в течение нескольких пролетов. Например, на Землю могла вернуться часть летучего вещества (воды, двуокиси углерода) с Луны. Первоначальная орбита Луны имела вид сильно вытянутого эллипса. Но под действием приливных сил она деформировалась в круговую, с постепенным отдалением Луны от Земли. Приливные процессы и в настоящее время увеличивают радиус орбиты Луны и способствуют замедлению вращения Земли. Показательно, что внешняя по отношению к Земле поверхность Луны не содержит больших кратеров. Можно ожидать, что ее континентальная кора включает в себя обедненные летучими компонентами породы древней коры Протоземли.

Этим сценарием могут быть объяснены также близость состава пород Земли и Луны, отсутствие у Луны металлического ядра, софазность ее вращения вокруг своей оси и ротации вокруг Земли. Но, пожалуй, самым сильным аргументом в пользу столкновительного образования Луны является «рана» от этого удара на теле Земли, которая после залечивания расплавленными мантийными породами составила ложе протоокеана. Такой большой раны нет у других планет земной группы. Она так и не смогла «затянуться кожным покровом» земной коры, так как, по-видимому, основные процессы стратификации вещества Земли к моменту образования Луны уже завершились. Однако описанный столкновительный сценарий еще нельзя считать полностью обоснованным. Он требует более детальной проработки. Имеется ряд вопросов, которые заслуживают дополнительных исследований и объяснения.

Окончание периода тяжелой бомбардировки, по-видимому, совпадает с завершением формирования планет земной группы и Юпитера. Как уже отмечалось, в дальнейшем были периодические повышения интенсивности космических столкновений, которые, несомненно, оказывали влияние на геологические и биологические процессы. Мы не будем останавливаться

³ Paul D. Spudis «The Moon» in «New the Solar System», Eds. J. Kelly Beatty, Carolyn Collins Petersen, Andrew Chaikin, Sky Publishing Corporation, Cambridge University Press, 1999, p.138.

на них подробнее, так как имеющаяся информация о них весьма ограничена, хотя в последние годы она интенсивно пополняется. Сосредоточим свое внимание на современном этапе спокойной эволюции Солнечной системы, когда она находится в слабо возмущенном пространстве между галактическими рукавами. Принципиально, что столкновения Земли и других планет с «заблудившимися» малыми телами Солнечной системы не прекращаются и на современном этапе ее эволюции.

Во временном масштабе спокойной эволюции Солнечной системы период в несколько сотен миллионов лет можно считать достаточно однородным, то есть за это время свойства входящих в нее подсистем, частота характерных событий не сильно изменяются⁴. Для геологической истории Земли и истории ее биосферы это весьма большой интервал, в течение которого происходили существенные изменения в облике нашей планеты. В той или иной степени такие изменения связаны с воздействиями на нашу планету космических факторов. Среди них существенную роль играют столкновения с малыми телами, которые оказались на неустойчивых орбитах, в том числе опасно сближающихся с орбитой Земли. В Солнечной системе имеются области, которые являются поставщиками таких тел. Такими малыми объектами Солнечной системы являются астероиды и кометы. Астероиды состоят из нелетучих веществ, в основном каменного и/или железоникелевого состава. Наоборот, кометные тела в основном состоят из летучих минералов (различных льдов) с включением в них малых количеств силикатных минералов с тяжелыми примесями.

Частота космических столкновений коррелирует с размерами ударяющих тел: более мелкие тела сталкиваются чаще, чем крупные. Свидетельствами космических ударов являются кратеры, которые остаются в толще геологических структур. Большая геологическая активность земной литосферы приводит к старению кратеров, к «стиранию» и маскировке их характерных особенностей. При этом следы мелких ударов стираются легче. Существенная часть ударов (пропорционально доли покрываемой поверхности) приходится на океаны. Это исключает появление относительно мелких (размером порядка нескольких километров) и затрудняет поиски крупных кратеров. Тем не менее за последние десятилетия выявлено более двухсот кратеров, ширятся их исследования.

В геологической истории Земли, в истории ее биосферы происходили катастрофические события, часть из которых, как стало ясно в последние десятилетия, коррелирует с образованием крупных столкновительных кратеров или, по крайней мере, совпадает с периодами повышения интенсивности космической бомбардировки. С помощью изотопного анализа пород, относящихся к отложениям смены соответствующих геологических периодов, в ряде случаев были обнаружены повышенные концентрации атомов химических элементов космического происхождения, привнесенных столкновениями. Были идентифицированы также соответствующие ударные кратеры. Энергия таких ударов достигала десятков и сотен тераджоуль, то есть во многие тысячи раз превосходила энергию всего ядерного арсенала времен холодной войны. Эти

⁴ Подчеркнем еще раз, что мы отвлекаемся от ранее отмеченных событий галактической природы, таких как сближение с соседними звездами или прохождение межзвездных газовых облаков. Изучение таких событий находится пока в начальной стадии. Существующие наблюдательные данные пока не полны. Однако нет оснований сомневаться в том, что такие явления имели место ранее и будут происходить в будущем. Вполне вероятно, что наиболее драматические события геологической и биологической истории нашей планеты на границах геологических периодов и эр связаны с галактическими явлениями или частично ими обусловлены.

столкновения способствовали глобальным изменениям на планете, смене климатических условий и, по-видимому, сказывались на глобальных геологических процессах. После таких ударов требовались определенные периоды для восстановления в системе динамического равновесия с новыми качествами, приобретенными вследствие столкновительных катастроф. Так, космические удары приводили к резкому вымиранию многих видов флоры и фауны, опустошению биосферы. На возрождение ее на новом уровне тратились целые эпохи. После установления новых равновесных режимов, начинали развиваться новые биологические формы. К настоящему времени наиболее детально изучены катастрофические события, произошедшие около 65 млн лет назад, приведшие к резкому изменению климата, вымиранию динозавров и многих других видов. Расширятся исследования еще более мощных столкновительных событий на границе Пермского периода и Триасса около 250 млн лет назад.

Имеются указания на то, что и более слабые удары, происходящие с большей частотой (десятки и сотни тысяч лет), также оказали существенное влияние на формирование человечества и среды его обитания. Они могли способствовать периодическим изменениям климата, условий обитания в отдельных регионах. Воспоминания о далеких столкновениях в искаженном виде сохранились в памяти народов и дошли до нас в виде легенд. В частности, мифы о потопе, по-видимому, связаны с ударами космических тел в океан. Такие удары сопровождаются ударными цунами и длительным повышением уровня осадков, что напоминает картины, описанные в легендах. Известны также старинные описания некоторых других катастрофических событий, которые могут быть истолкованы как древние свидетельства столкновительных катастроф локального и регионального характера.

Особенно ценную научную информацию об относительно слабых космических ударах дало Тунгусское падение 30 июля 1908 г., которое сопровождалось взрывом в воздухе с энергией около 10–20 Мт. Впервые удалось зарегистрировать некоторые процессы, обусловленные космическим ударом, и детально изучить его последствия. Эти исследования, а также последующее накопление информации о разрушительной силе сопоставимых по мощности ядерных взрывов существенно способствовали пониманию опасности космических столкновений. Изучение возможных последствий глобальных ядерных конфликтов углубило понимание опасности более мощных космических ударов.

О реальности грандиозных космических столкновений в современную эпоху свидетельствовали также столкновения фрагментов кометы Шумейкеров–Леви 9 с Юпитером в июле 1994 г. Энергия удара самого большого фрагмента G составила около 100 Тт, что примерно в 10^4 раз превосходит весь ядерный боезапас времен холодной войны.

Источники современной столкновительной опасности

...long-period comets may appear at any time from any direction.

При формировании Солнечной системы в результате довольно сложных и пока не до конца ясных процессов в аккреционном диске образовалось два типа планет. Планеты земной группы (включая Марс) сформировались во внутренней прогретой части протопланетного диска. Они

состоят в основном из тугоплавких пород. Содержание летучих компонент на них ограничено. Начиная с Юпитера и далее, образовались планеты-гиганты, состоящие в основном из летучих веществ. Их ряд замыкает относительно небольшая планета Плутон, орбита которой имеет заметный эксцентриситет. Более того, в последние годы выяснилось, что близкие орбиты имеют еще ряд тел, размеры которых сопоставимы с Плутоном. Фактически они примыкают к периферийному остатку протопланетного облака, известному как пояс Койпера, в котором, по-видимому, не завершилось образование «полноценной» планеты.

Между Марсом и Юпитером находится пояс астероидов. Это периферийная область внутренней, ранее прогретой части протопланетного диска. По принятым представлениям, образованию полноценной планеты здесь помешал Юпитер. Астероиды представляют собою тела, сложенные каменистыми породами с малым содержанием летучих компонентов. Самый крупный астероид Церера достигает в поперечнике 1000 км, за ним следуют Паллада (600 км), Веста (525 км) и более мелкие. По-видимому, при образовании крупных астероидов имела место стратификация пород. Об этом свидетельствует разнообразие составов метеоритов от железоникелевых до каменных (с разным содержанием летучих компонент). Метеориты образуются при столкновениях астероидов в результате дробления. В соответствии с законами хрупкого разрушения относительное количество мелких фрагментов возрастает с уменьшением их размеров. Состав метеоритных тел в какой-то степени отражает состав исходных астероидных тел.

Известно, что состав астероидов внутри астероидного пояса неодинаков. Тела внутренних областей состоят из пород, обедненных летучими компонентами. К периферии содержание летучих компонентов увеличивается.

Юпитер и в современную эпоху оказывает существенное влияние на объекты, населяющие пояс астероидов, время от времени «выталкивая провинившихся» на неустойчивые орбиты, в частности те, которые ведут к столкновениям с Землей. Именно в таких процессах происходят столкновения астероидов друг с другом, ведущие к их разрушениям и к образованию семейств с телами, орбиты которых выходят за пределы астероидного пояса. При этом некоторые из них приобретают орбиты, приближающиеся к орбите Земли. Их часто называют астероидами, сближающимися с Землей (АСЗ). Именно они несут потенциальную угрозу столкновений с нашей планетой.

Действие описанных механизмов обуславливает в современную эпоху пополнение этого класса потенциально опасных объектов. Несмотря на принципиальную их ясность, в настоящее время еще нет достаточно полной количественной модели, описывающей эти процессы. Неясен, в частности, темп пополнения опасных объектов. Более определенно оценивается характерное время жизни АСЗ. Оно составляет примерно 10 млн лет. Часть из них сталкивается с Землей или планетами земной группы, а часть – выбрасывается на периферию Солнечной системы.

Характерные размеры АСЗ не превосходят первые десятки километров. В частности, второй по величине АСЗ – астероид Эрос (длиной около 33 км и в поперечнике около 12 км) – детально наблюдался в течение 2000 года с помощью американского аппарата NEAR. Распределение АСЗ по размерам аналогично распределению размеров кусков тел при хрупком разрушении, то есть примерно обратно пропорционально квадрату характерного размера. По оценкам, число АСЗ размером более одного километра составляет около тысячи штук, размером более 500 м – более 10 000, а размером более 100 м – более 100 000 штук.

Выбрасывание тел из центральных областей Солнечной системы на периферию происходило и при формировании планет в протопланетном диске, когда Протосонце еще было холодным. Эти первичные тела (их принято называть планетизималиями) в основном состояли из льдов с малыми примесями более тугоплавких веществ. В настоящее время они населяют протяженную сферическую область на периферии Солнечной системы. Ее называют облаком Оорта. Это облако является основным поставщиком комет, которые представляют собой второй тип потенциально опасных космических объектов. Кроме того, опасные кометные тела могут исходить из пояса Койпера, который можно рассматривать как реликт периферийной части протопланетного диска.

Под воздействием каких-либо внешних или внутренних факторов некоторые из этих тел могут приобрести импульс, деформирующий их орбиты и направляющий их во внутренние области. Внутренними причинами являются столкновения тел между собой, внешние – могут быть обусловлены пролетом через облако Оорта какого-либо тела, не принадлежащего Солнечной системе, или прохождением системы через более плотную область Галактики (рукав Галактики, межзвездное облако). Такие процессы приведут к повышенной интрузии кометных тел во внутренние области Солнечной системы, то есть в течение определенного периода будет существовать повышенный поток комет. Это в свою очередь на некоторое время может изменить астрономический климат внутренних областей. К сожалению, наша наблюдательная база еще весьма ограничена, а теории не настолько совершенны, чтобы подтвердить или опровергнуть эти возможности.

Данные о первичных размерах комет являются еще более неопределенными, чем в случае АСЗ. Можно ожидать, что начальные размеры большинства из них отвечают размерам планетезималей – первичных тел протопланетного диска, выброшенных в облако Оорта, то есть не превышают первые десятки километров. Однако возможно, что размеры некоторых из них достигают сотен километров. В частности, такими могут быть объекты, исходящие из пояса Койпера.

Попадая во внутренние области Солнечной системы, кометы теряют часть своей массы под действием солнечного излучения. При этом они могут иметь период многих десятков и сотен лет (средне- и долгопериодические кометы). Однако при сближении с какой-либо планетой (чаще всего под воздействием Юпитера) они способны изменить свою орбиту, превращаясь в короткопериодические кометы. При многократном обращении вокруг Солнца активность комет падает. Под воздействием солнечного излучения с поверхности кометного ядра происходит истечение части вещества в виде легколетучих составляющих и мелких фрагментов. Это вещество образует хорошо заметную в рассеянном свете кому, которая обычно и наблюдается. Часть вещества комы уносится солнечным ветром, образуя характерные живописные хвосты. На больших расстояниях от Солнца активность комет угасает. При прохождении комет вблизи планет возможен распад их ядра на более мелкие фрагменты.

Молекулярный компонент испаренного вещества рассеивается и уносится солнечным ветром, а мелкие частицы продолжают движение примерно по тем же орбитам, что и первичное тело. Такие образования называют метеоритными потоками. Прохождение Земли через метеоритные потоки в ночное время суток сопровождается красочным зрелищем многочисленных вспышек в атмосфере. Как правило, они безопасны для людей, но при высокой плотности потока частиц могут представлять определенную опасность для космических аппаратов на орбите.

Некоторые кометные тела, после завершения активной стадии, могут сохранить довольно большое неактивное ядро, наблюдаемое только в отраженном свете, то есть земной наблюдатель будет воспринимать их как астероиды. Фактически они и являются новорожденными астероидами. Их орбиты могут быть близкими к орбитам АСЗ, хотя среди них большая вероятность встретить орбиты с большим наклоном к плоскости эклиптики. По-видимому, некоторую часть семейства АСЗ составляют угасшие кометы.

В зависимости от параметров орбит кометных тел, они или их фрагменты могут также нести опасность столкновений с Землей. Опасность может проявиться как при прямом попадании комет или их фрагментов, так и путем изменения астрономического климата во внутренних областях Солнечной системы вследствие распада особенно крупных тел (заметим, что последняя возможность является гипотетической, пока она не имеет прямого экспериментального подтверждения). В настоящее время принято считать, что столкновения с кометами составляют около 10–20% от полного числа возможных столкновений. Хотя можно ожидать существенных отличий от этих оценок. В частности, если действительно возможна кометная интрузия во внутренние области Солнечной системы, то она приводит к периодическому повышению частоты столкновений именно кометных тел, но может также несколько повысить поток астероидных тел.

Сценарии столкновительных катастроф

В случае малых фрагментов (от субмиллиметровых размеров до первых десятков метров – метеоры, болиды, метеориты) атмосфера является достаточно эффективной защитой. Малые частицы обычно сгорают в ней. Более крупные, тормозясь и частично сгорая, могут развалиться на куски, потеряв основную долю своей энергии. Эти фрагменты могут достигнуть поверхности Земли. При этом опасность представляет только прямое попадание какого-либо фрагмента, вероятность которого мала. Но всё же такие события известны.

Столкновения более крупных тел гораздо опаснее. Вероятность их пропорциональна плотности потока соответствующих тел, которая возрастает примерно обратно пропорционально квадрату их размеров. Удары космических тел сопровождаются быстрым выделением энергии, величина которой зависит от массы тела (или размеров и плотности его), от скорости сближения его с Землей. В зависимости от масштабов удара они могут привести к локальным, региональным или глобальным катастрофам. При относительно малых размерах тел вся энергия (порядка нескольких десятков мегатонн) может выделиться в атмосфере. Протекание процессов может зависеть от места удара (суша или океан), от свойств падающего тела (скальные породы, железоникелевый фрагмент, кометное тело) и скорости столкновения.

Наиболее частыми являются локальные катастрофы, аналогичные Тунгусскому взрыву, или более мощные. Размеры соответствующих тел могут составлять 50–300 метров, а энергия столкновений достигает 10–1000 Мт. Более мелкие тела (поперечником до сотни метров, этот размер зависит от конкретных свойств тела и угла его входа в атмосферу) могут разваливаться в атмосфере, как в случае Тунгусского падения. При этом развал носит лавинообразный характер и приводит к выделению основной части запасенной энергии тела на заключительном участке полета, что и обуславливает внешнее проявление процессов, аналогичное взрыву. В воздухе формируется ударная волна, которая является основным разрушающим фактором. Вблизи

эпицентра возможны пожары, обусловленные тепловым излучением. Именно так развивались процессы при Тунгусском падении.

Более крупные (или более прочные) тела долетают до поверхности и отдают основную часть своей энергии веществу преграды: подстилающим грунтам или горной породе – при ударе о сушу или воде – при падении в океан. При попадании в сушу основным поражающим фактором будет служить сейсмическая волна. Пример такой катастрофы представляет Аризонский кратер диаметром 1200 м и глубиной около 180 метров, который образовался около 30 000 лет при ударе железного тела. Энергия удара примерно равнялась энергии Тунгусского падения, но из-за более высокой прочности породы основная часть энергии была затрачена на образование кратера и сейсмическую волну.

Размеры области разрушений могут составлять сотни километров. Горячие продукты выброса из столкновительного кратера могут привести к прямому возгоранию на значительных расстояниях от места падения. При попадании в океан большую опасность будет представлять волна цунами, которая формируется вследствие эволюции ударного кратера в воде. Выход ее на побережье, даже на относительно больших расстояниях от места удара, обусловит существенные разрушения вглубь побережья и приведет к жертвам. Кроме того, при таком ударе будет испарено значительное количество воды, что приведет к избыточным осадкам в некоторых районах. При попадании в океан также возникает сейсмическая волна, но при достаточном удалении от населенных территорий ее действие может быть менее опасными, чем при аналогичном ударе в сушу.

При попадании в густонаселенные районы даже локальные удары обусловят большие потери и разрушения. А при ударе в промышленные зоны (химические предприятия, гидро- или атомные электростанции и др.) помимо прямого материального ущерба возможен косвенный, «наведенный» ущерб. Учитывая современное неплотное заселение планеты, наличие океана, вероятность таких событий относительно невелика, однако ввиду огромных потерь и масштабов ущерба с нею надо считаться. Средние ожидаемые потери будут составлять около 100 000 человек, но возможны также случаи многократного превышения этих потерь. В целом, локальные катастрофы, в зависимости от масштаба события, могут происходить с частотой примерно раз в 100–1000 лет. Печальный опыт террористического акта в Нью Йорке 11 сентября 2001 г. показал, насколько уязвима современная экономика по отношению к катастрофическим событиям. Поэтому следует ожидать, что локальная катастрофа может выйти за пределы национальных границ пострадавшей страны или группы стран.

Столкновения регионального масштаба обусловлены ударом тел размером от нескольких сотен метров до километра, их энергия может достигать 10 тераджоуль, то есть на три порядка превосходить энергию всего ядерного арсенала времен холодной войны. Такие столкновения при попадании в сушу приведут к разрушениям и жертвам на существенной части континента, а при попадании в океан обусловят образование волны цунами, которая способна опустошить обширные прибрежные территории. Характерный временной период для таких событий составляет около 10000 лет. Результатом такого столкновения может быть гибель многих миллионов людей, потеря существенной части экономического потенциала человечества, спад экономической активности сообщества на многие годы. Такие удары могут повлечь за собой потерю урожая на обширных территориях, а также временные климатические изменения.

То есть они будут выходить за пределы одного континента и заведомо негативно скажутся на мировой экономике.

Глобальные катастрофы случаются с частотой раз в 100 000–1 000 000 лет. Энергии таких столкновений достигают сотен терааттонн и более. Они обусловлены ударами тел, размеры которых превышают 1–2 км. При таких ударах, помимо существенного увеличения области сейсмического воздействия, важнейшим поражающим фактором является выброс вещества на высокие траектории и разброс его фактически по всей поверхности планеты. При входе этого вещества в плотные слои атмосферы оно нагревается до высоких температур, приводя к возгоранию всего, что способно гореть. Частицы выброшенной пыли и дымы пожаров на годы затмевают атмосферу. Солнечное излучение отражается от внешних слоев. На смену пожарам приходит длительная зима. Удары глобального масштаба несут самую страшную природную опасность для всего человечества. При наиболее «мягком» проявлении они будут сопровождаться гибелью значительной части (десятки процентов) населения планеты, грандиозными материальными потерями. Наиболее мощные столкновения будут вести к деградации или к полному уничтожению человечества.

История Земли показывает, что с частотой около 100 млн лет происходят события, которые не только уничтожают значительную часть фауны и флоры (иногда более 90%), но и существенно изменяют геологический облик планеты. Например, на границе Пермского периода и Триаса – около 250 млн лет назад или мелового и третичного периодов – 65 млн лет назад. Размеры тел, которые их обусловили, могли достигать 10–20 км.

Наблюдения

В конце XVIII века стали предприниматься попытки найти планету, «утраченную» в стройной схеме Солнечной системой, в «окне» между Марсом и Юпитером. Ее нашел итальянский астроном Джузеппе Пиацци 1 января 1801 г. Ее назвали Церерой. Вскоре оказалось, что она не одна. Ее сопровождали еще три планеты. Но они были так малы, что в телескопы того времени казались точками, как и звезды. Поэтому их назвали астероидами. А с 1845 г., по мере совершенствования техники наблюдений, пошла длинная вереница открытий малых тел в том же «окне». Эти открытия продолжают до настоящего времени. А область Солнечной системы, в которой расположены астероиды, получила название пояса астероидов. Оценки, основанные на накопленных данных, показывают, что количество астероидов с поперечником более 1 км может составлять около 1 млн штук. Повышению эффективности открытий способствовало совершенствование технологии наблюдений. Первоначально это было применение фотографического метода, а в последнее десятилетие прогресс был связан с использованием электронной техники для слежения за звездным небом, что существенно повысило чувствительность регистрации, а также цифровой обработки информации в режиме реального времени.

Первоначальный интерес к этим малым объектам был связан со стремлением узнать, как устроена Солнечная система. Как и ожидали астрономы, орбиты этих тел находились в пространстве между Марсом и Юпитером, которое предназначалось для пропущенной планеты. Но постепенно стали открывать тела, орбиты которых, как оказалось, заходят внутрь орбиты Марса, а некоторые из них имеют орбиты, сближающиеся или даже пересекающие орбиту Земли.

Дальнейшее повышение интереса к астероидам было обусловлено стремлением к пониманию формирования Солнечной системы. В астероидном поясе содержалась информация о процессах во внутренних горячих областях Солнечной системы при ее формировании. Кометные тела несли другую важную информацию – данные о первичном составе вещества протосолнечного облака, о процессах начального периода его формирования.

Следующим импульсом, стимулирующим интерес к малым телам, явилось понимание опасности их столкновений с Землей, которое начало формироваться в последние десятилетия XX века. Оно поставило новые задачи перед астрономическими наблюдениями малых тел. В качестве первоочередной программы американскими исследователями было предложено обнаружение астероидов, несущих глобальную опасность, то есть имеющих поперечник более одного километра. Основной задачей этой программы является выявление возможных наиболее опасных объектов, представляющих глобальную угрозу. Она дополняется также программами слежения за обнаруженными телами с целью уточнения параметров их орбит.

Применительно к проблеме столкновений космических тел с Землей основной задачей астрономических наблюдений является своевременное обнаружение объектов, представляющих реальную угрозу космического удара. Важными также являются накопление данных о макроскопических свойствах отдельных тел и о свойствах слагающего их вещества. В будущем ценным может оказаться развитие методов быстрой оценки таких свойств. Это позволит своевременно планировать и развертывать комплекс мер по предотвращению столкновений.

Основная часть информации о малых телах Солнечной системы была получена с помощью наземных телескопов. Именно эти данные явились основой современного понимания роли космических столкновений в ранней и современной истории Солнечной системы и Земли. Ускоряющееся развитие средств и методов наблюдений за минувший век, и особенно последние десятилетия, существенно расширило возможности астрономии малых тел. Помимо надежного определения параметров орбит, появились возможности регистрации вращения тел. С помощью оптических спектральных измерений и сравнения их с соответствующими данными для вещества метеоритов стала накапливаться информация о свойствах вещества, слагающего поверхность астероидов. Это позволило оценить отражательную способность пород, создать развитую классификацию тел, более надежно оценить их размеры. Расширялись также наблюдательные данные о кометах. Спектральные измерения давали также информацию о составе кометного вещества.

Следующим важным шагом в развитии исследований малых тел явилось использование радиоастрономии. Применение этой технологии ограничено близкими пролетами достаточно крупных тел в поле наблюдений имеющихся инструментов. Однако, когда она применима, удается получить прецизионные данные о положении тел и скорости их движения. Это, в свою очередь, позволяет с высокой точностью определить параметры их орбит. Кроме того, радиоастрономические данные могут быть использованы для оценки размеров тел, структуры их поверхности, а в ряде случаев, и для оценки состава вещества.

Новый этап в изучении малых тел открыли исследования с помощью космических аппаратов. В настоящее время развиваются две возможности: 1) использование выведенных в космос оптических телескопов и 2) посылка к малым телам специализированных космических миссий. К сожалению, на космических орбитах пока нет телескопов, которые предназначались бы только для наблюдений малых тел. Такие наблюдения иногда включаются в программу

работ американского телескопа Хаббла. Особенно ценными были наблюдения с помощью этого телескопа ударов фрагментов кометы Шумейкерв–Леви 9 по Юпитеру. Для целей выявления малых тел, которые при их обнаружении оказываются на траекториях, опасных для Земли, необходимы специализированные телескопы, синхронизовано работающие в режиме непрерывного контроля космического пространства. При этом для надежности обнаружения таких тел используется параллакс их положения относительно звезд. Конечно, запуск и эксплуатация такой системы является более дорогой программой, чем расширение сети наземных телескопов, но на более продвинутой стадии создания системы космической защиты Земли этот шаг должен быть сделан.

Новым важнейшим источником информации о малых телах являются космические миссии. Они позволяют получить более детальную информацию о свойствах тел, что несколько подробнее будем обсуждать далее.

Имеется определенная специфика наблюдений и исследований свойств астероидных тел и комет. Поэтому рассмотрим их отдельно.

Астероиды

Однако опасность космических столкновений исходит не только от наиболее крупных АСЗ. Поэтому необходимо развитие средств и методов систематического обнаружения более мелких объектов. Важными для прогнозирования опасности и разработки способов противодействия являются оценки размера и массы тел, получение информации о свойствах слагающих пород.

Основными средствами наблюдений в настоящее время являются наземные телескопы. Современные технологии получения и обработки наблюдательной информации позволили существенно повысить эффективность их использования. В частности, для регистрации используются пространственно запоминающие системы, а обработка наблюдений осуществляется в режиме реального времени путем компьютерного сопоставления наблюдаемых участков неба с каталогизированными объектами. В последние годы к этой программе удалось присоединить еще три специализированных телескопа (один в Аризонском университете и два в штате Нью-Мексико, под управлением NASA и Министерства обороны США из числа освободившихся от программ времен холодной войны). Это позволило существенно повысить темп вновь наблюдаемых объектов. К настоящему времени уже отслежено около половины из числа АСЗ, представляющих глобальную опасность. При таких темпах предполагается, что орбиты основной части таких объектов (более 90%) будут получены, каталогизированы к 2010 г.

Если каталогизация относительно крупных объектов (масштаба глобальной опасности) является реальной программой, то для тел региональной опасности она только ставится на повестку дня. Английское правительство выступило с инициативой создания для этого специализированного международного телескопа с зеркалом до 2,5 м с целью систематических наблюдений объектов поперечником до 500 м. Но, учитывая существенно большее количество таких тел (около 10 000 штук) и большие технические трудности их регистрации, перспективы осуществления такой программы остаются неясными.

Программы наземных наблюдений не только сводятся к регистрации орбит. Исследуются спектры излучения, отраженного от объектов. Это позволяет классифицировать их по свойствам

вещества, слагающего поверхность. Это, в свою очередь, позволяет оценить их отражательную способность, а знание интенсивности свечения дает возможность оценить размеры тел. Регистрация изменения интенсивности свечения позволяет определять параметры собственного вращения тел, а иногда и наличие у них спутников.

Наибольшие трудности представляет регистрация относительно мелких тел. Они не доступны для наблюдений на больших расстояниях в силу слабости их излучения. Регистрация их осуществляется лишь случайно, когда они пролетают на малых расстояниях от Земли, а слабость их излучения не позволяет отследить их движение достаточно долго и определить их орбиты.

В то же время, именно с ними связана наиболее частая, а следовательно, и наиболее вероятная угроза. В современных условиях их регистрация возможна лишь при непосредственном сближении с Землей. Но при этом значительную часть времени, приемлемого для наблюдений, их видимое перемещение будет медленным и лишь на заключительном этапе очень быстрым. Для повышения эффективности регистрации таких объектов, по-видимому, понадобится вывод телескопов на достаточное удаление от Земли в космос или на поверхность Луны. В будущем такие телескопы должны быть непосредственно включены в систему космической защиты Земли.

Фактически вне наблюдений остаются еще меньшие тела. Точнее с помощью действующих телескопов они регистрируются регулярно, но общее количество их настолько велико, что полная каталогизация их не может быть осуществлена. Тем не менее они представляют существенную опасность. Поэтому применительно к таким телам должен быть использован другой подход. Представляется оправданным регистрация таких тел при непосредственном сближении с Землей на расстоянии нескольких миллионов километров. Это может быть осуществлено с помощью сети наземных телескопов, работающих по единой программе. Качество такой системы будет существенно улучшено, если в нее будет входить 2–3 космических телескопа.

После обнаружения опасного тела оптическими средствами, более точное определение его орбиты, размера и свойств вещества должно осуществляться с помощью радиотелескопа. Данные этих наблюдений в случае опасности должны служить основой для последующего этапа перехвата и нейтрализации опасности.

Заметим, что программа использования оптических телескопов на космических орбитах может быть значительно шире. Так, напомним, что наилучшие наблюдения удара фрагментов кометы Шумейкеров–Леви 9 по Юпитеру были получены с помощью телескопа Хаббла.

К сожалению, Россия после распада Советского Союза, из-за существенного сокращения финансирования на науку не имеет своих программ аналогичных наблюдений, хотя в советские времена отечественные астрономы занимали прочные позиции в наблюдениях малых тел (Г. Н. Неуймин, Т. М. Смирнова, Л. И. Чёрный). Измерения ведутся только отдельными энтузиастами.

Кометы

Кометы – «хвостатые звезды» – наблюдаются с незапамятных времен, благодаря характерному образованию – «хвосту», или коме, – хорошо заметному на небосклоне невооруженным глазом. Впрочем, именно «хвост», как правило, и наблюдается. Ядро кометы из-за малых

размеров и плотного окружения веществом комы обычно не может быть наблюденно. По-видимому, неслучайно люди испытывали страх к «хвостатым звездам». Возможно, дальние предки были свидетелями реальных бедствий, обусловленных появлением этих небесных странников, например вследствие внедрения фрагментов в атмосферу при распаде какого-либо кометного тела. Опасности столкновений комет с Землей уже предвидели современники Ньютона – Эдмонд Галлей, прославленный доказательством периодичности кометы, получившей его имя, и Вильям Вистон. Позже эту идею развивал Лаплас.

При систематизации комет обычно выделяют три класса – короткопериодические (с периодом менее 20 лет), среднепериодические (с периодом от 20 до 200 лет) и долгопериодические (с периодом более 200 лет). Для нашего рассмотрения интерес представляют те, которые имеют орбиты, сближающиеся (или пересекающиеся) с земной. Напомним, что орбиты малых тел подвержены эволюции. В случае комет имеется еще один фактор неопределенности, обусловленный заметным влиянием на их движение негравитационных сил, связанных с истечением газа с поверхности.

Из известных к настоящему времени короткопериодических комет только 10% имеют орбиты, сближающиеся с Землей. Однако не все такие тела еще обнаружены. Наблюдение наиболее крупных из них (поперечником более 1 км) могут осуществляться в рамках программы для крупных АСЗ, о которой говорилось ранее. Можно надеяться, что после завершения такой программы они все будут выявлены, их орбиты будут отслеживаться, и в случае опасности столкновения будет достаточно времени для осуществления операций по корректировке движения тела.

Из известных среднепериодических комет около 50% (13 штук) имеют орбиты сближающиеся или пересекающие земную орбиту. Однако ясно, что еще не все такие кометы наблюдаются, так как время технологических наблюдений составляет малую часть их периодов. Появление каждой новой долгопериодической или параболической кометы является уникальным и должно отслеживаться с позиции возможной опасности. С этих позиций необходима организация систематического обзора небесной сферы вне плоскости эклиптики.

Таким образом, для целей в интересах космической защиты представляется необходимым слежение за короткопериодическими кометами и систематическое наблюдение появления новых среднепериодических и долгопериодических комет, выделение среди них тех, которые имеют опасные орбиты сближения с Землей. Учитывая высокие скорости таких комет, принципиально важно наблюдать появление таких комет максимально рано – за два-три года до их возможного опасного сближения. При этом необходимо уточнять их орбиту по мере сближения. В случае угрозы столкновения это позволяет иметь минимальный временной запас для осуществления работ по корректировке орбиты кометы.

Предотвращение удара

Впервые в своей истории человечество достигло достаточно высокого уровня развития технологий, чтобы не только обнаружить наиболее опасные объекты, но и создать технические средства для предотвращения комических ударов, либо существенного ослабления их последствий.

Имеется две принципиальные возможности для предотвращения столкновения космического тела с Землей:

1. Быстрое диспергирование опасного тела, при котором мелкие частицы и фрагменты его с достаточно высокой скоростью выводятся на безопасные расстояния от Земли.
2. Корректировка орбиты тела либо существенной части его, обеспечивающая пролет тела мимо Земли.

Очевидно, что первый способ гораздо легче может быть применен к телам относительно малых размеров (до одного километра), второй – следует применять для крупных тел. Важным является также временной фактор. Если опасное тело было обнаружено с большим временем упреждения (порядка нескольких лет), то корректировка его орбиты может быть осуществлена за счет малого изменения скорости или передаваемого импульса. Ясно, что при малых импульсах проще организовать процессы без разрушения целостности тела. И наоборот, в случае малого времени упреждения опасному телу или его фрагментам, должен быть сообщен достаточно высокий импульс, чтобы за время сближения с Землей успеть увести его (или его фрагменты) на безопасное расстояние. Передача относительно высокого импульса за короткий интервал воздействия с неизбежностью ведет к разрушению, диспергированию тела.

При жестких временных ограничениях на процесс воздействия диспергирование тел может осуществляться с помощью взрывов. Заметим, что при космических скоростях сближения даже столкновение тел будет иметь характер взрыва. Вопрос лишь в том, хватает ли выделившейся энергии, чтобы увести образовавшиеся фрагменты и частицы на достаточно безопасное расстояние от Земли. Важным является также именно увод фрагментов на достаточно большое расстояние. Заметим, что попадание вещества в атмосферу вызовет существенные возмущения ее. Такие эффекты целесообразно свести к минимуму. Например, при упреждающем воздействии, за сутки перед столкновением, для надежного увода за пределы Земли минимальная скорость фрагментов должна быть не менее 10 км/с. При этом средняя скорость будет существенно выше. Если тело имеет диаметр 100 м и масса его составляет 1,5 Мт, то кинетическая энергия фрагментов равна нескольким тоннам ВВ. Если учесть также энергию, идущую на разрушение, а также эффективность использования ВВ, то становится ясно, что такое воздействие не может быть осуществлено технически с помощью химического взрыва. Поэтому надежное отклонение диспергированного вещества от опасного курса может быть осуществлено с помощью ядерных взрывов. При этом для обеспечения направленного отвода вещества необходима специальная организация ядерного взрыва на приближающемся объекте, что представляет собой непростую техническую задачу.

Заметим, что скорость сближения опасного объекта с Землей будет превосходить 10 км/с, а скорость сближения с системой перехвата может достигать 20 км/с и более. Поэтому не существует аналогов перехвата таких быстрых объектов в современных военных технологиях. Необходимо обеспечить не просто попадание в столь быстро движущийся объект, а попадание в определенный участок этого объекта. Более того, для обеспечения высокой эффективности воздействия целесообразно осуществить заглубленный взрыв, то есть обеспечить проникание взрывного устройства в вещество объекта. При этом информация о форме тела может быть получена лишь незадолго до полета, а свойства слагающего вещества могут быть известны с большими неопределенностями. Эти факторы определяют окончательно выбор ядерных устройств. Относительно малая масса

таких устройств позволяет осуществлять более гибкие маневры с ними в процессе приближения к опасному объекту. А малые габариты тела позволяют обеспечить проникание устройства даже в скальные породы на заданную глубину, используя кинетическую скорость сближения.

Фрагменты и частицы разрушенного тела представляют существенную угрозу для космических аппаратов, находящихся на высоких орбитах. Поэтому желателен отвод основной массы разрушенного вещества на десятки тысяч километров от Земли, то есть необходимо придание еще более высоких скоростей увода (порядка нескольких метров в секунду). Поэтому целесообразна организация направленного взрывного воздействия. В ряде случаев, особенно когда речь идет о более крупных объектах, целесообразно обеспечение группового взрывного воздействия.

Высотные ядерные взрывы, или космические, в непосредственной близости к Земле, с неизбежностью сопровождаются электромагнитными процессами и выделением некоторых количеств радиоактивных веществ. Однако заметим, что и удар по Земле, помимо прямых разрушений, также вызовет побочное электромагнитное воздействие сравнимых или даже несколько больших масштабов, учитывая, что энергия такого удара будет примерно в 100 раз более энергии предотвращающего ядерного воздействия. Что касается радиоактивной компоненты, то, благодаря тому, что она входит в состав наиболее горячих продуктов взрыва, соответствующее вещество будет с высокой скоростью рассеяно в космосе, и лишь незначительная доля его может быть захвачена системой Земли.

Заметим, что если малое опасное тело имеет кометное происхождение, то есть состоит из непрочного вещества, то задача дисперсии такого тела может быть даже проще, особенно если в его состав входят летучие компоненты (например, льды).

«Неразрушаемое» изменение орбиты относительно крупных тел осуществляется путем придания им дополнительного импульса. В случаях астероидных тел или короткопериодических комет предполагается, что такое опасное тело может быть обнаружено с упреждением несколько лет. При этом для корректировки орбит таких тел достаточно изменения их удельного импульса на величину менее одного сантиметра в секунду. Первоначально представляется, что это может быть достигнуто с помощью многих механизмов. Например, механический сброс части вещества астероида в космос со скоростью масштаба метров в секунду или организация дополнительно светового давления. Однако техническая проработка любого из таких проектов приводила к большим энергетическим и ресурсным затратам, которые представляются неподъемными для современного уровня технологий. Так, казалось, простая схема механического сброса массы требует для начала корректировки вращательного движения тела, затем сбора или подготовки части вещества тела для сброса. Хотя принципиальных ограничений для такой технологии нет, и возможно, что в будущем, особенно применительно к телам кометного происхождения, она может оказаться достаточно эффективной.

При современном уровне технологий более простым способом неразрушаемой корректировки орбит для достаточно прочных тел является использование ядерных взрывных устройств. В настоящее время уже имеются детальные снимки ряда тел астероидного происхождения (спутники Марса, астероиды основного пояса Ида, Гаспра, Матильда). Из числа астероидов, сближающихся с Землей, наиболее детальная информация была получена об астероиде Эрос. Кратеры на поверхности этих тел указывают, что они представляли собой достаточно прочные

скальные тела, которые выдерживали многократные удары по ним. Поэтому некоторое изменение скорости таких тел может быть осуществлено при взрыве на их поверхности. Для большей определенности в организации направленного действия представляется оправданным использование технологии одновременного взрыва нескольких зарядов – группового подрыва. Как и в случае относительно малых тел, использование химических ВВ, в силу малой плотности энергии в них, оказывается неэффективным, поэтому целесообразно использование ядерных взрывных устройств. Большое время упреждения позволяет предварительно исследовать макроскопические свойства таких тел и свойства слагающих пород, осуществить выбор мест подрыва, выбрать наиболее эффективные энергии подрыва и способы размещения зарядов.

Более сложной является проблема корректировки орбит кометных тел. Прежде всего потому, что прочность составляющих их веществ невысока. В этом случае энергия корректирующего импульсного воздействия будет сильно диссипировать в веществе кометы, не организовывая необходимого направленного импульса. К сожалению, свойства таких тел в настоящее время плохо изучены. Можно надеяться, что ближайшее десятилетие продвинет нас в понимании этих проблем. Но сейчас мы обратим внимание на принципиальные возможности, которые могут быть благоприятными для траектории комет. Прежде всего, если опасная комета относится к классу короткопериодических, то она может быть подвергнута детальному изучению для оптимизации технологии воздействия. В частности, для корректировки можно планировать либо большую группу маломощных синхронизованных взрывов, либо использовать энергодостаточную систему для организации направленного истечения части вещества, например с помощью ядерной реактивной установки, используя в качестве рабочего тела легколетучие компоненты вещества ядра.

Проблема корректировки орбиты становится существенно сложнее, если угроза столкновения исходит от вновь открытой средне- или долгопериодической кометы. Прежде всего, она должна быть открыта с большим временем упреждения, чтобы иметь возможность организовать и послать миссию перехвата. Заметим, орбита ее при обнаружении будет известна с плохой точностью, и решение о перехвате из-за дефицита времени придется принимать на основе грубых данных. При этом еще хуже будут известны параметры опасного тела. Поэтому миссия должна иметь достаточно широкий набор перестраиваемых средств, которые могут быть лишь частично использованы при воздействии или не использованы вовсе, если тело, в конце концов, окажется неопасным. Важную принципиальную возможность для влияния на орбиту такого тела открывает воздействие на его поверхность. Это может быть осуществлено также с помощью одного или нескольких ядерных взрывов, которые могут быть использованы для удаления «нелетучих корок» с части ядра кометы. В результате будет существенно изменен процесс негравитационного воздействия, что в итоге приведет к изменению орбиты тела. Однако эти процессы требуют дальнейших, в том числе и экспериментальных, исследований.

Свойства малых космических тел

Мы видели, что размеры тел, представляющих угрозу космических столкновений, варьируются в широких пределах от десятков метров до десятков километров. Существенно варьируются и их свойства: от льдов, составляющих основу кометных тел, до каменных пород

различного состава и железоникелиевых тел. Ясно, что разрушение или смещение опасного тела будет существенно зависеть не только от его размеров, но и от свойств вещества, из которого оно состоит. Знание этих свойств необходимо для выбора технологии воздействия и конкретной ее реализации, например от зарядов и их размещения в случае ядерного воздействия. В зависимости от выбранной технологии нейтрализации космической угрозы – отклонения тела или его диспергирования – необходимо знание разных свойств. Так, для корректировки орбиты относительно крупных тел необходимы знания об их целостности, прочности сцепления слагающих их блоков. Для обеспечения диспергирования относительно малых тел необходимо знание локальной прочности вещества.

В настоящее время основная часть информации о свойствах астероидов и комет получена с помощью наземных наблюдений. Непосредственные данные о свойствах веществ в составе астероидов основываются на данных о веществах метеоритов. Именно сопоставление результатов спектральных наблюдений с соответствующими данными, полученными для вещества метеоритов, позволили ввести современную классификацию астероидов, оценить отражающую способность поверхности разных тел и более достоверно оценить их размеры.

Важным дополнительным источником информации о свойствах малых тел, сближающихся с Землей, стали данные радиоастрономии. Они, в частности, позволили установить форму ряда тел и получить некоторые данные о свойствах слагающего их вещества.

Новым важнейшим источником информации о малых телах являются космические миссии. Первоначально были получены данные о спутниках Марса, которые по современным представлениям близки по свойствам к астероидам или даже являются таковыми, будучи захваченными ранее этой планетой. Следующим ценным шагом явилось изучение кометы Галлея с помощью нескольких космических аппаратов. При этом впервые удалось получить фотографии ядра кометы. Первые снимки поверхности астероидов основного пояса – Ида, Гаспра, Матильда – были получены в режиме пролета с помощью американской станции Галилей, предназначенной для изучения системы спутников Юпитера. А в 2000 г. было осуществлено детальное изучение поверхности сближающегося с Землей астероида Эрос с помощью специализированного аппарата NEAR. Все отмеченные миссии осуществляли дистанционные исследования объектов в основном с помощью оптических наблюдений. В настоящее время планируется ряд экспедиций с посадкой аппаратов, исследование свойств тел и образцов пород на месте, а в дальнейшем – с доставкой образцов на Землю.

В последние годы открывается новый важный источник информации – прямые космические миссии к малым телам. В частности, особенно ценной была миссия NASA NEAR к астероиду Эрос, в ходе которой в течение года осуществлялся облет и фотографирование поверхности тела. Она позволила получить богатейшую информацию о поверхности этого астероида, что косвенно может быть использовано для прогнозирования свойств пород, из которых он состоит. К сожалению, возможности по непосредственному изучению свойств вещества этого астероида были ограничены лишь спектральными измерениями на расстоянии. Для более детального изучения свойств пород необходима посадка на тело, а в дальнейшем и доставка образцов для исследований на Землю. Такие миссии планируются в будущем. Конечно, они являются сложными технологически, дорогими и требуют много времени для их осуществления. К сожалению, у России пока нет аналогичных программ. Однако, учитывая большие технические возможности

ракетной отрасли страны, представляется целесообразным предлагать такие проекты международному сообществу, основываясь на нашей технике.

В зависимости от упреждающего времени возможно долгосрочное и краткосрочное планирование операции нейтрализации опасности. Долгосрочное планирование возможно для крупных тел, которые могут быть обнаружены за несколько лет до возможного столкновения. Для малых тел, как ранее отмечалось, наиболее вероятным сценарием является обнаружение их за несколько дней или недель перед возможным столкновением.

При долгосрочном планировании возможна посылка специальных исследовательских миссий на опасное тело и изучение его макроскопических свойств, а также свойств, слагающих пород непосредственно на месте. Тогда эта информация будет непосредственно использована при планировании операции воздействия.

В случае краткосрочного планирования не будет времени для прямых исследований на опасном объекте. Информация о его свойствах может быть получена лишь с помощью разведывательных миссий в режиме пролета. Ясно, что такие данные не могут быть полными. Но всё-таки имеются немалые для этого возможности. В частности, можно использовать проникающие зонды и по режиму проникания судить о свойствах вещества; можно исследовать его спектральный состав по продуктам разлета.

Очевидно, что исследовательские миссии являются весьма дорогими и трудоемкими, а иногда для их осуществления может не хватить времени. Поэтому важным является накопление и углубление фундаментальных знаний о свойствах малых тел. Особую ценность представляют систематические миссии к телам с разными свойствами, продолжение и углубление работы по систематизации таких тел по свойствам, развитие теоретических представлений об их формировании и эволюции. Наличие таких данных позволит получать более достоверные прогнозы для свойств конкретных опасных тел на основе ограниченной информации для выявленного объекта. Особенно это относится к малым астероидным телам и кометам, представляющим опасность при их первом появлении.

Доставка и воздействие

Доставка средств воздействия является важнейшим этапом предотвращения космического удара. Мы ограничимся рассмотрением использования только ядерных взрывных средств воздействия. Благодаря высокой плотности энергии ядерных устройств и большой энергоёмкости операций по нейтрализации, в настоящее время ядерные устройства являются наиболее приемлемыми для их проведения. Однако вновь подчеркнем, что в будущем возможно применение альтернативных технологий, например при использовании других энергетических и материальных ресурсов (энергии солнца, вещества комет).

В случае долгосрочного планирования нейтрализации – со временем упреждения порядка нескольких лет и более – доставка исследовательских средств и средств нейтрализации может быть осуществлена в режиме оптимизированных космических миссий. Более того, исследовательские миссии можно рассматривать как тренировочные для миссий нейтрализации. Данные исследовательских миссий позволят выбрать оптимальную схему размещения взрывных устройств и их энергию. Оптимизация должна осуществляться по величине переданного импульса

телу при условии обеспечения его целостности. Подчеркнем, что наилучший эффект может быть достигнут при использовании группы зарядов. Последовательность подрывов и мощность устройств должны быть подобраны с учетом формы и прочностных свойств тела. Для обеспечения эффективности воздействия каждого отдельного устройства возможно дополнительное обустройство места заложения, например заглубление его в грунт или размещение в существующих кратерах с сооружением накрывающего слоя.

Гораздо сложнее задача перехвата более мелких тел, которые были обнаружены при непосредственном подлете к Земле. В зависимости от размеров тел и скорости их сближения с Землей время упреждения должно составлять 3–5 суток. В отдельных случаях оно может достигать несколько недель. Для нейтрализации таких объектов система космической защиты должна иметь достаточно гибкую систему средств доставки и воздействия в режиме непрерывного дежурства. Средства системы должны обеспечивать запуск в течение нескольких часов, после подтверждения опасности. Очевидно, старты таких средств должны иметь достаточно разветвленную сеть на Земле, включая океан, либо находиться в режиме готовности в ближнем космосе. Средства доставки должны иметь достаточно высокие энергетические ресурсы для обеспечения необходимых маневров и наведения в космосе. Особо повышенные требования предъявляются к средствам наведения. Для таких событий весьма вероятно, что более детальная информация об опасных объектах может быть получена, когда аппарат перехвата будет уже в полете. Поэтому бортовые системы должны быть достаточно гибкими, чтобы осуществлять корректировки при нацеливании и сближении.

При таком сценарии предпочтительным является режим разрушения опасного тела и смещения на безопасное расстояние поля осколков и фрагментов. Поэтому полезным является режим осуществления взрыва в боковой части тела, что особенно осложняет задачу попадания. Кроме того, для повышения эффективности разрушения необходимо обеспечить проникание заряда в тело. Задача проникания является весьма сложной и требует предварительных экспериментальных исследований. В отдельных случаях может оказаться полезным использование синхронизированного взрыва нескольких зарядов. По-видимому, оправданным будет дублирование перехвата. Кроме того, целесообразно также использование средств дополнительного контроля результатов перехвата. Заметим, что в настоящее время нет никакого опыта по перехвату таких тел, сближению с ними, нацеливанию на выделенные участки, внедрению в них. Поэтому особую ценность представляют эксперименты по сближению с такими телами. В задачи таких экспериментов, помимо отработки систем нацеливания, должны входить физические эксперименты по изучению свойств вещества как дистанционно, так и в режиме проникания соответствующих детектирующих устройств.

Особенно сложной является задача перехвата кометных тел при их первом появлении. Это объясняется большими неопределенностями в знании их орбит и отсутствием информации об их размерах. Наиболее вероятным режимом воздействия может служить активизация истечения вещества с помощью взрывов. Учитывая медленность корректировки с помощью механизма истечения и высокую скорость полета комет, аппараты перехвата должны быть отправлены задолго до получения надежной информации о неизбежности удара. Более того, будет оправданной посылка нескольких перехватчиков, которые должны работать последовательно, после оценки результатов предыдущего воздействия. Однако эту концепцию перехвата следует считать

предварительной. Она может существенно изменяться по мере накопления сведений о свойствах кометных тел и развития технологий. В частности, если окажется, что комета не представляет опасности, то соответствующие аппараты должны будут работать только по исследовательским программам.

Концепция защиты

Представленная картина опасности космических столкновений, современное понимание происхождения опасных тел, понимание неполноты информации об этих источниках позволяют сформулировать следующие принципы подхода к проблеме этой космической угрозы и ее предотвращения. Уже из самой постановки проблемы видно, что она состоит из двух составляющих: 1) выявление объектов (объекта), несущих конкретную угрозу столкновения, и 2) предотвращение этой угрозы. Поэтому система защиты Земли, как уже отмечалось, должна включать две подсистемы. Назовем их соответственно подсистемами наблюдений и нейтрализации. Ясно, что они должны работать согласованно, а в критических ситуациях их действия должны быть жестко синхронизованы.

Сначала остановимся на подсистеме наблюдений. К настоящему времени конкретные носители угрозы пока не выявлены. Достоверно известно, что они существуют. Поэтому в концепции защиты на первый план выходит задача выявления угрожающих объектов. Ранее изложенное рассмотрение показывает, что по технологиям поиска угрожающих объектов возможны три подхода:

1. Заблаговременное обнаружение достаточно крупных астероидных тел (с поперечником около 1 км и более) с помощью наземных телескопов. Как уже отмечалось, такие тела представляют собою самую уникальную для всего человечества природную катастрофическую опасность – столкновения с глобальными последствиями, которые могут привести к деградации или даже вымиранию всего человечества. Обнаружение таких тел с успехом осуществляется современными наземными телескопами с помощью специализированных программ поиска.

2. Обнаружение мелких тел, столкновения которых ведут к региональной или локальной катастрофам. Как отмечалось, лишь незначительная доля таких тел может быть случайно выявлена заблаговременно при поиске тел глобальной угрозы. Основная часть не может быть обнаружена современными наземными телескопами. Поэтому таким телам целесообразно иметь иную тактику обнаружения, а следовательно, и нейтрализации. Их следует обнаруживать непосредственно при опасном подлете к Земле. Наилучшим образом это может быть сделано с помощью специализированных телескопов космического базирования. Однако весьма ценную информацию можно также получить с помощью объединенных в сеть и работающих в режиме реального времени наземных телескопов.

Следует использовать и другую возможность. Мелкие астероидные тела или их фрагменты, из которых лишь незначительная доля может быть выявлена с заметным упреждением. Основная часть должна быть выявлена уже на последнем подлете к Земле. Как отмечалось, такие столкновения случаются значительно чаще. Их последствия не губительны для цивилизации, но всё-таки в современном, плотно заселенном мире являются очень опасными.

3. Обнаружение кометных тел. Внимание привлекают выявленные кометы, так как их орбиты весьма быстро эволюционируют. Но наибольшего внимания заслуживают кометные тела, несущие потенциальную опасность столкновения, при своем первом появлении. Прежде всего, их трудно наблюдать, так как они могут появиться под большим углом к плоскости эклиптики. Кроме того, при обнаружении их орбиты известны с большими неопределенностями, а именно на этом этапе необходимо принимать решение об организации перехвата.

В соответствии с описанными возможностями подсистемы наблюдений подсистема нейтрализации должна состоять из трех секторов. Первый сектор отнесем к крупным астероидам. Будем считать, что современная программа наблюдений астероидов глобальной опасности даст возможность заблаговременно выявить наиболее опасные объекты. В этих условиях должны быть снаряжены исследовательские экспедиции на такие объекты, которые позволят получить наиболее полную информацию об их свойствах и выбрать щадящую тактику воздействия, приводящую к малому, но гарантированному изменению орбиты таких тел, например с помощью системы групповых взрывов, адаптированных к поверхности и свойствам тела. При этом сами исследовательские экспедиции могут служить генеральной репетицией для операции корректирующего воздействия.

Второй сектор должен быть функционально направлен против объектов локальной и региональной угрозы. Его специфика должна состоять в том, что средства доставки и перехвата должны находиться в состоянии готовности. Система должна быть достаточно гибкой, чтобы обеспечить перехват объектов при их подлете из любого вероятного направления. Представляется оправданной посылка первоначально исследовательского аппарата, либо нескольких аппаратов, а за ним должен лететь перехватчик. При этом результаты наблюдений (например, выбор места заглубления) будут учитываться непосредственно в полете.

Третий сектор подсистемы нейтрализации предназначен для корректировки орбит комет. Его принципиальная схема аналогична схеме, использованной для предыдущего сектора. Отличаются временные масштабы и пространственные масштабы (включая размеры опасного тела). Следовательно, должны быть использованы более мощные носители, более мощные взрывные устройства. Различие свойств кометных тел и астероидных фрагментов приводит к отличию технологий непосредственно воздействия.

Возможности международного сотрудничества

Опасность космических столкновений угрожает всему человечеству, и поэтому естественно систему защиты строить на международной основе. Однако опыт начала работ показывает, что международное сотрудничество по этой проблеме будет не просто организовать. Это, по-видимому, связано с принципиальной близостью схем перехвата опасных космических объектов и, например, стратегических ракет. Хотя близость эта в основном кажущаяся. Задача космического перехвата существенно отличается по скоростям объектов, их размерам, пространственным конфигурациям перехвата.

Тем не менее этот психологический барьер должен быть преодолен, так как система космической защиты весьма сложное и ресурсоемкое предприятие, которое не по силам ни одной нации.

Заключение

Для продолжения существования цивилизации человечество неизбежно должно будет неоднократно решать задачу защиты своего космического дома и его обитателей от ударов малых космических тел. Частота таких ударов относительно мала, то есть временные расстояния между катастрофическими событиями велики по сравнению с продолжительностью жизни людей. Не каждому поколению удастся быть свидетелем даже самых слабых ударов, типа Тунгусского, мощность которого, тем не менее, составляла 10–20 Мт. Поэтому в психологии повседневной жизни представляется, что эта опасность может нас миновать. Но потери от таких ударов могут быть огромными, а, в крайнем случае, особенно мощных ударов глобального масштаба – просто исключительными – гибель всей цивилизации. Поэтому представляется исключительно важным для всего человеческого сообщества разработать и осуществлять эффективную программу предотвращения космических столкновений.

Эта программа должна включать в себя наземные и космические наблюдения с целью своевременного выявления опасных объектов, а также расширяющееся изучение свойств тел, представляющих реальную опасность, и представителей тех классов, к которым потенциально опасные объекты принадлежат. Обнаружение относительно крупных астероидов и короткопериодических комет может быть осуществлено заблаговременно, а малые астероидные тела, средне- и долгопериодические кометы могут быть обнаружены при столкновительном приближении их к Земле.

В зависимости от этих возможностей рассматриваются разные сценарии противодействия. При заблаговременном обнаружении возможно предварительное детальное изучение тела, мягкая доставка средств противодействия (ядерных взрывных устройств), использование «сходящего» режима взрывного воздействия (например, с помощью синхронизованного подрыва нескольких зарядов) с целью корректировки орбиты тела. В случае обнаружения тела при катастрофическом приближении, как в случае малых тел или вновь обнаруженных комет, перехват должен быть организован еще по неполным данным, а схема средств воздействия должна корректироваться в процессе их пополнения уже при летящем аппарате.

Система космической защиты Земли должна строиться на международной основе, с сильным участием стран всего международного сообщества.

Вместо эпилога

Самым свежим примером уготовленной и только случайно несостоявшейся региональной катастрофы являются события конца декабря 2001 г. – начала января 2002 г. 12 декабря 2001 г. группой ученых Палмарской лаборатории, работающей по программе NEAT (Near Earth Asteroids Tracking) и финансируемой американским космическим агентством NASA, был открыт астероид 2001 YB5, который приближался к Земле. Дальнейшие наблюдения показали, что 7 января 2001 г. он пролетит на расстоянии около 600 тысяч километров от Земли, что примерно вдвое больше расстояния до Луны. По космическим масштабам это очень малое расстояние. Поперечник астероида, оцененный по отраженному излучению, составил около 300 м (неопределенность оценки составила от 220 до 390 м). Его скорость по отношению к Земле составляла 30,6 км/с. Если бы это тело ударило бы о Землю, то энергия удара составила бы около 6 Гт.

В частности, специалисты по космическим ударам полагают, что именно столкновение такого масштаба обусловило 5000 лет назад легендарные события «всемирного потопа». Современные оценки для столкновений таких тел дают характерное время ожидания для столкновений такой амплитуды – около 5000 лет.

В результате такого удара могло быть уничтожено государство средних размеров, например с территорией, равной площади Франции. Выбросы в атмосферу вследствие такого удара на несколько лет могли бы повлиять на климат и урожайность сельскохозяйственных культур. Если б удар пришелся на океан, то вызванная им волна цунами опустошила бы протяженное побережье, обусловив громадные жертвы и разрушения. Если б даже были известны точно координаты такого удара, то эвакуация населения с опасных территорий явилась бы чрезвычайно тяжелой задачей. Представьте себе эвакуацию населения какой-либо страны. А как быть с культурными ценностями? Или еще сложнее: как быть с многомиллионными городами вдоль побережья океана?

Эти события продемонстрировали неготовность сообщества к таким событиям. Несмотря на ранее отмеченные технологические возможности, ни одна из держав мира и даже все вместе, не смогли бы предотвратить такое столкновение.

В то же время, если бы действительно осуществлялась ранее описанная программа работ по развитию систем защиты Земли, то предотвращение удара было бы вполне реальным, необходимые действия осуществлялись бы в благоприятном режиме, и всё могло бы пройти без тяжелых последствий. Например, за 3–4 дня можно было бы привести в готовность систему доставки и оснастить ее средствами воздействия, 13–14 дней можно было бы потратить на сближение. При этом необходимо было бы планировать направленное взрывное воздействие, результатом которого был бы боковой импульс, уводящий с угрожающей траектории. Как отмечалось, было бы полезно использовать групповой подрыв с динамическим заглублением 2–3 устройств.

Будет ли ждать наше сообщество следующий пример, который может оказаться не виртуальным, а реальным ударом?



В прошлые времена очень любили мелкую рыбешку.
Даниэль Чадлер Харрис «Сказки дядюшки Римуса»

ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ АСТЕРОИДОВ И КОМЕТ. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ЯВЛЕНИЯ¹

В. З. Нечай, В. Н. Ногин, Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин

Введение

При воздействии ядерного взрыва на опасный космический объект (ОКО), такой, как астероид или комета, можно добиться последствий двух основных типов:

- раздробить ОКО на фрагменты такого размера (<10...30 м) и придать им такие скорости (>0,1...1 м/с), что вблизи Земли фрагменты ОКО окажутся на достаточном расстоянии друг от друга и сгорят в верхних слоях атмосферы, не оказав воздействия на ее поверхность;
- придать ОКО, не разрушая его, такой импульс, который приведет к изменению его орбиты и обеспечит пролет на безопасном расстоянии от Земли.

Соответственно, возникают две основные задачи, решение которых необходимо для оценки возможности осуществления проекта создания системы защиты Земли на основе ядерного оружия и определения характеристик такой системы:

- предсказать состояние ОКО после ядерного взрыва вблизи его поверхности;
- оценить импульс, приобретаемый ОКО в результате ядерного взрыва вблизи его поверхности, то есть оценить скорости, с которыми фрагменты ОКО будут выбрасываться с его поверхности.

Воздействовать на астероид можно ядерными взрывами различных типов: заглубленным, контактным и приповерхностным, каждый из которых имеет свои особенности как по физической картине протекания явления, так и по технической схеме соответствующего модуля ядерного воздействия (МЯВ). Отвлекаясь от проблемы воздействия на астероиды сложной формы или очень большого размера, что может потребовать проведения нескольких последовательных или одновременных взрывов, мы хотели бы обсудить общую картину единичного взрыва вблизи

¹ Planetary Defense Workshop (An International Technical Meeting on Active Defense of Terrestrial Biosphere from Impact by Large Asteroids and Comets, Lawrence Livermore National Laboratory Research Drive Conference Center Livermore, California May 22–26, 1995.

поверхности астероида и обсудить экспериментальные и расчетно-теоретические основания, которые позволят принять определенные инженерные решения.

Ниже рассматриваются различные типы ядерных взрывов, протекание определяющих процессов и характерные параметры.

1. Подземные камуфлетные взрывы

Выделение основной части энергии при ядерном взрыве происходит примерно за одну сотую долю микросекунды, в результате в ядерном взрывном устройстве (ЯВУ) развивается давление в сотни мегабар ($1 \text{ бар} = 10^5 \text{ н/м}^2 = 1,02 \text{ атмосферы}$) при температуре в несколько кэВ ($1 \text{ кэВ} = 1,16 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{К}$)

Плотность первоначально выделившейся энергии настолько высока, что перенос ее происходит преимущественно путем лучистой теплопроводности. В результате в грунте распространяется тепловая волна (ТВ) [1]. По мере увеличения размеров области, охваченной движением, температуры падают и течение принимает чисто газодинамический характер. В результате формируется газодинамический источник, который и определяет дальнейшее развитие взрыва. Характерная плотность энергии в таком газодинамическом источнике составляет $\sim 10^5 \text{ кДж/г}$. Можно показать [2], что процессы переноса энергии излучением становятся малосущественными, когда движением охватываются слои грунта с радиусом, большим $0,2 \text{ м/кт}^{1/3}$. Примерно с этого момента происходит испускание сильной ударной волны (УВ). По мере распространения УВ происходит ослабление ее интенсивности, в результате чего на различных расстояниях от центра взрыва последовательно образуются зоны испарения, плавления, дробления и трещиноватости и испускается упругая (сейсмическая) волна.

Как известно [3], развитие процессов при сильных взрывах в бесконечной однородной среде подобны. Это означает, что все пространственные (радиус полости, радиусы зон дробления и трещиноватости и т. п.) и временные (время образования полости и т. п.) характеристики взрыва изменяются с изменением мощности взрыва E пропорционально $E^{1/3}$.

Взрыв, произведенный на достаточной глубине, не оказывает разрушающего воздействия на поверхности земли. Такой взрыв называют камуфлетным. Камуфлетные взрывы, отвлекаясь от ряда деталей типа образования откольной линзы на поверхности грунта, можно рассматривать как взрывы в бесконечной среде.

Данные, полученные при проведении подземных ядерных испытаний, составляют и будут составлять основу для калибровки расчетных методик для определения эффекта воздействия ядерного взрыва на астероиды ввиду:

- большого количества проведенных испытаний;
- разнообразия сред, в которых проводились испытания (коралловые рифы, аллювий, туфы, каменная соль, известняки, граниты, базальты);
- подробных экспериментальных исследований, сопровождавших испытания.

К таким данным относятся:

- законы движения и параметры УВ (в области $r < 5 \dots 10 \text{ м/кт}^{1/3}$, где прочностные эффекты играют слабую роль);
- параметры сейсмозврывных волн в области упругопластических течений;

- параметры излучаемой сейсмической (упругой) волны;
- количество необратимо испаренной в УВ горной породы (~ 70 т/кТ);
- количество расплавленной в УВ горной породы ($\sim 500\dots 900$ т/кТ);
- размеры зон интенсивного дробления (~ 25 м/кТ $^{1/3}$);
- размеры зон трещиноватости (~ 100 м/кТ $^{1/3}$);
- законы распределения фрагментов раздробленной в УВ породы по размерам;
- размеры образующейся полости (от $9\dots 11$ м/кТ $^{1/3}$ в каменной соли, граните и доломите до $14\dots 17$ м/кТ $^{1/3}$ в аллювиях и туфах).

Опыт проведения подземных ядерных испытаний и многочисленные опубликованные и неопубликованные результаты расчетов убедительно свидетельствуют, что к настоящему времени хорошо изучены уравнения состояния земных горных пород, их упругопластические свойства и с высокой степенью точности описываются расчетно (в рамках одномерных методик) основные параметры возникающих при подземных взрывах течений.

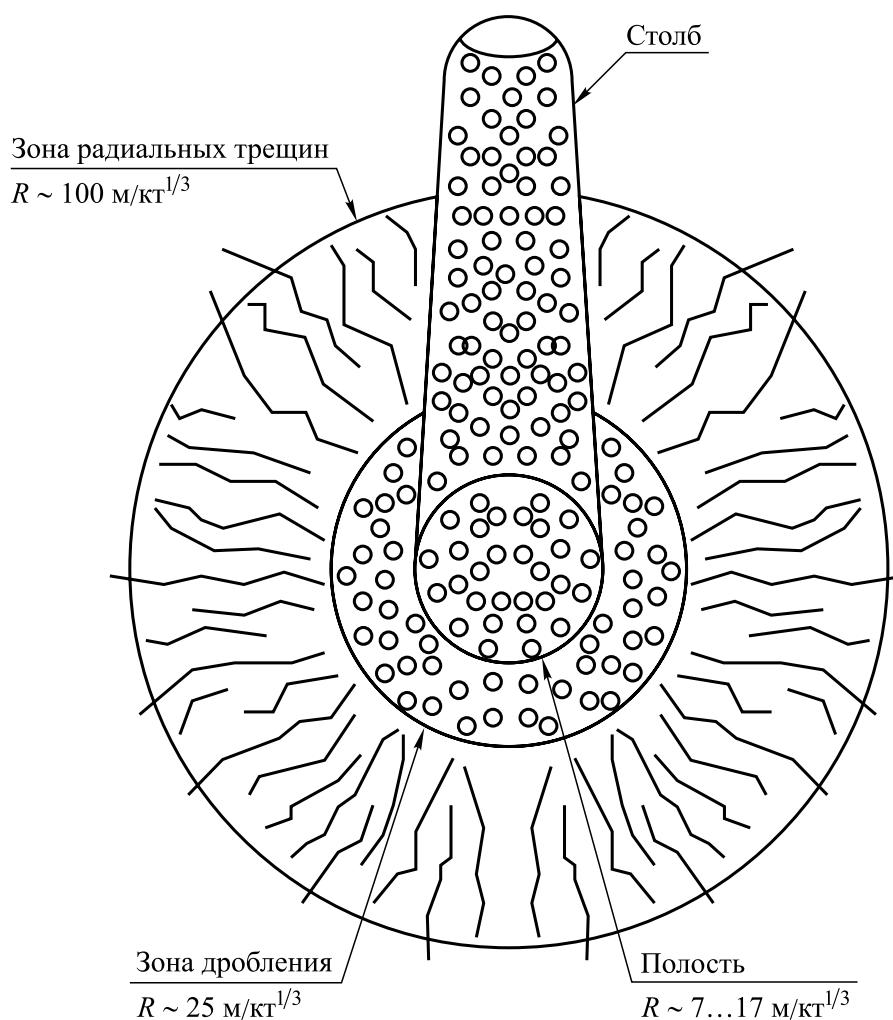


Рис. 1. Взаимодействие подземного ядерного взрыва

Отметим, что при подземных ядерных взрывах происходит очень интенсивное дробление горных пород [4], и максимальные размеры образующихся фрагментов породы составляют ~ 5 м. Это позволяет надеяться, что при воздействии на астероид можно добиться не только существенного изменения его импульса, но и обеспечить необходимую его фрагментацию.

2. Контактные ядерные взрывы

Для изменения траектории или фрагментации астероидов с диаметром, превышающим 50...100 м, потребуется использование ЯВУ мощностью от 1 Мт и выше. Это следует из величин, приведенных выше характерных размеров зон разрушения подземных ядерных взрывов. Поэтому мы будем рассматривать контактный взрыв достаточно мощного ЯВУ (термоядерного) на высоте порядка 1 м.

Движение грунта при взрыве вблизи его свободной поверхности определяется, прежде всего, долей энергии взрыва, непосредственно ему переданной. В современных термоядерных зарядах выделение энергии происходит за времена порядка одной сотой микросекунды [2]. При взрыве над поверхностью астероида большая часть энергии будет высвечиваться из МЯВ в виде рентгеновского излучения за время порядка нескольких сотых долей микросекунды. Часть рентгеновского излучения, направленная вниз, в виде короткого импульса квантов облучит поверхность астероида. При этом произойдет ее радиационный прогрев, который завершится в течение десятых долей микросекунды, и образуется высокотемпературная область грунта, имеющая форму линзы.

Температуры в грунте при этом настолько высоки (~ 1 кэВ), что, с одной стороны, в грунте распространяется тепловая волна, а с другой – идет интенсивное обратное переизлучение с поверхности в воздух. В результате, грунтом поглощается небольшая доля энергии грунта (менее 10%). Еще меньшая доля энергии передается грунту за счет удара паров ЯЗУ. После остановки тепловой волны в грунте испускается ударная волна. При прохождении ударной волны по грунту происходит его интенсивное разрушение. Из-за разгрузки с поверхности происходит обратное движение грунта вверх. В результате масса грунта выкидывается вверх с большими скоростями, образуется воронка.

Количественные характеристики и некоторые качественные особенности явления контактного взрыва подробно рассмотрены, например, в [2, 5]. В частности, оказывается, что:

- доля полной энергии взрыва, переданная грунту, слабо зависит от мощности взрыва в диапазоне 0,1...10 Мт (эта величина, по крайней мере, более чувствительна к деталям конструкции МЯВ, которые в свою очередь определяют долю энергии взрыва, излучаемую в виде рентгеновского излучения, время высвечивания, спектр излучения);
- область дробления имеет приблизительно форму полусферы с радиусом ~ 100 м/Мт^{1/3};
- импульс, приобретаемый астероидом, составляет $\sim 10^8$ (т·м/с·Мт).

Расчеты контактных взрывов наиболее сложны по сравнению с другими типами взрывов. Это связано с необходимостью описания больших деформаций при ударе паров МЯВ о грунт, и при разлете грунта с одновременным учетом переноса энергии излучением. Кроме того,

в случае контактного взрыва не всегда применимо приближение лучистой теплопроводности, требуется учет спектральных эффектов. Например, температура излучения, выходящего с поверхности МЯВ, и температура в линзе прогрева могут сильно отличаться.

Особую проблему при расчетном описании контактных взрывов представляет собой практически полное отсутствие экспериментальных данных. Чтобы избежать сильного радиоактивного заражения территорий полигонов, контактные взрывы при испытаниях ядерного оружия не проводились.

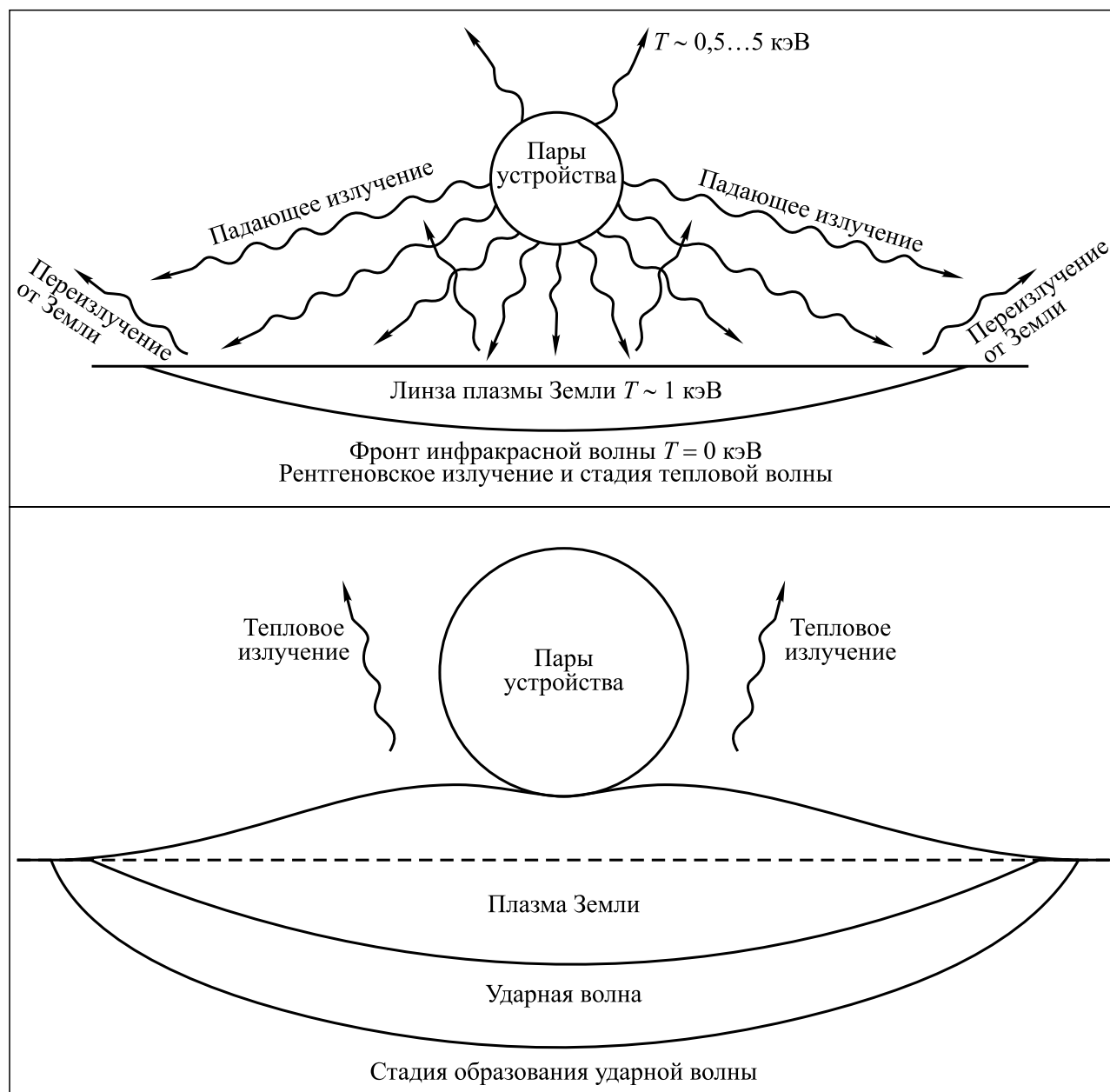


Рис. 2

3. Малозаглубленные ядерные взрывы

Воздействие ядерного взрыва на астероид будет наиболее интенсивным, если ядерное взрывное устройство перед взрывом заглубить в грунт. Это связано с тем, что при таком способе взрыва, в отличие от контактного и приповерхностного, энергия взрыва на начальной (тепловой) стадии развития явления практически полностью передается грунту астероида. Так, при заглублениях, превышающих $2 \text{ м/Мт}^{1/3}$, ТВ не выходит на поверхность грунта, вся энергия на начальной стадии остается в грунте. При дальнейшем увеличении глубины взрыва увеличивается и глубина, на которой волна разгрузки со свободной поверхности догоняет ударную волну, распространяющуюся вниз. Соответственно растет и эффективность взрыва. В результате воздействие на астероид заглубленного взрыва оказывается эквивалентным воздействию контактного взрыва в десятки раз большей мощности [2, 5, 6]. Поэтому рассмотрение эффектов воздействия на астероид с помощью заглубленного взрыва представляет особенный интерес.

По-видимому, реально достижимые величины заглублений лежат в пределах первых десятков метров. Поэтому, при использовании МЯВ мощностью от $\sim 1 \text{ Мт}$ и выше, практически интересные величины приведенных заглублений составляют от 0,2 до $3 \dots 5 \text{ м/кт}^{1/3}$. Для таких глубин характерная величина импульса, переданного астероиду, будет составлять $\sim 10^9 \dots 10^{10} \text{ (т} \cdot \text{м/с} \cdot \text{Мт)}$. Размеры зоны дробления будут, по крайней мере в 2 раза превышать размеры зоны дробления контактного взрыва той же мощности. При заглублениях $6 \dots 8 \text{ м/кт}^{1/3}$ радиус зоны дробления будет уже превышать радиус дробления камуфлетного взрыва, поскольку волна разгрузки со свободной границы догонит УВ, распространяющуюся вниз, на расстоянии $\sim 25 \text{ м/кт}^{1/3}$, а дополнительное дробление будет обеспечено за счет откольных явлений в зоне интенсивного развития радиальных трещин.

Расчетное описание начальной стадии заглубленного взрыва, в отличие от контактного, не представляет в настоящее время особой сложности. В то же время на стадии развития воронки взрыва приходится сталкиваться с проблемой адекватного описания упругопластического течения с большими деформациями.

Экспериментальные результаты по ядерным взрывам, которые можно отнести к малозаглубленным, довольно скудны и малопредставительны. В табл. 1 приведена сводка всех ядерных взрывов на выброс, проведенных в США и СССР [7]. Из 16 указанных взрывов большинство проведено на глубинах близких к оптимальным для получения максимальных размеров воронки, но представляющих меньший интерес для астероидной проблемы. Отметим также, что эффект заглубленных взрывов на Земле в большой степени определяется влиянием силы тяжести, что также затрудняет использование экспериментальных результатов для калибровки.

С другой стороны, имеется богатый экспериментальный материал по заглубленным взрывам химических ВВ. Привлечение этих материалов требует дополнительных расчетных усилий. Некоторые же из экспериментальных данных по взрывам химических ВВ прямо указывают на то, что надежды на достаточно точное расчетное описание воздействия заглубленных взрывов на астероид могут не оправдаться, особенно с учетом ограниченности наших знаний о свойствах конкретного опасного объекта, подлежащего воздействию. Так, в классическом обзоре [6] указывается, что наиболее многочисленные данные по взрывам данной мощности в данном грунте были получены в экспериментах с 256-фунтовыми сферическими зарядами ТНТ в аллювиях Невадского испытательного полигона и Альбукеркского полигона. Оказа-

лось, что объемы воронок на заданной глубине изменяются от эксперимента к эксперименту в 2...3 раза. Причем систематические отклонения, связанные с различием испытательных площадок, оказались меньше, чем отклонения в пределах каждой площадки. Возможно, это означает, что экспериментальные данные по воронкам в условиях ограниченного знания свойств грунта не могут служить надежным основанием для калибровки численных методик, по крайней мере, при расчете такой характеристики, как импульс, передаваемый астероиду. Этот вывод подтверждается и характеристиками воронок ядерных взрывов Jangle S и Johnnie Boy.

Таблица 1

Сводные данные ядерных взрывов на выброс [8, 9]

Название	Мощность, кг	Глубина взрыва, м	Радиус воронки, м	Глубина воронки, м	Грунт
Jangle S	1,2	1,1	14	6,4	наносные отложения
Jangle U	1,2	5,2	40	16	наносные отложения
Teapot ESS	1,2	20	45	27	наносные отложения
Neptune	0,115	31	31	11	вулканический туф
Danny Boy	0,42	34	33	19	базальт
Johnnie Boy	0,5	0,53	18	9,1	наносные отложения
Sedan	100	194	184	98	наносные отложения
Palanquin	4,3	85	36	24	риолит
Cabriole	2,6	52	54	37	риолит
Buggy Row of 5	1,1	41 расстояние 46	76	21	базальт
Schooner	35	108	130	63	вулканический туф
1003	1,1	48	53,5	31	алевритовый песчаник
1004	125	-178	204	100	песчаник/сланец
T-1	0,2	31,4	40	21	песчаник
T-2 Row of 3	0,2	31,4 расстояние 40	32,5	16	песчаник
Pechora-Kama Row of 3	15	-127	150..170	10...15	наносные отложения

При заглубленном ядерном взрыве так же, как и при камуфлетном, обеспечивается очень интенсивное дробление. В табл. 2 приведены некоторые данные по размерам образующихся при взрывах обломков породы [8, 9], из которых следует, что с помощью ядерных взрывов можно обеспечить фрагментацию астероидов на осколки с размерами, достаточными для обеспечения их сгорания в атмосфере Земли.

Таблица 2

Размеры фрагментов горной породы, образующихся
при ядерных взрывах на выброс [8, 9]

Название	Грунт	Мощность, кт	Минимальный размер, м	Средний размер, м	Максимальный размер, м
Sulky	базальт	0,085	0,03	0,55	4,0
Danny Boy	базальт	0,42	0,006	0,36	1,8
Palanquin	риолит	4,0	–	0,1	–
Cabriolet	риолит	2,6	0,015	0,061	1,2
Schooner	вулканический туф	35	–	0,6	6,0

4. Приповерхностные ядерные взрывы

При ядерном взрыве на астероиде эффективным оказывается и взрыв на достаточно большой высоте над его поверхностью. Это связано с отсутствием воздуха, из-за которого в земных условиях происходит трансформация высокотемпературного излучения с поверхности ЯЗУ в относительно низкотемпературное в воздушной ТВ.

Мы будем называть приповерхностным взрыв, при котором распространения тепловой волны в веществе астероида слабо выражено или отсутствует и обратное переизлучение несущественно. Такой режим взрыва реализуется, когда высота взрыва превышает примерно $10 \text{ м/Мт}^{1/3}$.

При приповерхностном взрыве рентгеновское излучение с поверхности МЯВ падает на астероид и разогревает поверхностный слой. Это приводит к соответствующим газодинамическим явлениям: разлету испаренного поверхностного слоя, сопровождающемуся распространением ударной волны и разлетом частично испаренного и раздробленного вещества. Очевидно, что выбором высоты взрыва при данной мощности ЯВУ можно добиться ситуации, когда начальные температуры поверхностного слоя достаточно малы, чтобы переизлучение со свободной поверхности практически отсутствовало. Соответственно, можно добиться более высокого отбора энергии взрыва астероидным грунтом, чем при контактом взрыве.

Процессы при приповерхностном взрыве можно проиллюстрировать простыми оценками. Если теплопроводность грунта и обратное переизлучение малосущественны, то в задаче о разлете газа плотностью ρ при мгновенном энерговыделении ε в слое с характерной толщиной z имеется три размерных параметра:

$$[\varepsilon] = \text{кДж/см}^2, [\rho] = \text{г/см}^3, [z] = \text{см},$$

из которых можно составить единственную комбинацию с размерностью импульса

$$I = \xi \sqrt{2\varepsilon \rho z}.$$

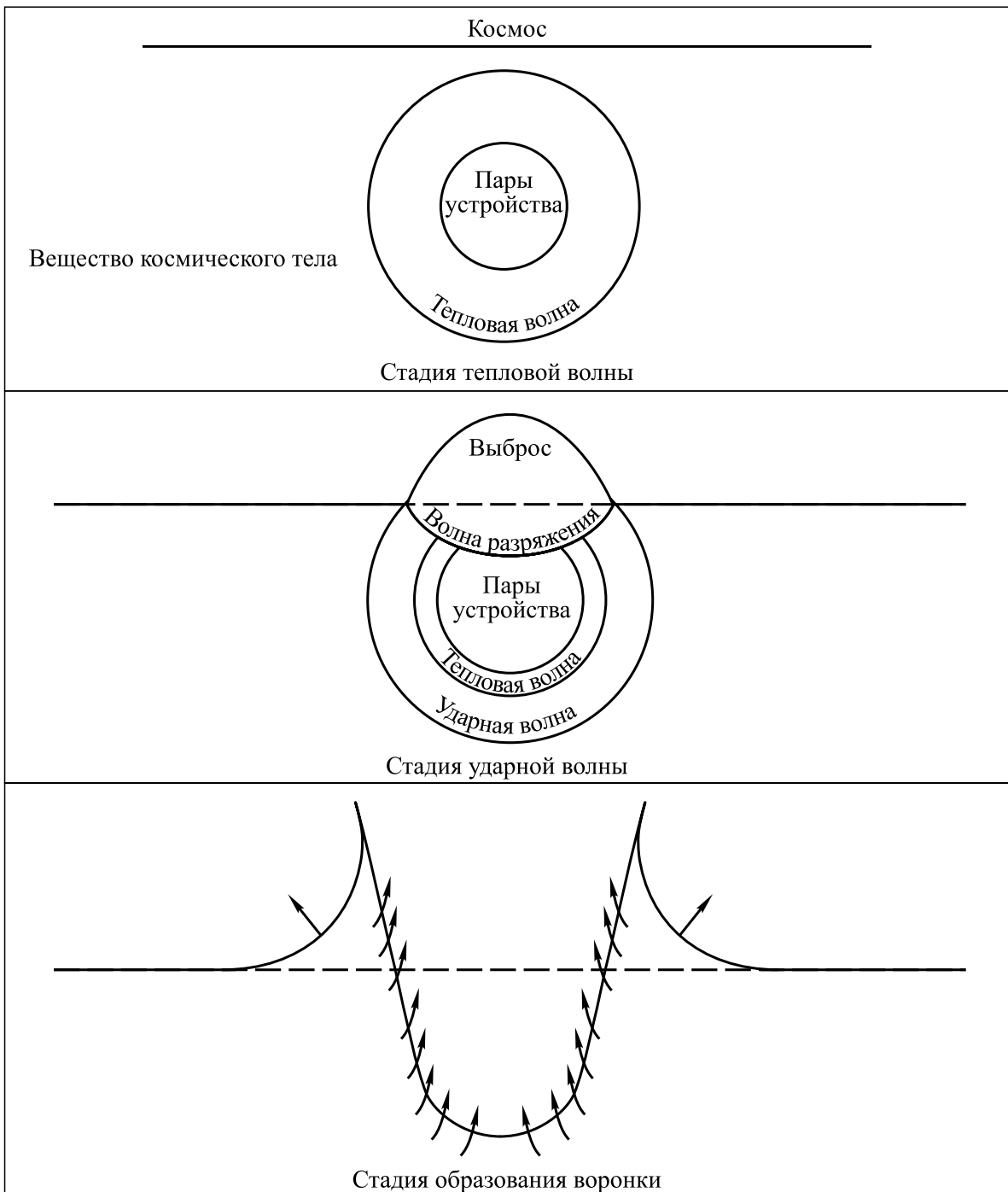


Рис. 3

С учетом энергии испарения q , которая для силикатных пород составляет около 4 кДж/г, данное соотношение принимает вид

$$I = \xi \sqrt{2(\varepsilon - q\rho z)} \rho z .$$

Из этого простого соотношения следует несколько важных выводов о характере изменения импульса с увеличением интенсивности падающего излучения и толщины прогретого слоя. В частности, как легко показать, механический импульс зависит от угла падения излучения β как $I(\beta) = I(\beta = 0)\cos \beta$. Последнее соотношение с высокой степенью точности ($\sim 1\%$) подтверждается численными расчетами.

При небольших энерговыделениях, когда импульс, уносимый первоначально испаренным веществом, существенно превышает импульс откола, рассматриваемую задачу можно с некоторым приближением свести к задаче о разлете слоя газа вблизи жесткой стенки при мгновенном равномерном энерговыделении. Эта задача имеет аналитическое решение, согласно которому, как оказывается, ξ слабо зависит от показателя адиабаты газа γ и $\sim 0,8$ [10].

При более высоких энерговыделениях необходимо учитывать дополнительное испарение вещества в УВ и импульс откола, получение соответствующих оценок возможно только в рамках численных расчетов, хотя соображения подобия, приведенные выше, остаются в силе.

Таким образом, увеличения импульса, приобретаемого астероидом при приповерхностном взрыве, можно добиться, увеличивая энерговыделение в поверхностном слое (за счет увеличения интенсивности потока излучения), увеличивая толщину этого слоя (например, за счет изменения спектра падающего излучения) и увеличивая площадь облучаемой поверхности астероида (увеличивая высоту взрыва). Очевидно, что для каждого конкретного астероида и конкретного МЯВ будет своя оптимальная (в смысле максимального эффекта воздействия) высота взрыва.

Итак, задача расчетов действия рентгеновского излучения приповерхностного взрыва на астероид заключается в нахождении плотности выделяющейся в поверхностном слое энергии и в определении возникающих газодинамических явлений при различных уровнях облучения. Причем, для приповерхностного взрыва над астероидом, ввиду относительно малой толщины слоя, в котором развиваются газодинамические процессы, по сравнению с размерами астероида, расчеты могут выполняться в одномерном приближении (с учетом угла падения излучения). В настоящее время проведение таких расчетов не представляет большой сложности.

При рассмотрении воздействия приповерхностного взрыва на произвольный астероид, в отличие от контактных и малозаглубленных взрывов, возникает чисто инженерная проблема представления результатов, связанная с многопараметричностью задачи. Эффект воздействия приповерхностного взрыва, кроме мощности взрыва, высоты, размера астероида, будет существенно зависеть от его формы, химического состава, плотности, прочности, спектра излучения, выходящего из МЯВ. Более того, даже такие детали, как наличие тонкого слоя пыли на поверхности астероида, будут существенно влиять на величину импульса, приобретаемого астероидом. Например, как показали численные расчеты [11], при значениях полного потока падающего излучения от 10^4 до 10^6 кДж/м²:

- изменение откольной прочности на порядок изменяет механический импульс в несколько раз;
- при пористости 30% механический импульс снижается в несколько раз по сравнению с породой с нулевой пористостью.

Поэтому для принятия эффективных инженерных решений при рассмотрении проектов системы защиты Земли от астероидов необходимо выработать набор типовых моделей астероидов, для которых собственно и вести расчеты по эффекту воздействия приповерхностного взрыва.

В связи с вышесказанным, в настоящем докладе мы ограничимся рассмотрением нескольких примеров. Характерные величины механического импульса при облучении поверхности силикатной породы нормально падающим потоком рентгеновского излучения ядерного взрыва планковского спектра с температурой T_{eff} для нескольких значений полного потока приведены в табл. 3 [11].

Таблица 3

Механический импульс ($\tau \cdot \text{м/с}$), приобретаемый поверхностью силикатной породы при облучении нормально падающим потоком рентгеновского излучения планковского спектра с температурой T_{eff}

Полный поток, кДж/ м ²	$T_{eff} = 3$ кэВ	$T_{eff} = 15$ кэВ	$T_{eff} = 30$ кэВ
104	~0,5	~0,9	~0,6
105	~2,0	~9,0	~10,0
106	~8,0	~60,0	~100,0

При приповерхностном взрыве мощностью 1 Мт над астероидом, имеющим форму шара радиусом 750 м, импульс, приобретенный астероидом, будет максимален при высоте ~200...250 м и составит $\sim 4 \cdot 10^6$ т·м/с для $T_{eff} = 3$ кэВ, $\sim 30 \cdot 10^6$ т·м/с для $T_{eff} = 15$ кэВ и $\sim 60 \cdot 10^6$ т·м/с для $T_{eff} = 30$ кэВ. Последняя величина близка к величине импульса, приобретаемого астероидом при контактном ядерном взрыве той же мощности.

5. Воздействие с помощью кинетического удара

Процессы при высокоскоростном кинетическом ударе о поверхность астероида во многом подобны процессам при взрыве вблизи его поверхности. При достаточно высокой скорости соударения ($V > 10$ км/с) собственный начальный импульс ударника составляет небольшую долю от импульса, выбрасываемого при ударе вещества астероида, и в основном результат воздействия зависит от энергии ударника. Тем не менее задача о кинетическом ударе является многопараметрической: решение зависит от скорости соударения, плотности ударника, его формы и т. п. Из соотношений подобия следует, что импульс I , приобретаемый астероидом, будет пропорционален энергии ударника только при подобном увеличении размеров ударника с сохранением всех остальных параметров задачи. Однако, рассматривая ограниченный диапазон скоростей соударения от 10 до 40 км/с, практически интересный с точки зрения проблемы астероидной опасности, импульс I можно приближенно представить как функцию энергии ударника.

Согласно численным расчетам в рассматриваемом диапазоне скоростей соударения и при различных значениях остальных параметров $I \sim 10^9 \dots 10^{10}$ (т·м/с)/Мт. Эта величина близка к величине импульса, приобретаемого астероидом, при заглубленном ядерном взрыве той же мощности. Соответственно близки и размеры зоны разрушений.

Расчеты эффекта кинетического удара в настоящее время могут быть проведены с высокой точностью с учетом обширного экспериментального материала. Эта точность будет определяться в основном точностью наших знаний о веществе астероида.

6. Выводы и обсуждение

В табл. 4 в самой общей форме представлены оценки основных эффектов воздействия ядерных взрывов и кинетического удара на астероид.

Таблица 4

Вид воздействия	Импульс, приобретаемый астероидом	Размеры зоны дробления
Контактный ядерный взрыв	$\sim 10^8$ (т·м/с)/Мт	~ 100 м/Мт ^{1/3}
Заглубленный ядерный взрыв	$\sim 10^9 \dots 10^{10}$ (т·м/с)/Мт	$\sim 200 \dots 500$ м/Мт ^{1/3}
Приповерхностный ядерный взрыв	$\sim 10^6 \dots 10^8$ т·м/с (для 1 Мт)	–
Кинетический удар ($V \sim 10 \dots 40$ км/с)	$\sim 10^9 \dots 10^{10}$ (т·м/с)/Мт	~ 200 м/Мт ^{1/3}

С помощью ядерного взрыва и кинетического удара можно обеспечить очень интенсивное воздействие на астероиды. При этом наиболее интенсивным будет воздействие заглубленных взрывов и кинетического удара. Контактные и приповерхностные взрывы обеспечивают примерно одинаковое воздействие с точки зрения импульса, передаваемого астероиду, при этом контактный взрыв обеспечивает более интенсивную фрагментацию астероида.

С помощью контактного взрыва мощностью ~ 1 Мт можно разрушить астероид диаметром ~ 100 м. С помощью заглубленного взрыва той же мощности можно разрушить астероид диаметром $\sim 200 \dots 500$ м. Если рассматривать перехватчик разумной массы (до ~ 20 т), то мощность ЯВУ может быть поднята примерно на два порядка (до ~ 100 Мт). Соответственно, максимальный диаметр астероида, который возможно разрушить с помощью единичного заглубленного ядерного взрыва, можно оценить в $1 \dots 2$ км. При воздействии с помощью кинетического удара, в настоящее время практически возможно реализовать доставку к астероиду ударника массой ~ 20 т. При скорости соударения 30 км/с, энергия ударника составит ~ 1 кт. Соответственно, воздействие с помощью кинетического ударника такой энергии позволит разрушить астероид с минимально интересными, с точки зрения проблемы астероидной опасности размерами $\sim 30 \dots 50$ м.

При воздействии на астероид с целью придания ему определенного импульса и изменения его траектории возможность использования того или иного способа воздействия определяется временем от момента воздействия до предполагаемого столкновения с Землей. При соответствующих условиях оптимальным может оказаться любой из рассмотренных выше способов воздействия, в том числе и кинетический удар (для небольших астероидов).

Явление ядерного взрыва является в значительной степени изученным как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Значительный прогресс достигнут в области математического моделирования процессов, происходящих при ядерном взрыве. Однако это не означает, что мы можем предсказать результат взрыва вблизи поверхности астероида с высокой степенью точности. Это связано с двумя обстоятельствами:

- процесс протекания ядерного взрыва вблизи поверхности астероида обладает рядом специфических особенностей, с которыми мы практически не встречались при проведении ядерных взрывов в земных условиях;

- физические свойства вещества, из которого состоят астероиды, нам практически неизвестны или известны с очень большой погрешностью (в дальнейшем для краткости мы будем называть вещество, из которого состоит астероид или комета, астероидным грунтом или просто грунтом).

Однако ситуация всё же не так плоха, как это может показаться на первый взгляд. Накопленный опыт проведения подземных ядерных испытаний позволяет утверждать, что мы довольно хорошо знаем и описываем расчетно свойства земных грунтов и распространение УВ при достаточно высоких давлениях, вплоть до амплитуд, соответствующих разрушению грунта.

С помощью ядерного взрыва можно обеспечить очень интенсивное воздействие на астероиды. При этом наиболее интенсивным будет воздействие заглубленных взрывов. Контактные и приповерхностные взрывы обеспечивают примерно одинаковое воздействие с точки зрения импульса, передаваемого астероиду. Контактный взрыв обеспечивает более интенсивную фрагментацию астероида, чем приповерхностный взрыв.

С точки зрения численного моделирования наиболее просто описываются приповерхностные взрывы, наиболее сложно – контактные. Наиболее достоверные численные оценки воздействия взрыва на астероид могут быть получены для заглубленного взрыва, наименее достоверные – для приповерхностного.

В целом, в условиях ограниченного знания о свойствах конкретного астероида, оценка необходимой для воздействия мощности МЯВ может меняться в несколько раз в зависимости от предполагаемых параметров грунта астероида. Соответственно, с инженерной точки зрения, для обеспечения гарантированного достижения эффекта мощность МЯВ должна быть несколько избыточной.

7. Схематизация явления ядерного взрыва (инженерный подход) и возможные направления дальнейших исследований

Для принятия инженерных решений целесообразно иметь единый подход хотя бы к части описанных выше типов взрывов. Такой единый подход применительно к астероидной проблеме возможен при определенной схематизации явлений контактного и заглубленного взрывов.

Далее, в рамках астероидной проблемы нас будут интересовать процессы распространения УВ в грунте, образования воронки и выброса грунта. При любом типе ядерного взрыва на астероиде можно выделить одну основную область эффективного энерговыделения с энергией E_g :

- область, прогретую тепловой волной при заглубленном взрыве;
- линзу прогрева и пары ЯВУ при контактном взрыве;
- тонкий слой грунта большой площади при взрыве на значительной высоте над поверхностью астероида.

Поэтому можно ввести некоторый коэффициент $\eta_l(E_0, H, C)$, такой, что $E_g = \eta_l E_0$. Этот коэффициент мы в дальнейшем будем называть коэффициентом эквивалентности по тепловой стадии.

Удобную схематизацию явления на стадии газодинамического и упругопластического движения позволяет провести теория размерности. Выберем в качестве базовых размерностей размерности массы M , длины L и времени T . Размерность параметра A будем обозначать, как

это обычно принято, значком $[A]$. После завершения процессов переноса энергии излучением развитие взрыва вблизи поверхности однородного полупространства будет определяться следующей системой размерных и безразмерных параметров:

E_0 – полная энергия, выделяющаяся при взрыве, $[E] = ML^2T^2$;

E_{gi} – полная энергия i -й области эффективного энерговыделения в принятой нами схеме развития явления, соответствующая окончанию тепловой стадии развития взрыва (полная энергия i -го газодинамического источника), $[E] = ML^2T^2$;

r_{gi} – характерный размер i -й области эффективного энерговыделения, соответствующий окончанию тепловой стадии, $[r_{gi}] = L$;

H – глубина взрыва, $[H] = L$;

ρ_{00} – плотность грунта, $[\rho_{00}] = ML^{-3}$;

c_0 – характерная скорость звука, например размерный параметр в уравнении состояния, $[c_0] = LT^{-1}$;

ρ_0 – характерная плотность, например размерный параметр в уравнении состояния, имеющий смысл плотности зерна, $[\rho_0] = ML^{-3}$;

γ_i – показатели адиабаты вещества i -й области (безразмерный);

c_p – скорость продольных упругих волн, $[c_p] = LT^{-1}$;

ν – коэффициент Пуассона (безразмерный);

k – коэффициент внутреннего трения (безразмерный);

Λ – скорость дилатансии (безразмерная);

Y_0, σ_0 – пределы прочности на сжатие и разрушение и их аналоги в условиях пластичности и разрушения, $[Y_0] = [\sigma_0] = ML^{-1}T^{-2}$.

В земных условиях сюда должны быть также включены еще несколько параметров, таких как: ускорение свободного падения g , начальное давление воздуха и т. п., – которые играют определенную роль на различных стадиях взрыва.

Выберем в качестве базисных параметров энергию взрыва E_0 , характерную скорость звука c_0 и характерную плотность ρ_0 . Из выбранных параметров можно, как известно [3], составить единственные комбинации с размерностью длины и времени:

$$R_d = \left(\frac{E_0}{\rho_0 c_0} \right)^{1/3}; \quad t_d = \frac{1}{c_0} \left(\frac{E_0}{\rho_0 c_0} \right)^{1/3}.$$

Соответственно, любая характеристика развития взрыва A будет функцией размерных параметров и безразмерных комбинаций

$$A = [A] f \left(\frac{r}{R_d}, \frac{t}{t_d}, \frac{H}{R_d}, \frac{r_{gi}}{R_d}, \frac{E_{gi}}{E_0}, \vartheta, C \right),$$

где $[A]$ – комбинация базисных параметров с размерностью A ; r, ϑ – сферические координаты (мы полагаем течение осесимметричным), а в множество C включены все остальные безразмерные параметры:

$$\frac{\rho_{00}}{\rho_0}, \frac{c_p}{c_0}, \frac{\sigma_0}{\rho_0 c_0^2}, \nu, \frac{Y_0}{\sigma_0}, \gamma$$

и т. п.

Рассмотрим теперь некоторый радиус R_h , соответствующий некоторому характерному давлению, либо величине смещения, либо скорости смещения на фронте УВ:

$$R_h = \left(\frac{E_g}{\rho_0 c_0^2} \right)^{1/3} f \left(\frac{H}{R_d}, \frac{r_g}{R_d}, \vartheta, C \right),$$

где f имеет смысл безразмерного радиуса и, вообще говоря, для интересующих нас характеристик много больше единицы. Рассмотрим

$$\ln f = \ln f(0, 0, \theta, C) + \frac{\partial f}{\partial H} \frac{\bar{H}}{f} + \frac{\partial f}{\partial r_g} \frac{\bar{r}_g}{f} + o \left(\frac{\bar{H}}{f}, \frac{\bar{r}_g}{f} \right),$$

где

$$\bar{H} = H/R_d, \quad \bar{r}_g = r_g/R_d.$$

Указание: логарифм используется для «выглаживания» функции с целью лучшей «работы» разложения в ряд.

Пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$f = \varphi(\bar{H}, \bar{r}_g, C) f_0(\vartheta, C).$$

Введем обозначения:

$$\eta_g = \varphi^3, \quad E_{eff} = \eta_g E_g = \eta_t(E_0, H, C) \eta_g(\bar{H}, \bar{r}_g, C) E_0 = \eta E_0.$$

Тогда

$$R_{eff} = \left(\frac{E_{eff}}{\rho_0 c_0^2} \right)^{1/3} f_0(\vartheta, C), \quad t_{eff} = \frac{1}{C_0} \left(\frac{E_{eff}}{\rho_0 c_0} \right).$$

Таким образом, если $H \ll R_d$, $r_g \ll R_d$, то, начиная с некоторого момента времени, детали газодинамического источника забываются и возникает подобие течений нового рода, когда решение представимо в виде

$$A = [A] F \left(\frac{r}{R_{eff}}, \frac{t}{t_{eff}}, \vartheta, C \right),$$

где

$$R_{eff} = \left(\frac{E_{eff}}{\rho_0 c_0} \right)^{1/3}, \quad t_{eff} = \frac{1}{c_0} \left(\frac{E_{eff}}{\rho_0 c_0} \right)^{1/3}, \quad E_{eff} = \eta E_e, \quad \eta = \eta_t(E_0, H, C) \eta_g(\bar{H}, \bar{r}_g, C).$$

Таким образом, несмотря на существенные различия в протекании начальной стадии, газодинамические течения грунта при контактном взрыве, взрывах на достаточно малых глубине и высоте обладают геометрическим подобием с некоторым коэффициентом, пропорциональным $E_{eff}^{1/3}$, где E_{eff} – эффективная энергия взрыва, определенная специальным образом. В таком виде последнее соотношение является выражением «принципа эквивалентности» [5, 12], согласно которому взрыву мощностью E_1 на некоторой приведенной глубине \bar{H}_1 можно поставить

в соответствие эквивалентный ему по параметрам течения на больших расстояниях взрыв мощностью E_2 на приведенной глубине \bar{H}_2 .

Для взрывов на некоторой глубине момент, начиная с которого реализуется приближенное геометрическое подобие, определяется временем прихода волны разгрузки от свободной поверхности и, соответственно, глубиной взрыва. В частности, если $H \ll R_d$, то установление подобия происходит на газодинамической стадии развития взрыва, когда прочностные свойства среды практически не сказываются. Если же глубина взрыва H в несколько раз превышает R_d , то подобие течений не будет наблюдаться вообще.

Описанное подобие взрывов действительно наблюдается в численных газодинамических расчетах. Это означает, что подробные расчеты ядерного взрыва с учетом упругопластических свойств грунта можно провести для нескольких классов грунтов (например: прочный скальный грунт с плотностью $\rho \sim 2,7 \text{ г/см}^3$, мягкий грунт с плотностью $\rho \sim 2 \text{ г/см}^3$, лед) при некоторой заданной мощности и достаточно малой глубине взрыва. Взрывы же на других глубинах можно описать, определив значения коэффициента η на основании результатов газодинамических расчетов только начальной стадии.

Для проведения таких сравнений удобно использовать расчеты сильных взрывов на глубине $\sim 2 \text{ м/Мт}^{1/3}$, принимая такой взрыв за репер. При этом начальная стадия взрыва, требующая учета переноса энергии излучением, носит одномерный характер и описывается довольно просто. В то же время, выбранная глубина существенно меньше динамического радиуса для грунтов $R_d \sim 40...50 \text{ м/Мт}^{1/3}$, и стадия течения, соответствующая геометрическому подобию, устанавливается достаточно быстро.

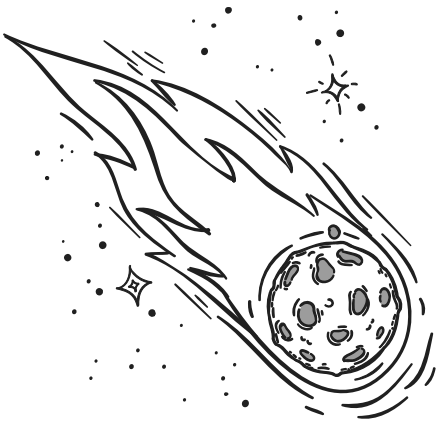
При ударе астероида о поверхность грунта с достаточно большой скоростью также можно ожидать подобия возникающего течения с течением при ядерном взрыве на небольших глубинах. Это позволит после расчетного определения величины η для удара астероида использовать полученные ранее результаты расчетов и экспериментов для ядерных взрывов.

На наш взгляд, возможным направлением работ в части физики воздействия ядерных взрывов на астероиды и кометы может стать расчетное определение коэффициента η для нескольких типовых моделей астероидов (которые необходимо разработать). Проведение таких работ позволит согласовать усилия физиков и математиков из различных лабораторий и предоставить инженерам и конструкторам аппарат, необходимый для проработки возможного облика системы защиты Земли от столкновений с опасными космическими объектами.

Литература

1. **Zel'dovich, Ya. B.** Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena [Text] / Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer. – М. : Nauka, 1966.
2. **Simonenko, V. A.** Defending the Earth Against Impacts From Large Comets and Asteroids [Text] / V. A. Simonenko, V. N. Nogin, D. V. Petrov, O. N. Shubin, J. Solem // Hazards Due To Comets and Asteroids / ed. T. Gehrels. – University of Arizona Press, Tucson & London. – 1994.
3. **Седов, Л. И.** Методы подобия и размерности в механике [Текст]. – М. : Наука, 1965.
4. **Rabb, D.** Particle-size distribution study: Piledriver event [Text] // Proc. Symp. Eng. Nucl. Explos., Las Vegas, Nev. – 1970. – Vol. 2. – Springfield, Va. – 1970.

5. **Cooper, H. F.** Some Fundamental Aspects of Nuclear Weapons [Text] / H. F. Cooper, Jr., H. L. Brode, G. G. Leigh // Technical Report No. AWFL-TR-72-19, Kirtland Air Force Base, N.M. : Air Force Weapons Laboratory, 1972.
6. **Cooper, H. F.** A summary of explosion cratering phenomena relevant to meteor impact events [Text] / H. F. Cooper, Jr. / ed. D. J. Roddy, R.O. Pepin & R. B. Merrill // Impact and Explosion Cratering. – 1977.
7. **Nordyke, M. D.** Nuclear cratering experiments: United States and Soviet Union [Text] / ed. D. J. Roddy, R. O. Pepin & R. B. Merrill // Impact and Explosion Cratering. – 1977.
8. **Anderson, B. D.** A simple technique to determine the size distribution of nuclear crater fallback and ejecta [Text] // Proc. Symp. Eng. Nucl. Explos., Las Vegas, Nev. – 1970. – Vol. 2. – Springfield, Va. – 1970.
9. **Tewes, H. A.** Results of the Schooner Excavation Experiment [Text] // Proc. Symp. Eng. Nucl. Explos., Las Vegas, Nev. – 1970. – Vol. 1. – Springfield, Va. – 1970.
10. **Станюкович, К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды [Текст]. – М. : Наука, 1971.
11. **Герщук, П. Д.** Механический эффект воздействия рентгеновского излучения ядерного взрыва на опасные космические объекты / П. Д. Герщук, В. Ф. Куропатенко, Э. С. Куропатенко, М. Е. Котегова, Г. Н. Малышкин, Е. Л. Малышкина и др. // Доклад на Международной конференции SPE-94 (Челябинск-70, Россия), 1994.
12. **Ray, U.** Аналитическое исследование распространения ударных волн, порожденных ударом [Текст] // Высокоскоростные ударные явления / пер. с англ. «High-Velocity Impact Phenomena», ed. Ray Kinslow. – Academic Press New York & London. – 1970. – М. : Мир, 1973.



Я не получаю удовлетворения от формул, пока не почувствую численных значений величин.

Лорд Кельвин «Жизнь Сильвануса Томпсона»

ВЗРЫВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД¹

В. В. Гаджиева, В. Н. Ногин, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин

Процессы, обусловленные переносом и диссипацией энергии, выделенной с достаточно высокой скоростью, в достаточно локализованной области пространства, или, как принято говорить, при взрыве, представляют большой интерес для лабораторных и теоретических исследований. Они охватывают широкий класс явлений, например, от выделения энергии короткого сфокусированного лазерного импульса до гигантских астрофизических явлений, таких как взрывы сверхновых. Разнообразны и среды, в которых протекают эти явления: разреженная плазма, газы, жидкости, твердые среды, обладающие прочностными свойствами. Это разнообразие масштабов и условий протекания взрывов обуславливает многообразие физико-математических задач, возникающих в результате применения различных приближенных описаний реальных явлений.

Наиболее простой по математической постановке является задача о мгновенном точечном выделении энергии в однородной среде. Однако уже в таком виде, в зависимости от свойств среды она разделяется на ряд самостоятельных задач (перенос энергии в теплопроводном веществе [1], ударно-волновое течение в адиабатическом газе [1, 2], волновое движение в средах с тензорными свойствами [3] и пр.), решения которых представляют собой отдельные разделы современной математической физики. Для различных реальных явлений возможно сочетание этапов, в которых преимущественным является тот или иной механизм переноса энергии. Более того, свойства реальных сред, как правило, существенно отличаются от тех упрощенных представлений, при которых существуют аналитические решения. Часто также весьма упрощенными являются предположения о точечности и мгновенности источника. Поэтому для описания реальных явлений широко применяются методы численного моделирования.

Однородность среды, при условии достаточной степени симметрии источника, позволяет использовать одномерные нестационарные уравнения механики сплошных сред, что является весьма ценным упрощением, существенным как для построения аналитических решений, так и для соответствующих математических программ прямого моделирования.

¹ Planetary Defense Workshop. (An International Technical Meeting on Active Defense of Terrestrial Biosphere from Impact by Large Asteroids and Comets, Lawrence Livermore National Laboratory Research Drive Conference Center Livermore, California May 22–26, 1995.)

Выделение энергии вблизи поверхности раздела двух сред – довольно распространенное явление, в частности в уже упоминавшемся ранее примере о фокусировке лазерного излучения. Описание таких явлений представляет собою более сложную задачу в силу двумерности возникающих течений. Дополнительные осложнения возникают, когда свойства сред существенно отличаются и в каждой из них одновременно осуществляются различные механизмы переноса энергии, например теплопроводный и адиабатический.

Предлагаемая работа посвящена рассмотрению отдельных ситуаций, возникающих при изучении идеализированной проблемы о мгновенном точечном взрыве вблизи поверхности раздела сред с различными свойствами. Учитывая многообразие возможностей, мы ограничились анализом упрощенных примеров, охватывающих, однако, достаточно широкий диапазон сочетаний процессов и свойств (от теплопроводного механизма переноса до процессов в средах с разрушением и тензорными свойствами). Результатом исследований являются выбор конкретного механизма переноса энергии в каждой среде, установление распределения энергии взрыва между средами в зависимости от расстояния точки выделения энергии до поверхности раздела. Для анализа соответствующих процессов используются как приближенные аналитические решения, так и прямое численное моделирование, применение которого особенно оправдано при описании течений в средах со сложными тензорными свойствами, представляющими наибольший интерес для приложений. Наиболее просто воспринимаемым следствием взрыва в таких средах является образование кратеров. Этому вопросу в работе уделяется дополнительное внимание.

1. Плоский взрыв на границе двух сред

Схематично в явлении точечного взрыва можно выделить стадию теплового переноса энергии, на смену которой приходит газодинамическая, а в средах с тензорными свойствами – стадия механических разрушений и акустического волнового движения. Такое явление обычно характеризуется рядом линейных (и временных) масштабов, соответствующих сменам режимов движения: r_m – смены теплового режима на газодинамический; r_d – характерный масштаб смены газодинамического движения на последующие диссипативные режимы движения разрушаемой среды и другие масштабы движения.

Некоторые характерные черты взрыва вблизи поверхности могут быть прослежены на более простом модельном примере – плоском взрыве вблизи границы двух сред. В этом случае движение является одномерным, что упрощает проблему получения решений. В частности, могут быть построены автомодельные решения для точечного взрыва на тепловой и газодинамической стадиях, которые рассматриваются ниже.

Однако существенные различия в геометрии не позволяют проводить количественные аналогии между плоским взрывом и взрывом в «точке», который характеризуется двумерностью протекания процессов переноса энергии.

1.1. Перенос энергии при нелинейной теплопроводности

Пусть на границе двух сред с плотностями ρ_1 и ρ_2 , в которых может осуществляться механизм нелинейной теплопроводности (лучистой или электронной) происходит мгновенное выделение энергии. Благодаря более высокой скорости переноса энергии (скорости тепловой

волны) первоначально теплопроводный механизм будет определяющим, и газодинамическое движение можно не учитывать.

Уравнение теплопроводности (диффузионное приближение) в рассматриваемом случае имеет вид [1]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(a_i T^{n_i} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad i = 1, 2. \quad (1)$$

В случае лучистой теплопроводности коэффициент нелинейной теплопроводности

$$a_i = \frac{4 c \sigma k_i (\gamma_i - 1)}{3 A_i \rho_i^{m_i + 1}}, \quad (2)$$

где c – скорость света; σ – «ядерная» постоянная Стефана–Больцмана; $A_i / (\gamma_i - 1)$ – теплоемкость при постоянном объеме; k_i , n_i , m_i – постоянные коэффициенты.

В случае электронной теплопроводности

$$a = \xi(Z) \frac{(kT)^{5/2} k(\gamma - 1)}{m_e^{1/2} Z e^4 \ln \Lambda A \rho},$$

где k – постоянная Больцмана; m_e – масса электрона; e – заряд электрона; Z – заряд ионов; $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм; ξ – коэффициент, слабо зависящий от Z .

Если значения n_i для обеих сред совпадают ($n_1 = n_2 = n$), то коэффициент a имеет одну и ту же размерность в обеих средах. Тогда из координаты x , времени t и имеющихся в задаче размерных параметров: энергии E , коэффициентов a_i и плотностей ρ_i , теплоемкостей $A_i / (\gamma_i - 1)$ – можно составить единственную безразмерную комбинацию, т. е. движение будет автомодельным.

На границе сред должны быть равны температуры и потоки энергии справа и слева:

$$\lim_{x \rightarrow -0} a_1 T^n \frac{\partial T}{\partial x} = \lim_{x \rightarrow +0} a_2 T^n \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (3)$$

$$T_1(0) = T_2(0).$$

Полная энергия в системе должна сохраняться:

$$\int_{-\infty}^a \rho_1 \frac{A_1 T}{\gamma_1 - 1} dx + \int_0^{\infty} \rho_2 \frac{A_2 T}{\gamma_2 - 1} dx = E = \text{const}. \quad (4)$$

По аналогии с [1] решение ищем в виде

$$\begin{cases} c_1 t^{-s_1} f_1(x / B_1 t^2), & x \leq 0, \\ c_2 t^{-s_2} f_2(x / B_2 t^2), & x > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Подставляя (5) в уравнения [1] и вводя переменные $\xi_1 = x/B_1 t^2$, $\xi_2 = x/B_2 t^2$, найдем $S_i = S - (1 - 2r)/n$.

Из закона сохранения энергии (4) следует $r = S$, что означает постоянство энергии с каждой стороны плоскости $x = 0$.

При этом из (3) получаем условие $f'_i(0) = 0$: $i = 1, 2$.

Таким образом, решение задачи сводится к решению задачи о плоском точечном тепловом взрыве в безграничной среде, т. к. совпадают дифференциальные уравнения для функции – представителя $f(\xi)$ и граничные условия – равенство нулю потока энергии в точке $\xi = 0$. Тогда, как известно [1]

$$T = \left(\frac{Q_i}{a_i t} \right)^{\frac{1}{n+2}} f_i(\xi), \quad (6)$$

где

$$Q_i = \frac{2E_i(\gamma_i - 1)}{A_i \rho_i},$$

$$f(\xi_i) = \begin{cases} \left[\frac{n}{2(n+2)} \xi_{0i}^2 \right]^{1/n} \left[1 - (\xi_i / \xi_0)^2 \right]^{1/n}, & |\xi_i| \leq |\xi_{0i}|, \\ 0, & |\xi_i| > |\xi_{0i}|; \end{cases}$$

$$\xi_i = \frac{x}{\left(a_i Q_i^n t \right)^{\frac{1}{n+2}}},$$

$$\xi_{01} = -\xi_{02} = \left[\frac{(n+2)^{1+n} 2^{1-n} \Gamma^n \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{n} \right)}{\pi^{n/2} n \Gamma^n \left(\frac{1}{n} \right)} \right]^{\frac{1}{n+2}}.$$

Подставляя (6) в (4), можно убедиться, что $E_1 + E_2 = E$, т. е. E_1 и E_2 представляют собой полные энергии газа справа и слева от плоскости $x = 0$. Используя (3), получаем

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{a_1}{a_2} \frac{A_1}{A_2} \frac{(\gamma_2 - 1)}{(\gamma_1 - 1)}} = \left[\frac{A_1}{A_2} \frac{(\gamma_2 - 1)}{(\gamma_1 - 1)} \frac{k_1}{k_2} \frac{\rho_2^{m_2 - 1}}{\rho_1^{m_1 - 1}} \right]. \quad (7)$$

Для таких сред, как воздух и алюминий или кварц ($\rho_1 = 0,0013$ г/см³, ($\rho_2 = 2,7$ г/см³), найдем $E_1/E_2 \sim 145$.

Пусть теперь мгновенное энерговыделение происходит на некотором малом расстоянии от контактной границы в более плотной среде. До выхода тепловой волны на контактную границу распространение тепла описывается известным автомодельным решением [1] для взрыва

в менее плотную, и по менее плотному веществу начнет распространяться тепловая волна. Из-за сильного различия в коэффициентах теплопроводности температура в менее плотном веществе будет меньше, чем в более плотном. Для оценки сверху скорости перетекания энергии предположим, что температура на контактной границе равна нулю. В этом случае задача имеет автомодельное решение [1].

Оказывается, что вместо интеграла энергии, как в задаче о взрыве в безграничной среде, имеется интеграл «момента» температуры:

$$\int_0^{\infty} xT(x, t) dx = P = \text{const}, \quad (8)$$

и закон распространения фронта тепловой волны имеет вид

$$x_0 = \xi_0 \left(a P^n t \right)^{\frac{1}{2(n+1)}}; \quad (9)$$

температура меняется по закону

$$T = \left(\frac{P}{at} \right)^{\frac{1}{n+1}} M \left(\frac{x}{x_0} \right)^{\frac{1}{n+1}} \left[1 - \left(\frac{x}{x_0} \right)^{\frac{n+2}{n+1}} \right]^{1/n};$$

энергия области, прогретой тепловой водой,

$$E = \frac{A\rho}{(\gamma-1)} \xi_0 \frac{n+1}{n+2} M \frac{\Gamma\left(1+\frac{1}{n}\right)}{\Gamma\left(2+\frac{1}{n}\right)} \left(\frac{P^{n+2}}{at} \right)^{\frac{1}{2(n+1)}},$$

где $\xi_0 = (n+2)^{1/2} (1+n)^{-\frac{n}{2(n+1)}} n^{\frac{1}{2(n+1)}} B \left[\left(1 + \frac{1}{n}, \frac{n+1}{n+2} + 1 \right) \right]^{-\frac{n}{2(n+1)}}$; $M = \left[\frac{n}{2(n+2)} \right]^{1/n} \xi_0^{2/n}$.

Радиус смены теплового режима – газодинамический, определяемый равенством скорости фронта тепловой волны изотермической скорости звука, дается соотношением

$$x_T = \xi_0 c_1 a^{\frac{1}{2n}} P^{\frac{2n-1}{4n}}.$$

Как видно из решения, температура в прогретой области практически не зависит от координаты. Энергия в прогретой области (на единицу площади) пропорциональна ее средней температуре и объему (точнее, толщине слоя):

$$E \sim x_0 T \sim t^{\frac{1}{2(n+1)}} \sim \varepsilon^{1/2} \sim \frac{P}{x_0}, \quad \varepsilon = \frac{E}{x_0}. \quad (10)$$

Пусть мгновенное энерговыделение происходит на глубине H . При этом, в момент выхода на границу двух сред профиль температуры в тепловой волне будет близок к профилю температуры в автомодельной тепловой волне с моментом $P \sim E_0 H$ (рис. 1). Следовательно, движение фронта в такой волне можно приближенно описать соотношением (10). Оценим долю энергии E_k/E_0 , оставшуюся в плотной среде к моменту окончания тепловой стадии. Используя (10), получаем

$$\frac{E_k}{E_0} = \frac{H}{x_T} = \frac{H}{\xi_0 c a^{\frac{1}{2n}} P^{\frac{2n-1}{4n}}} \sim \frac{H^{\frac{1}{4n} + \frac{1}{2}}}{E_0^{\frac{1}{4n}}}. \quad (11)$$

Так как при температурах, характерных для смены режимов переноса энергии, $n \sim 7 \gg 1$, то

$$\frac{E_k}{E_0} \sim \sqrt{\frac{H}{E_0}}. \quad (12)$$

Как соотносятся рассмотренные выше решения? Второе решение соответствует энерговыделению в более плотной среде. При этом поток энергии через границу отличен от нуля, а величина E_1/E_2 , определенная согласно (7), соответствует максимально возможной передаче энергии из плотной среды в менее плотную. Переход к первому решению происходит, если к моменту достижения предельной величины тепловая стадия в более плотной среде еще не закончилась.

Качественно аналогичная картина должна наблюдаться и при взрыве в точке вблизи поверхности раздела.

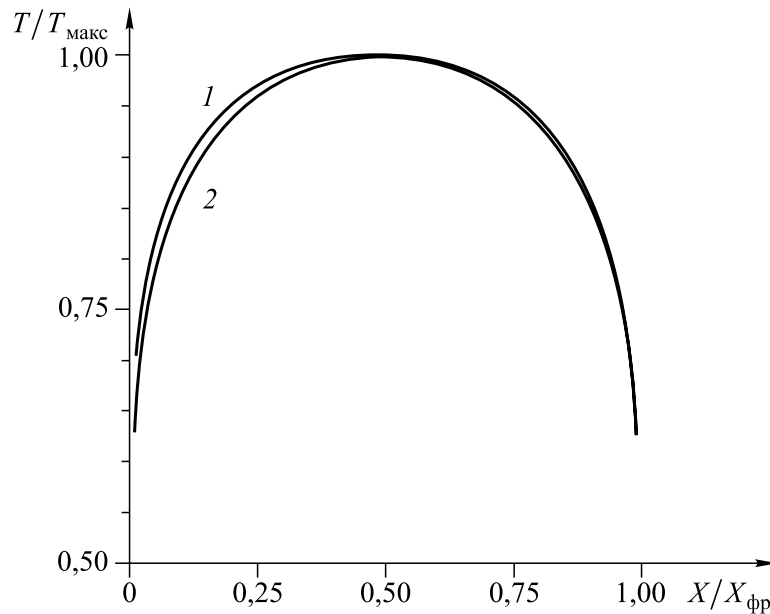


Рис. 1. Профили температуры при точечном плоском взрыве в безграничной среде (1) и на границе вещества с вакуумом (2)

1.2. Адиабатический плоский взрыв в газе

Рассмотрим, как распределяется энергия на газодинамической стадии развития плоского взрыва на границе двух сред. Это можно сделать с помощью автомодельного решения, которое конструируется из двух решений Л. И. Седова для точечного плоского сильного взрыва. Такое решение было построено в работе [4]. Мы, однако, используем более простые соотношения, полученные на основе решения для плоского взрыва, построенного в «корочном» приближении Г. Г. Черного [1].

В решение должны входить следующие размерные и безразмерные параметры: E_0 – выделившаяся энергия; $\rho_{01}, \rho_{02}, \gamma_1, \gamma_2$ – начальные плотности и показатели адиабат газов. Из анализа размерностей следует, что движение будет автомодельным, причем законы движения фронтов УВ имеют вид

$$x_i = \mp \left(\frac{E_i t^2}{\rho_{0i}} \right)^{1/3}, \quad i = 1, 2,$$

где E_1, E_2 – некоторые константы с размерностью энергии.

Из условий Гюгонио на сильных разрывах имеем для массовой скорости, плотности, и давления на фронтах:

$$\begin{aligned} U_{i\Phi} &= \mp \frac{4}{3(\gamma_i + 1)} \left(\frac{E_i}{\rho_{0i} t} \right)^{1/3}, \\ \rho_{i\Phi} &= \frac{\gamma_i + 1}{\gamma_i - 1} \rho_{0i}, \\ \rho_{i\Phi} &= \frac{8\rho_{0i}}{9(\gamma_i + 1)} \left(\frac{E_i}{\rho_{0i} t} \right)^{2/3}. \end{aligned} \quad (13)$$

В «корочном» приближении предполагается, что вся масса газа, охваченного движением, собрана в тонкий слой у поверхности фронта, плотность в котором постоянна и равна плотности на фронте $\rho_{i\Phi}$.

Пусть давление на внутренней стороне слоя $P_{in} = \alpha P_{i\Phi}$.

Легко показывается, что из условия сохранения энергии следует $\alpha = 1/2$. Заметим, что если первоначально энергия распределилась между областями 1 и 2 таким образом, что давления в «полостях» справа и слева от границы совпадают, то из-за одинаковой зависимости $P_{i\Phi}$ от времени давления P_{in} будут совпадать и во все последующие моменты. При этом поток энергии через границу отсутствует. Из условия $P_{1n}(t) = P_{2n}(t)$, с учетом (13), следует

$$\frac{1}{\gamma_1 + 1} \rho_{01}^{1/3} E_1^{2/3} = \frac{1}{\gamma_2 + 1} \rho_{02}^{1/3} E_2^{2/3}. \quad (14)$$

Запишем теперь уравнение баланса энергии

$$E_0 = E_{01} + E_{02} = \left(\frac{P_{1n} x_{1\Phi}}{\gamma_1 - 1} + \frac{\rho_{01} x_{1\Phi} U_{1\Phi}^2}{2} \right) + \left(\frac{P_{2n} x_{2\Phi}}{\gamma_2 - 1} + \frac{\rho_{02} x_{2\Phi} U_{2\Phi}^2}{2} \right) = \delta(\gamma_1) E_1 + \delta(\gamma_2) E_2, \quad (15)$$

где введено обозначение

$$\delta(\gamma) = \frac{4(3\gamma + 1)}{9(\gamma^2 - 1)(\gamma + 1)}.$$

Тогда $E_{0i} = \delta(\gamma_i) E_i$ – энергия i -го газа соответственно, и для определения констант E_1 и E_2 имеем систему двух уравнений (14), (15), а отношение энергий газов по обе стороны контактной границы получается непосредственно

$$\frac{E_{01}}{E_{02}} = \frac{(3\gamma_1 + 1)(\gamma_2 - 1)}{(3\gamma_2 + 1)(\gamma_1 - 1)} \sqrt{\frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_1 + 1}} \sqrt{\frac{\rho_{02}}{\rho_{01}}}. \quad (16)$$

Для газов с плотностями порядка плотности воздуха и алюминия и с одинаковым значением γ на газодинамической стадии получим $E_{01}/E_{02} \sim 46$.

В рассмотренном выше решении менее плотная среда содержит практически всю энергию системы. При взрыве в более плотной среде, на некотором расстоянии от границы, к моменту окончания тепловой стадии значительная часть выделившейся энергии остается в более плотной среде. В этом случае на газодинамической стадии энергия будет передаваться из тяжелой среды в легкую.

Закон движения ударной волны в более плотной среде для случая $\rho_{01} \ll \rho_{02}$ можно приближенно описать решением задачи о коротком ударе по поверхности газа [1].

Если на момент окончания тепловой стадии доля энергии в более плотной среде достаточно велика, контактная граница движется. Поскольку давление на ней отлично от нуля, происходит передача энергии из более плотной среды в менее плотную, и этот процесс описывается решением задачи о коротком ударе [1]. В пределе $t \rightarrow \infty$ распределение энергий между средами стремится к (16).

2. Точечный взрыв на границе двух сред

Большой практический интерес представляет рассмотрение процессов, обусловленных мгновенным точечным выделением энергии вблизи поверхности раздела сред, т. к. такие ситуации возникают в ряде экспериментов (например, с фокусировкой лазерного луча, при столкновении разогнанных микрочастиц (метеоритов) с преградами и пр.). Отвлекаясь от условий конкретных явлений, при рассмотрении идеализированной задачи о мгновенном точечном выделении энергии также полезно рассматривать возможности различных режимов переноса энергии.

2.1. Среда с нелинейной теплопроводностью

Рассмотрим уравнение нелинейной теплопроводности для осесимметричной задачи:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r a T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(a T^n \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (17)$$

Пусть в некоторой малой области на границе полупространства $z = 0$ выделяется энергия. Будем считать температуру на поверхности полупространства равной нулю $T(r, 0, t) = 0$. Умножая (17) на Z и интегрируя по полупространству, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int z T(r, z, t) dV = 0,$$

т. е., как и в плоской задаче, сохраняется «момент» температуры

$$\int z T(r, z, t) dV = P = \text{const.}$$

В дальнейшем задачу удобнее рассматривать в сферических координатах:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 a T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sin \theta}{r} T^n \frac{\partial T}{\partial \theta} \right). \quad (18)$$

Итак, в задаче имеется только два размерных параметра:

$$[P] = \text{град} \cdot \text{см}^4 \text{ и } [a] = \text{см}^2/\text{с} \cdot \text{град}^n,$$

и единственная безразмерная комбинация, которую можно составить из координат r , времени t и параметров P и a , есть

$$\xi = \frac{\tau}{(a P^n t)^{\frac{1}{2(2n+1)}}}.$$

Отсюда сразу следует закон распространения фронта тепловой волны

$$r_{\Phi} = \xi_0(\theta) (a P^n t)^{\frac{1}{2(2n+1)}}.$$

Решение (18) ищем в виде

$$T = A t^{-\alpha} f(\xi, \theta), \quad (19)$$

где $\xi = \frac{r}{B t^m}$, $m = \frac{1}{2(2n+1)}$.

Связав α и n , получим, подставляя (19) в уравнение сохранения момента температуры:

$$\int T z dV = 2\pi A B^4 t^{-\alpha+4m} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} f(\xi, \theta) \xi^3 \cos \theta \sin \theta d\theta d\xi = P,$$

откуда

$$\alpha = 4m = \frac{2}{(2n+1)}.$$

Потребовав $a A^n / B^2 = 1$, получим из (18) уравнение для функции-представителя

$$\alpha f + m \xi \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 f^n \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{f^n \sin \theta}{\xi} \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = 0,$$

$$f\left(\frac{\pi}{2}, \xi\right) = 0, f(\theta, \infty) = 0.$$

Рассмотрим теперь некоторые следствия решения. Энергия области, охваченной тепловой волной,

$$E \sim \int T dV \sim t^{-\frac{1}{2(2n+1)}} \sim r_{\Phi}^{-1}. \quad (20)$$

Из условия равенства скорости фронта и изотермической скорости звука следует зависимость радиуса смены теплового режима газодинамическим

$$r_T \sim P^{\frac{2n-1}{2(4n-1)}}.$$

Пусть теперь центр взрыва находится на глубине H . Тогда, по аналогии с плоским случаем, $P \sim TH^4 \sim E_0 H$,

$$r_T \sim (E_0 H)^{\frac{2n-1}{2(4n-1)}},$$

и т. к. при температурах, характерных для смены теплового режима газодинамическим, $n \gg 1$, то

$$r_T \sim (E_0 H)^{\frac{1}{4}}.$$

Определим отношение выделившейся при взрыве энергии E_0 к энергии E_* , оставшейся в среде к моменту смены теплового режима газодинамическим. С учетом (20) получим

$$K = \frac{E^*}{E_0} = \left(\frac{r_T}{H}\right)^{-1} \sim E_0^{-\frac{2n-1}{2(4n-1)}} H^{\frac{6n-1}{2(4n-1)}} \approx \frac{H^{3/4}}{E_0^{1/4}}. \quad (21)$$

2.2. Адиабатический взрыв на границе газа

Задачу о взрыве на поверхности идеального газа рассматривал Ю. П. Райзер [5]. Оказалось, что в этом случае существует автомодельное решение. Однако связь показателя автомодельности с показателем адиабаты γ , как и в случае плоской задачи о коротком ударе, находится не из соображений размерности, а из условий, которые накладывает на решение система дифференциальных уравнений для функций-представителей. Найти эту связь в общем случае не удалось.

При некоторых упрощающих предположениях о характере течения и форме фронта ударной волны Ю. П. Райзер нашел, что давление в ударной волне падает как $P \sim M^{-n}$, где $n \approx 1,07$ для $\gamma = 1,205$; M – масса газа, охваченного движением.

Рассматриваемое решение позволяет оценить действие взрыва в зависимости от величины удаления центра взрыва от поверхности газа H . Поскольку закон затухания ударной волны с расстоянием при $r \gg H$ не зависит от H , то можно рассмотреть отношение энергии взрывов на глубине H и H_0 , создающих одинаковое давление во фронте ударной волны на одинаковых расстояниях (и, соответственно, то же самое распределение давления, плотности, массовой скорости в области, охваченной движением).

Так как до выхода ударной волны на поверхность газа полная энергия не меняется, то начальные условия, задаются следующим образом: в массе газа $M_1 \sim 4/3\pi H^3 \rho$ выделена энергия E_1 . После выхода ударной волны на поверхность полная энергия газа ниже поверхности полупространства $z = 0$:

$$E \sim \left(\frac{U^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) \rho V \sim M^{1-n}$$

и

$$\eta = \frac{E_0}{E_1} \sim M^{-(1-n)} \sim H^{3(n-1)}.$$

Принимая $\eta = 1$ для $H = H_0$, получим

$$\eta = \left(\frac{H}{H_0} \right)^{3(n-1)}. \quad (22)$$

Соотношение (22) справедливо при $H > r_T$, где r_T – характерный радиус смены теплового режима на газодинамический.

При $H < r_T$,

$$\eta = K \left(\frac{r_T}{H_0} \right)^{3(n-1)}, \quad (23)$$

где K – дается соотношением (21).

3. Взрыв на границе среды с тензорными свойствами

Обсуждаемая проблема значительно усложняется, если одна из сред (или обе) обладают тензорными свойствами. Не останавливаясь на вопросах адекватности математического описания различными моделями сред их реальных свойств (это самостоятельная весьма обширная проблема с многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями), продолжим рассмотрение процесса взрыва с позиций изучения закономерностей развития течений, получаемых с помощью математического описания.

Уже для взрывов в сжимаемых плотных средах (в сжимаемых жидкостях), уравнения состояния которых содержат размерные константы, например скорость звука c_0 в нормальных условиях, появляется характерный линейный масштаб – динамический радиус взрыва $r_d = (E / \rho_0 c_0^2)^{1/3}$. Поэтому даже точечный взрыв в такой среде не является автомодельным, что существенно осложняет возможности аналитического исследования явления. При этом подобие взрывов с разной энергией в одной и той же среде сохраняется, но для построения полного решения необходимо интегрировать систему одномерных уравнений механики сплошной среды в частных производных. Построенное таким образом решение справедливо при описании явлений с разным масштабом r_d .

Точечный взрыв в слоеной среде, даже в простейшем случае, когда различные вещества занимают полупространства, является двумерным явлением. При этом для фиксированных сред

различные взрывы можно характеризовать одним безразмерным параметром – отношением величины удаления точки взрыва от границы к динамическому радиусу $\bar{H} = H / r_d$, а описание взрыва при каком-либо конкретном значении \bar{H} осуществляется путем численного интегрирования системы двумерных уравнений в частных производных.

В качестве примера разрушающейся среды с тензорными свойствами возьмем одну из моделей скальных пород, которые широко рассматривались в литературе в связи с изучением механических эффектов мощных подземных взрывов, например [3, 6, 7]. Такой выбор еще удобен и тем, что он предоставляет возможность в случае достаточно большого удаления от границы раздела сравниваться с результатами других авторов, полученными для взрывов в одномерной среде (камуфлетные взрывы). Параметры среды брались такими, чтобы воспроизвести результаты, полученные американскими авторами, для взрыва в граните Хардхэт [8].

Расчеты, рассматриваемые в настоящей работе, проводились по методике, созданной на основе [6] с использованием ряда принципиальных моментов из [10, 11] (разностная схема, расчет больших деформаций и пр.)? и были выполнены для следующего набора параметров: $H/r_d = 0,2; 0,4; 0,6; 3$. В ряде экспериментов, например: с поглощением энергии лазерного излучения [9], ударом высокоскоростных микрочастиц [7], при малозаглубленных взрывах – сила тяжести незначительна. Поэтому расчеты выполнялись в отсутствие поля тяжести.

3.1. Сравнительные действия малозаглубленных взрывов

Представляет интерес изучение изменения интенсивности ударных волн при изменении относительного заглубления \bar{H} , эволюции формы фронта волны, конфигурации зон разрушения, распределения энергии в среде и пр.

На рис. 2 представлены изобары для взрывов с заглублением $\bar{H} = 0,2$ и $0,6$, из рассмотрения которых можно сделать вывод о подобии взрывов по крайней мере для $\bar{H} \leq 0,6$.

Изменение интенсивности ударной волны с расстоянием удобно сравнивать вдоль выделенного направления – оси симметрии системы. В направлении от плоскости раздела закон затухания ударной волны с хорошей точностью можно представить в виде (для $3r_d \leq R \leq 30r_d$)

$$P = A(H)R^{-1,62}.$$

Представление о характере зон разрушения и форме образующихся кратеров можно получить из рис. 3.

При рассмотрении распределения энергии в среде, не занимаясь детализацией распределения энергии между разными зонами разрушения, обратим внимание на долю энергии, уносимую акустической волной E_s . Эту энергию можно оценить по работе на границах, лежащих в области применимости теории упругости, где отсутствует разрушение и сжатия невелики, т. е. нет диссипации энергии. Для камуфлетных взрывов граница этой области имеет радиус $R = 40r_d$.

При сравнении действия малозаглубленных взрывов следует рассматривать работы на границах, расстояния R' до которых пропорциональны $(E')^{1/3}$, где $E'(\bar{H})$ – эффективная энергия взрыва, поскольку время формирования акустической волны много больше характерного времени развития взрыва, и точное определение отношения E_s/E_0 по результатам

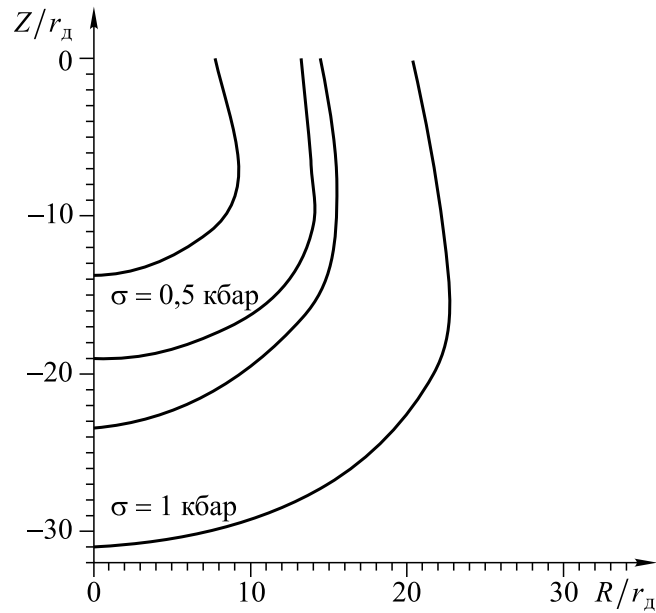


Рис. 2. Линии равных напряжений для взрывов с «заглублением» $H = 0,2r_d$ и $H = 0,6r_d$

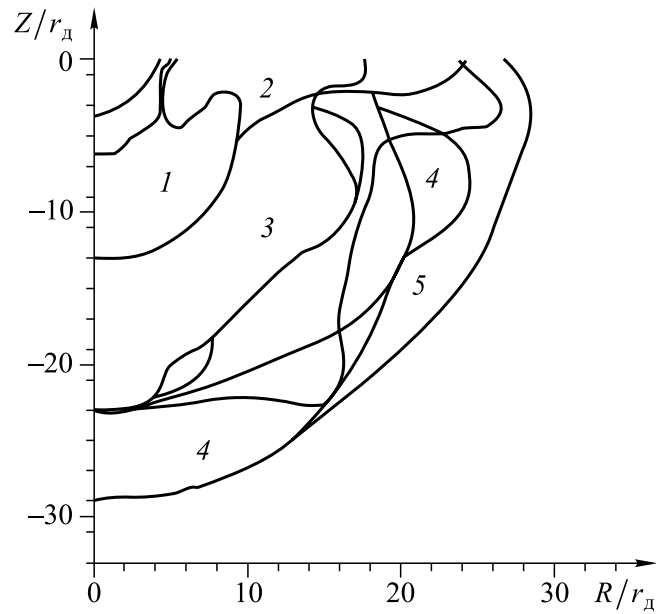


Рис. 3. Зоны разрушения для взрывов с «заглублением» $H = 0,2r_d$ и $H = 0,6r_d$ в граните:

1 – вещество, раздробленное в ударной волне; 2 – вещество, разрушенное по трем направлениям; 3 – зона радиальных трещин; 4 – трещины, параллельные свободной границе; 5 – трещины, параллельные оси Z

наших расчетов затруднено. В таблице представлены зависимости работы A' на границе R' от величины \bar{H} .

Зависимость работы A' на границе радиусом R' от заглубления \bar{H}

\bar{H}	R'/r_d	A'/E_0
3	40	0,0111
0,6	36,6	0,0086
0,4	32,0	0,0056
0,2	27,4	0,0036

Заключение

Представленный далеко не полный анализ физико-механических процессов при мгновенном точечном взрыве вблизи границы раздела сред показывает сложность закономерностей, характеризующих соответствующие явления. В зависимости от свойств каждой из сред, а также от соотношения этих свойств, от удаления источника от границы раздела возможны различные режимы переноса энергии. Возможно и одновременное протекание различных режимов переноса энергии в разных средах (например, газодинамического и теплопроводного). Так, при достаточно малом удалении источника энергии от границы раздела ($H < r_T$), на распределении энергии между средами существенно сказывается режим теплового переноса энергии. При $r_T < H \sim r_d$ определяющим является адиабатический режим. Возможно и одновременное протекание различных режимов переноса энергии в разных средах (например, газодинамического и теплопроводного). При $H > r_d$ в средах, обладающих прочностными свойствами, существенно проявление механической диссипации энергии.

Литература

1. **Зельдович, Я. Б.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений [Текст] / Я. Б. Зельдович, О. П. Райзер. – М. : Наука, 1966.
2. **Седов, Л. И.** Методы подобия и размерности в механике [Текст]. – М. : Наука, 1965.
3. **Родионов, В. Н.** Механический эффект подземного взрыва [Текст] / В. Н. Родионов, В. В. Адушкин, В. Н. Костюченко, В. Н. Николаевский, А. Н. Ромашов, В. М. Цветков. – М. : Недра, 1971.
4. **Нигматулин, Р. И.** Плоский сильный взрыв на границе двух идеальных калорически совершенных газов [Текст] // Вестник Московского ун-та. Сер. «Математика и механика». – 1965. – № I. – С. 83–87.
5. **Райзер, Ю. П.** Движение газа под действием сосредоточенного удара по его поверхности (при взрыве на поверхности) [Текст] // ПМТФ. – 1963. – № 1.
6. **Быченков, В. А.** Метод «Спрут» расчета двумерных неустановившихся течений разрушаемых сред [Текст] / В. А. Быченков, В. В. Гаджиева // ВАНТ. Сер. «Метод. и програм. числ. решения задач мат. физики». – 1978. – Вып. 2 (2).
7. **Иванов, Б. А.** Механика кратерообразования [Текст] // Итоги науки и техники. Сер. «Мех. деформ. тв. тела». – М. : ВИНТИ, 1981. – Т. 14.

8. **Butkovitch, T. R.** Calculation of the Shock Wave from an Underground Nuclear Explosion in Granite [Text] // Geophys Res. – 1965. – Vol. 70, No 4. – P. 893–885.
9. **Анисимов, С. И.** Действие излучения большой мощности на металлы [Текст] / С. И. Анисимов, Л. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. – М. : Наука, 1970. – С. 85.
10. **Mader, Charles. L.** Numerical Modeling of Detonations [Текст] // Univ. of Californ., Berkeley, Los Angeles, London. – 1979. – P. 333–403.
11. **Horak, H. G.** An Algorithm for Discrete Regoning of Langrangian Meshes [Текст] / H. G. Horak, E. M. Jones et al. // J.C.P. – 1978. – 26. – P. 277–284.



Воланд: «Вы, профессор, воля ваша, что-то нескладное придумали. Оно, может, и умно, но больно непонятно. Над Вами потешаться будут».

М. А. Булгаков «Мастер и Маргарита»

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛОСТЕЙ И ВОРОНОК ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ В ИНТЕРЕСАХ АСТЕРОИДНОЙ ПРОБЛЕМЫ

Б. В. Литвинов, Д. В. Петров, В. Г. Смирнов, О. Н. Шубин

1. Общая постановка задачи

При воздействии ядерного взрыва на опасный космический объект, такой, как астероид или комета, можно добиться последствий двух основных типов:

- раздробить ОКО на фрагменты такого размера и придать им такие скорости, что вблизи Земли эти фрагменты окажутся на достаточном расстоянии друг от друга и сгорят в верхних слоях атмосферы, не оказав воздействия на поверхность планеты;
- придать ОКО, не разрушая его, такой импульс, который приведет к изменению его орбиты и обеспечит пролет на безопасном расстоянии от Земли.

Соответственно, возникает задача предсказания состояния ОКО после ядерного взрыва вблизи его поверхности, решение которой необходимо для оценки возможности осуществления проекта создания системы защиты Земли на основе ядерного оружия и определения характеристик такой системы.

2. Различные типы ядерных взрывов

Рассмотрим общую картину развития различных типов ядерного взрыва.

Выделение энергии при ядерном взрыве происходит примерно за миллионную долю секунды, в результате в ядерном взрывном устройстве (ЯВУ) развивается давление в сотни мегабар ($1 \text{ бар} = 10^5 \text{ н/м}^2 = 1,02 \text{ атмосферы}$) при температуре в несколько кэВ ($1 \text{ кэВ} = 1,1 \cdot 10^7 \text{ К}$). Плотность первоначально выделившейся энергии настолько высока, что на начальной стадии взрыва перенос ее из ЯВУ происходит преимущественно путем лучистой теплопроводности.

При взрывах на большой глубине излучение, выходящее из ЯВУ, приводит к образованию тепловой волны (ТВ), за фронтом которой профиль температуры приближенно можно представить в виде «палочки», а газодинамическое движение малосущественно. Начиная с расстояний около $2 \text{ м/Мт}^{1/3}$, температура в ТВ падает настолько, что ТВ практически останавливается и испускается ударная волна (УВ). По мере распространения УВ происходит ослабление ее

интенсивности, в результате чего на различных расстояниях от центра взрыва последовательно образуются зоны испарения, плавления, дробления и трещиноватости и испускается упругая (сейсмическая волна).

В земных условиях при контактном взрыве достаточно большой мощности небольшая доля энергии излучения, выходящей с поверхности ЯВУ, прогревает воздух до температур, когда он становится практически прозрачным в небольшой окрестности ЯВУ. После этого поток излучения падает на поверхность грунта практически неизменным, и начинается прогрев грунта. Температуры в грунте при этом настолько высоки (~1 кэВ), что, с одной стороны, в грунте распространяется тепловая волна, а с другой – идет интенсивное обратное переизлучение с поверхности в воздух. В результате грунтом поглощается небольшая доля энергии излучения (менее 10%). Еще меньшая доля энергии передается грунту за счет удара паров ЯВУ, нагрева, за счет температуры в воздушной ТВ, воздействия давления воздушной УВ. После остановки ТВ в грунте происходит испускание УВ. При прохождении УВ по грунту происходит его интенсивное разрушение. Из-за разгрузки с поверхности происходит обратное движение грунта вверх. В результате масса грунта выкидывается вверх с большими скоростями, образуется воронка.

При контактном ядерном взрыве на астероиде, из-за отсутствия воздуха доля энергии, которая передается грунту на начальной стадии, оказывается еще ниже, чем в земных условиях. Соответственно, ниже и интенсивность газодинамических процессов при данной мощности. Увеличить долю энергии взрыва, поглощенную грунтом, можно осуществляя взрыв ЯВУ на некоторой глубине. Так при заглублениях, превышающих $2 \text{ м/Мг}^{1/3}$, ТВ не выходит на поверхность грунта, вся энергия на начальной стадии остается в грунте. Поэтому такой взрыв оказывается по своему воздействию на астероид эквивалентным контактному взрыву в десятки раз большей мощности.

При ядерном взрыве на астероиде эффективным оказывается и взрыв на достаточно большой высоте над его поверхностью. Это связано с отсутствием воздуха, из-за которого в земных условиях происходит трансформация высокотемпературного излучения с поверхности ЯВУ в относительно низкотемпературное излучение в воздушной тепловой волне.

При любом из перечисленных типов взрывов процесс нагружения грунта УВ имеет свои особенности. Однако само явление развития трещин и дробления, очевидно, подчиняется некоторым общим закономерностям, которые могут быть выявлены для взрыва одного типа, оформлены в соответствующую модель, и приложены к взрыву другого типа.

3. Задача оценки состояния астероида после ядерного взрыва вблизи его поверхности. Общее состояние проблемы

Решение задачи оценки состояния астероида после ядерного взрыва связано с математическим моделированием поведения грунтов в области как высоких, так и низких давлений, которые необходимо проводить, опираясь на достаточно представительный экспериментальный материал. В частности, в рамках этой задачи необходимо определить размеры характерных зон не только разрушения, но и распределения кусков раздробленного грунта по размерам в зависимости от расстояния до центра взрыва.

Явление ядерного взрыва является в значительной степени изученным как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Значительный прогресс достигнут в области математического моделирования процессов, происходящих при ядерном взрыве. Однако это не означает, что мы можем предсказать результат взрыва вблизи поверхности астероида с высокой степенью точности. Это связано с двумя обстоятельствами:

- процесс протекания ядерного взрыва вблизи поверхности астероида обладает рядом специфических особенностей, с которыми мы практически не встречались при проведении ядерных взрывов в земных условиях;
- физические свойства вещества, из которого состоят астероиды, нам практически неизвестны или известны с очень большой погрешностью (в дальнейшем, для краткости мы будем называть вещество, из которого состоит астероид или комета, астероидным грунтом или просто грунтом).

Действительно, со времени первого ядерного взрыва в 1945 г. на Земле проведено несколько тысяч ядерных взрывов в воздухе, под землей, в воде и в верхних слоях атмосферы. Из этих взрывов наиболее близки к взрывам на астероиде контактные и взрывы на выброс (с точностью до конечной стадии образования воронки, на которой начинают играть роль земное тяготение и наличие воздуха). В то же время таких взрывов было проведено всего около десятка. Взрывы же на высоте нескольких десятков и сотен м/Мт^{1/3} над поверхностью, будут протекать совершенно различным образом в земных условиях и на астероиде (из-за влияния воздуха). Кроме того, астероидные грунты отличаются от земных грунтов, в которых проводились ядерные взрывы.

Однако ситуация всё же не так плоха, как это может показаться на первый взгляд.

Накопленный опыт проведения подземных ядерных испытаний позволяет утверждать, что мы довольно хорошо знаем и описываем расчетно свойства земных грунтов и распространение УВ при достаточно высоких давлениях вплоть до ~400 кбар. В области более низких давлений (140...400 кбар) в силикатных земных грунтах имеются определенные сложности с описанием неравновесного фазового перехода «кварц–стишовит». Наиболее сложной для расчетного описания и, по-видимому, наименее изученной, является область низких разрушающих давлений. Именно эта область представляет собой наибольший интерес для астероидной проблемы и в наибольшей степени требует экспериментального обоснования для калибровки расчетов. Такое обоснование может быть получено при исследованиях мест проведения подземных ядерных испытаний.

4. Результаты проведенных подземных ядерных испытаний, как основа для калибровки расчетных методик в интересах астероидной проблемы

Хорошей основой для понимания процесса разрушения грунта при взрыве и для калибровки расчетных методик является накопленный материал о последствиях подземных ядерных взрывов, а также ядерных взрывов на выброс (пусть и немногочисленных). Рассмотрим некоторые результаты, полученные при проведении подземных испытаний ядерного оружия.

Взрыв, произведенный на достаточной глубине, не оказывает разрушающего воздействия на поверхность земли. Такой взрыв называют камуфлетным. Это обычное определение камуфлетности. При мирных использованиях ядерных взрывов и испытаниях ядерного оружия

требования более жесткие. А именно, разрушения, происходящие в слоях грунта, расположенных вблизи места взрыва, не должны приводить к попаданию радиоактивных продуктов взрыва на поверхность.

Развитие процессов при сильных взрывах в бесконечной однородной среде отличается подобием. Это означает, что все пространственные (радиус полости, радиусы зон дробления и трещиноватости и т. п.) и временные (время образования полости и т. п.) характеристики взрыва изменяются с изменением мощности взрыва E пропорционально $E^{1/3}$.

По мере охвата новых и новых слоев вещества плотность энергии падает, и, начиная с некоторого момента, происходит смена режима переноса энергии на газодинамический режим. Но и при этом плотность энергии в веществе, охваченном движением, оказывается очень высокой: вещество на фронте волны претерпевает ударное сжатие до плотностей в 4...5 раз, превосходящих первоначальную. Горная порода, испытывавшая воздействие столь сильной УВ, испаряется, плавится, а на более далеких расстояниях от центра взрыва дробится на куски.

На начальном этапе распространения интенсивность УВ настолько высока, что приводит к необратимому испарению горной породы. Как известно, внутренняя энергия вещества за фронтом УВ определяется соотношением

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(p_1 - p_2) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right),$$

где p , ρ – значения давления и плотности перед и за фронтом УВ. При разгрузке часть этой энергии остается в среде. Если эта энергия достаточно велика при разгрузке до давлений близких к нулю, то происходит (при адиабатическом процессе) испарение вещества. Вообще говоря, при количественных оценках соответствующих интенсивностей УВ необходимо проследить положение соответствующих изэнтроп относительно области двухфазности «жидкость–пар». Если соответствующая изэнтропа проходит выше области двухфазности, то вещество при разгрузке до плотностей, меньших нормальной, следует считать испаренным. Минимальная интенсивность УВ – p_g , приводящая к испарению, определяется изэнтропой, проходящей через критическую точку области двухфазности. Аналогичным образом определяется и интенсивность УВ, приводящая к плавлению горных пород.

В работе [1] приводятся результаты приближенного подхода к определению количества вещества, испаряемого при ядерном взрыве. Необходимое для испарения приращение внутренней энергии определялось, исходя из предположения, что вещество разгружается вдоль своей экспериментально найденной ударной адиабаты. Полученные значения ε_g для различных природных материалов приведены в табл. 1. Там же приведены соответствующие значения минимальных давлений за фронтом УВ, обеспечивающие испарение вещества, радиусы зон испарения и массы испаренного вещества, полученные в расчетах.

При дальнейшем распространении УВ интенсивность ее падает настолько, что ударное сжатие горных пород не приводит к их необратимому испарению, однако происходит их плавление. Масса образующегося расплава примерно на порядок превышает массу испаренной горной породы и составляет около 500...900 т/кт для силикатных пород различной плотности и 800 т/кт для каменной соли [2]. При этом радиус зоны плавления составляет примерно $3 \text{ м/кт}^{1/3}$. Правомомерность этих оценок подтверждается данными исследований при вскрытиях полостей ядерных взрывов.

Таблица 1

Материал	ρ , г/см ³	ε_g , кДж/ г	P_g , Мбар	R_g , см	M_g , т
гранит	2,67	0,67	1,80	183	68,6
водонасыщенный туф	1,97	0,67	1,11	206	72,1
сухой туф	1,76	0,67	0,865	215	73,2
аллювий	1,60	0,67	0,703	220	71,4
соль	2,24	0,28	0,920	225	106,9
вода	1,00	0,15	0,196	330	150,5

По мере удаления ударной волны от центра взрыва движением охватываются всё новые и новые слои вещества, что приводит к дальнейшему ослаблению ударной волны. Когда ее скорость снизится до скорости продольных волн в окружающей породе, перед фронтом основной ударной волны появляется так называемый упругий предвестник, который потом трансформируется в сейсмическую волну. Профиль фронта ударной волны при этом теряет скачкообразный характер, становится более пологим. Такую волну обычно называют взрывной волной. После ее прохождения массив дробится на блоки разной величины, появляются новые и расширяются природные трещины.

Размер зон разрушения, кроме мощности взрыва, в сильной степени зависит от свойств горной породы, окружающей ядерный заряд. В среднем, для плотных и прочных силикатных пород (гранит, сиенит, кварцевые сланцы) радиус зоны дробления (то есть зоны, в которой разрушение породы происходит по всем трем направлениям) составляет порядка $25 \text{ м/кт}^{1/3}$. Вне этой зоны, разрушение пород имеет характер радиальных трещин, которые простираются вплоть до расстояний порядка $100 \text{ м/кт}^{1/3}$. Форма зон разрушения близка к сферической форме. В зоне дробления разрушение происходит под действием нормальных сжимающих напряжений, а в зоне радиальных трещин разрушение происходит преимущественно за счет растягивающих напряжений, возникающих за фронтом волны сжатия благодаря перемещению среды от центра взрыва.

Газовый пузырь, образовавшийся из продуктов испарения, расширяется до тех пор, пока его давление не станет меньше литостатического давления грунта. Возникшая в результате взрыва полость имеет в это время форму, близкую к сферической. Образование полости завершается примерно через $100 \text{ мс/кт}^{1/3}$ после взрыва. Радиус полости определяется глубиной взрыва, мощностью, литостатическим давлением и свойствами окружающих горных пород. Конечный радиус полости после ее остановки составляет от $9 \dots 11 \text{ м/кт}^{1/3}$ в каменной соли, граните и доломите до $14 \dots 17 \text{ м/кт}^{1/3}$ в аллювиях и туфах.

В большинстве пород (кроме каменной соли) спустя некоторое время (от нескольких секунд до суток) после взрыва происходит обрушение полости. Куски породы из верхней части полости падают вниз, закрывая толстым слоем линзу расплава. В слабосвязанных пористых грунтах (лесс, суглинки) и горных породах обрушение начинается через секунды или минуты после взрыва, причем часто обрушение идет до самой поверхности, на которой образуется так называемая провальная воронка, что типично, например, для Невадского полигона. В прочных

скальных породах (граниты, кварцевые сланцы) время обрушения исчисляется минутами и часами (например, полость взрыва «Hardhat» обрушилась через 11 часов). В результате образуется столб обрушения, состоящий из обломков породы, с пустотами между ними.

Согласно современным представлениям высота столба обрушения определяется радиусом зоны существенных разрушений в горном массиве. Из приведенной таблицы видно, что в слабых грунтах типа аллювия обрушение идет до поверхности, в более прочных грунтах (туф), при достаточно больших глубинах взрывов, обрушение не достигает поверхности. В скальных породах типа гранитов, доломитов и т. п. радиус зоны существенных разрушений, согласно данным по столбам обрушения, достигает $30 \dots 50 \text{ м/кт}^{1/3}$. Однако высота столба обрушения определяется не только дроблением породы в УВ, но также литостатическим давлением, прочностью самого грунта и наличием природной трещиноватости. Поэтому зона разрушений не совпадает с собственно зоной дробления, где разрушение породы по трем направлениям происходит под действием взрывной волны.

Таблица 2

Взрыв	E , кт	Грунт	ρ , г/см ³	H , м/кт ^{1/3}	P_c , м/кт ^{1/3}	H_c , м/кт ^{1/3}
Rainier	1,6	туф	1,9	234,3	16,9	100,6
Logan	5,4	туф	1,8	134,1	16,0	76,4
Blanca	22	туф	1,8	107,5	15,8	107,5
Antler	2,7	туф	1,9	288,7	14,2	65,0
Platte	2,0	туф	2,2	151,9	17,1	64,8
Mad	0,47	аллювий	2,0	232,9	14,5	–
Stillwater	2,8	аллювий	2,0	128,5	17,5	128,5
Brazos	8,3	аллювий	2,0	126,6	13,7	126,6
Cunarron	12,0	туф-аллювий	2,0	133,1	14,2	133,1
Hoasic	3,3	туф-аллювий	2,0	125,7	17,4	125,7
Hardhat	5,4	гранит	2,7	163,1	11,0	48,8
Shoal	13,4	гранит	2,7	154,7	11,0	45,7
Handcar	12,0	доломит	2,3	175,7	9,3	29,7
Gnome	3,4	соль	2,3	240,0	12,4	–
Salmon	5,3	соль	2,3	475,0	9,6	–

Последнее утверждение подтверждается данными, полученными при вскрытиях полостей ядерных взрывов. Так, вскрытия полостей ядерных взрывов в гранитном массиве на французском ядерном полигоне в Сахаре показали [3, 4]:

- радиус полости составляет $\sim 7,3 \text{ м/кт}^{1/3}$;
- до расстояний $\sim 10 \text{ м/кт}^{1/3}$ располагается зона, в которой находится слабосвязанная мелоподобная среда с повышенной пористостью $\sim 14\%$ (по сравнению с начальной $0,3\%$)

и пониженной скоростью продольных упругих волн ~1350 м/с (по сравнению с начальной 5850 м/с);

- до расстояний $\sim 26 \text{ м/кг}^{1/3}$ простирается зона дробления, где хаотично направленные трещины разделяют массив на обломки различных размеров;
- на расстояниях до $\sim 71 \text{ м/кг}^{1/3}$ наблюдаются отличия проницаемости и скорости упругих волн от первоначальных значений.

Отметим, что при ядерных взрывах обеспечивается очень интенсивное дробление. В табл. 3 приведены более подробные экспериментальные данные, полученные при исследовании гранулометрического состава раздробленной породы при проведении американских взрывов [5].

Таблица 3

Количество обломков породы, образующихся при ядерном взрыве в скальной породе, с размером меньше заданного по данным [5] (в процентах от общего веса обломков)

Размер обломков, см	Количество обломков, %				типичное значение для скальных пород
	«Piledriver»	«Hardhat»	«Danny Boy»	«Pre-Scooper»	
180	99,5	100	100	100	100
150	–	95	88	100	94–96
120	98	88	83	92	90–95
90	95	75	75	74	80–85
60	85	60	63	57	60–75
30	60	40	43	38	40–60
15	45	30	30	28	30–40
10	30	25	24	25	25–30
5	20	20	15	20	15–20
2,5	15	14	11	16	15
1,25	11	10	8	12	10

Гранулометрический состав разрушенной породы при камуфлетном ядерном взрыве хорошо описывается распределением Розина–Рамлера [6]

$$V(x) = V_0 \exp\left(-\left(x/x_0\right)^n\right),$$

где $V(x)$ – суммарный объем кусков, имеющих размер, превышающий x ; V_0 – общий объем разрушенной породы.

Таким образом, представленная выше совокупность экспериментальных результатов (составленная по открытым публикациям), позволяет сделать вывод о том, что мы имеем хорошее представление о процессе протекания ядерного взрыва в грунте и о характерных

параметрах этого процесса. Однако для определения облика системы защиты Земли от столкновений с ОКО, и особенно, при принятии инженерных решений в процессе ее практического создания, этой информации недостаточно (по крайней мере из-за достаточно узкого круга рассмотренного типа грунтов). Поэтому, на наш взгляд, целесообразно рассмотреть возможность проведения дополнительных экспериментальных работ по изучению зон разрушения, полостей и воронок ядерных взрывов, которые были осуществлены в период проведения ядерных испытаний.

5. Экспериментальные исследования на местах проведения ядерных испытаний в интересах астероидной проблемы

Такие работы могут быть организованы интернациональными усилиями и, по сравнению с ядерными экспериментами на астероиде, должны иметь очень высокую информативность при относительно низкой стоимости.

По нашему мнению, работы можно было бы провести в два этапа:

- на первом этапе участники интернационального проекта готовят, передают и анализируют данные, полученные ранее при вскрытиях полостей ядерных взрывов и исследованиях воронок ядерных взрывов, которые являются в настоящее время неопубликованными; по результатам анализа данных разрабатываются план экспериментальных работ и соответствующие методики исследований;
- на втором этапе на местах проведения прошлых ядерных взрывов производятся совместные экспериментальные исследования для получения недостающей информации.

Определяющим условием совместных экспериментальных работ является достижение соответствующей принципиальной договоренности хотя бы части стран «ядерного клуба» (и Казахстана). После достижения такой договоренности специалисты стран «ядерного клуба» (и Казахстана) могут разработать и согласовать конкретные процедуры подготовки и передачи информации о состоянии горного массива после взрыва, включающие перечень, объем и формат информации, определенной для передачи. В предварительном порядке для обсуждения мы можем предложить следующие процедуры:

1. На добровольной основе каждая из стран «ядерного клуба» и Казахстан готовят и представляют имеющуюся информацию для широкого диапазона горных пород (лес – гранит), полученную при следующих работах:

- а) при исследовании воронок камуфлетных ядерных взрывов и ядерных взрывов на выброс;
- б) при вскрытии котловых полостей после проведения ядерных взрывов в штольнях;
- в) при вскрытии котловых полостей после проведения ядерных взрывов в скважинах.

2. Перечень представляемой информации включает в себя:

- мощность взрыва;
- имеющуюся экспериментальную информацию о свойствах грунтов до проведения ядерного взрыва (геологический разрез с описанием пород, плотности, химсоставы, проницаемость, скорости упругих волн, прочностные характеристики);
- имеющуюся экспериментальную информацию о свойствах грунтов после проведения ядерного взрыва по результатам вскрытия (размеры зон разрушения, изменения плотнос-

ти, проницаемости и упругих параметров, данные по характеристикам трещиноватости и размерам обломков).

Объем и формат представляемой информации, по-нашему мнению, подлежит отдельному согласованию.

В случае достижения договоренности об обмене специалисты России могли бы представить информацию о результатах исследования горного массива Дегелен Семипалатинского полигона (породы представлены гранитами), полученную при вскрытии котловых полостей в нескольких штольнях в различной геометрии (направлении) вскрытия. Мощность ядерных взрывов, котловые полости которых вскрывались, не превышает 20 кт.

Мы считаем, что значительный интерес может вызвать информация по результатам исследования двух воронок ядерных взрывов, проведенных в сланцах горного массива Балапан Семипалатинского полигона. Мощность данных ядерных взрывов составила первые сотни килотонн.

Отметим, что из-за технических сложностей бурения в крепких породах нами практически не применялось вскрытие котловых полостей после проведения ядерных взрывов в скважинах, за исключением бурения исследовательских скважин в соляных куполах горного массива Азгир в широком диапазоне мощности проводимых ядерных взрывов.

Следующий этап совместных работ будет заключаться в анализе и обработке полученной информации. Обмен и сопоставление результатов анализа и обработки результатов на специальной встрече специалистов стран «ядерного клуба» и Казахстана позволит решить вопросы о необходимости постановки совместных экспериментальных исследований о состоянии горного массива после ядерного взрыва. Реализация таких целенаправленных исследований должна исключить неоднозначность представленной ранее информации, различный подход ученых к пониманию всего процесса разрушения массива и возможные погрешности получения конечных результатов измерений. Разработка и применение административных процедур, регламентирующих порядок осуществления совместных исследований на полигонах, позволит провести их в согласованные сроки и в соответствии с установленными затратами.

Совместные экспериментальные исследования в местах проведения прошлых ядерных взрывов могут проводиться в следующих направлениях:

- направленное бурение одной или нескольких исследовательских скважин в котловую полость после проведения ядерного взрыва в скважине;
- вскрытие котловой полости одной или несколькими выработками после проведения ядерного взрыва в штольне;
- геологические и геодезические измерения при исследовании воронок ядерных взрывов;
- геофизические измерения при совместных экспериментальных исследованиях в местах проведения прошлых ядерных взрывов;
- отбор и исследование керна и иных образцов пород;
- модельные эксперименты с помощью взрывов ВВ в горных массивах полигонов с соответствующим исследованием последствий таких взрывов.

Приведенный перечень совместных экспериментальных исследований требует предварительной оценки возможности технической реализации с учетом конкретных условий полигонов.

Мы считаем, что направленное бурение одной или нескольких исследовательских скважин в котловую полость, образованную при проведении ядерного взрыва в скважине, является наиболее трудной задачей. Возможная схема постановки такого эксперимента представлена на рис. 1.

Решающую роль в этом имеет плотность и прочность горной породы массива. Например, в крепких скальных породах горного массива Балапан Семипалатинского полигона, бурение направленных исследовательских скважин в области зоны разрушения и особенно в области зоны дробления и столба обрушения практически неосуществимо. Данный вывод объясняется проблемами в обеспечении крепления ствола скважины, невозможностью отбора представительного керна и иных образцов пород, а также проведения скважинных геофизических измерений и телесъемки. Кроме того, в таком случае не может быть использован наиболее информативный метод исследования – визуальные геологические и геометрические измерения непосредственно в условиях залегания. Поэтому при практически одинаковой стоимости вскрытия и исследования котловой полости для ядерного взрыва в скважине, по сравнению со вскрытием и исследованием котловой полости для ядерного взрыва в штольне, информативность этих работ не следует ожидать сопоставимой.

Геофизические измерения при вскрытии котловой полости после проведения ядерного взрыва в скважине могут быть выполнены с дневной поверхности или непосредственно в исследовательских скважинах. Так как расстояние до исследуемого объекта составляет не менее 400 метров, то существующие методы геофизических измерений с поверхности вряд ли будут информативными. Ранее мы отмечали, что исследовательские скважины, направленные в котловую полость, не могут использоваться для геофизических измерений и единственным способом реализации геофизических измерений является бурение специальных исследовательских скважин (в количестве не менее двух) для осуществления межскважинного прозвучивания. Возможная схема такого эксперимента представлена на рис. 2.

В данной постановке могут быть проведены измерения электрического сопротивления вмещающих пород, что позволит провести: петрографическое расчленение массива, сейсмоакустическое прозвучивание для определения упругих свойств горных пород, структурных нарушений и границ зон разрушения (дробления), а также радиоакустическое прозвучивание для выделения контактов зон разрушения (дробления) и их характеристик.

Отбор керна или иных образцов горных пород можно осуществлять при бурении специальных исследовательских скважин, но использовать полученные образцы пород для понимания процесса разрушения горного массива не представляется возможным.

Бурение и обустройство исследовательских скважин для постановки межскважинных измерений, несомненно, увеличит затраты на получение экспериментальной информации. По нашей оценке стоимость бурения двух исследовательских скважин в сланцах горного массива Балапан с проведением указанных геофизических исследований составляет не менее 2,0 млн долларов, что с учетом возможной информативности измерений создает сомнения в целесообразности использования специальных скважин для исследования состояния горного массива после ядерного взрыва.

Методология и технология вскрытия котловой полости одной или несколькими выработками после проведения ядерного взрыва в штольне хорошо известны и отработаны. Штольня

как горная выработка предоставляет уникальные возможности для реализации большинства информативных методов исследования, прежде всего геометрических, геологических и геофизических измерений и отбора керна. Отметим, что при проведении работ по вскрытию котловых полостей не ставились специфические задачи, обсуждаемые в настоящем докладе. Информативность ранее проведенных исследований может оказаться недостаточной, что в свою очередь приведет к необходимости постановки специальных исследований по состоянию горного массива после ядерного взрыва. Такие совместные исследования могут быть реализованы либо в заброшенных штольнях с ранее вскрытыми котловыми полостями, либо непосредственно при вскрытии штольни и котловой полости.

В горном массиве Дегелен Семипалатинского полигона имеется несколько ранее вскрытых штолен с котловыми полостями. Породы представлены крепкими массивными гранитами плотностью $\sim 2,7 \text{ г/см}^3$, мощность ядерных взрывов находится в интервале от 3 до 20 кт.



Рис. 1. Вскрытие котловой полости направленным бурением скважины

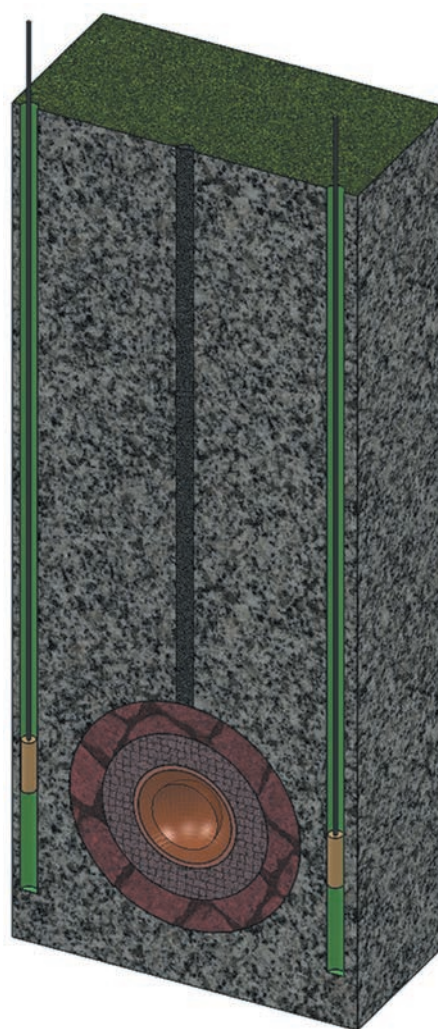


Рис. 2. Геофизические исследования посредством специально пробуренных скважин

Как правило, столб обрушения при ядерном взрыве в гранитах горного массива Дегелен не образуется. Типовая геометрия и технология вскрытия котловой полости для ядерного взрыва, проведенного в штольне, представлена на рис. 3.

Следует учесть, что работы по вскрытию всех штолен проводились в 1960-х и 1970-х годах, и, конечно, за прошедшее время состояние выработки и крепи существенно изменилось. Поэтому для проведения любых совместных исследований потребуется выполнить комплекс работ по восстановлению штольни и обеспечению безопасности персонала, объем которых может быть значительным. По нашим оценкам, стоимость работ по восстановлению штольни и обеспечению совместных исследований составляет не менее 1,5 млн долларов, а для проведения таких работ потребуется не менее трех месяцев. Существуют опасения о представительности информации, полученной при визуальных геологических и геометрических измерениях, проведенных в восстановленной штольне, а также представительности керна и иных образцов пород, которые необходимо учитывать при обработке результатов.

Сомнения в результатах совместных измерений и исследований будут исключены при целенаправленном вскрытии штольни. Последовательное вскрытие штольни включает вскрытие защитной стенки на портале штольни, разборку термоэлементов, проходку обходной выработки и вскрытие котловой полости одной или несколькими выработками. При вскрытии штольни используется буровзрывной способ работ, крепление выработки при проходке зоны разрушения и зоны дробления, а также при входе в котловую полость может осуществляться при помощи либо металлической крепи, либо комбинированной крепи. Возможная схема осуществления такого эксперимента представлена на рис. 3. Выбор штольни для вскрытия является отдельной задачей, решение которой требует специального обоснования. Прежде всего, следует учитывать мощность ядерного взрыва и длину штольни, выбранной для

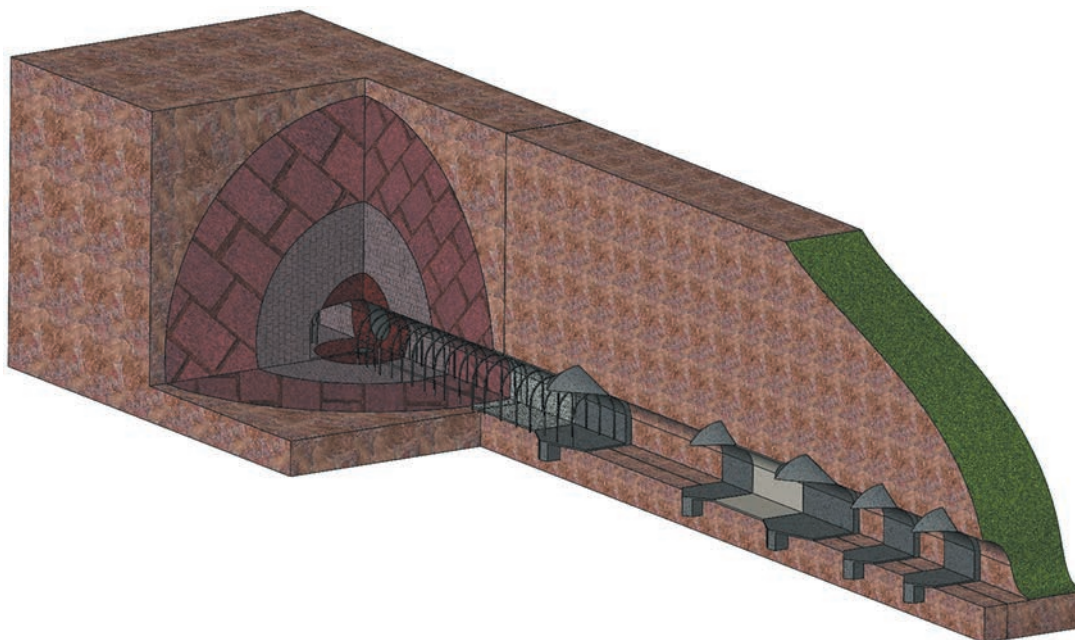


Рис. 3. Вскрытие котловой полости ядерного взрыва, проведенного в штольне

вскрытия, или линию наименьшего сопротивления (ЛНС), то есть кратчайшее расстояние до дневной поверхности.

Таким образом можно сделать вывод, что оптимальными для вскрытия будут штольни с $E = 1 \dots 20$ кт. По нашим оценкам, стоимость работ по вскрытию и обустройству типичной штольни, в которой проводилось ядерное испытание такой мощности, будет составлять около 4 млн долларов. В данную стоимость не включена стоимость проведения совместных экспериментальных исследований, прежде всего геометрических, геологических, геофизических и отбора керна.

Геометрические, геологические и геофизические измерения, а также отбор керна при вскрытии котловой полости одной или несколькими выработками после проведения ядерного взрыва в штольне представят наиболее полную информацию о состоянии горного массива. В число таких измерений можно включить визуальные геологические и геометрические наблюдения с отбором проб и образцов породы, а также штольневые модификации сейсмоакустического прозвучивания и гравиметрических измерений между выработками. Наблюдения и отбор образцов породы представят прямую информацию о состоянии исследуемого массива, а геофизические измерения позволят проверить эту информацию в условиях слабонарушенного залегания пород.

Совместные экспериментальные работы по исследованию воронок камуфлетных ядерных взрывов и ядерных взрывов на выброс имеют особую ценность. Во-первых, проведение таких исследований не требуют большого объема подготовительных и вспомогательных работ, что характерно для вскрытия штолен и скважин. Во-вторых, ученые получают практически прямой доступ к объекту исследований и, если учесть процессы антропогенного воздействия окружающей среды, можно получить достоверные результаты измерений. И, наконец, в-третьих, по своим последствиям ядерные взрывы на выброс наиболее близки к взрывам на астероиде.

Методы исследования воронок камуфлетных ядерных взрывов и ядерных взрывов на выброс разнообразны. В их число могут быть включены визуальные, геометрические и геодезические измерения на поверхности воронки, проходка шурфов и отдельных коротких штолен минимального сечения в выбранных направлениях относительно эпицентра, бурение исследовательских скважин, а также отбор керна и иных образцов пород.

Геофизические измерения при совместных экспериментальных исследованиях воронок ядерных взрывов могут проводиться как на поверхности воронки, так и при использовании специальных выработок (шурфов, штолен или скважин). В первом случае возможности геофизических методов, как было отмечено ранее, значительно ограничены, тем более что большие размеры исследуемого объекта (как правило, воронка ядерного взрыва большой мощности). Во втором случае при использовании специальных выработок можно использовать различные модификации сейсмических измерений, а также методы измерения электрических сопротивлений, прежде всего вертикальное зондирование. Например, применение сейсмотомографии в выработках, пройденных в выбранном направлении от эпицентра взрыва, позволит произвести послойное изучение горных пород и получить объемное изображение аномалий.

Модельные эксперименты с помощью взрывов ВВ в исследуемых горных массивах и изучение последствий таких взрывов имеют самостоятельную ценность.

Заключение

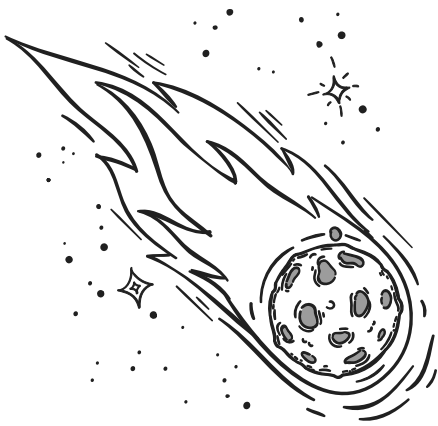
Оценка состояния астероида после ядерного взрыва вблизи его поверхности является одной из ключевых задач астероидной проблемы. Принятие инженерных решений при определении облика системы защиты Земли в сильной степени зависит от наших возможностей по получению таких оценок и их обоснованности. Поэтому возникает проблема экспериментального подтверждения основных принципов и параметров, закладываемых в расчетные методики.

Одна из обсуждаемых в настоящее время постановок такого эксперимента предполагает полет к астероиду и изучение его физических характеристик (например, с помощью воздействия высокоскоростных проникателей или низкоскоростных проникающих зондов). Представляется, что информативность таких экспериментов, соотнесенная с их высокой стоимостью, окажется довольно низкой. Кроме того, несмотря на серьезный характер обсуждений и высокую научную репутацию задействованных организаций, проведение таких экспериментов в ближайшем будущем кажется очень проблематичным. Еще менее вероятной представляется возможность проведения ядерных экспериментов на астероиде.

Не отвергая необходимости проведения экспериментов непосредственно на астероиде, авторы считают, что работы по определению состояния грунтов в местах уже проведенных к настоящему времени подземных ядерных испытаний, могут в рамках астероидной проблемы иметь очень высокую информативность при относительно малой стоимости. Проведение таких экспериментальных работ, при условии выполнения их в рамках международного проекта, кроме того могло бы служить одним из первых шагов по организации международного проекта по решению астероидной проблемы в целом.

Литература

1. **Буткович, Т. Р.** Газовое уравнение состояния для природных материалов [Текст] // Механика. Сер. «Новое в зарубежной науке». – Вып. 3. – М. : Мир, 1973.
2. **Higgins, G. H.** Nuclear explosions data for underground engineering application [Text] // Peaceful Nuclear Explosions, IAEA, Vienna. – 1970. – P. 111–122.
3. **Derlich, S.** Underground nuclear explosions effect in granite rock fracturing [Text] // Proc. Symp. Eng. Nucl. Expl., Las Vegas, Nev. – 1970. – Vol. 1; Springfield, Va. – 1970.
4. **Адушкин, В. В.** Механика подземного взрыва [Текст] / В. В. Адушкин, В. Н. Костюченко, В. Н. Николаевский, В. М. Цветков // Итоги науки и техники. Сер. «Механика твердых деформируемых тел». – Т. 7. – М. : ВИНТИ, 1973.
5. **Anderson, B. D.** A simple technique to determine the size distribution of nuclear crater fallback and ejecta [Text] // Proc. Symp. Eng. Nucl. Expl., Las Vegas, Nev. – 1970. – Vol. 2; Springfield, Va. – 1970.
6. **Кузнецов, В. М.** О разрушении горных пород взрывом [Текст] // Динамика сплошной среды. – Вып. 5. – Новосибирск, 1971.



Чем дальше в лес, тем больше дров

МАЛОЗАГЛУБЛЕННЫЙ ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ В АСТЕРОИДЕ

В. А. Быченков, О. Н. Шубин, И. И. Кузнецова, К. Е. Васильченко

В работе представлены результаты расчетов динамического и механического эффекта ядерного взрыва над плоской поверхностью каменного астероида. Мощность заряда принималась за 1 Мт, глубина взрыва равнялась 3 м. Расчеты производились в адиабатической конфигурации с учетом упругопластических свойств астероида. Энерговыделение взрыва происходило мгновенно и равномерно в сферическом сегменте со сферическим радиусом 4 м (начальное давление в зоне энерговыделения превысило 30 Мбар). Задняя сторона астероида представляла собой полусферу радиусом 230 м, центр которой совпадал с центром энерговыделения (рис. 1).

Утверждалось, что вещество, из которого состоял астероид, характеризуется свойствами крепкого гранита плотностью $2,64 \text{ г/см}^3$: предел упругости Y при нулевом давлении $P = 0$ составил $Y_0 = 2$ кбар; предел прочности за счет давления составил 20 кбар, $dY/dP = 1,5$ при $P = 0$, прочность на разрыв – 0,2 кбар. Когда второй инвариант тензора напряжений достиг предела упругости, материал стал хрупким. В это время значения его прочностных характеристик уменьшились соответственно до

$$Y_0 = 0, Y_\infty = 2 \text{ кбар}, \eta = \left. \frac{\partial Y}{\partial P} \right|_{P=0} = 1.$$

Считалось, что материал расплавлялся, когда тепловой компонент внутренней энергии достигал значения $0,1 \text{ кДж/г}$.

Чтобы описать термодинамические свойства гранита, использовалось уравнение состояния КИМ (УРС В. Ф. Куропатенко и И. С. Минаевой). Неравновесный фазовый переход в кремнистой горной породе рассматривался в рамках квазиравновесного

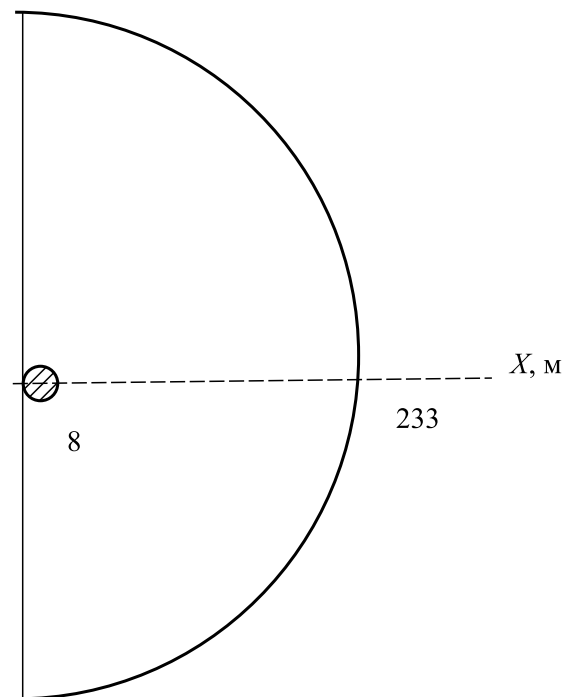


Рис. 1

метода. Уравнение состояния представляло собой множество локальных уравнений состояния для каждой фазы: первоначальной, конденсированной в устойчивых и неустойчивых состояниях, зоны фазового перехода на ударной адиабате, смеси испаренного и неиспаренного гранита. Все уравнения состояния объединяются друг с другом, обеспечивая количественный признак соответствующих поверхностей. Относительно холодная конденсированная фаза разгружается метастабильным образом, то есть в части материала в фазовом переходе имеет место гистерезис. Уравнение состояния для каждой из фаз имеет следующий вид:

$$P = P(\rho, E) = P_x(\rho) + \Gamma(\rho, E)[E - E_x(\rho)]\rho,$$

где ρ – плотность; P_x , E_x – «холодные» компоненты давления P и удельная внутренняя энергия E . Функция $P_x(\rho)$ – многочлен 5-й степени. Коэффициент Грюнайзена $\Gamma(\rho, E)$ является дробно-рациональной функцией. В фазах есть различные множества констант, входящих в функции P_x , E_x , Γ . Выбирая параметры для уравнения состояния, мы использовали экспериментальные данные о химическом составе, тепловых свойствах, ударном сжатии и последующей изэнтропической разгрузке твердых и пористых образцов, а также результаты расчетов с уравнением состояния, в котором многокомпонентная статистическая модель Томаса–Ферми реализовалась с квантовыми и обменными поправками с учетом теплового движения ядер [1].

Уравнение состояния КИМ и модель упругопластической среды ранее использовались в теоретическом исследовании сейсмической эффективности камуфлетного подземного ядерного взрыва. Более подробно они рассматриваются в работе [1].

Взрывные расчеты проводились с помощью двумерного лагранжева программного комплекса SPRUT с четырехугольными сетками.

В области энерговыделения (ER) использовалось 840 ячеек. В сферическом сегменте радиусом от ER, равном 10 м, было 840+544 ячейки. Общее число ячеек составило 2880. Когда происходила значительная деформация, выделялась периферийная часть расплавленного материала и сетка в соответствующей области подвергалась реконфигурации. Целью расчета было определение массы разрушенного материала, импульса, а также массы зоны испарения. В работе представлены эти расчетные данные и соответствующие иллюстрации на ПК.

Расчетный радиус зоны испарения составил приблизительно 17 м. Это значение было близко к значению радиуса зоны испарения для камуфлетного взрыва. К моменту окончания вычислений ($t = 0,05$ с) радиус полости составил приблизительно 57 м. Масса фрагментированного материала соответствует полусфере радиусом 210 м; по оси $X - r_d \approx 220$ м, по оси $Y - r_d \approx 170$ м.

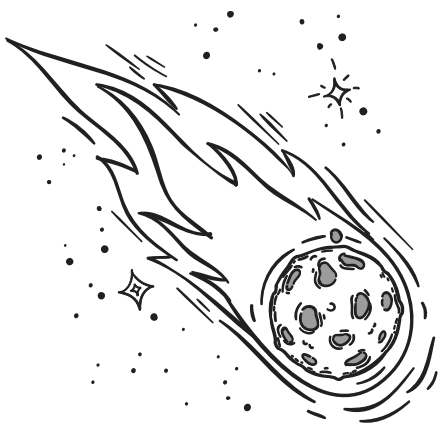
Для камуфлетного взрыва расчетное значение $r_d \approx 600$ м. Оставшаяся часть астероида покрыта трещинами, образовавшимися под действием растягивающих напряжений. Размер отдельных осколков в плоскости X, Y не превышает 5 м – максимального размера сетки. Вблизи зоны разрушения минимальное значение радиальной скорости рассеяния осколков составляет $U_r = 10...20$ м/с. Среднее значение скорости частиц в данной зоне $r_d \geq 100$ м равно 40 м/с (в момент времени $t = 0,05$ с), кинетическая энергия этой зоны составляет 43,5% суммарной энергии (~1,2% энергии взрыва).

На рис. 2 (к сожалению не сохранившемся) можно было увидеть поле скоростей в зоне разрушения, структуры зоны разрушения, расплавления и испарения.

Опираясь на результаты расчетов, можно прогнозировать, что ядерный взрыв, заглубленный на 3 м, мощностью 1 Мт полностью разрушает каменный астероид радиусом 120 м, передавая отдельным осколкам материала скорость рассеяния в радиальном направлении порядка 40 м/с.

Литература

1. **Быченков, В. А.** Сейсмическая эффективность камуфлетного подземного ядерного взрыва [Текст] / В. А. Быченков, С. В. Демьяновский, Г. В. Коваленко, В. Ф. Куроптаенко, И. С. Минаева, А. Т. Сапожников, В. А. Симоненко, А. В. Петровцев // ВАНТ. Сер. «Теоретическая и прикладная физика». – 1984. – Вып. 2. – С. 22–28.



ВОЗДЕЙСТВИЕ НА АСТЕРОИД НЕЙТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЯДЕРНОГО ВЗРЫВА¹

Д. В. Петров, Я. З. Кандиев, Г. Н. Малышкин, О. Н. Шубин

Рассмотрена задача воздействия нейтронного излучения ядерного взрыва на астероид. Оценена в зависимости от времени, высоты взрыва, энергетического спектра, химического состава и плотности астероида, угла падения для плоскопараллельного потока поглощенная энергия нейтронного излучения. В первом приближении получены поля температур, возникающие в астероиде при его нейтронном облучении, и проведено их сравнение с соответствующим полем температур при рентгеновском облучении от ядерного взрыва.

1. Постановка задачи

В настоящее время ядерные взрывные устройства обладают наибольшей концентрацией энергии, по сравнению с другими известными источниками энергии, что позволяет рассматривать их в качестве наиболее перспективного средства воздействия на опасные космические объекты.

При проведении ядерного взрыва космическое тело подвергается различным типам воздействия, интенсивность которых определяется мощностью ядерного заряда, расстоянием до космического тела, размерами тела и его материалом, конструкцией ядерного устройства.

Степень воздействия определяется долей энергии, передаваемой космическому телу при взрыве. Эта доля максимальна при заглубленном взрыве [1, 2, 3], однако обеспечение такого взрыва является сложной технической задачей. Наиболее просто технически осуществить контактный или приподнятый взрыв на поверхности космического тела. Кроме доли поглощенной энергии, существенным также является область ее поглощения, т. е. какой источник газодинамического движения формируется в астероиде.

Движение грунта при контактном или приподнятом взрыве определяется количеством энергии, непосредственно переданной веществу астероида. Передача энергии взрыва грунту происходит за

¹ Planetary Defense Workshop (An International Technical Meeting on Active Defense of Terrestrial Biosphere from Impact by Large Asteroids and Comets, Lawrence Livermore National Laboratory Research Drive Conference Center Livermore, California May 22–26, 1995.

счет поглощения рентгеновского и нейтронного излучений и удара паров взрывного устройства по поверхности астероида. Как показано в работах [1, 2, 3], доля энергии, переданной грунту рентгеновским излучением, составляет около 6%, а вклад удара паров – около 2% от полной энергии взрыва. Однако в этих работах не рассмотрено влияние нейтронного излучения ядерного взрывного устройства на прогрев грунта. В настоящей работе приводится ряд результатов, позволяющих оценить этот эффект. Отметим, что некоторые вопросы воздействия нейтронов на астероид рассмотрены в работах [5, 6].

Мы будем рассматривать ядерный взрыв мощностью 1 Мт на высоте 1 м над поверхностью астероида, что соответствует реальному контактному взрыву, приподнятый на 1,5; 5; 10 м, а также достаточно удаленный взрыв, когда поток нейтронов, падающих на поверхность, можно считать плоскопараллельным.

Астероид будем считать каменным с двумя типами химических составов: SiO_2 и $\text{O}_{0,569}\text{Si}_{0,167}\text{Fe}_{0,06}\text{Mg}_{0,139}\text{Al}_{0,065}$, аналогом которого могут служить земные скальные породы. Плотность астероида – 1; 2; 2,7 г/см³.

Вообще говоря, доля энергии взрыва, уносимая нейтронами, мала. Так, в реакции деления кинетическая энергия нейтронов составляет около 2,5% всей выделившейся энергии. В реакциях синтеза доля кинетической энергии нейтронов существенно выше (до 80% в D-T-реакции). Однако в реальных термоядерных взрывных устройствах около половины энергии получается в реакциях деления. Кроме того, условия горения термоядерного горючего обеспечиваются за счет окружения его конструктивными материалами большой массы, что приводит к замедлению и поглощению нейтронов в деталях конструкции и, как следствие, к искажению спектра выходящих нейтронов в сторону его смягчения. В конечном счете, основная часть энергии из реальных термоядерных взрывных устройств большой мощности выходит в виде рентгеновского излучения.

Будем полагать, что при взрыве мощностью E (Мт) часть энергии $E_f = \eta_f E$ выделяется за счет реакций деления и часть энергии $E_t = \eta_t E$ выделяется за счет термоядерных реакций. Изменением спектра нейтронов при прохождении слоев конструкции взрывного устройства будем пренебрегать, а поглощение будем учитывать с помощью коэффициента λ .

Оценим число нейтронов, образующихся в реакциях деления. В одном акте выделяется $\varepsilon_f \approx 180$ МэВ $\approx 2,9 \cdot 10^{-14}$ кДж. При этом образуется ν нейтронов. С учетом поглощения нейтронов в цепной реакции деления общее число образовавшихся нейтронов:

$$N_{f_0} = (E_f / \varepsilon_f)(\nu - 1) \approx \eta_f (\nu - 1) E \cdot 1,4 \cdot 10^{26}.$$

Для $\nu \approx 3$ число образовавшихся нейтронов $N_f \approx \eta_f E \cdot 3 \cdot 10^{26}$. Полагая, что из взрывного устройства выходит доля λ_f образовавшихся нейтронов, общее число нейтронов делительного спектра, падающих на поверхность астероида, $N_f \approx \lambda_f \eta_f E \cdot 3 \cdot 10^{26}$.

Соответственно, число нейтронов, образовавшихся в реакциях синтеза:

$$N_{t_0} = (E_t / \varepsilon_t) \approx \eta_t E \cdot 1,4 \cdot 10^{27}, \text{ где } \varepsilon_t = 17 \text{ МэВ } \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ кДж.}$$

Полагая, что из взрывного устройства выходит доля λ_t образовавшихся нейтронов, общее число термоядерных нейтронов

$$N_t = \lambda_t \eta_t E \cdot 1,4 \cdot 10^{27}.$$

Таким образом, из взрывного устройства выходит следующее число нейтронов:

$$N = \lambda_f \eta_f E \cdot 3 \cdot 10^{26} + \lambda_t \eta_t E \cdot 1,4 \cdot 10^{27}.$$

Для оценки энергии, переданной астероиду нейтронным излучением реальным термоядерным зарядом, достаточно рассчитать отдельно ее поглощение для термоядерных и делительных нейтронов и подставить соответствующие коэффициенты λ_f , η_f , λ_t , $\eta_t E$.

2. Контактный взрыв. Сравнение с рентгеновским излучением

Энергия нейтронного излучения, поглощенного веществом астероида, вычислялась методом Монте-Карло [4]. Были сосчитаны две задачи в следующей постановке. Астероид моделировался бесконечным полупространством. Вещество астероида моделировалось окисью кремния SiO_2 с плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$. Мгновенный точечный изотропный источник нейтронов располагался на высоте 1 м. В первой задаче нейтроны имели делительный спектр. Во второй задаче нейтроны имели энергию 14 МэВ.

Результаты расчетов первой задачи приведем для $E = 1 \text{ Мт}$, $\eta_f = 1$, $\lambda_f = 1$. На рис. 2.1 представлена зависимость поглощенной веществом астероида энергии (в кт) от времени. Видно, что характерное время поглощения энергии составляет $\approx 0,2 \text{ мкс}$. Доля поглощенной энергии в этом случае составляет чуть больше 0,5% полной энергии взрыва, что на порядок меньше рентгеновского излучения.

Аналогичные зависимости были получены и для второй задачи. Результаты представлены на рис. 2.2 для $\eta_t = 1$, $\lambda_f = 1$. В этом случае, доля поглощенной энергии составляет $\approx 20\%$, а характерное время поглощения – 0,1 мкс.

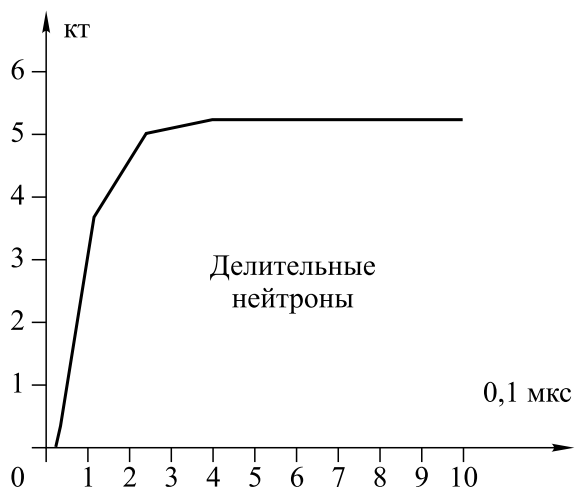


Рис. 2.1

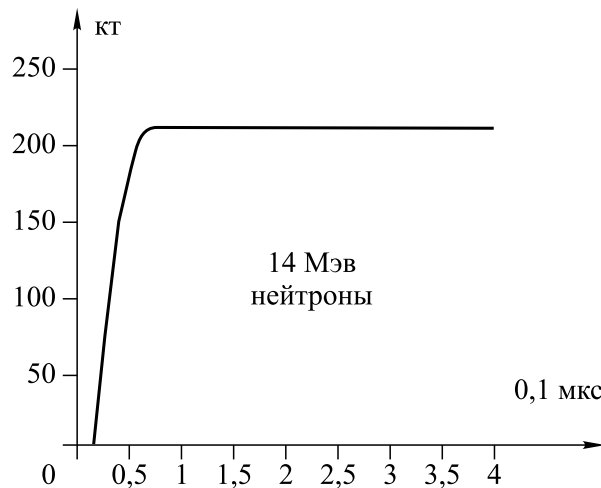


Рис. 2.2

Как уже говорилось, для реального термоядерного заряда доля поглощенной энергии, передаваемой веществу астероида за счет нейтронного излучения, может быть оценена простой суперпозицией приведенных результатов с подстановкой соответствующих коэффициентов λ_f , η_f , λ_t , η_t .

Из приведенных результатов, в частности, следует очевидный результат, что доля поглощенной веществом астероида энергии контактного ядерного взрыва может быть весьма значительной при использовании термоядерных взрывных устройств с повышенным выходом 14 МэВ нейтронов.

Так как кроме доли поглощенной энергии существенным также является область ее поглощения, то сравним газодинамические источники, образовавшиеся от 14 МэВ нейтронов (как дающих больший эффект, по сравнению с делительными нейтронами) и рентгеновского излучения. На рис. 2.3 приведены профили температуры от рентгеновского излучения (2 кэВ) и 14 МэВ нейтронов от взрыва мощностью 1 Мт на уровне 1 кэВ. Как видно, 14 МэВ нейтронное излучение по газодинамическому источнику также более эффективно: линза прогрева больше и в поперечном и в продольном направлении.

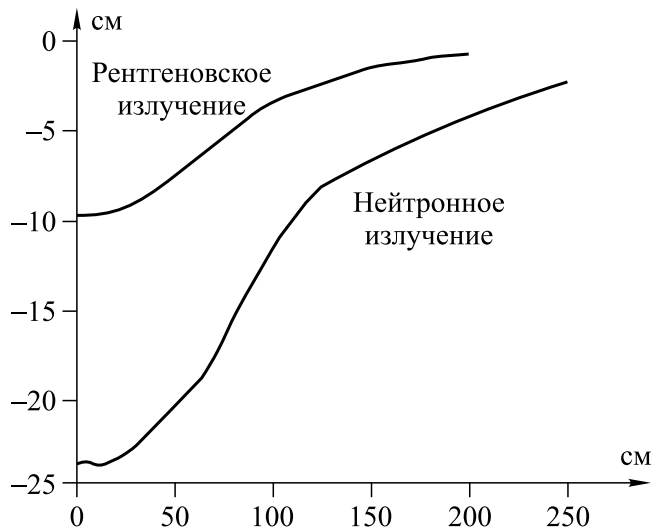


Рис. 2.3. Линза прогрева от рентгеновского и 14 МэВ нейтронного излучения на уровне 1 кэВ

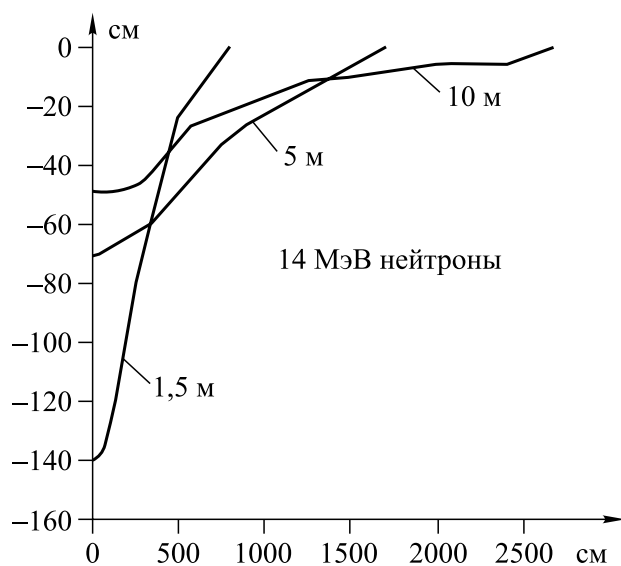
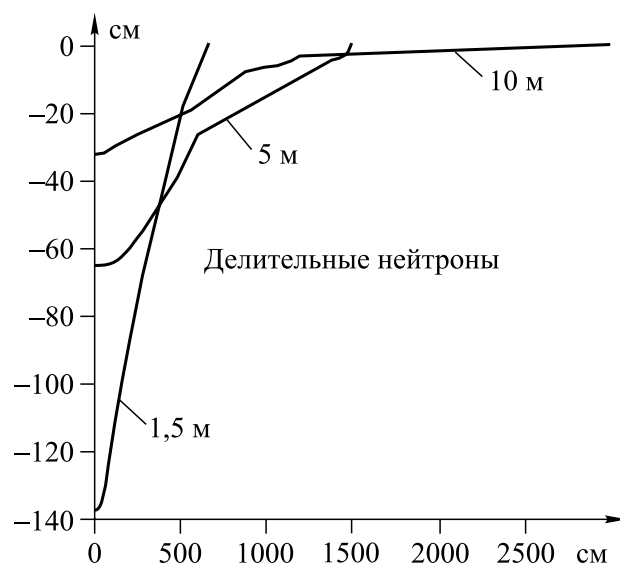
3. Влияние высоты взрыва над поверхностью астероида

При характерных скоростях космического аппарата и ОКО осуществление контактного взрыва представляет непростую техническую задачу. Кроме этого, рядом авторов, например [5, 6], в целях более «мягкого» воздействия или передачи максимального импульса предлагается осуществлять приподнятый взрыв. Для оценки влияния высоты взрыва на долю поглощенной энергии астероидом и на формирование газодинамического источника был проведен ряд расчетов. Астероид, также как и в предыдущем параграфе, моделировался бесконечным полупространством с составом $O_{0,569}Si_{0,167}Fe_{0,06}Mg_{0,139}Al_{0,065}$, плотностью 2 г/см^3 . Высота взрыва варьировалась: 1,5; 5; 10 м. Спектр нейтронов соответственно делительный и 14 МэВ-ный. Результаты расчетов представлены в табл. 3.1.

Как видно из табл. 3.1, доля поглощенной энергии в пределах погрешности вычислений практически не зависит от высоты взрыва. Тем не менее воздействие на астероид будет различаться, так как область вещества, нагретого до высокой температуры в виде линзы прогрева, будет существенно разной: с увеличением высоты будет расти диаметр и уменьшатся толщина, а также падать температура. Кроме этого, в случае делительного спектра, энергия будет поглощаться за более длительный промежуток времени. На рис. 3.1 (для 14 МэВ нейтронов) и 3.2 (для делительных нейтронов) приведены профили температуры в линзе прогрева, иллюстрирующие

Таблица 3.1

Высота, м	Спектр	Поглощенная энергия, кт	T_{\max} , кэВ
1,5	14 МэВ	226	1,86
5,0	14 МэВ	227	0,24
10,0	14 МэВ	228	0,06
1,5	делительный	6	0,07
5,0	делительный	6	0,06
10,0	делительный	6	0,0014

Рис. 3.1. Формы линз прогрева при различных высотах взрыва на уровне $T = 0,01$ кэВРис. 3.2. Формы линз прогрева при различных высотах взрыва на уровне $T = 0,0005$ кэВ

этот эффект. Как видно из рисунков, с увеличением высоты взрыва прогретая область становится менее глубокой и более плоской. Сравнение рис. 3.1 и 3.2 показывает, что нейтронное излучение делительного спектра по газодинамическому источнику также менее эффективно: при приблизительно одинаковых областях прогрева от делительных и термоядерных нейтронов температуры в последних больше в ≈ 20 раз.

4. Влияние плотности астероида

В настоящее время существует довольно значительная неопределенность в знании физико-химических свойств ОКО, в частности плотности. Если для заглубленного взрыва этот вопрос не очень принципиален, то для контактного и приповерхностного взрывов он имеет принци-

пиальное значение, так как формирование газодинамического источника и, как следствие, импульс, переданный ОКО, в значительной степени будут определяться плотностью. Поэтому в постановке раздела 3 для взрыва на высоте 1,5 м проведены вычисления, в которых изменялась плотность астероида (как для делительных, так и для 14 МэВ нейтронов). Результаты вычислений приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Плотность, г/см ³	Спектр	Поглощенная энергия, кт
1,0	14 МэВ	222
2,0	14 МэВ	226
2,7	14 МэВ	226
1,0	делительный	6,1
2,0	делительный	6,2
2,7	делительный	6,3

Как видно из табл. 4.1, доля поглощенной энергии в пределах погрешности вычислений не зависит от плотности вещества астероида. Разница имеет место в газодинамическом источнике. Уровни реализующихся температур для 14 МэВ и делительных нейтронов для различных плотностей приведены на рис. 4.1 и 4.2 соответственно. Из представленных графиков, следует,

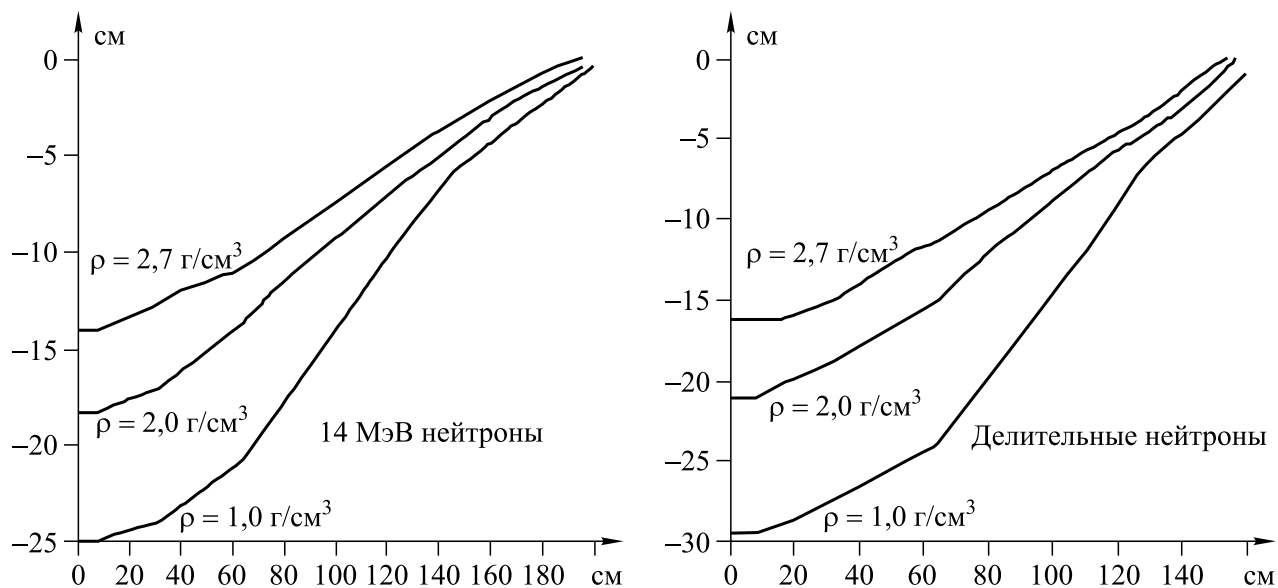


Рис. 4.1, 4.2. Формы линз прогрева для различных плотностей на уровне 1кэВ – для 14 МэВ нейтронов и 0,03 кэВ – для делительных

что при уменьшении плотности грунта линза прогрева увеличивается в размерах в сторону увеличения глубины и поперечных размеров при одинаковых уровнях температуры.

5. Влияние химического состава астероида

Очевидно, что химический состав астероида должен влиять как на долю поглощенной энергии, так и на температуры в линзе прогрева. Поэтому были проведены вычисления для астероидов с плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$ и различными химическими составами ОКО для взрыва на высоте 1,5 метра. Результаты расчетов приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Состав	Спектр	Поглощенная энергия, кт
$\text{O}_{0,569}\text{Si}_{0,167}\text{Fe}_{0,06}\text{Mg}_{0,139}\text{Al}_{0,065}$	14 МэВ	226
SiO_2	14 МэВ	218
$\text{O}_{0,569}\text{Si}_{0,167}\text{Fe}_{0,06}\text{Mg}_{0,139}\text{Al}_{0,065}$	делительный	6,3
SiO_2	делительный	5,5

Как видно из табл. 5.1, доля поглощенной энергии зависит от состава астероида. Причем, для делительных нейтронов разница достигает 10%, для термоядерных – меньше, 3,7%; хотя разница в приведенных составах не носит принципиального характера. Это является указанием на то, что для аккуратного расчета воздействия необходимо достаточно точно знать химический состав.

6. Воздействие плоскопараллельного потока нейтронов

Как показано в работах [5, 6], существует оптимальное расстояние взрыва от поверхности астероида по количеству передаваемого импульса. Это расстояние составляет $\approx 40\%$ от радиуса астероида. На таких расстояниях поток нейтронов, падающий на него в каждой локальной точке, можно считать плоскопараллельным, в том числе и в случае неправильной формы астероида. С этой целью были произведены вычисления доли поглощенной энергии и профилей температур по глубине в астероиде с плотностью $2,0 \text{ г/см}^3$ и химсоставом $\text{O}_{0,569}\text{Si}_{0,167}\text{Fe}_{0,06}\text{Mg}_{0,139}\text{Al}_{0,065}$ плоскопараллельного потока нейтронов, падающего под углом к его поверхности, моделируемой полубесконечной средой. Результаты приведены к потоку энергии 1 кт/м^2 . Доли поглощенной энергии, в зависимости от угла падения, приведены на рис. 6.1 (14 МэВ) и 6.2 (делительные). Как видно из графиков, доля поглощенной энергии хорошо описывается законом косинуса: $E_{\text{погл}} - \cos\theta$.

Профили температур по глубине, возникающие в ОКО, показаны на рис. 6.3, 6.4. Анализ графиков показывает относительно слабую зависимость температуры на поверхности тела от угла падения, хотя падение температуры с глубиной тем больше, чем больше угол.

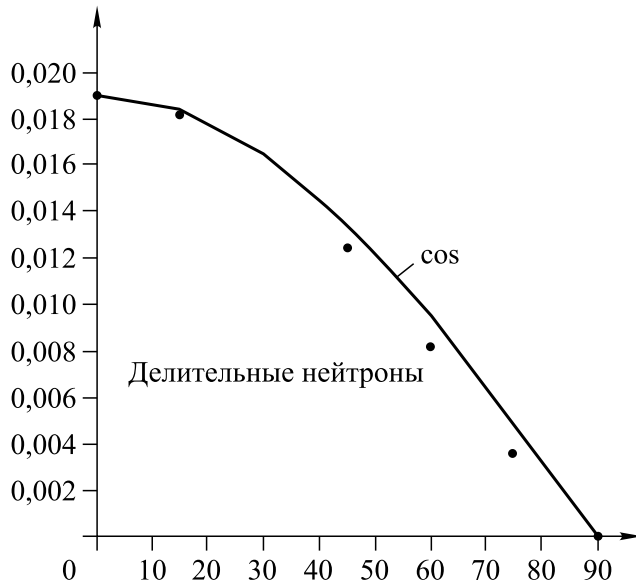
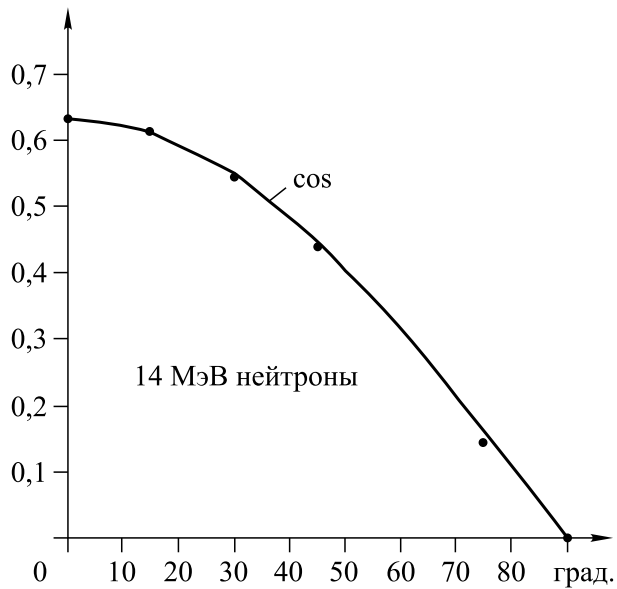


Рис. 6.1, 6.2. Зависимость доли поглощенной энергии от угла

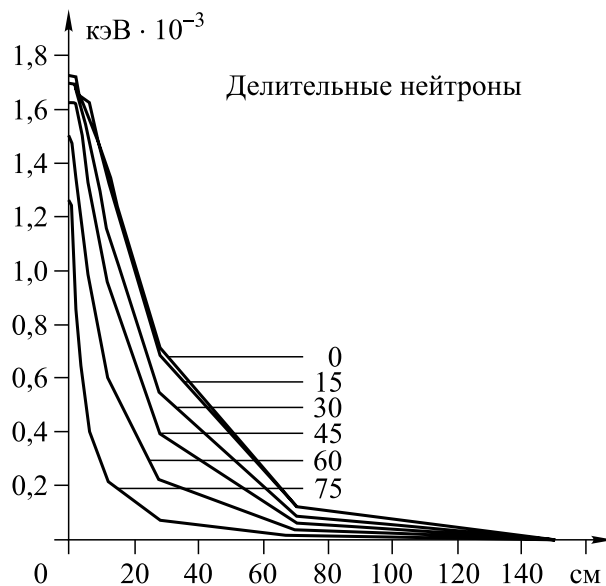
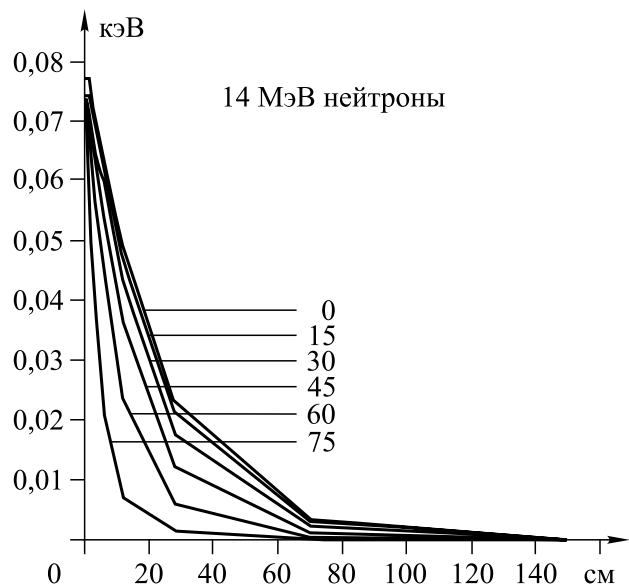


Рис. 6.3, 6.4. Зависимость температуры от глубины для различных углов падения

Обсуждение полученных результатов

Полученные результаты необходимо прокомментировать.

1. Вообще говоря, проведенные вычисления носят модельный характер, так как в целом явление контактного и приподнятого ядерного взрыва носит гораздо более сложный характер. Для корректного описания воздействия нейтронов требуется учитывать и результат

рентгеновского облучения. Так как скорость фотонов существенно выше скорости нейтронов, то явление развивается следующим образом:

А. Вначале вещество астероида нагревается рентгеновским излучением, после чего начинается его разлет.

В. Нейтронное излучение приходит на некоторое время позже (в зависимости от высоты взрыва), причем, при приподнятом взрыве (для контактного – эта разница менее существенна) происходит сепарация нейтронов в зависимости от спектра: первыми приходят 14 МэВ нейтроны, а потом все остальные ($v - E^{1/2}$). Если термоядерные нейтроны для контактного взрыва попадают в «невозмущенный» астероид (с точностью до температуры), то для приподнятого взрыва им сначала потребуется пройти через разреженное облако выброшенного грунта, а уже потом они попадут в возмущенное, в том числе и энерговыделением от предыдущих нейтронов, вещество. Естественно, в нем они будут рассеиваться, замедляться и уноситься веществом, что приведет к снижению их эффективности. Поэтому реальная доля энергии, поглощенной астероидом будет меньше, чем вычисленная в настоящей работе. Количественная оценка этого эффекта требует дальнейших исследований.

2. Можно считать доказанным, что воздействием нейтронов делительного спектра, по сравнению с рентгеновским излучением, даже без учета вышеуказанного фактора можно пренебречь – 0,5% против 6%.

3. В рамках модельных расчетов эффективность 14 МэВ нейтронов существенно выше рентгеновского излучения – 20% против 6%. Однако при модельном подходе не учтены следующие моменты:

А. При контактном взрыве 1 Мт от излучения термоядерных нейтронов в линзе прогрева возникают достаточно высокие температуры – 2 кэВ. При этих температурах определяющий вклад в энергию дает излучение. Поэтому часть поглощенной энергии будет переизлучаться обратно до тех пор, пока температура не упадет до –1 кэВ, что приведет к снижению поглощенной энергии.

В. При приподнятом взрыве, как уже говорилось, начнет усиливаться взаимодействие нейтронов с грунтом, выброшенным рентгеновским излучением, что также приведет к снижению поглощенной энергии.

Учет факторов А и В может являться указанием на существование оптимальной высоты взрыва и/или мощности над астероидом с конкретными физико-химическими свойствами.

С. Не учтен фактор «смягчения» спектра и уменьшения числа нейтронов вследствие их взаимодействия с элементами конструкции ядерного устройства. Этот фактор также приведет к снижению эффективности.

Перечисленные выше обстоятельства требуют детального рассмотрения и выходят за рамки данной работы. Их учет может привести к тому, что эффективность 14 МэВ нейтронов сравняется с рентгеновским излучением.

Выводы

1. Воздействием нейтронного излучения делительного спектра на астероид можно пренебречь, по сравнению с рентгеновским излучением от взрыва той же мощности.

2. Воздействие 14 МэВ нейтронного излучения в «нулевом» приближении более эффективно, чем рентгеновское излучение от взрыва той же мощности. При более детальном рассмотрении физической картины взрыва может оказаться, что их эффективности сравниваются.

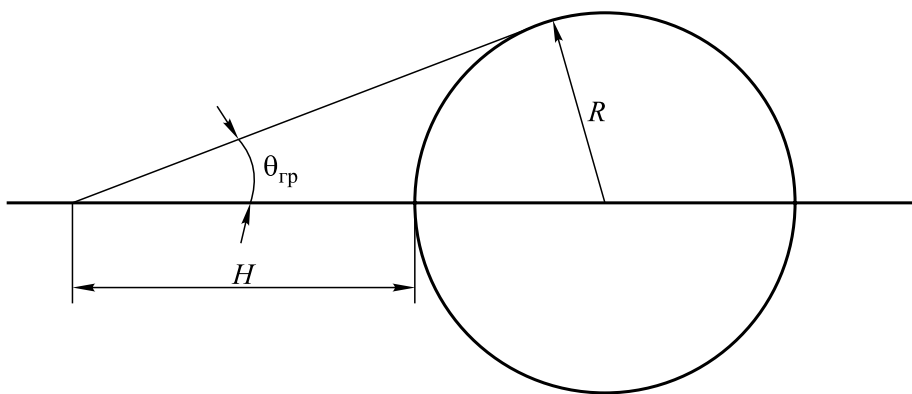
3. Предсказание поведения астероида после воздействия на него нейтронного излучения требует достаточно точного знания его физико-химических свойств (форма, плотность, химсостав и др.), так как от них зависит формирование газодинамического источника.

4. Полученные результаты могут быть использованы в качестве исходных данных для получения импульса, приобретаемого ОКО в результате воздействия на него нейтронного излучения ядерного взрыва.

Приложение

Оценка переданного импульса собственно нейтронного излучения

Предположим, что взрыв мощностью 1 Мт обусловлен исключительно термоядерными реакциями. $E = 1 \text{ Мт} = 4,14 \cdot 10^{22}$ эрг. Энергия нейтронов $E_n = 4,14 \cdot 10^{22} (14/17,6) = 3,29 \cdot 10^{22}$ эрг. Собственный модуль импульса нейтронов $|P_n| = 2E_n/V_n$. Скорость 14 МэВ нейтрона $V_n = 5,2 \cdot 10^9$ см/с. Соответственно $|P_n| = 1,27 \cdot 10^{13}$ г·см/с. Суммарная масса нейтронов $m = |P_n|/V_n = 2442$ г.



Учтем осевую составляющую импульса

$$P = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_{об}} |P_n| \cos\theta d\Omega = \frac{\pi |P_n| \int_{\mu_{гр}}^1 \mu d\mu}{4\pi} = \frac{|P_n|}{4} (1 - \mu_{гр}^2).$$

Будем считать, что «шар» нейтронов с импульсом P , скоростью $V_0 = P/m$ соударяется с астероидом массой M .

Закон сохранения импульса: $mV_0 = mV_1 + MV$.

Закон сохранения энергии: $E_0 = \frac{mV_0^2}{2} = \frac{mV_1^2}{2} + \frac{MV^2}{2} + E_p$, где E_p – разогрев астероида нейтронами.

Решая эту систему уравнений получим

$$MV^2 \left(1 + \frac{M}{m} \right) - 2M V V_0 + 2E_p = 0.$$

Так как M/m много больше 1, то

$$V^2 - 2 \frac{m}{M} V_0 V + \frac{2E_p m}{M^2} = 0,$$

и

$$V^{1,2} = \frac{mV_0}{M} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{2E_p}{mV_0^2}} \right) = \frac{P}{M} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{E_p}{E_0}} \right),$$

$$V_1^{1,2} = \mp V_0 \sqrt{1 - \frac{E_p}{E_0}}.$$

Первое решение соответствует «упругому» рассеянию нейтронов на астероиде. Второе – «пробиванию», что физически бессмысленно. Таким образом

$$MV = \frac{|P_n|}{4} (1 - \mu_{гр}^2) \left(1 + \sqrt{1 - \frac{E_p}{E_0}} \right).$$

При контактном взрыве $\mu_{гр} \approx 0$, $E_p/E_0 \approx 1/4$. Соответственно $MV \approx |P_n|/2 = 6,35 \cdot 10^{12}$ г·см/с.

Для сравнения, при «стандартном» 1 Мт взрыве выбрасывается 1 Мт грунта со скоростью 100 м/с. Это соответствует импульсу порядка 10^{16} г·см/с. То есть эффект от собственного импульса нейтронов составляет порядка 0,1%, и им можно пренебречь.

Литература

1. **Cooper, H. F.** Some fundamental aspects of nuclear weapons [Text] / H. F. Cooper, Jr., H. L. Brode, G. G. Leigh // Technical Report No. AWFL-TR-72-19, Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air Force Base, New Mexico, March 1972.
2. **Knowles, C. P.** The theory of crater ring phenomena, an overview [Text] / C. P. Knowles, H. L. Brode // Impact and Explosion Cratering, N.Y., Pergamon Press. – 1977. – P. 869–895.
3. **Simonenko, V. A.** Defending the earth against impacts from large comets and asteroids [Text] / V. A. Simonenko, V. N. Nogin, D. V. Petrov, O. N. Shubin, J. C. Soiem // Hazards Due to Comets and Asteroids. – The University of Arizona Press, 1994. – P. 929–953.
4. **Arnautova, M. A.** Monte Carlo simulation in nuclear geophysics. Intercomparison of the PRIZMA Monte Carlo program and benchmark experiments [Text] / M. A. Arnautova, Ya. Z. Kandiev, B. E. Lukhminsky, G. N. Malishkin // Nucl. Geophys. – 1993. – Vol. 7, No 3.
5. **Ahrens, T. J.** Deflection and fragmentation of near-earth asteroids [Text] / T. J. Ahrens, A. W. Harris // Hazards Due to Comets and Asteroids. – The University of Arizona Press, 1994. – P. 897–927.
6. **Siiifer, B. P.** et al. The coupling of energy to asteroids and comets // Hazards Due to Comets and Asteroids. – The University of Arizona Press, 1994. – P. 955–1012.



Любые формальные выкладки предполагаются правильными, если только они не очевидно неверны.

М. Л. Голдбергер и К. Ватсон «Теория рассеяния»

ВЫЛЕТ ЧАСТИЦ ИЗ ГАЗОВОГО ШАРА

Решение этой задачи известно, оно было дано Владимировым. Здесь мы его выведем из интегрального уравнения Пайерлса. Итак, есть газовый шар, в котором равномерно рождаются частицы. Среда шара – поглощающая, рассеянием пренебрегается. Требуется найти долю вылетающих частиц. Следуя [1], запишем уравнение для плотности потока частиц для геометрии, представленной на рис. 1:

$$\phi_{0n}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, t_0) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\vec{R}(\vec{r}_0, -\vec{\Omega})} q(\vec{r}, t) \exp(-\Sigma \rho) d\rho \quad - \text{плотность потока частиц, вылетающих через}$$

площадку нормальную к ρ , где

$$q(\vec{r}, t) = \frac{1}{\frac{4\pi}{3} R_0^3} \quad - \text{источник частиц.}$$

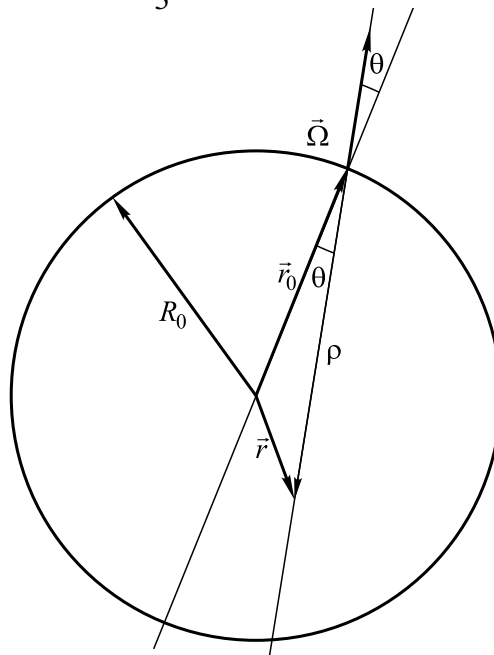


Рис. 1

Для того чтобы получить поток через поверхность сферы, запишем:

$$\phi_{0n}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, t_0) dS_n = \phi_{0c\phi}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}', t_0) dS_{c\phi} \quad \phi_{0c\phi}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}', t_0) = \phi_{0n}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, t_0) \frac{dS_n}{dS_{c\phi}} = \phi_{0n}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, t_0) \cos \theta.$$

Соответственно полный поток

$$\phi = \int dS_{c\phi} \frac{1}{4\pi} \int \phi_{0c\phi}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}', t_0) d\Omega = 2\pi R_0^2 \int \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{\bar{R}(\vec{r}_0, -\vec{\Omega})} \frac{3}{4\pi} \frac{1}{R_0^3} \exp(-\Sigma \rho) d\rho.$$

Расставим пределы интегрирования:

$$\phi = \frac{3}{2} \frac{1}{R_0} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2R_0 \cos \theta} \exp(-\Sigma \rho) d\rho.$$

$$1. \int_0^{2R_0 \cos \theta} \exp(-\Sigma \rho) d\rho = \frac{1}{\Sigma} (1 - e^{-2R_0 \Sigma \cos \theta}).$$

$$2. \cos \theta = \mu, \quad z = 2R_0 \Sigma \mu \quad \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \cos \theta \sin \theta (1 - e^{-2R_0 \Sigma \cos \theta}) = \int_0^1 d\mu \mu (1 - e^{-2R_0 \Sigma \mu}) = \frac{1}{(2R_0 \Sigma)^2} \int_0^{2R_0 \Sigma} dz z (1 - e^{-z}).$$

$$3. \int_0^{2R_0 \Sigma} dz z (1 - e^{-z}) = \left[\frac{z}{2} + (1+z)e^{-z} \right]_0^{2R_0 \Sigma}.$$

$$4. x = R_0 \Sigma.$$

$$\text{В итоге } \phi = \frac{3}{4} \frac{1}{x^3} \left[x^2 - \frac{1}{2} + e^{-2x} \left(\frac{1}{2} + x \right) \right].$$

Предельный случай $x \rightarrow 0$. Разлагаем экспоненту до четвертого (!) члена:

$$\phi = \frac{3}{4} \frac{1}{x^3} \left[x^2 - \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} + x \right) \left(1 - 2x + 2x^2 - \frac{2}{3}x^3 \right) \right] = \frac{3}{4} \frac{1}{x^3} \left(\frac{4}{3}x^3 - \frac{4}{3}x^4 \right) = 1 - x,$$

т. е. $\phi \rightarrow 1$, что и должно быть.

Предельный случай $x \rightarrow \infty$, $\phi = \frac{3}{4} \frac{1}{x} \rightarrow 0$ – режим звезды. Этот результат тоже очевиден.

Действительно, $\frac{4\pi R_0^2}{4/3\pi R_0^3} = \frac{3}{R_0}$. А из соображений размерности $\phi \sim \frac{1}{R_0 \Sigma}$.

Вернемся к угловому распределению частиц, вылетающих с поверхности. Определим функцию распределения как $f(\theta)$ в интеграле:

$$\phi = \frac{1}{4\pi} \int dS_{c\phi} \int d\phi \int f(\theta) \sin \theta d\theta.$$

Из предыдущих рассуждений

$$f(\theta) \sim \cos\theta (1 - e^{-2R_0 \cos\theta \Sigma}).$$

Предельный случай $x \rightarrow \infty$, $f(\theta) = \frac{3}{(4\pi)^2} \frac{1}{R_0^2} \frac{1}{R_0 \Sigma} \cos\theta$.

Предельный случай $x \rightarrow 0$, $f(\theta) = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{R_0^2} \frac{1}{R_0 \Sigma} \cos\theta (1 - 1 + 2R_0 \Sigma \cos\theta) = \frac{6}{4\pi} \frac{1}{R_0^2} \cos^2 \theta$.

Для интерпретации последнего выражения перепишем:

$$\phi = \frac{6}{4\pi} \int dS_{\text{сф}} \int d\varphi \int \frac{1}{4\pi} \frac{1}{R_0^2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{6}{4\pi} \int dS_{\text{сф}} \int d\varphi \int \frac{1}{4\pi} \frac{1}{R_0^2} (1 - \sin^2 \theta) \sin \theta d\theta,$$

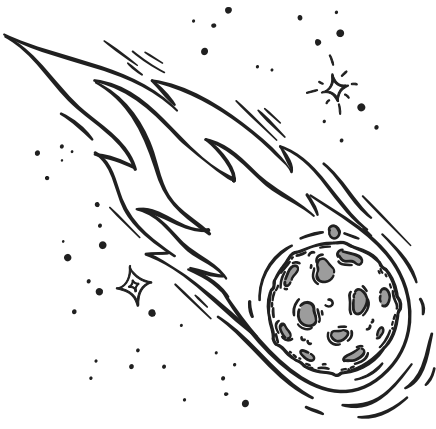
$$\phi = \frac{6}{4\pi} \int dS_{\text{сф}} \int d\varphi \int \frac{\sin \theta d\theta}{4\pi R_0^2} - \frac{6}{4\pi} \int dS_{\text{сф}} \int d\varphi \int \frac{1}{4\pi R_0^2} \sin^2 \theta \sin \theta d\theta,$$

$$\phi = 3 \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta - 2 \frac{1}{2\pi} \int dS_{\text{сф}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \frac{3}{2} \frac{1}{4\pi R_0^2} \sin^2 \theta \sin \theta d\theta = 3 - 2 = 1.$$

Последнее уравнение означает, что при радиусе сферы, много меньше длины свободного пробега, поток с ее поверхности можно представить как разность потоков от точечного источника из центра (с весом 3) и одностороннего потока через поверхность сферы внутрь (с весом 2) с угловым распределением, пропорциональным квадрату синуса азимутального угла.

Литература

1. **Смелов, В. В.** Лекции по теории переноса нейтронов [Текст]. – М. : Атомиздат, 1978.



На первом шаге доказательства нужно ждать. Частице может потребоваться много времени, чтобы уйти от рассеивателя. Следует запастись терпением.

В. Эннс

Крайности сходятся.

Too far east is west.

Слишком далекий восток – это запад.

О «ТОЧЕТИЗАЦИИ» ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Д. В. Петров

В предыдущей статье мы получили долю и угловое распределение частиц, вылетающих из шара. Зададимся вопросом, а какое угловое распределение будет на поверхности сферы, концентричной к шару, но большего радиуса. Схема задачи представлена на рис. 1.

Геометрия

Из теоремы косинусов:

$$\rho^2 - 2\rho R_2 \mu_2 + (R_2^2 - R_1^2) = 0, \quad \mu_2 = \cos \theta_2,$$

$$\rho_{1,2} = R_2 \left(\mu_2 \pm \sqrt{\mu_2^2 - 1 + \frac{R_1^2}{R_2^2}} \right),$$

$$\frac{R_1^2}{R_2^2} = \sin^2 \theta_{\text{гр}} = 1 - \mu_{\text{гр}}^2,$$

$$\rho_{1,2} = R_2 \left(\mu_2 - \sqrt{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2} \right).$$

Из теоремы синусов:

$$\frac{R_1}{\sin \theta_2} = \frac{R_2}{\sin(\pi - \theta_2)} = \frac{R_2}{\sin \theta_2}, \quad \sin \theta_1 = \frac{R_2}{R_1} \sin \theta_2,$$

$$\sin^2 \theta_1 = \frac{R_2^2}{R_1^2} \sin^2 \theta_2 = \frac{1 - \mu_2^2}{1 - \mu_{\text{гр}}^2} \quad \cos^2 \theta_1 = \frac{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2}{1 - \mu_{\text{гр}}^2} = \mu_1^2.$$

Уже из рис. 1 и формул видно, что происходит «точетизация» источника, а именно, угловое распределение сосредотачивается в конусе с направляющими косинусами от $\mu_{\text{гр}}$ до 1. При R_1/R_2 , стремящемся к нулю, $\mu_{\text{гр}}$ стремится к 1. Это качественно иллюстрирует рис. 2, на котором представлена «точетизация» изотропного источника с поверхности.

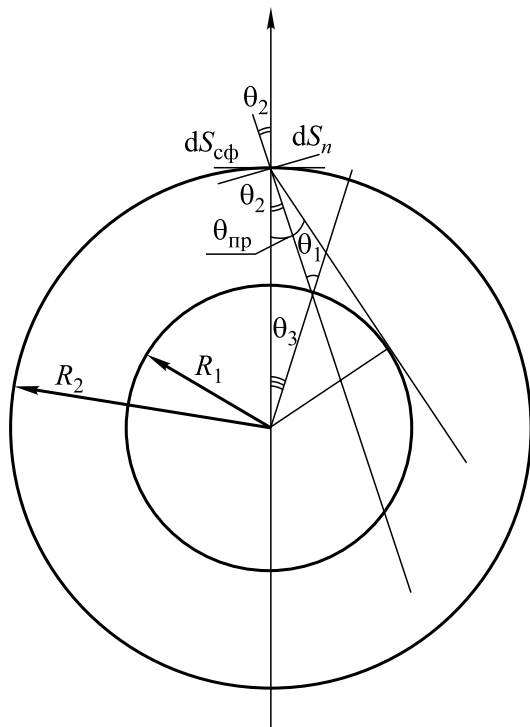


Рис. 1

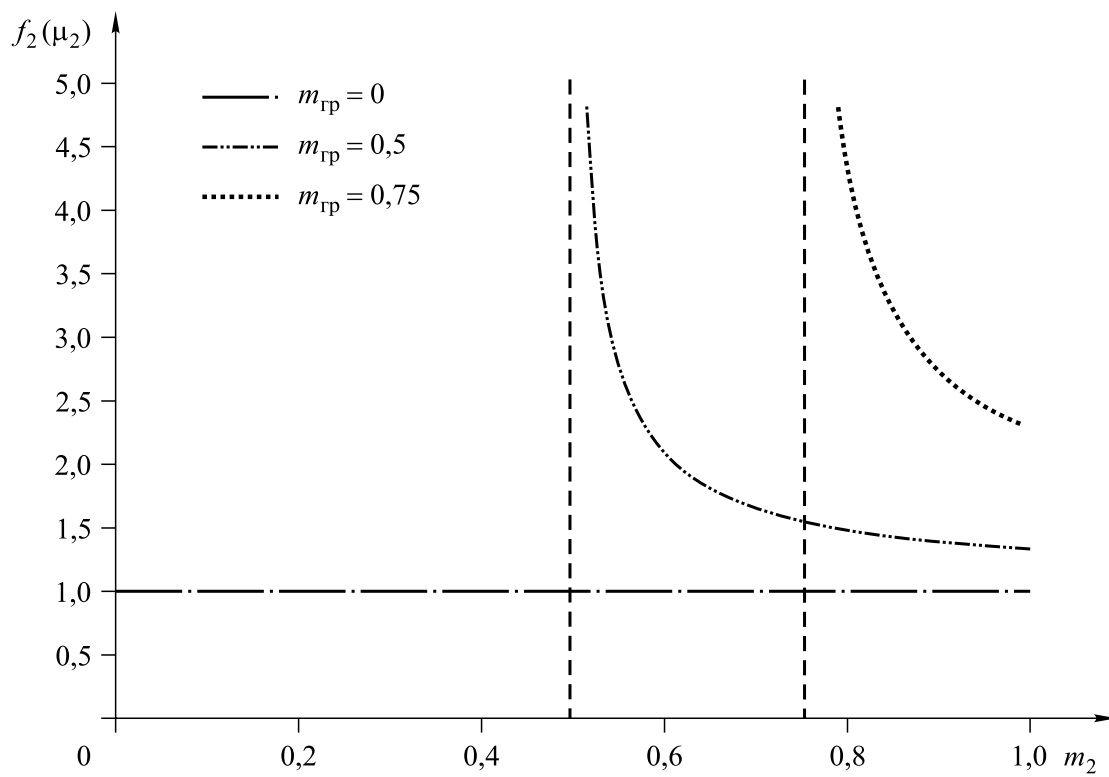


Рис. 2

Функции распределения

Будем считать, что угловые распределения со сферы 1 и сферы 2 нормированы на 1.

$$\int_0^1 f_1(\mu_1) d\mu_1 = \int_{\mu_{\text{ГР}}}^1 f_2(\mu_2) d\mu_2 = 1.$$

Будем искать функциональную зависимость между f_1 и f_2 . Для этого произведем замену переменной в интеграле для функции f_2 так, чтобы пределы интегрирования стали от 0 до 1. Естественной заменой является переход в нем к интегрированию по μ_1 . Связь μ_1 и μ_2 была приведена выше. Из нее

$$\begin{aligned} \mu_2 &= \sqrt{\mu_1^2(1-\mu_{\text{ГР}}^2) - \mu_{\text{ГР}}^2}, \\ d\mu_2 &= (1-\mu_{\text{ГР}}^2) \frac{\mu_1 d\mu_1}{\sqrt{\mu_1^2(1-\mu_{\text{ГР}}^2) - \mu_{\text{ГР}}^2}} = (1-\mu_{\text{ГР}}^2) \frac{\mu_1}{\mu_2(\mu_1)} d\mu_1, \\ \mu_2 d\mu_2 &= (1-\mu_{\text{ГР}}^2) \mu_1 d\mu_1. \end{aligned}$$

Соответственно

$$\int_{\mu_{\text{ГР}}}^1 f_2(\mu_2) d\mu_2 = (1-\mu_{\text{ГР}}^2) \int_0^1 \frac{f_2(\mu_2(\mu_1))}{\mu_2(\mu_1)} \mu_1 d\mu_1$$

и

$$\begin{aligned} f_1(\mu_1) &= (1-\mu_{\text{ГР}}^2) \frac{\mu_1}{\mu_2(\mu_1)} f_2(\mu_2(\mu_1)), \\ \frac{1}{R_1^2} \frac{f_1(\mu_1)}{\mu_1} &= \frac{1}{R_2^2} \frac{f_2(\mu_2(\mu_1))}{\mu_2(\mu_1)}, \\ f_2(\mu_2(\mu_1)) &= \frac{1}{(1-\mu_{\text{ГР}}^2)} \frac{\mu_2(\mu_1)}{\mu_1} f_1(\mu_1). \end{aligned}$$

Проверим некоторые предельные и граничные случаи.

1. $\mu_{\text{ГР}} = 0$, $f_2(\mu_2 = \mu_1) = f_1(\mu_1)$, что естественно, так как сферы совпадают.
 2. $\mu_{\text{ГР}} \rightarrow 1$, при этом $\mu_1 \rightarrow 1$, $\mu_2 \rightarrow 1$ и соответственно $f_2(\mu_2) \rightarrow \infty$. То есть $f_2(\mu_2) \rightarrow \delta(\mu_2 - 1)$.
- Пример 1.* Пусть $f_1(\mu_1) = 2\mu_1$. Тогда

$$f_2(\mu_2) = \frac{2\mu_2}{(1-\mu_{\text{ГР}}^2)} = 2 \frac{R_2^2}{R_1^2} \mu_2,$$

где $\mu_{\text{ГР}} \leq \mu_2 \leq 1$.

Пример 2. Пусть $f_1(\mu_1)=1$ – изотропный источник. Тогда

$$f_2(\mu_2) = \frac{1}{(1-\mu_{\text{гр}}^2)} \frac{\mu_2}{\sqrt{\frac{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2}{1-\mu_{\text{гр}}^2}}} = \frac{\mu_2}{\sqrt{(1-\mu_{\text{гр}}^2)(\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2)}},$$

где $\mu_{\text{гр}} \leq \mu_2 \leq 1$.

Потоки

Уравнение Пайерлса. Из предыдущей статьи

$$\phi_{0n}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}, t_0) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\vec{R}(\vec{r}_0, -\vec{\Omega})} q(\vec{r}, t) \exp(-\Sigma \rho) d\rho.$$

Источник мы считаем поверхностным и односторонним. Запишем его в виде

$$q(\vec{r}, t) = \frac{\phi_0}{2\pi} \frac{\delta(r-R_1)}{r^2} f_1(\mu_1),$$

где ϕ_0 – доля частиц, вылетающих из шара.

Тогда, так как в нашем случае поглощения нет, поток с единицы поверхности в направлении μ_1 (по ϕ проинтегрировали)

$$\phi_{0n2}(\vec{R}_2, \mu_1) = \frac{1}{4\pi} \int \phi_0 \frac{\delta(r-R_1)}{r^2} f_1(\mu_1) d\rho.$$

Как известно,

$$\delta(f(x)) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{\left| \left(\frac{df(x)}{dx} \right)_{x=x_n} \right|} \delta(x-x_n),$$

где $x_n (n=1, 2, \dots, N)$ суть простые корни уравнения $f(x)=0$. Тогда

$$\frac{dr}{d\rho} = \frac{\rho - R_2 \mu_2}{r} \frac{dr}{d\rho} \Big|_{\rho_1} = \frac{R_2 \mu_2 - R_2 \sqrt{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2} - R_2 \mu_2}{R_1} = -\frac{R_2}{R_1} \sqrt{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2}$$

и

$$\int_{\rho_1}^{\rho} \frac{\delta(r-R_1)}{r^2} f_1(\mu_1) d\rho = \int_{\rho_1}^{\rho} \frac{\delta(\rho - \rho_1)}{r^2} \frac{R_1}{R_2} \frac{f_1(\mu_1)}{\sqrt{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2}} d\rho = \frac{1}{R_1 R_2} \frac{f_1(\mu_1)}{\sqrt{\mu_2^2 - \mu_{\text{гр}}^2}} = \frac{1}{R_1 R_2} \frac{f_1(\mu_1)}{\mu_1 \sqrt{1 - \mu_{\text{гр}}^2}} = \frac{1}{R_1^2} \frac{f_1(\mu_1)}{\mu_1}.$$

Соответственно поток со сферы с радиусом R_2 :

$$\phi_{0s2}(\vec{R}_2, \mu_1) = \phi_{0n2}(\vec{R}_2, \mu_1) \mu_2 = \frac{\phi_0}{4\pi} \frac{1}{R_1^2} \frac{f_1(\mu_1)}{\mu_1} \mu_2 = \frac{\phi_0}{4\pi} \frac{1}{R_2^2} f_2(\mu_2).$$

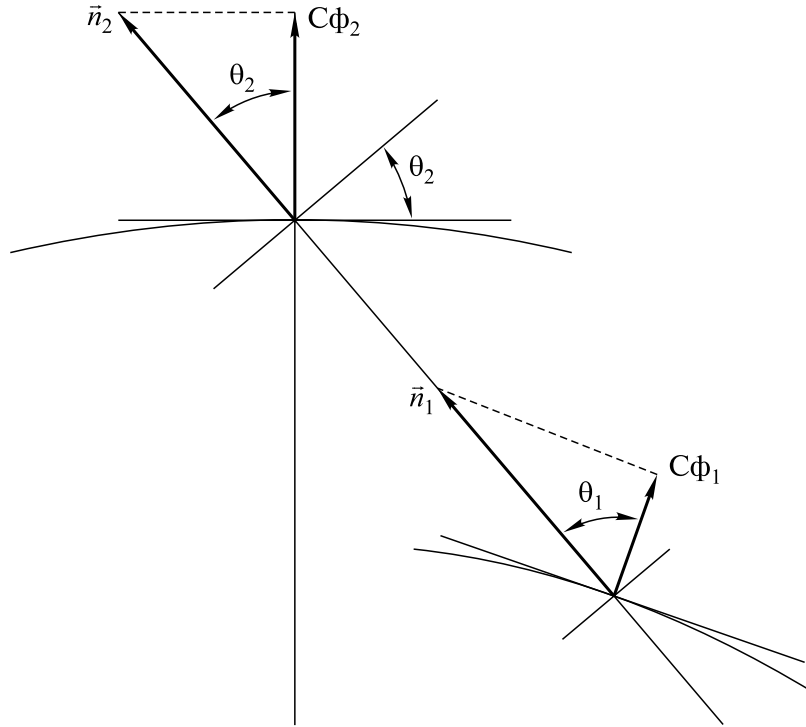


Рис. 3

Таким образом, мы строго доказали преобразование углового распределения из уравнения Пайерлса.

Замечание: последнее равенство можно получить и из перехода от сферы с радиусом R_1 к нормальному потоку (т. е. вдоль ρ) через умножение на $1/\mu_1$, и от него к потоку через вторую сферу – умножением на μ_2 (рис. 3).

Приложение

Рассмотрим задачу, в которой со сферической поверхности радиусом R_2 вылетают частицы с угловым распределением $f(\mu)$. На поверхность «смотрит» труба радиусом R_0 . На расстоянии L от центра сферы в трубе находится детектор (рис. 4). Надо найти количество частиц, попавших на детектор.

Пусть всего вылетело N_0 частиц. Число частиц, пересекших границу сферы в интервале углов $\theta - \theta + d\theta$, равно

$$dN = N_0 \frac{dS}{4\pi R_2^2} = N_0 \frac{2\pi \sin \theta' d\theta' R_2^2}{4\pi R_2^2} = N_0 \frac{\sin \theta' d\theta'}{2} = \frac{N_0}{2} d\mu'.$$

Тогда число частиц, попадающих на детектор с площадки dS :

$$d^2 N = \left(\frac{N_0}{2} d\mu' \right) \left(\frac{f(\mu)}{2\pi} d\Omega \right) \delta(\mu - \mu').$$

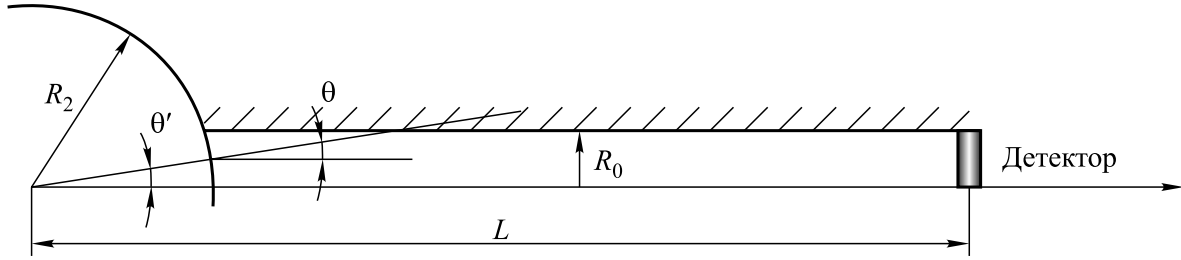


Рис. 4

Первый член в скобках описан. Второй член – доля частиц, летящих с dS в телесный угол $d\Omega$, под которым виден детектор. Дельта функция учитывает «нужное» направление (согласование углов μ и μ'). Телесный угол, под которым виден детектор:

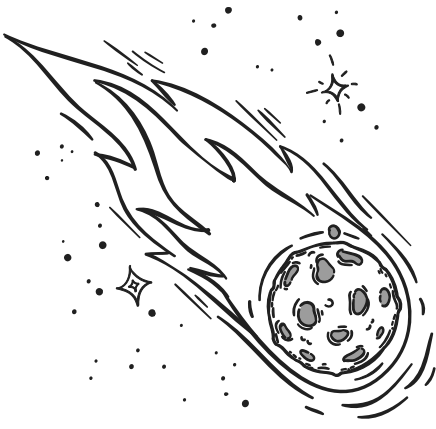
$$d\Omega \approx \frac{\pi R_0^2}{(L - R_2)^2} \approx \frac{\pi R_0^2}{L^2}.$$

Производя интегрирование по поверхности и по всем углам вылета с поверхности, получим

$$N = N_0 \frac{\pi R_0^2}{4\pi L^2} \int_{\mu_{\text{гр}}}^1 d\mu' \int_0^1 d\mu f(\mu) \delta(\mu - \mu') = N_0 \frac{\pi R_0^2}{4\pi L^2} \int_{\mu_{\text{гр}}}^1 f(\mu') d\mu'.$$

Обычно значение интеграла называют коэффициентом ввода. Для точечного источника он равен 1. Для изотропного источника

$$\mu_{\text{гр}} = \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{R_1^2}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{R_0^2}{R_1^2}.$$



В хозяйстве пригодится и веревочка.
Everything is of use to a housekeeper.
Домохозяину все пригодится

МОДЕЛЬНАЯ ЗАДАЧА ОБ ИЗЛУЧЕНИИ СФЕРЫ НА ПОЛУПРОСТРАНСТВО

Д. В. Петров, О. Н. Шубин

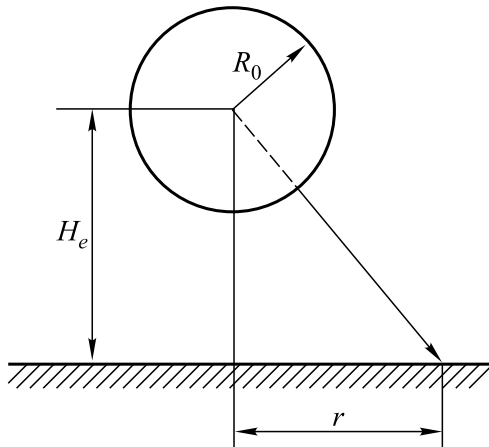
Найдем поток, падающий на плоскую поверхность (Σ_2) грунта со святающейся сферической поверхности (Σ_1) радиуса R_0 , центр которой находится на высоте H_e над грунтом ($H_e \geq R_0$) (см. рисунок).

Количество лучистой энергии, падающей на элемент $d\Sigma_2$ поверхности Σ_2 с поверхности Σ_1 :

$$dE_2^+ = \left\{ \iint_{\Sigma_1} I_1^- \left[\vec{r}_1, t - \frac{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|}{c}, \vec{\Omega} \right] \frac{\mu_1 \mu_2}{(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)^2} d\Sigma_1 \right\} d\Sigma_2,$$

где I_1^- – односторонний поток с поверхности Σ_1 в единицу времени в единицу телесного угла в некотором направлении $\vec{\Omega}$ с учетом запаздывания; \vec{r} и \vec{r}_2 – радиусы-векторы соответствующих точек; μ_1 и μ_2 – косинусы углов, которые вектор $\vec{R} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ составляет с внешними нормальными соответствующих элементов поверхностей. Предполагая, что поток со сферической поверхности исходит из точки центра сферы и обратно на поверхность Σ_1 излучение не по-

ступает, пренебрегая запаздыванием излучения, приходящего с различных точек поверхности Σ_1 , поскольку время запаздывания считаем существенно меньше характерного времени изменения потока, получим для одностороннего потока в грунт



$$S_2^+ = \iint_{\Sigma_1} \frac{S_1^-}{4\pi} \frac{\mu_1 \mu_2}{(\vec{R})^2} d\Sigma_1,$$

где S_1^- – полный поток с единицы площади сферической поверхности. Для рассматриваемой геометрии последний интеграл принимает вид

$$S_2^+ = \frac{S_1^- H_e R_0^2}{(r^2 + H_e^2)^{3/2}} = \frac{1}{4} \frac{Q^- H_e}{(r^2 + H_e^2)^{3/2}},$$

где r – расстояние от проекции центра сферы на поверхность грунта до рассматриваемой точки на поверхности грунта; $Q^- = 4\pi R_0^2 S_1^-$ – полный поток со сферической поверхности.

Оценим обратное влияние излучения, отраженного от плоской поверхности грунта, на поток со сферической поверхности. Очевидно, что влияние будет наибольшим в случае $H_e = R_0$. При этом на кольцо на плоской поверхности грунта радиусом r и шириной dr падает поток энергии:

$$dQ_2^+ = S_2^+ 2\pi r dr = \frac{1}{2} Q^- \frac{(r/R_0) d(r/R_0)}{\left(1 + (r/R_0)^2\right)^{3/2}}.$$

Тогда в круг радиусом r падает полный поток

$$Q_2^+(r/R_0) = \frac{1}{2} Q^- \left\{ 1 - \left[1 + (r/R_0)^2 \right]^{1/2} \right\} = \frac{1}{2} Q^- F^+.$$

Телесный угол, под которым сферическая поверхность видна из точки с радиусом r

$$\omega = 2\pi \left(1 - \frac{r/R_0}{\left(1 + (r/R_0)^2\right)^{1/2}} \right).$$

Доля энергии, которая попадает обратно на сферическую поверхность от кольца радиусом r и шириной dr (ввиду того, что грунтом поглощается относительно малая часть падающей энергии излучения)

$$dQ_1^+ = \frac{\omega}{2\pi} \mu_2 dQ_2^+ = \frac{\omega}{2\pi} \frac{1}{\left[1 + (r/R_0)^2 \right]^{1/2}} dQ_2^+ ,$$

$$dQ_1^+ = \frac{Q^-}{2} \left(1 - \frac{r/R_0}{\left(1 + (r/R_0)^2\right)^{1/2}} \right) \frac{1}{\left[1 + (r/R_0)^2 \right]^{1/2}} \frac{r/R_0}{\left(1 + (r/R_0)^2\right)^{3/2}} d(r/R_0).$$

Обозначим $x = r/R_0$, тогда

$$\int_0^{x_0} \left(1 - \frac{x}{\left(1 + x^2\right)^{1/2}} \right) \frac{x}{\left(1 + x^2\right)^2} dx;$$

$$1. \int_0^{x_0} \frac{x}{\left(1 + x^2\right)^2} dx = -\frac{1}{2} \frac{1}{1 + x^2} \Big|_0^{x_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{1}{1 + x^2};$$

$$2. \int_0^{x_0} \frac{x^2}{(1+x^2)^{5/2}} dx = -\frac{1}{3} \frac{x}{(1+x^2)^{3/2}} \Big|_0^{x_0} + \frac{1}{3} \int_0^{x_0} \frac{1}{(1+x^2)^{3/2}} dx = -\frac{1}{3} \frac{x_0}{(1+x_0^2)^{3/2}} + \frac{1}{3} \frac{x}{(1+x^2)} \Big|_0^{x_0};$$

$$\int_0^{x_0} \frac{x^2}{(1+x^2)^{5/2}} dx = -\frac{1}{3} \frac{x_0}{(1+x_0^2)^{3/2}} + \frac{1}{3} \frac{x_0}{(1+x_0^2)^{1/2}} = \frac{1}{3} \frac{-x_0 + x_0 + x_0^3}{(1+x_0^2)^{1/2}} = \frac{1}{3} \frac{x_0^3}{(1+x_0^2)^{1/2}}.$$

(Например: А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев «Интегралы и ряды», т. 1, Москва, «Физматлит», 2003 (1.2.43.) или И. С. Градштейн и И. М. Рыжик «Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений», Москва, «Физматлит», 1962 (2.272)).

Тогда энергия, падающая обратно на сферическую поверхность из круга радиусом r :

$$Q_1^+ = \frac{1}{2} Q_1^- F^-,$$

где $F^- = \frac{1}{2} \frac{1}{2 \left[1 + (r/R_0)^2 \right]} - \frac{(r/R_0)^3}{3 \left[1 + (r/R_0)^2 \right]^{3/2}}.$

При $r \rightarrow \infty$ $F^- \rightarrow 1/6$, то есть даже в случае $H_e = R_0$, обратно на сферическую поверхность попадает примерно 16% всей энергии, отраженной от поверхности грунта, или около 8% всей энергии излучаемой зарядом, причем практически вся эта энергия поступает из круговой области, радиусом примерно равным радиусу сферической поверхности. Это позволяет в первом приближении пренебречь обратным влиянием излучения, отраженного от поверхности грунта, на излучение сферической поверхности.

Осталось ответить еще на вопрос о влиянии углового распределения источника на поверхности на долю поглощенной энергии. Из полученных результатов по «точетизации» источника очевидно, что максимальный эффект будет в случае касания сферы источника земли и изотропного углового распределения с ее поверхности (если рассматривать физически разумные распределения). Рассмотрим сферу радиусом R_2 . На некотором расстоянии от точки касания r она пересекает поверхность грунта. Для углового распределения на сфере в точке пересечения возможны три ситуации:

1. Точка касания сферы $r = 0$ – все частицы попадают в грунт.
2. До некоторого радиуса r_0 часть частиц вылетают вверх и не попадают в грунт.
3. От радиуса r_0 все частицы входят в грунт.

Из геометрии видно, что угол между нормалью к сфере и плоскостью границы равен $(\pi/2) - \theta$. Тогда

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = \sin \theta = \sqrt{1 - \cos^2 \theta} = \sqrt{1 - \frac{R_0^2}{R_2^2}} = \mu_{гр}.$$

Т. е. все частицы окажутся внутри грунта независимо от углового распределения, и соответственно случай два является невозможным, что в принципе видно из геометрических соображений. Это означает, что все вышеприведенные оценки также справедливы.



Дятел и дуб продалбливает.
Little strokes fell great oaks.
От небольших ударов валятся огромные дубы.

РАЗРУШЕНИЕ ТЕЛ, ПОДОБНЫХ ТУНГУССКОМУ МЕТЕОРИТУ, НА ЭТАПЕ ПОДЛЕТА К ЗЕМЛЕ

В. В. Гаджиева, В. П. Елсуков, А. А. Рагулина, В. А. Симоненко

Наиболее вероятным сценарием предсказания возможного подлета к Земле малого тела типа Тунгусского метеорита представляется выявление этого опасного объекта непосредственно за несколько дней до столкновения. В этом случае единственным механизмом предотвращения столкновения является взрывное диспергирование его, достаточно мощное, чтобы обеспечить вывод основной массы поля осколков за пределы области столкновения с Землей.

Настоящая работа посвящена рассмотрению процессов взрывного воздействия на каменное тело размером 100 м. В работе рассматриваются три примера взрывного диспергирования каменного тела: с помощью одиночных взрывов мощностью 1 Мт и 100 кт, а также с помощью одновременных рассредоточенных взрывов общей мощностью 100 кт с целью придания большей раздробленности осколкам.

В первой части работы представлены результаты гидродинамического моделирования по комплексу МЕЧ, которые мы в основном и использовали для описания процесса воздействия взрыва на выбранное нами тело. Представлены следующие результаты:

- оценка массы испаренного, диспергированного и не разрушенного вещества;
- оценка передачи энергии взрыва телу и распределение энергии в нем;
- оценка разлета вещества после взрыва;
- сравнение эффективности воздействия различных взрывов по мощности и конфигурации приложения взрывной энергии.

Во второй части работы представлены результаты расчетов по комплексу SINARA с учетом тензорных свойств, проведенных для оценки роли прочностных эффектов. Рассмотрен одиночный взрыв мощностью 100 кт. В расчетах применялась модель неоднородной разрушаемой среды (базовая модель комплекса SINARA) и модель разрушенной среды Вахрамеева. Рассмотрена динамика разрушения тела, расчетами подтверждено полное разрушение его. Проведено сравнение результатов расчетов SINARA с результатами гидродинамического моделирования МЕЧ. Максимальное расхождение результатов расчетов оценивается в ~15...30%. Предлагается использовать такие расчеты для оценки нижней границы мощности взрыва, необходимой для гарантированного разрушения тела с целью минимизации опасного воздействия его на Землю.

Введение

Хотя малые тела типа Тунгусского не представляют существенной глобальной опасности, удар такого тела в современном мире может принести существенный ущерб. Если такой удар придется на густонаселенные или насыщенные промышленными объектами районы планеты, то ущерб может существенно превзойти стоимость развитой системы защиты. Так, удар Тунгусского тела привел в повалу леса на территории более 2200 км². Это покрывает такие мегаполисы, как Нью-Йорк, Лос-Анджелес или Лондон.

Заметим также, что такие удары являются наиболее частыми на современном этапе развития Солнечной системы. По разным оценкам они происходят раз в 100...300 лет, поэтому они заведомо произойдут и на современном этапе развития нашей цивилизации. Предсказание таких столкновений, по-видимому, длительное время будет невозможным. По оценкам, количество опасных тел размером 100 м и более достигает 150 тыс. штук в ближней к Земле зоне. Регистрация их затруднена из-за малости размеров. В настоящее время нет и в ближайшем времени не прогнозируются средства, способные обеспечить систематическую регистрацию всего класса опасных объектов. Хотя можно предполагать, что количество таких объектов, регистрируемых системами, предназначенными для наблюдений более крупных тел, будет возрастать. Поэтому наиболее вероятным сценарием представляется выявление опасного объекта непосредственно за несколько дней до столкновения. В этом случае единственным механизмом предотвращения катастрофического столкновения с объектом является взрывное диспергирование его, достаточно мощное, чтобы обеспечить вывод основной массы поля осколков за пределы области столкновения с Землей.

Настоящая работа посвящена моделированию процессов взрывного воздействия на каменное тело размером 100 м.

Постановка задачи

Рассмотрены три примера взрывного диспергирования каменного тела, диаметром 100 м с помощью одиночных взрывов мощностью 1 Мт и 100 кт, а также с помощью одновременных рассредоточенных взрывов общей мощностью 100 кт. Для простоты расчетов было принято, что тело имеет сферическую симметрию и является однородным. В последнем примере для имитации множественного взрыва с целью упрощения расчетов была выбрана осевая симметрия распределения точек взрыва, то есть было предположено, что взрывное устройство представляет собою тороид, заглубленный на 4 м от поверхности и размещенный в плоскости, отстоящей от центра тела. В реальном случае будет несколько точечных зарядов, и в процессах разрушения будут проявляться трехмерные эффекты.

Заглубленное размещение зарядных устройств было выбрано неслучайно. С одной стороны, это обеспечивает наиболее эффективную передачу энергии и импульса телу. С другой – такое размещение может быть выполнено относительно просто технически в режиме сближения блока воздействия с телом.

В качестве материала тела выбран гранит с плотностью $\rho_0 = 2,67 \text{ г/см}^3$ и скоростью звука низкоплотной фазы $c_0 = 4,5 \text{ км/с}$. Основанием для такого выбора служило лишь то обстоятельство, что свойства гранита хорошо изучены. Уравнения состояния различных гранитов изучались как

с помощью экспериментов по ударной сжимаемости, так и теоретически. Кроме того, имеются экспериментальные данные по сильным взрывам в гранитах. Изучались также свойства больших гранитных массивов при взрывном воздействии. В частности, для гранита хорошо известны параметры динамического испарения вещества, свойства высокоплотной и низкоплотной фаз, имеются рекомендации по описанию свойств массива. Конечно, было бы более правильно такое описание получить для хондритов и других пород космического происхождения. Но пока данные об их свойствах недостаточно полны.

Рассмотрены две задачи с локализованными взрывами мощностью 1 Мт и 100 кт тротилового эквивалента. Предполагалось, что энергия выделяется мгновенно в сфере с радиусом 4 м на глубине 4 м. В третьей задаче радиус тороида, на котором как бы расположены центры 10 зарядов по 10 кт, равнялся 25 м, т. е. имитировалось разнесение зарядов на половину радиуса тела.

Динамический радиус взрыва в выбранном нами материале составляет

$$r_d = \left(E_0 / \rho_0 c_0^2 \right)^{1/3} = 4,26 E_0^{1/3} \text{ м/кт}^{1/3},$$

здесь E_0 – энергия взрыва, выраженная в килотоннах. То есть, для мегатонного взрыва динамический радиус составляет 42,6 м. Известно, что для сильных взрывов в конденсированных средах на расстояниях, меньших или порядка динамического, среда ведет себя, как сжимаемая, и ее поведение можно описывать уравнениями газодинамики с соответствующими уравнениями состояния. Именно по этим причинам мы используем в основном газодинамическое описание процесса воздействия взрыва на выбранное нами тело. Для оценки роли прочностных эффектов были выполнены также расчеты с учетом тензорных свойств по комплексу SINARA.

В основные цели исследований входили следующие задачи:

- оценка массы испаренного, диспергированного и «неразрушенного» вещества;
- оценка передачи энергии взрыва телу и распределение энергии в нем;
- формирование направленного движения вещества;
- оценка разлета вещества после взрыва;
- сравнение эффективности воздействия различных взрывов по мощности и конфигурации приложения взрывной энергии.

Подчеркнем еще раз, что в работе не рассматривалось влияние конкретных свойств веществ космического происхождения. В задаче обеспечения гарантированного смещения и разлета разрушенного вещества естественная неопределенность в знании этих свойств будет покрываться избыточной энергией требуемого воздействия.

1. Гидродинамическое моделирование воздействия взрыва по комплексу МЕЧ

Расчеты проведены модифицированным методом «частиц в ячейке» [1, 2]. Поведение вещества космического объекта описывалось уравнением состояния типа Ми–Грюнайзена. Использовались параметры гранита, подобные параметрам, приведенным в [3], а для учета прочности на основе уравнения состояния допускалось отрицательное давление при растяжении материала, равное $P_{кр} = -0,2$ ГПа. Во всех расчетах использовалась равномерная постоянная эйлера разностная

сетка в цилиндрической системе координат с шагом по пространству, равным 0,2 м. Пространственная шкала на представленных ниже рисунках показана в метрах, время – в миллисекундах, плотность материала – в г/см^3 , скорость – в км/с, удельная внутренняя энергия – в кДж/г.

В расчетах определялась относительная доля испаренной, неразрушенной и разрушенной массы тела. Испаренное вещество рассматривалось только в окрестности 100 м от места взрыва. Для примера, на рис. 1 показаны результаты начальной стадии одиночных взрывов мощностью 1 Мт и 100 кт, для сравнения приведены соответствующие доли масс и для случая рассредоточенных взрывов. Здесь и далее под разрушенным материалом в гидродинамических расчетах подразумевается состояние вещества, плотность которого оказалась меньше некоторой условной константы (в данном случае 2 г/см^3), но не попавшей в область испарения. На рис. 2 приведено сравнение средней плотности неиспаренной части тела со средней плотностью «неразрушенной» части тела при одиночном взрыве в 1 Мт и в 100 кт, а также при взрывах 10 зарядов суммарной мощностью в 100 кт. На рис. 3 для этих же задач показано изменение со временем средней скорости «неразрушенного» материала, а также ее радиальной и осевой составляющих. На рис. 4 приведено сравнение средних радиальных и осевых составляющих скорости разных направлений полета неиспаренной части тела с плотностью, более или равной 2 г/см^3 («неразрушенного» материала) для одиночного взрыва и разнесенных взрывов в 100 кт. На рис. 5 и 6 приведено изменение внутренней и кинетической энергии разрушенного и «неразрушенного» материала относительно энергии взрыва.

Картина течения, полученная в расчете взрыва в 1 Мт, представлена на рис. 7 графиками полей плотности на последовательные моменты времени. Дополнительно показаны графики полей скорости различных частей опасного объекта (рис. 8), а также графики полей удельной

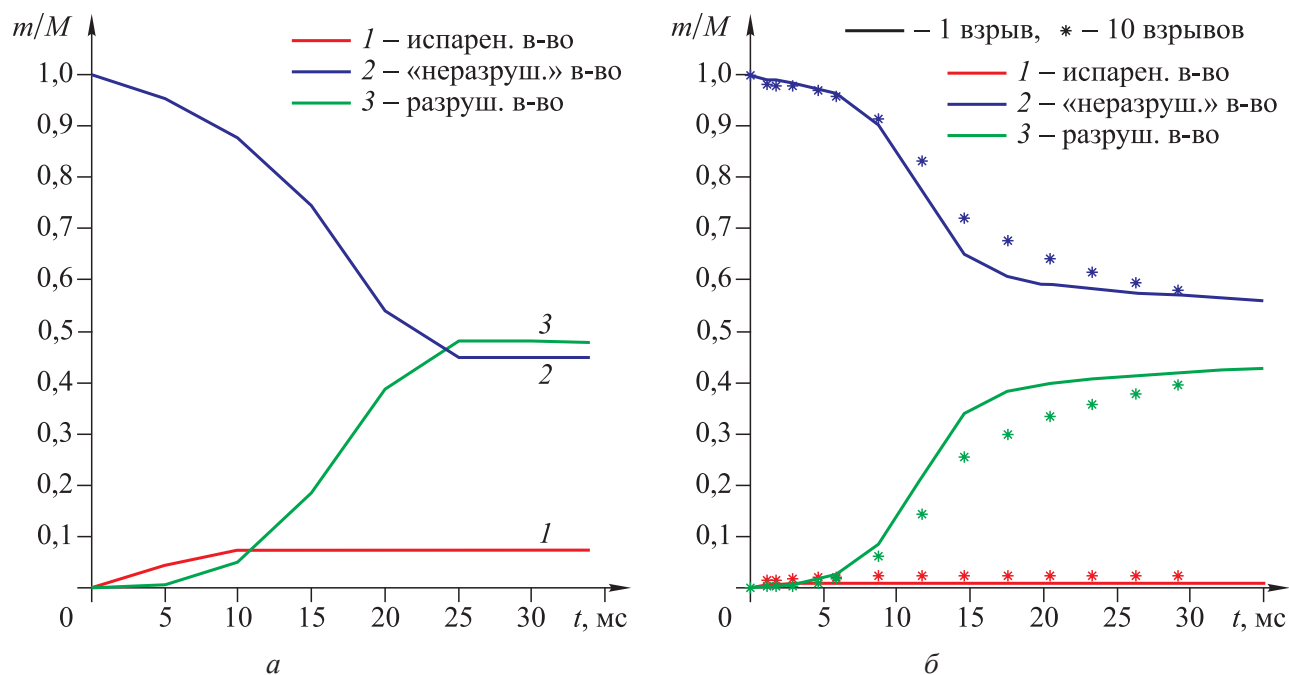


Рис. 1. Изменение доли массы испаренной, разрушенной и «неразрушенной» частей тела при взрыве заряда в 1 Мт (а) и в 100 кт (б)

внутренней энергии (рис. 9) в диапазоне от 0 до 3,5 кДж/г (верхняя граница диапазона – энергия начала испарения гранита [3]).

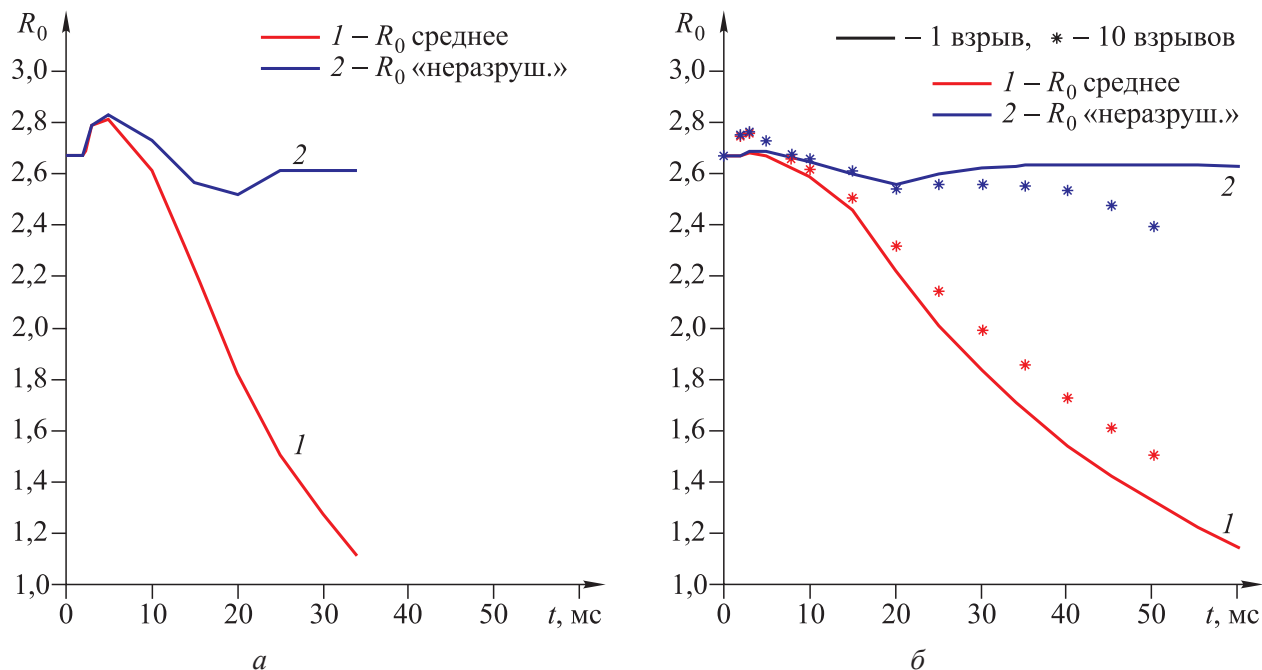


Рис. 2. Сравнение средней плотности неиспаренной части тела (1) со средней плотностью «неразрушенной» части тела (2) при взрыве в 1 Мт (а) и 100 кт (б)

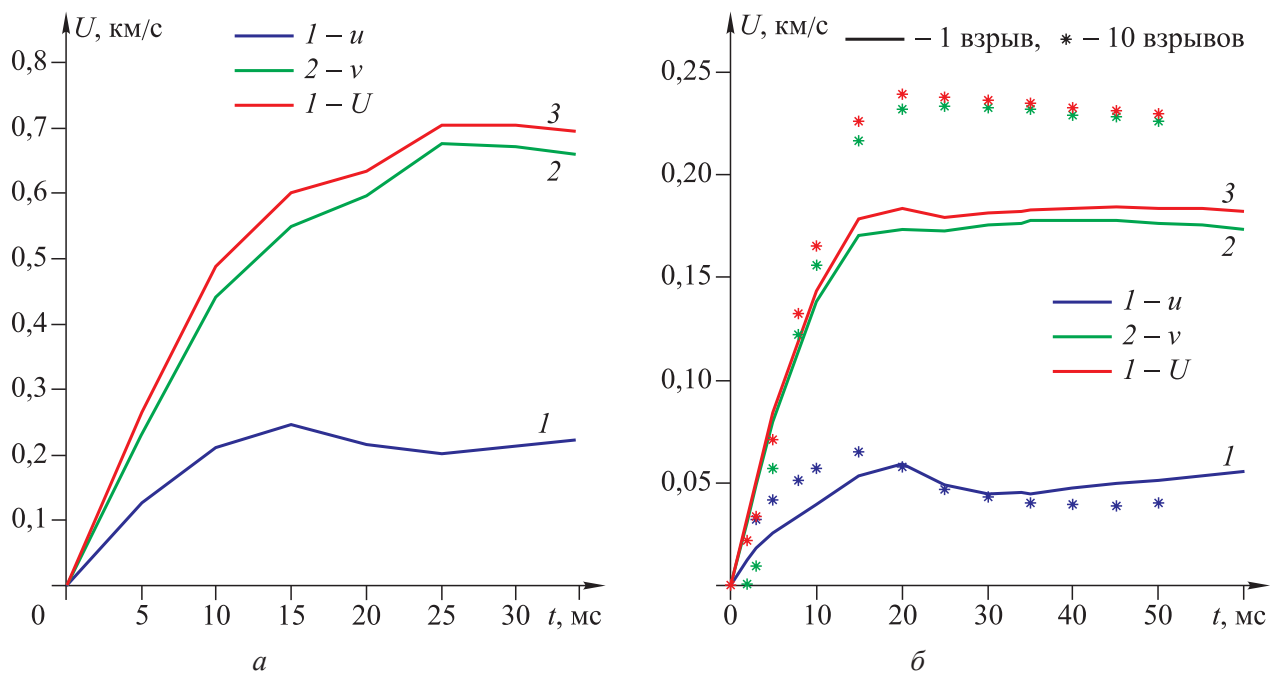


Рис. 3. Изменение скорости «неразрушенной» части тела и ее радиальной (v) и осевой (u) компонент при взрыве заряда в 1 Мт (а) и 100 кт (б)

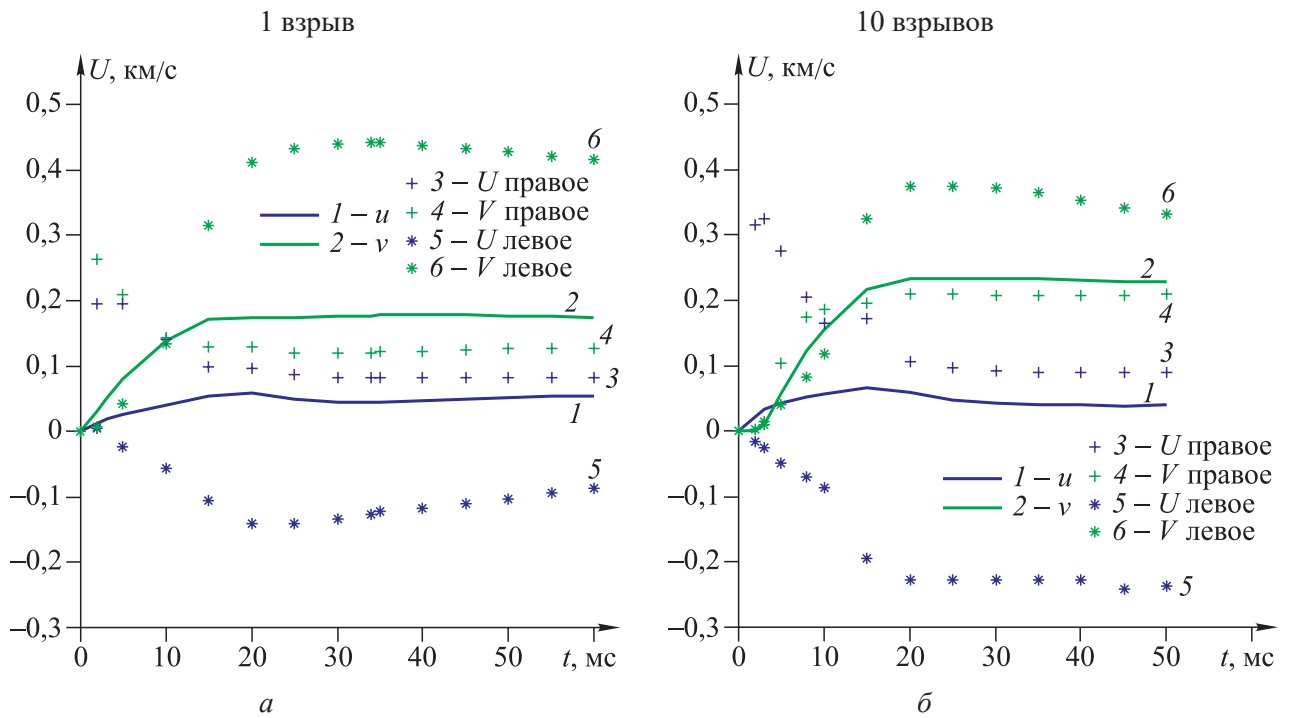


Рис. 4. Сравнение средних радиальных (v) и осевых (u) составляющих скорости разных направлений полета неиспаренной части тела с плотностью ≤ 2 г/см³ («неразрушенного» материала) для одиночного взрыва (а) и разнесенных взрывов (б) в 100 кт

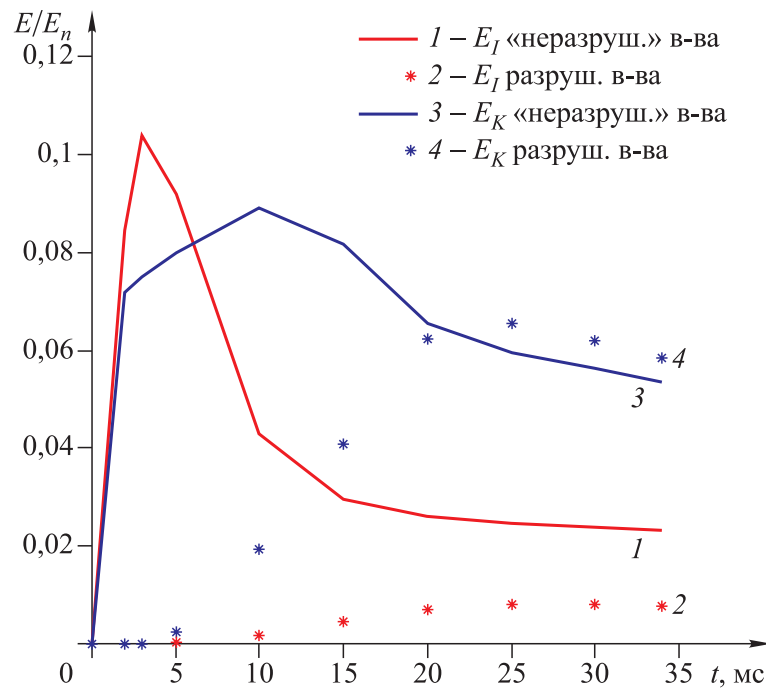


Рис. 5. Изменение внутренней и кинетической энергии разрушенного и «неразрушенного» материала относительно энергии взрыва в 1 Мт

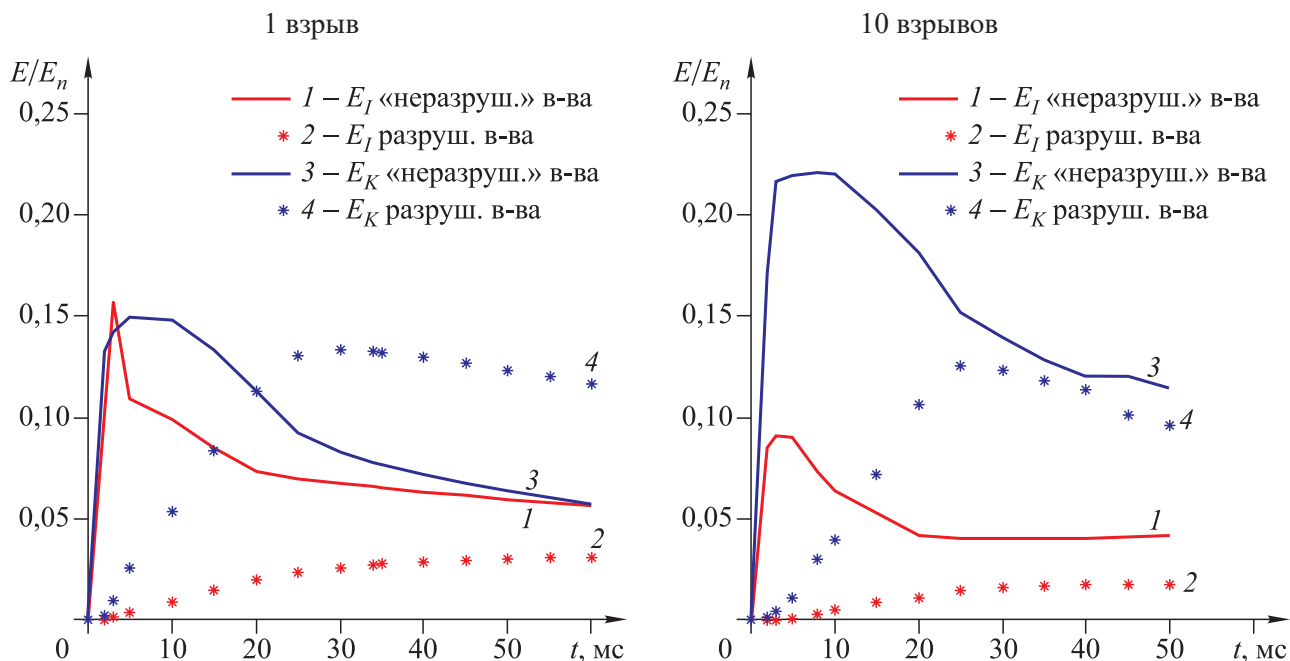


Рис. 6. Изменение внутренней и кинетической энергии разрушенного и «неразрушенного» материала относительно энергии взрыва в 100 кт

Аналогичные результаты расчета одиночного взрыва в 100 кт показаны соответственно на рис. 10–12. Начальная стадия возникающего течения при разнесенных взрывах такой же общей мощности представлена на рис. 13 и в сравнении с одиночным взрывом – на рис. 14.

Представленные результаты показывают, что при воздействии на опасный объект диаметром 100 м мощного (порядка 100 кт или больше) заглубленного ядерного взрыва в течение первых 40 мс остается около половины «неразрушенного» материала (рис. 1–2), который в дальнейшем распадется на осколки за счет достаточно большой радиальной составляющей скорости (рис. 3–4). Получено, что к моменту $t = 40$ мс в «неразрушенном» материале радиальная составляющая скорости примерно в 2,6 раза больше осевой при мегатонном взрыве, в 3,5 раза больше – при 100-килотонном одиночном взрыве и в 5 раз больше – при разнесенных взрывах в 100 кт. При этом осевая составляющая скорости «неразрушенного» материала в 5 раз больше при мегатонном взрыве, по сравнению со 100-килотонным, а радиальная – в 3,7 раза (в 2,8 раза – относительно разнесенных взрывов).

К этому же времени доля кинетической энергии «неразрушенной» и разрушенной частей тела примерно одинакова при мегатонном взрыве и составляет 5...5,5% от энергии взрыва (рис. 5). При 100-килотонном взрыве «неразрушенный» материал приобрел в виде кинетической энергии 7,5% (12,5% – при разнесенных взрывах), а разрушенный – 13% (11,2%) энергии взрыва (рис. 6). Сравнение результатов одиночного взрыва с разнесенными взрывами той же суммарной мощности (рис. 3) показывает более сильное разбрасывание «неразрушенного» материала при разнесенных взрывах (радиальная скорость увеличилась в 1,3 раза), при этом и средняя плотность «неразрушенного» материала оказалась меньше при разнесенных взрывах (рис. 2). Еще заметнее отличие в действии разнесенных взрывов, по сравнению

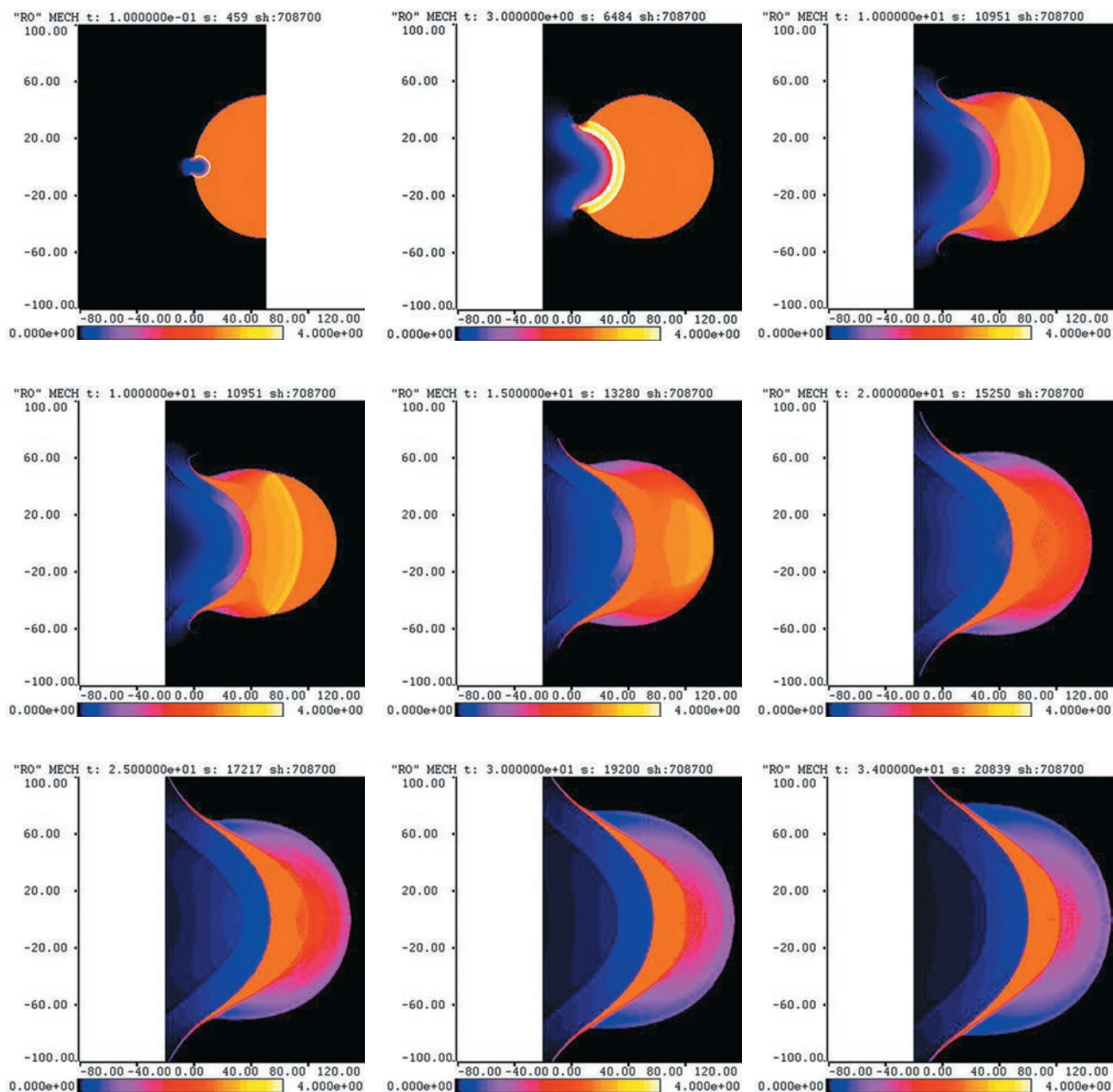


Рис. 7. Поля плотности на моменты времени $t = 0,1; 3; 5; 10; 15; 20; 25; 30$ и 34 мс при взрыве заряда в 1 Мт

с одиночным, наблюдается после 40 мс: средняя плотность «неразрушенного» материала стала резко падать.

Сопоставление кинетической энергии разлетающегося материала взорванного каменного тела при взрывах различной мощности показало, что менее мощный взрыв энергетически более выгоден, но для более быстрого и сильного разбрасывания вещества тела необходим более мощный

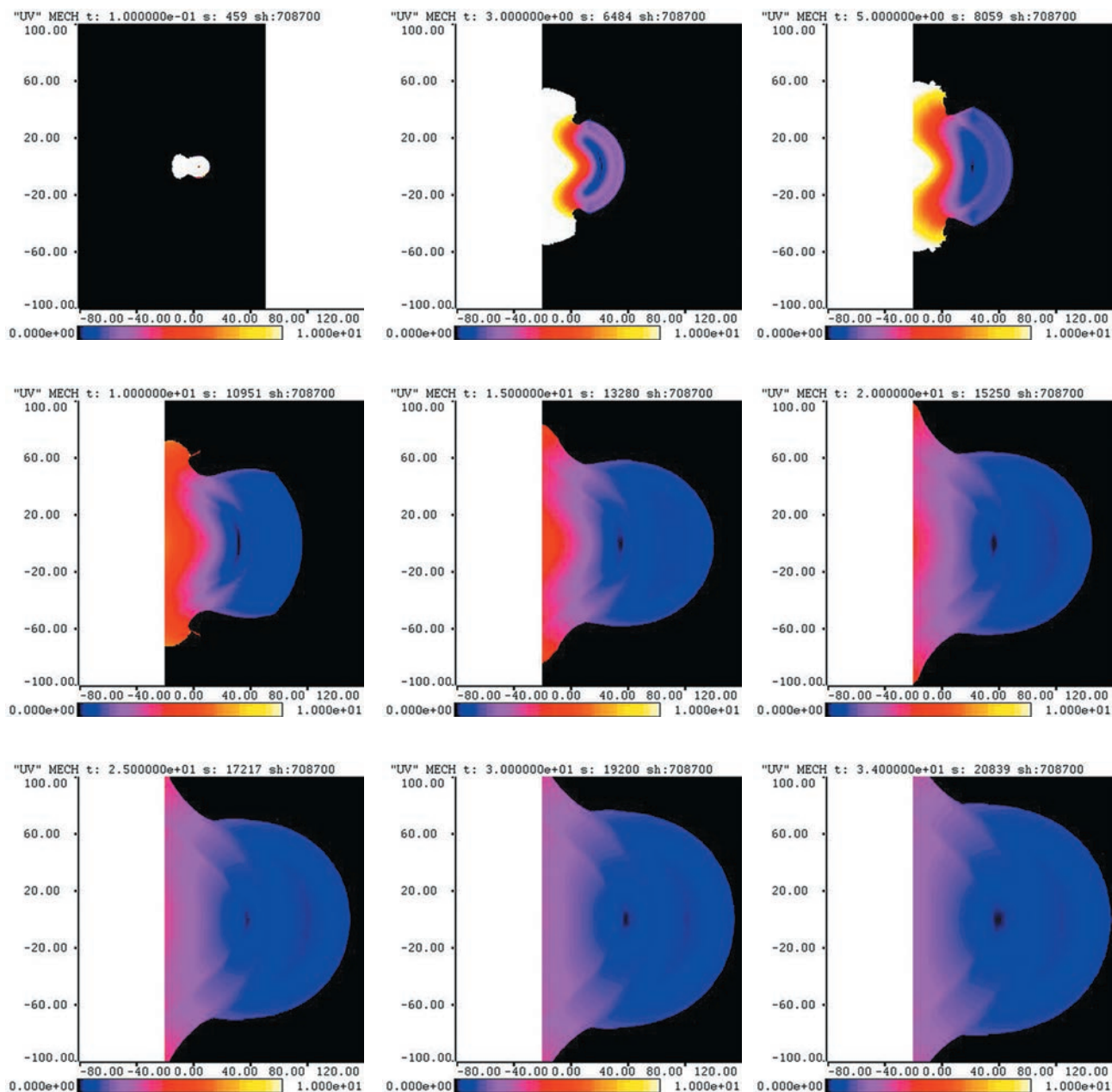


Рис. 8. Поля скоростей на моменты времени $t = 0, 1; 3; 5; 10; 15; 20; 25; 30$ и 34 мс при взрыве заряда в 1Мт

взрыв или одновременное множественное взрывное воздействие на опасный объект. Отметим также, что средняя осевая скорость «неразрушенного» материала 100-метрового каменного тела при взрывном воздействии мощностью 1 Мт оказалась приблизительно 0,2 км/с (рис. 3). С такой скоростью тело отклонится за сутки на 17 тыс. км, что превышает диаметр Земли в 1,35 раза. Отклоняющее действие 100-килотонного взрыва на такое тело слабее примерно в 4 раза.

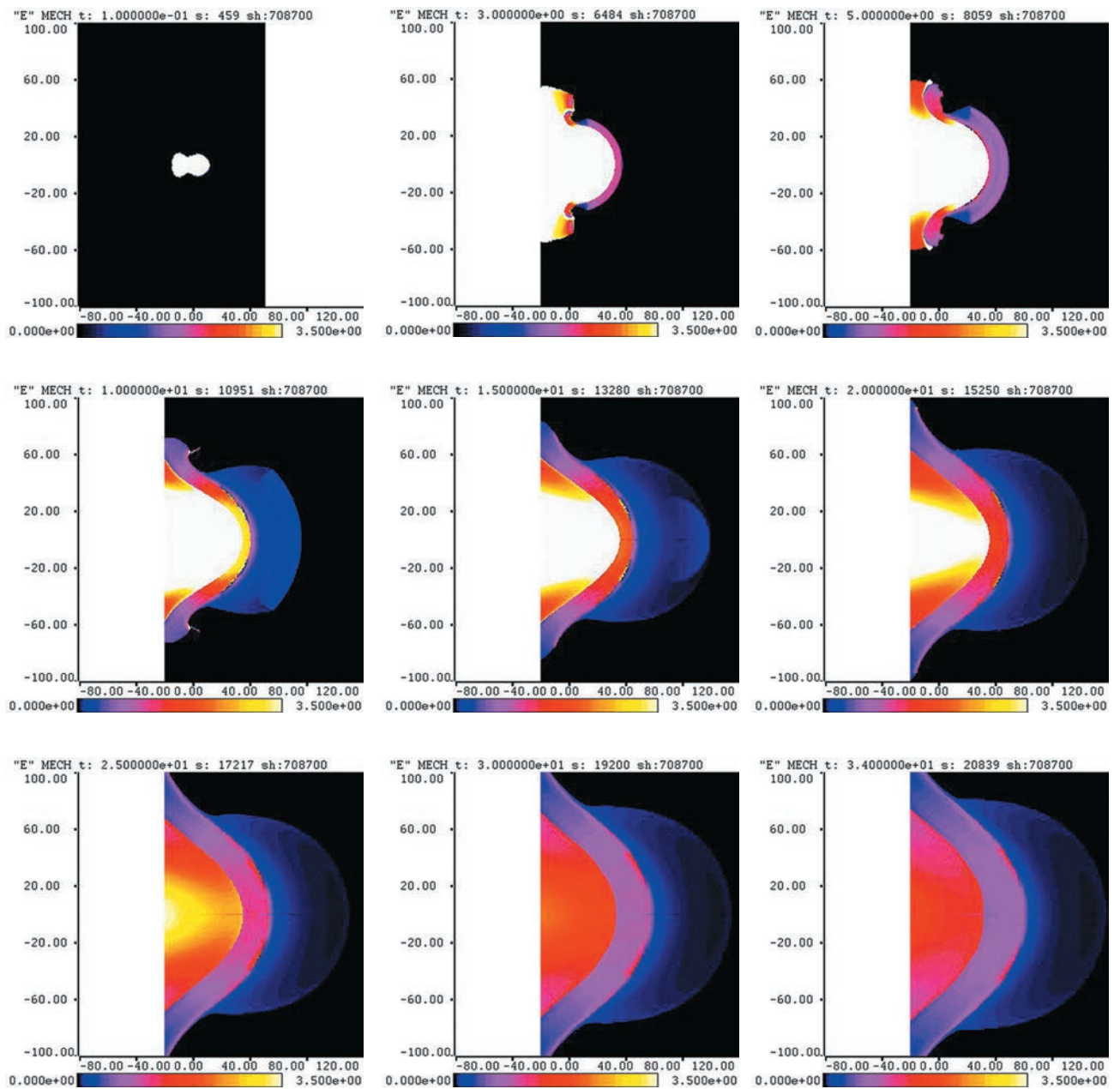


Рис. 9. Поля удельной внутренней энергии на моменты времени $t = 0, 1; 3; 5; 10; 15; 20; 25; 30$ и 34 мс при взрыве заряда в 1 Мт

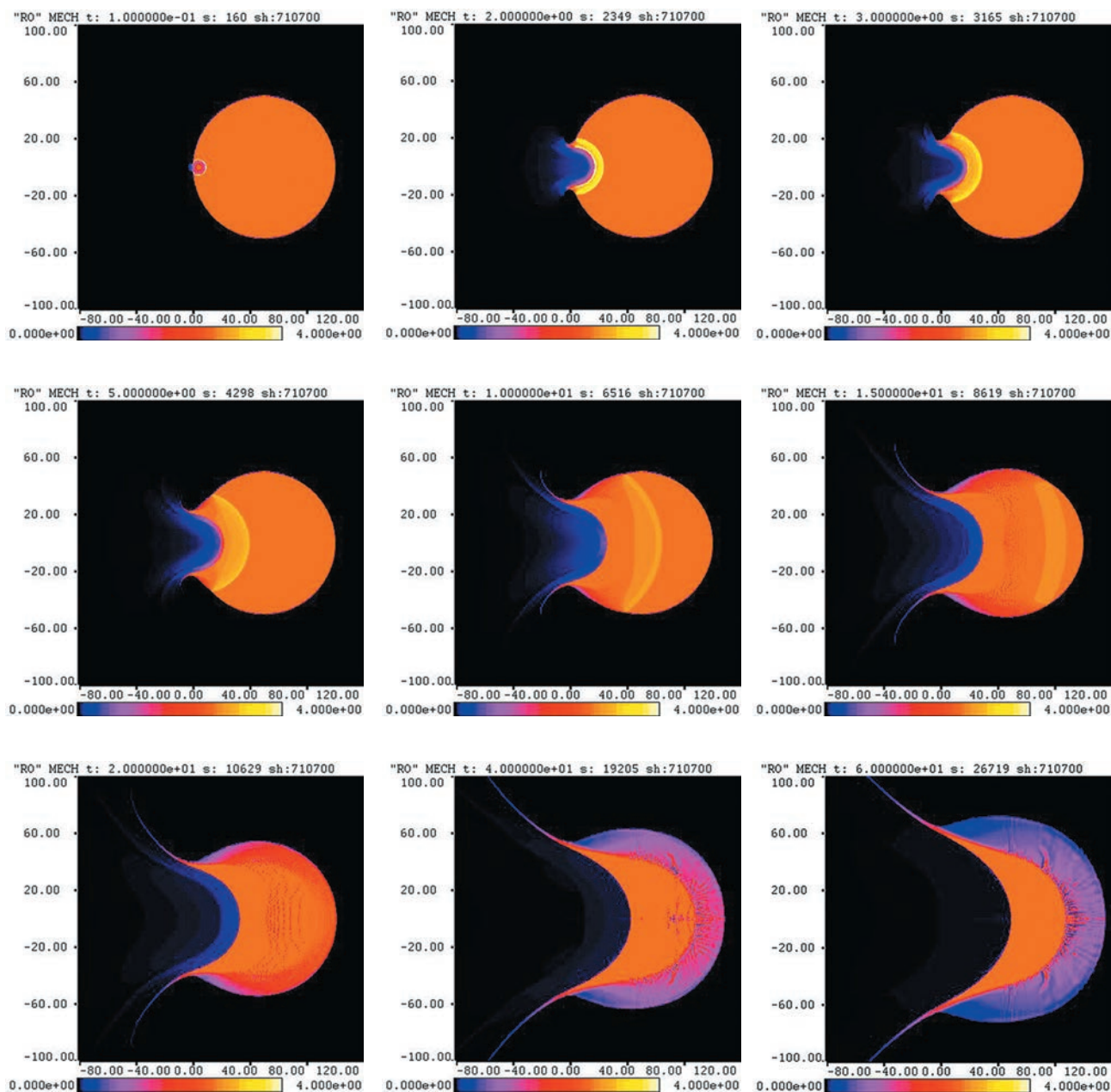


Рис. 10. Поля плотности на моменты времени $t = 0, 1; 2; 3; 5; 10; 15; 20; 40$ и 60 мс при взрыве заряда в 100 кг

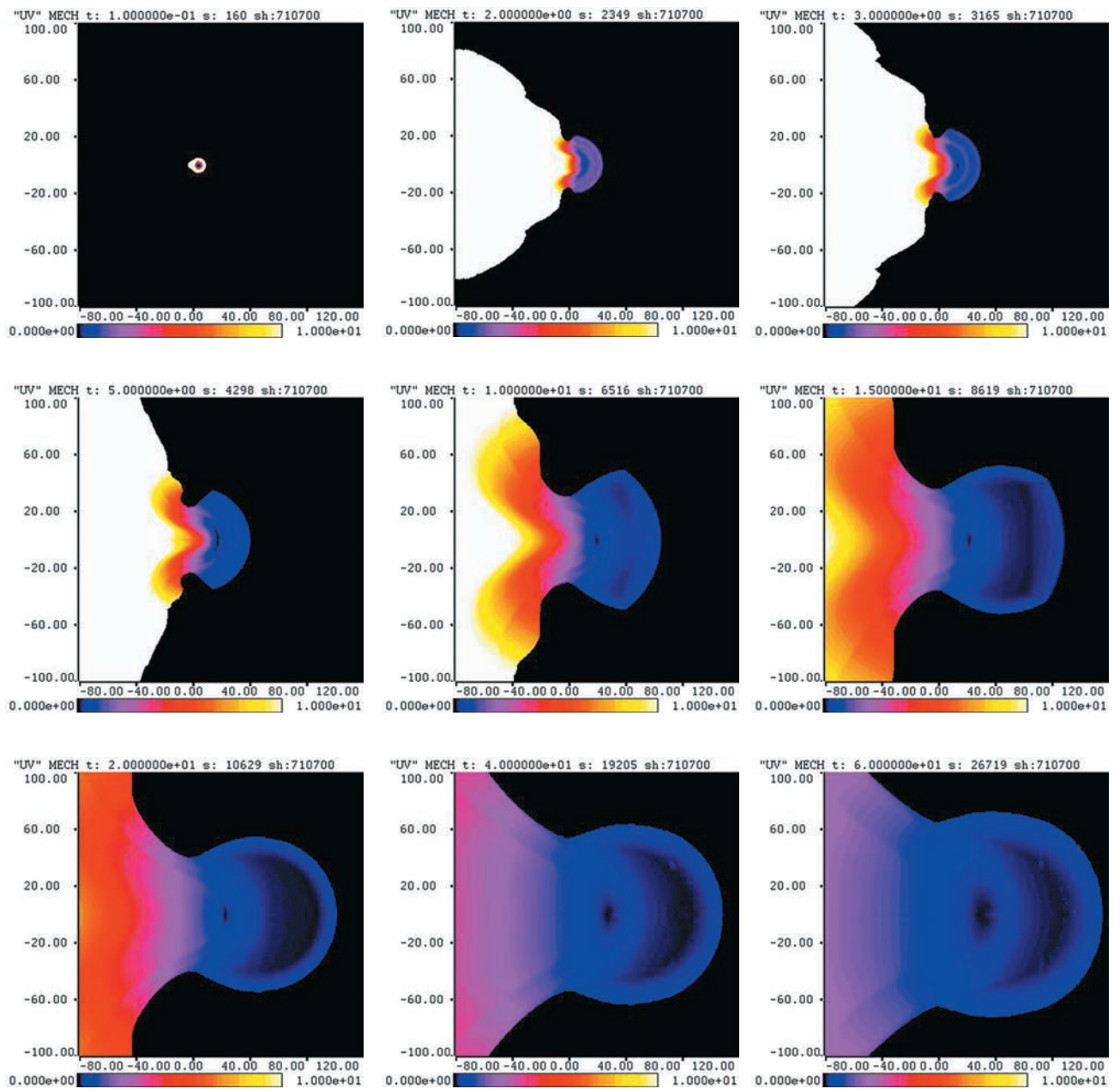


Рис. 11. Поля скоростей на моменты времени $t = 0,1; 2; 3; 5; 10; 15; 20; 40$ и 60 мс при взрыве заряда в 100 кт

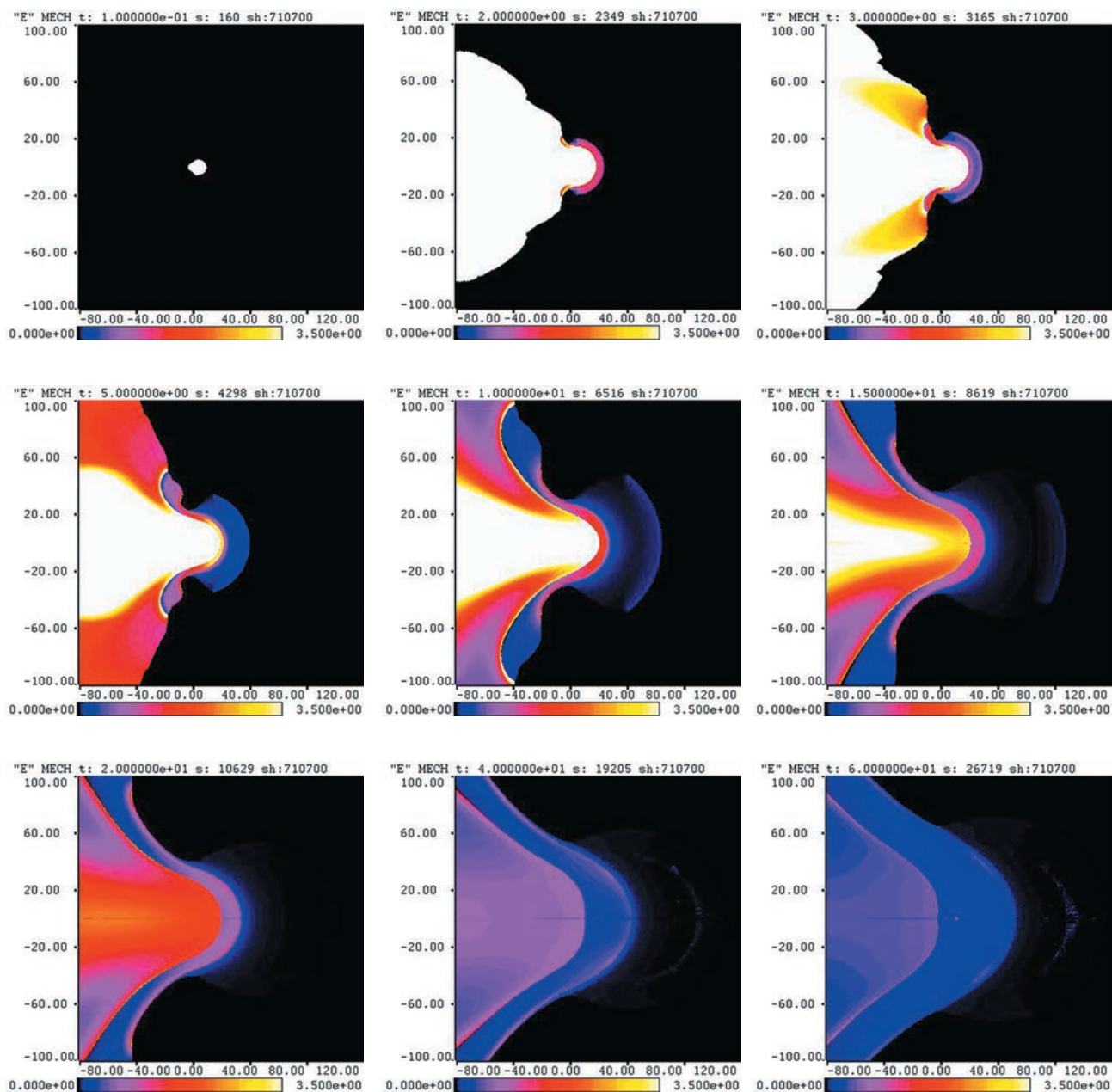
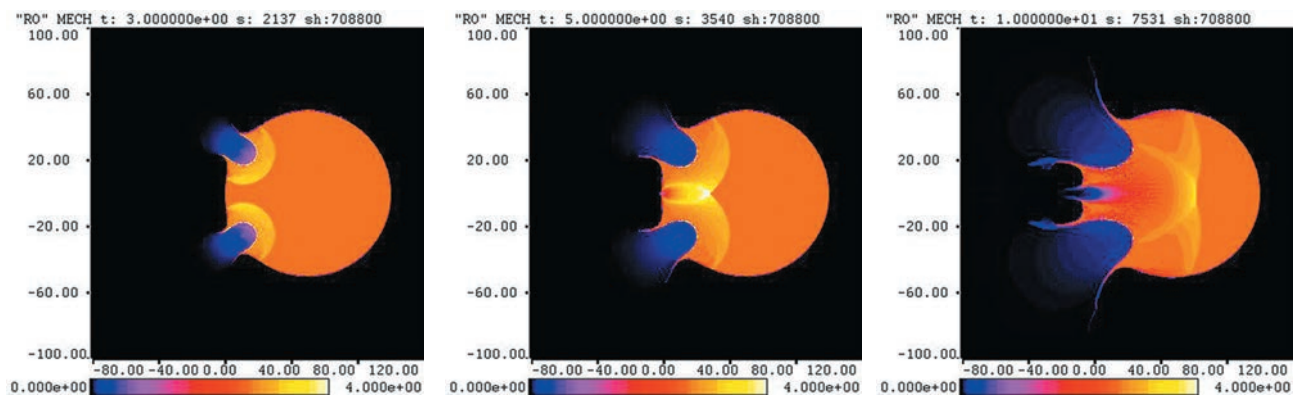
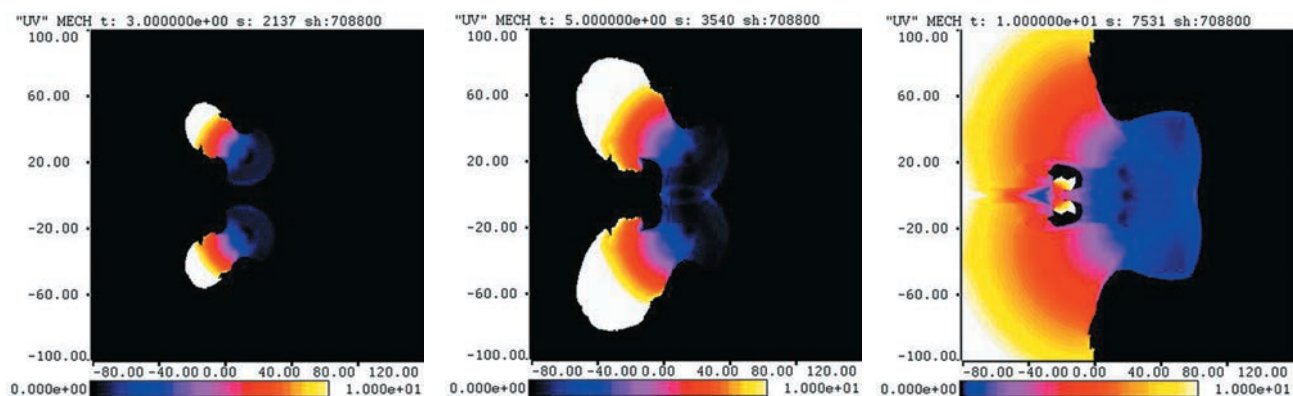


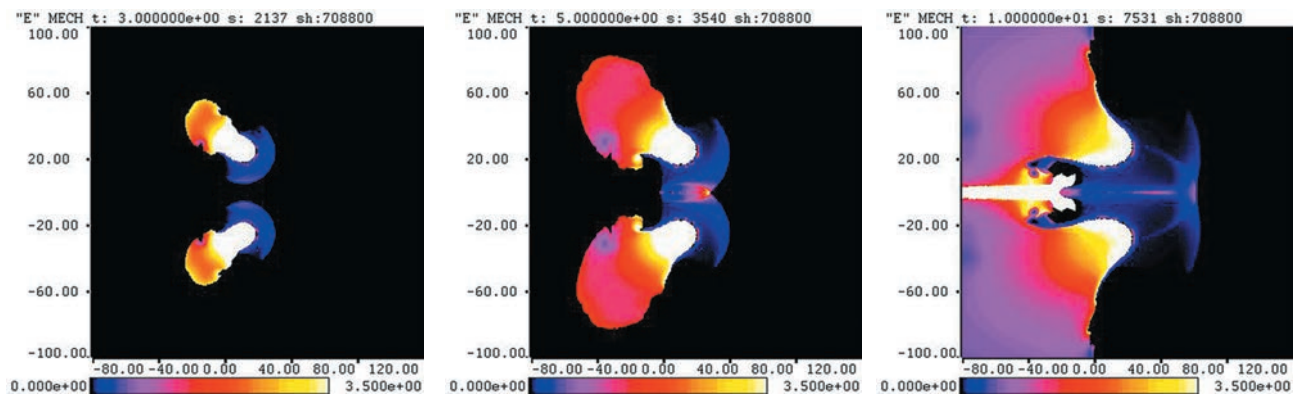
Рис. 12. Поля удельной внутренней энергии на моменты времени $t = 0, 1; 2; 3; 5; 10; 15; 20; 40$ и 60 мс при взрыве заряда в 100 кт



a

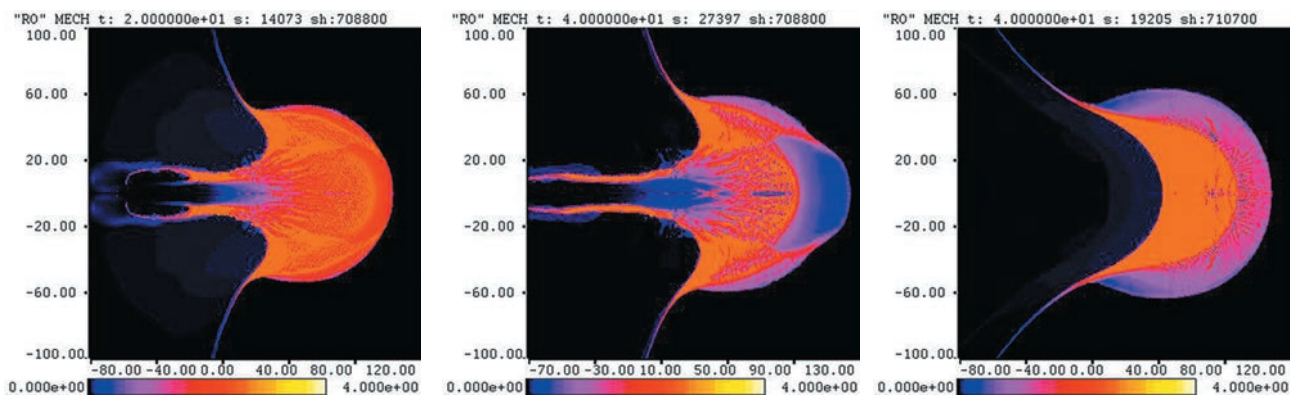


б

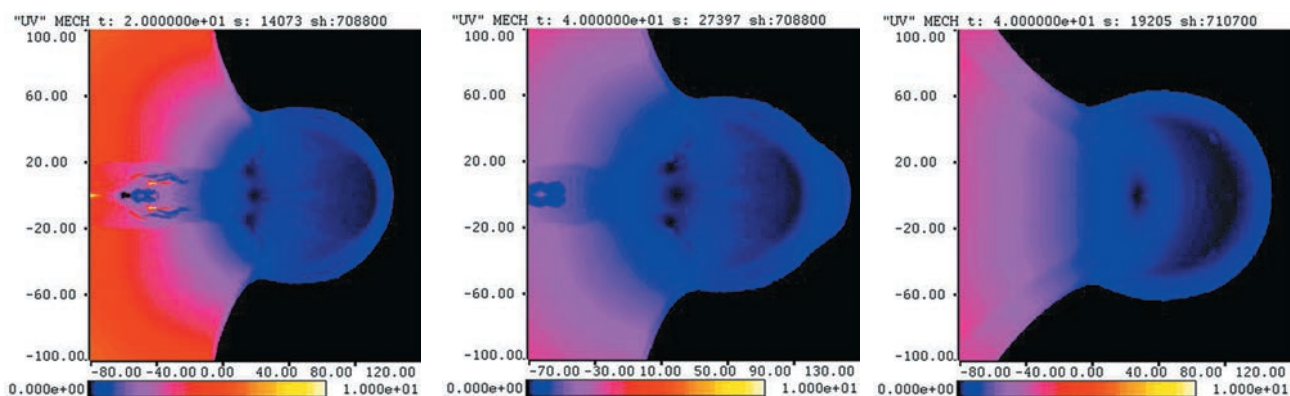


в

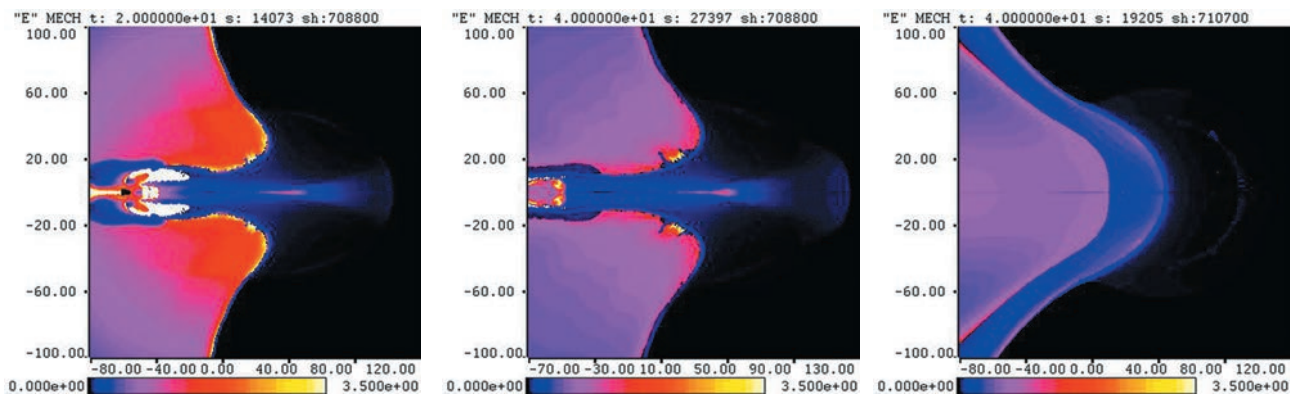
Рис. 13. Поля плотности (*a*), скорости (*б*) и удельной внутренней энергии (*в*) на моменты времени $t = 3; 5$ и 10 мс при взрыве 10 разнесенных зарядов по 10 кт



a



б



в

Рис. 14. Поля плотности (*a*), скорости (*б*) и удельной внутренней энергии (*в*) на моменты времени $t = 20$ и 40 мс при взрыве 10 разнесенных зарядов по 10 кт, а также на $t = 40$ мс результаты взрыва одиночного заряда в 100 кт

2. Одиночный взрыв 100 кт. Учет упругопластических и прочностных свойств – расчет по комплексу SINARA

Начальная стадия расчета (до момента времени 1,4 мс) проведена в гидродинамическом приближении модифицированным методом «частиц в ячейке». Далее расчет продолжен по программе SINARA [4] с учетом упругопластических и прочностных свойств гранита. Программа SINARA – достаточно универсальный инструмент для численного моделирования в двумерном приближении различных нестационарных физических явлений. Здесь, как совместно, так и отдельно, могут учитываться многие физические процессы, сопровождающие то или иное явление, и реальные свойства сред. Базовая модель среды сформулирована в общих чертах и позволяет в качестве замыкающих уравнений использовать произвольные уравнения состояния, в том числе широкодиапазонные, механические. Она является дальнейшим развитием модели среды, ранее применявшейся уже в [2, 5].

Приведем лишь несколько основных понятий модели среды, чтобы дать представление об используемых прочностных характеристиках и об отображаемых на иллюстрациях величинах.

Предел текучести Y используется программой при проверке условия текучести материала, которое выбрано в форме Губера–Мизеса: $2I_{2D} = s_{ij}s_{ij} \leq (2/3)Y^2$. Таким образом, вещество переходит из упругого в пластическое состояние, если второй инвариант девиатора напряжений $I_{2D} = (1/2)s_{ij}s_{ij}$ достигает критического значения. В простейшем случае предел текучести считается постоянным, но может иметь различные значения в прочном и разрушенном материалах (Y_{00} и Y_{07} соответственно).

Предел текучести может быть также задан функцией давления, температуры (тепловой энергии).

Для моделирования поведения разрушаемых сред введены критерии разрушения. При нарушении критериев разрушения начинается сам процесс разрушения. Для описания этого процесса применяются различные модели разрушения и модели пористости, которые устанавливают связь между тензорами скоростей деформаций элемента среды и вещества в этом элементе. В программе используются критерии разрушения, описанные далее в этом разделе:

2.1. Прочность на сдвиг

Вещество разрушается при сдвиговых деформациях, если второй инвариант девиатора напряжений, характеризующий энергию формоизменения, достигает предельного значения

$$2I_{2D} = s_{ij}s_{ij} \leq \frac{2}{3}A_1^2,$$

где s_{ij} – девиатор напряжений в веществе; A_1 может быть как константой, так и функцией давления, температуры и т. п. и характеризует величину сопротивления материала сдвигу. Будем называть эту величину *прочность на сдвиг*. Если этот критерий нарушается, вещество теряет прочность во всех направлениях, изменяется его сопротивление сдвигу: прочность на сдвиг A_1 и предел текучести Y могут быть заданы различными в прочном и разрушенном материалах.

В простейшем случае $A_1 = Y_{00}$: такой материал не выдерживает никаких пластических деформаций – разрушается. В разрушенном материале, для положительных давлений, $A_1 = Y_{07}$.

2.2. Прочность на сжатие

При нарушении этого критерия, т. е. когда шаровая часть тензора напряжений превосходит значение P_{TK} , теряется прочность во всех направлениях.

2.3. Прочность на разрыв

Считается, что если какое-либо из главных напряжений нарушает критерий $\sigma_{ii} < \sigma_{cr}$, то в элементе среды образуются трещины, ортогональные этому направлению.

σ_{cr} – предел прочности на разрыв.

Назовем *моделью пористости* закон уплотнения или разуплотнения материала в процессе разрушения. Программа предоставляет возможность использовать различные модели пористости. Перечислим те, которые мы использовали в серии обсуждаемых расчетов, хотя в конкретных иллюстрациях использована модель пористости 2.

Модель пористости 1 (дискретная) предполагает, что в момент разрушения происходит мгновенный сброс до нуля напряжения, нарушившего критерий прочности, или до давления газа, если в элементе среды есть газ. Напряжения в других направлениях корректируются соотношениями, полученными из условий совместности деформаций.

При этом определяется объем трещин, которые считаются равномерно распределенными в элементе среды (счетной ячейке). Т. е. положение трещины определяется с точностью до счетной ячейки. Предполагается, что в дальнейшем трещина поворачивается вместе с веществом. Напряжение, ортогональное этой трещине, сохраняется равным нулю до ее закрытия или стремится сравняться с давлением газа, мгновенно заполняющего трещину, если только он есть в ячейке, согласно заложенным в программу критериям.

Получены и введены в программу соответствующие этим предположениям соотношения для изменения объема пор.

В *кинетических моделях пористости 2 и 3* объемы пор или трещин, начиная с момента нарушения критерия прочности, изменяются в соответствии с некоторыми соотношениями. Эти соотношения связывают скорость изменения удельного объема трещин или пор со скоростью изменения деформаций элемента среды, напряжениями и пр., т. е. с историей деформирования. Напряжения, нарушающие критерии прочности, при этом не сбрасываются мгновенно, а изменяются по соответствующим этим моделям зависимостям.

Модель пористости 2 определяется следующим соотношением. Относительное изменение удельного объема V_i^c трещин класса i имеет вид

$$\frac{\dot{V}_i^c}{\tilde{V}_i^c} = b^c (\sigma_i - \sigma_{cr}), \quad \tilde{V}_i^c = V_i^c + V_{00}^c, \quad \sigma_{cr} = \sigma_0^{cr} \frac{V_0^c}{V_i^c + V_0^c},$$

где σ_i – напряжение, которое нарушает критерий прочности; b^c – коэффициент, обратно пропорциональный вязкости материала; σ_0^{cr} – начальная пороговая прочность материала при $V^c = 0$; V^c – константа материала, имеющая величину порядка $0,01 V^m$; V_{00}^c – величина порядка $0,001 V^m$; $V^m = 1/\rho_{0k}$, ρ_{0k} – кристаллическая плотность вещества. (Мы использовали $b^c = 0,01$).

Если деформации происходят в области упругости, 1-я и 2-я модели пористости определяют объемы трещин в процессе разрушения. Направления трещин в этом случае модель разрушения

прослеживает. Но среда может стать изотропной, и далее направления трещин не будут прослеживаться в случаях:

- если вещество переходит в пластическое состояние и в элементе среды есть поры или трещины;
- если происходит полное разрушение вещества в элементе среды согласно другим критериям.

В этом случае все пустоты объединяются в «поры», и далее с помощью заданной модели уже учитывается изменение объема пор.

Модель пористости 3 соответствует модели Вахрамеева для разрушенной среды. Это изотропная модель, предназначенная для грунтов. В случае применения этой модели, при нарушении любого критерия прочности среда считается разрушенной во всех направлениях (изотропное разрушение) и дальнейшее ее состояние определяется законами модели [8].

Для отображения прочностного состояния (степени трещиноватости) вещества введено понятие «макрофаза». Макрофаза – это число, имеющее дискретные значения. Каждое значение соответствует прочностному состоянию в данный момент:

- 0 – прочность сохранена во всех направлениях;
- 7 – прочность нарушена во всех направлениях;
- 8 – разрушенная во всех направлениях среда в пластическом состоянии (выполняется условие текучести или, точнее, сыпучести);
- 9 – неразрушенная среда в пластическом состоянии.

Анизотропной трещиноватой среде соответствуют значения 1–6:

- 1 – трещины 1-го класса, ортогональные 1-му главному направлению;
- 2 – трещины 2-го класса, ортогональные 2-му главному направлению;
- 3 – трещины 3-го класса, ортогональные 3-му главному направлению;
- 4 – трещины 1-го и 2-го классов;
- 5 – трещины 1-го и 3-го классов;
- 6 – трещины 2-го и 3-го классов.

Далее на некоторых рисунках будут приведены изолинии минимального напряжения. Для построения изолиний сначала определяется поле минимальных напряжений. Как известно, тензор напряжений, соответствующий главным направлениям, включает и максимальное и минимальное напряжение. Поэтому в каждой точке определяются главные направления и, соответственно, тензор главных напряжений. Из них и выбирается минимальное.

Проведены расчеты с двумя моделями разрушения и разрушенной среды. В частности, в разрушенной области применялась и модель разрушенной среды Вахрамеева [6, 7, 8]. Параметры моделей ориентированы, соответственно, на два типа материала: один – хрупкий, с малой прочностью на разрыв и большей прочностью на сдвиг; другой – достаточно прочный и на разрыв. Т. к. в данной задаче большую проблему представляют прочные материалы, приведем результаты расчетов для гранита с прочностью на разрыв 0,1 ГПа и прочностью на сдвиг, меняющейся в диапазоне 0,1...2,8 ГПа в зависимости от всестороннего давления.

На рис. 15 показано состояние системы в момент смены расчетной программы: перехода от МЕЧ к SINARA. Результаты расчетов демонстрируются с использованием системы VIZI [9].

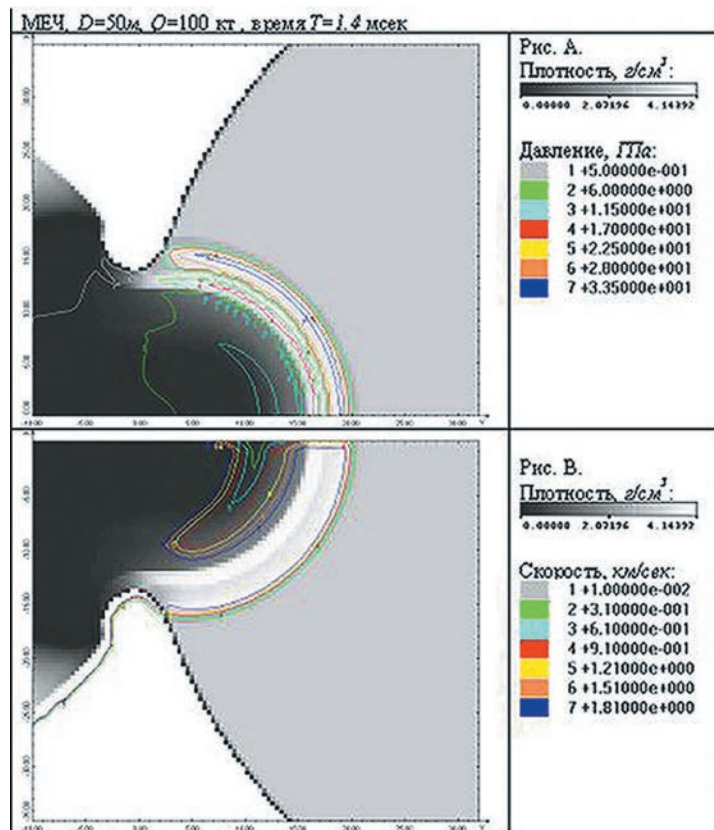


Рис. 15. Состояние тела в момент начала расчета по программе SINARA: распределение плотности, изобары и изолинии модуля массовой скорости

Рис. 16–23 иллюстрируют состояние тела в различные моменты времени. Приводятся изолинии максимального и минимального напряжений, распределение плотности, картины разрушения, изолинии осевой составляющей скорости, направленной в сторону, противоположную от точки взрыва. Необходимо пояснить смысл некоторых из перечисленных понятий. При построении изолиний минимального или максимального главных напряжений в каждом элементе среды определяется тензор главных напряжений. Как известно, тогда максимальное и минимальное напряжения в элементе среды находятся в тройке полученных главных напряжений. Одно из них и выбирается для построения соответствующих изолиний. На рисунках, где дана картина разрушения, приведены шкалы с характеристикой «степень разрушения». В действительности, здесь использована лишь дискретная характеристика, значение которой является целым числом и меняется от 0 до 9. Смысл каждого из значений следующий: 0 – прочность сохранена во всех направлениях; числа 1, 2, 3 указывают, что в элементе среды есть трещины, образовавшиеся при растяжении и ортогональные одному из соответствующих трех главных направлений. Числа 4, 5, 6 указывают на наличие трещин, ортогональных конкретной паре двух главных направлений. Число 7 указывает, что прочность потеряна во всех трех направлениях; 8 – разрушенный материал продолжает разрушаться при сдвиге (или находится в пластическом состоянии). Число 9 характеризует пластическое течение нехрупкого материала. В данной задаче этих градаций

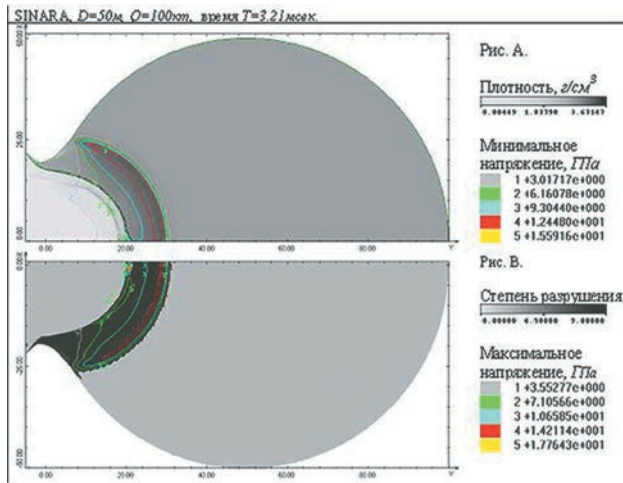


Рис. 16. Время 3,21 мс

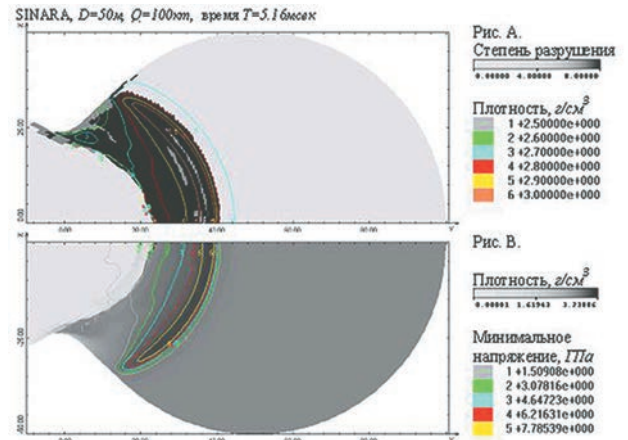


Рис. 17. Время 5,1 мс

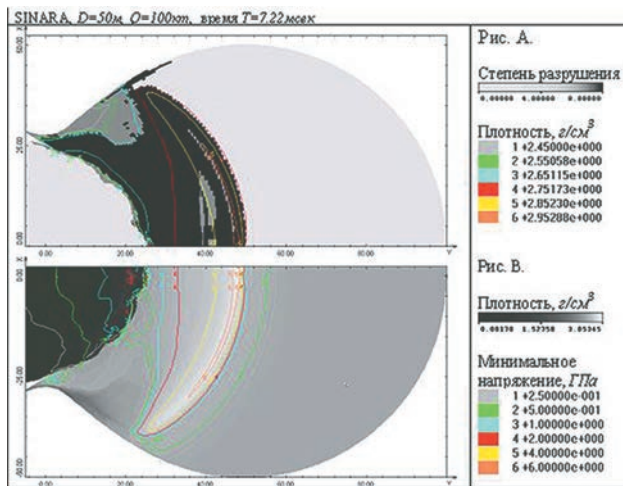


Рис. 18. Время 7,22 мс

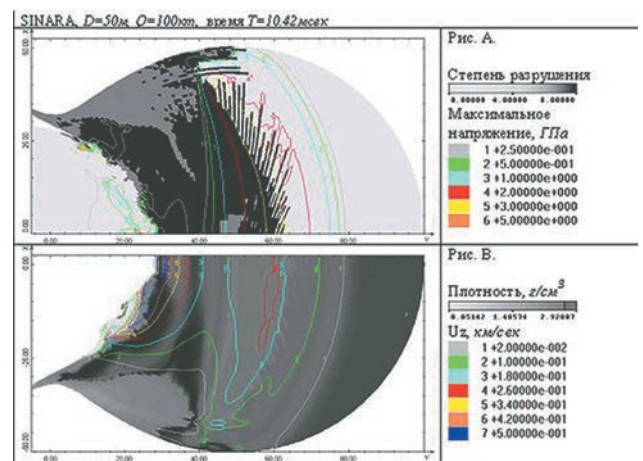


Рис. 19. Время 10,42 мс

достаточно, так как, в конечном итоге, даже в зоне первоначально разрушенного при растяжении откольными трещинами материала процесс вскоре завершается сдвиговым разрушением.

На рис. 16, А видно, что до момента времени 3,21 мс разрушение происходило за фронтом волны. Из рис. 17, А видно, что к моменту времени 5,16 мс уже формируется фронт откольного разрушения, опережающий (вблизи поверхности тела) фронт хрупкого разрушения за фронтом ударной волны. Рис. 19, А запечатлел более сложную картину разрушения – фронт откольного разрушения в волне разрежения от боковой поверхности тела, радиальные трещины за фронтом расходящейся волны, а также хотя и отстающий, но не остановившийся фронт хрупкого сдвигового разрушения.

Рис. 20, А и 21, А иллюстрируют дальнейшее разрушение тела. Из рис. 22, А видно, что к моменту времени 23 мс разрушение завершилось. Рис. 23, А показывает, что далее происходит постепенное разуплотнение тела, переход к несвязному движению.

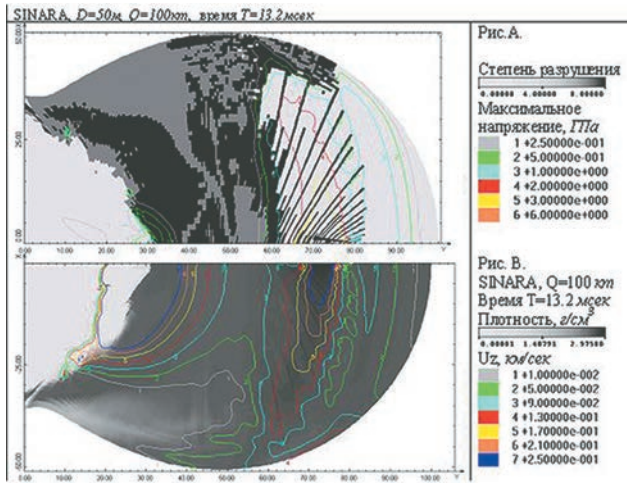


Рис. 20. Время 13,2 мс

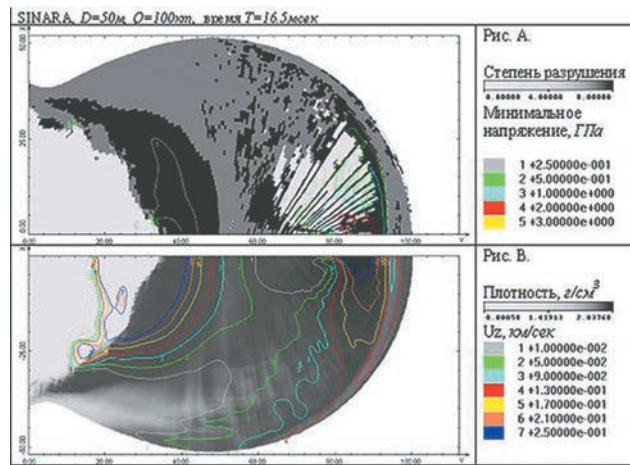


Рис. 21. Время 16,5 мс

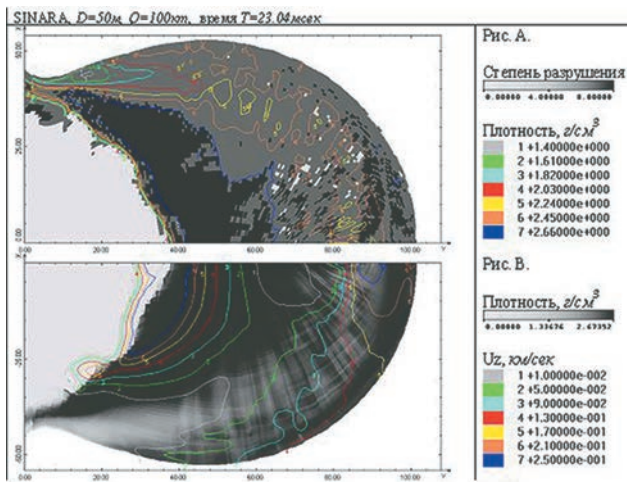


Рис. 22. Время 23,04 мс

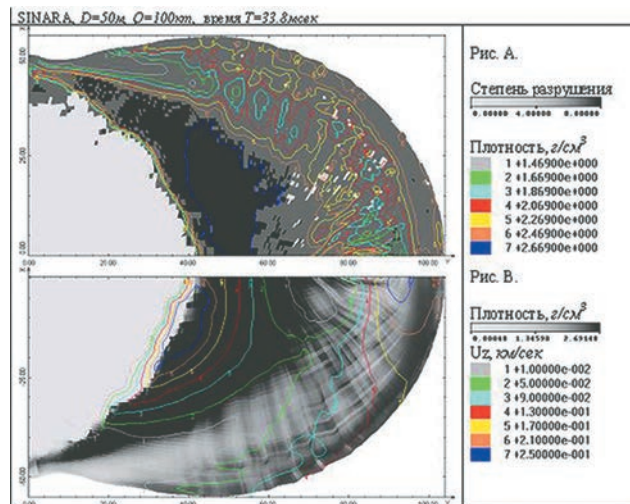


Рис. 23. Время 33,8 мс

На рис. 24, А–28, А приведены обработки результатов расчетов, аналогичные ранее проделанным в гидродинамических расчетах МЕЧ. Но испаренная часть грунта здесь уже не рассматривалась. Для удобства сопоставления результатов на рис. 24, В–28, В показаны соответствующие результаты, полученные по комплексу МЕЧ. Сравнение средней скорости, радиальной и осевой ее составляющих для материала с плотностью, более или равной 2 г/см³ («не разрушенного»), приведено на рис. 24. На рис. 25 сравниваются кинетическая и внутренняя энергии этих частей тела, а на рис. 26 – массы различных зон тела.

На рис. 27, 28 приведено сравнение средней плотности неиспаренной части тела и средней плотности двух ее направлений полета со средней плотностью «неразрушенной» части тела, приведены также средние скорости зон с различными направлениями полета «неразрушенной» части тела ($u > 0$ и $u < 0$).

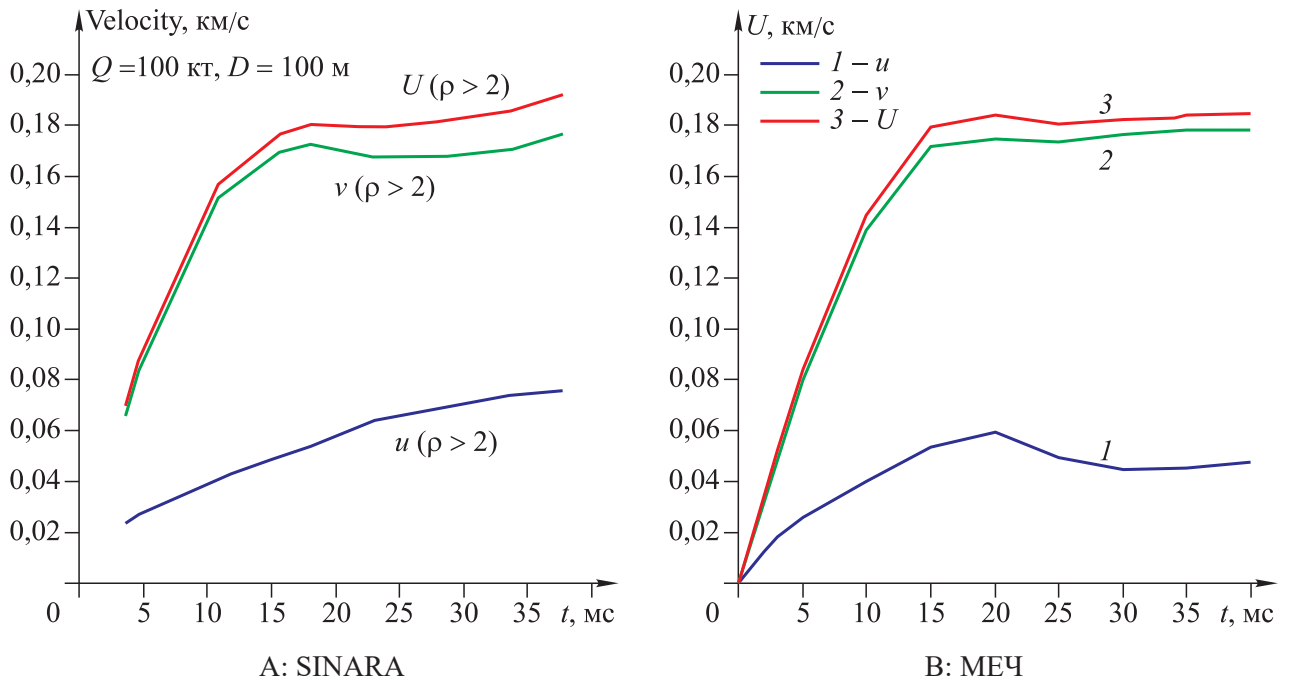


Рис. 24. Сравнение средней скорости (U), радиальной (v) и осевой (u) ее составляющих для материала с плотностью более или равной 2 г/см^3

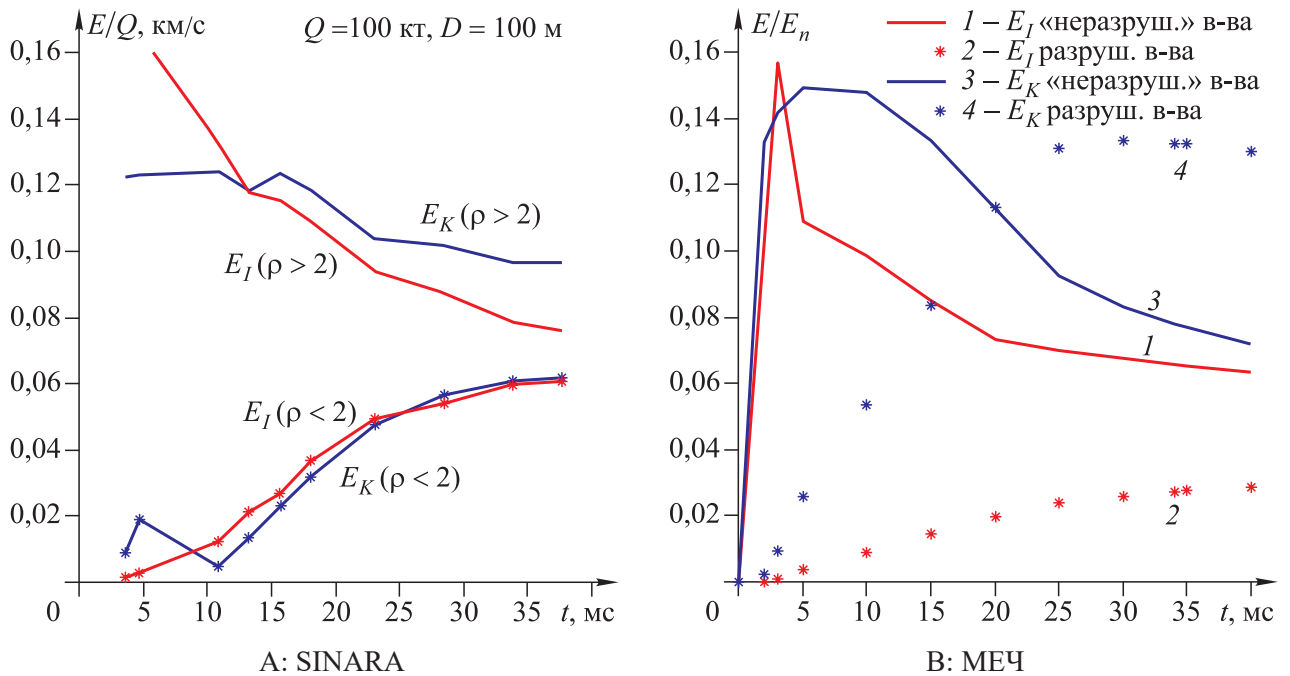
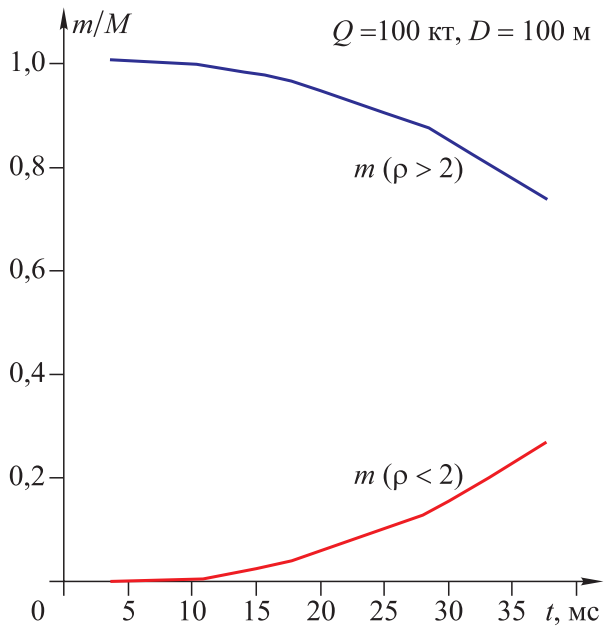
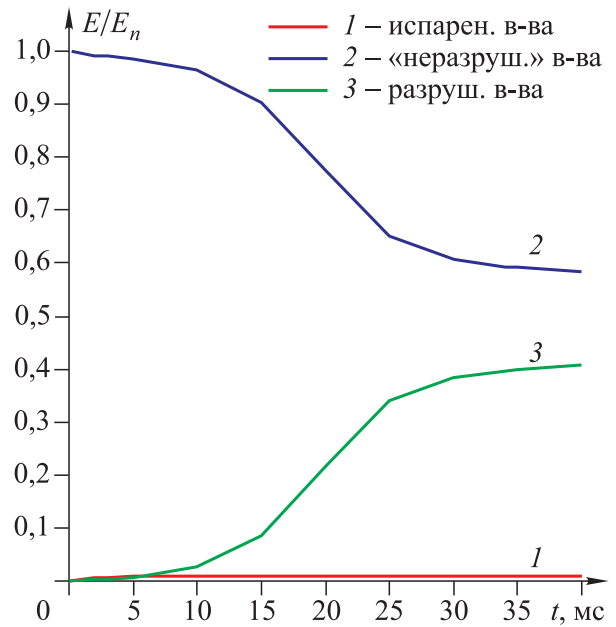


Рис. 25. Сравнение энергий: внутренней (E_I) и кинетической (E_K), отнесенных к энергии взрыва Q , для двух зон материала: с плотностью более или равной 2 г/см^3 («неразрушенного») и с плотностью, меньшей 2 г/см^3 (разрушенного)

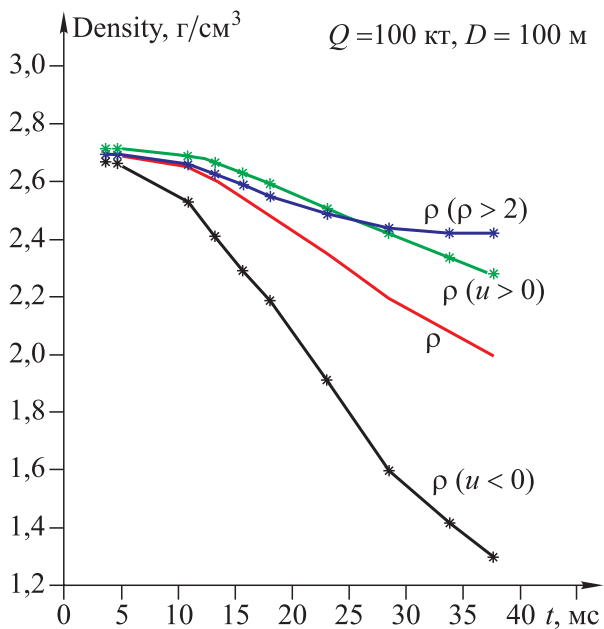


A: SINARA

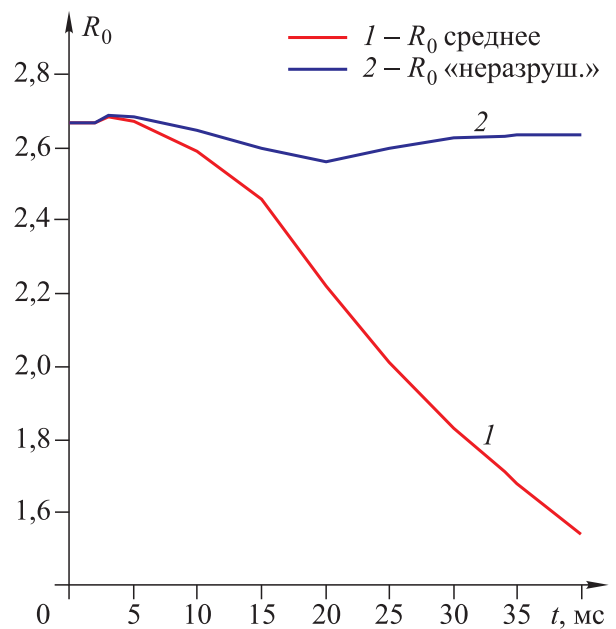


B: МЕЧ

Рис. 26. Сравнение масс двух зон материала: с плотностью, более или равной 2 г/см^3 («неразрушенного») и с плотностью, меньшей 2 г/см^3 (разрушенного)



A: SINARA



B: МЕЧ

Рис. 27. Сравнение средней плотности неиспаренной части тела и средней плотности двух направлений полета этой части тела со средней плотностью «неразрушенной» части тела

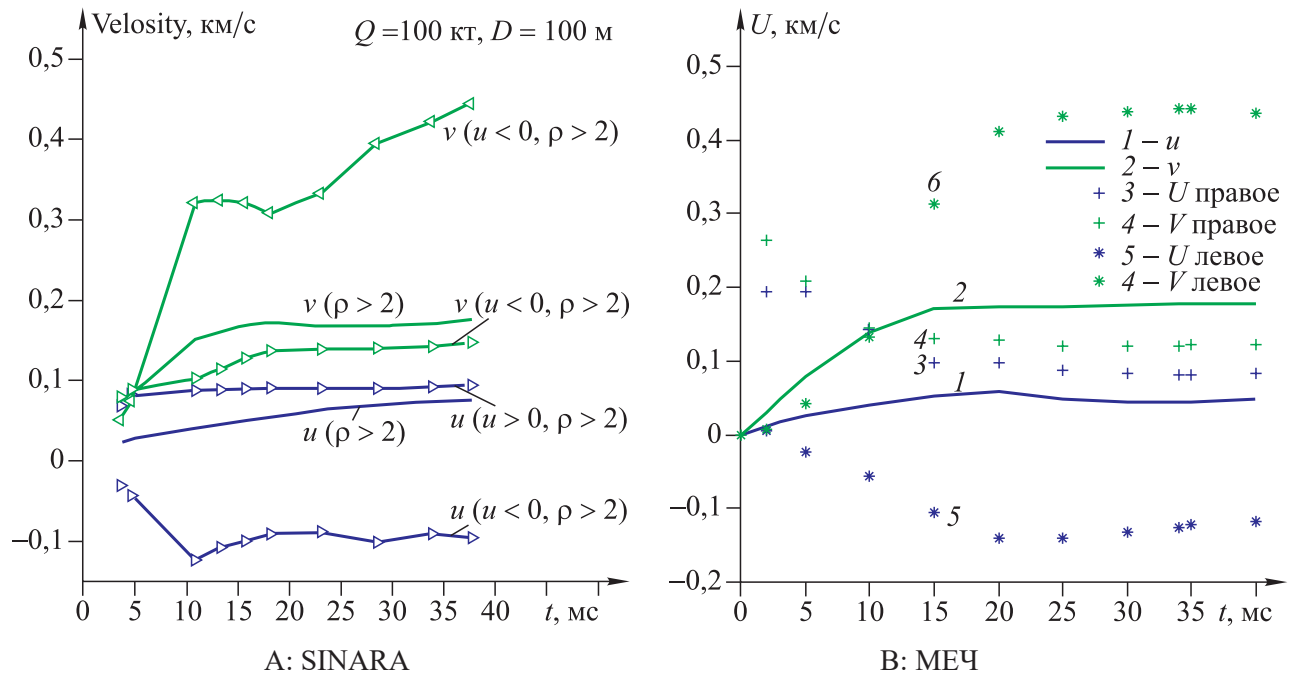


Рис. 28. Сравнение средних радиальных (v) и осевых (u) составляющих скорости разных направлений полета неиспаренной части тела с плотностью, более или равной 2 г/см^3 («неразрушенного» материала)

Обсуждение результатов

Как и следовало ожидать, в расчете мегатонного взрыва основные процессы осуществляются в газодинамическом режиме. Из представленных полей плотности, скорости и удельной внутренней энергии видно распространение ударной волны по телу и формирование области боковой разгрузки. Размеры области разгрузки увеличиваются по мере движения ударной волны. Происходит смыкание разгрузки на поверхности тела при выходе ударной волны на противоположную сторону (при $t = 15$ мс) и в центральных областях. В дальнейшем происходит уплотнение вещества в центральных областях и разлет периферийных областей с падением средней плотности разрушенного материала. Область более плотного вещества (названного условно «неразрушенным») также постепенно разлетается. При этом расширение в стороны (в радиальном направлении) идет гораздо быстрее, чем движется материал вдоль оси. Дальнейший разлет вещества может быть оценен без учета взаимодействия частиц друг с другом, т. к. практически везде давления в материале упали до нуля.

Аналогичные процессы имеют место и при 100-килотонном взрыве, но они выражены на более низком уровне скоростей. Ударная волна на противоположную сторону тела выходит при $t = 17,2$ мс. Расчет по комплексу SINARA показывает, что становятся более существенными тензорные свойства вещества. Они приводят к некоторому сдерживанию разлета в стороны и увеличению средней осевой составляющей скорости примерно в 1,5 раза для более плотных зон тела (рис. 24, 28).

Для существенного увеличения осевой скорости необходимо использовать распределенные взрывы, что имитировалось расчетом с кольцевым энерговыделением. В этом расчете по срав-

нению с предыдущим случаем больше энергии тратится на формирование осевого импульса, но только для вещества из приосевой зоны астероида.

Выводы

Расчетные исследования показали весьма сложную картину разлета разрушенного вещества при взрывном воздействии на малые тела типа Тунгусского (диаметром около 100 м) даже при весьма больших мощностях взрыва. В частности, при одиночном взрыве мощностью 1 Мт, кроме весьма диспергированного вещества, формируется область относительно уплотненного вещества. Эта область преимущественно разлетается в стороны, что может представлять собою некоторый недостаток схемы использования единичного локализованного взрыва.

При энергиях около 100 кт существенное влияние на передачу импульса и формирование поля скоростей оказывают прочностные свойства породы. В частности, несколько сдерживается разлет в стороны и увеличивается осевой разлет. В то же время, в реальной ситуации приближения опасного тела его прочностные свойства, скорее всего, будут неизвестны либо известны с существенными неопределенностями. Поэтому понадобятся дополнительные исследования по минимизации нежелательных эффектов взаимодействия продуктов разрушения тела с Землей и ее атмосферой.

Более высокая направленность воздействия может быть обеспечена синхронизованным групповым взрывом. При этом более сложной является задача доставки каждого из взрывных устройств к месту удара. Но эффект направленности может оказаться весьма ценным для того, чтобы такую технологию использовать. Эта схема заслуживает дальнейших исследований по месту размещения устройств (широта и глубина) и мощности зарядов. Выбор схемы должен осуществляться с учетом реальных траекторий и скоростей Земли и тела, времени обеспечения взрывного воздействия путем минимизации эффектов взаимодействия продуктов разрушения с атмосферой Земли.

Заметим также, что радиоактивные продукты находятся в испаренном веществе, которое разлетается с высокими скоростями (более 1 км/с), поэтому их концентрации при столкновении с атмосферой будут весьма низкими.

Представленные результаты следует рассматривать как предварительные качественные оценки, так как не учтены конкретные свойства веществ космического происхождения и форма тел. В то же время они вскрывают важные закономерности взрывного разрушения опасных тел и показывают необходимость изучения процессов воздействия.

Проведенные расчеты демонстрируют возможности двумерного численного моделирования как при раздельном, так и при совместном применении программ МЕЧ и SINARA. Можно оперативно проводить полноценные расчеты воздействия ядерных взрывов на объекты различных размеров, формы, структуры и из различных материалов. Учет упругопластических и прочностных свойств гранитного тела диаметром 100 м при взрыве в нем заряда мощностью 100 кт дает поправки к гидродинамическому расчету ~5...50% в различных интегральных величинах. Эта погрешность, возможно, сопоставима с неопределенностью наших знаний о прочностных свойствах конкретных небесных тел. Расчеты с учетом упругопластических и прочностных свойств материала позволят, на наш взгляд, достаточно правдоподобно оценивать нижнюю границу мощности взрыва, требуемого для разрушения тела.

Литература

1. **Анучина, Н. Н.** О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями [Текст] // Сб. ЧММСС. – 1970. – Т. 1, № 4.
2. **Аврорин, Е. Н.** Численное моделирование взаимодействия частиц кометы Галлея с космическим аппаратом [Текст] / Е. Н. Аврорин, Н. Н. Анучина, В. В. Гаджиева, В. П. Елсуков, Б. П. Мордвинов. – Препринт № 177. – М. : ИПМ АН СССР, 1985.
3. **Мелош, Г.** Образование ударных кратеров: геологический процесс [Текст]. – М. : Мир, 1994.
4. **Гаджиев, А. Д.** Пакет программ SINARA для математического моделирования динамики аварийных процессов в реакторах на быстрых нейтронах [Текст] / А. Д. Гаджиев, В. В. Гаджиева, Н. В. Горин, А. В. Ким, С. Ю. Кузьмин, С. Н. Лебедев и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Математическое моделирование физических процессов». – 2000. – Вып. 3.
5. **Gadgijeva, V. V.** Effect of nuclear shallow burst on asteroids [Text] / V. V. Gadgijeva, V. N. Nugin, O. N. Shubin, V. A. Simonenko // Proceedings of the Planetary Defense Workshop, LLNL, Livermore, California, May 22–26, 1995.
6. **Вахрамеев, Ю. С.** Модель разрушенной среды [Текст] // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Теоретическая и прикладная физика». – 1994. – Вып. 1.
7. **Вахрамеев, Ю. С. и др.** Разработка модели вещества для описания процессов с движением хрупких малопрочных сред [Текст]: годовой отчет по проекту МНТЦ № 1124. – Снежинск, 2000.
8. **Вахрамеев, Ю. С. и др.** Разработка модели вещества для описания процессов с движением хрупких малопрочных сред [Текст]: итоговый отчет по проекту МНТЦ № 1124. – Снежинск, 2002.
9. **Могиленских, Д. В.** Система научной визуализации VIZI для графического представления результатов математического моделирования [Текст] / Д. В. Могиленских, В. В. Фёдоров, И. В. Павлов // 3-й Сибирский конгресс по прикладной индустриальной математике (ИНПРИМ-98): тезисы докладов. – Новосибирск : Изд-во Института математики СО РАН, 1998.



АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РАЗВИТИЯ КАМУФЛЕТНЫХ ВЗРЫВОВ

О. Н. Шубин, Д. В. Петров

В литературе опубликовано большое количество приближенных аналитических решений задачи о распространении ударных волн и расширении полости при взрывах в природных средах. Достаточно полные обзоры подобных решений можно найти, например, в работах [1, 2]. К настоящему времени не представляет сложности описание с помощью численных расчетов, по крайней мере, одномерных течений, однако аналитические решения сохраняют свою актуальность при исследованиях отдельных черт явления взрыва. Ниже приводятся два аналитических решения на основе уравнения баланса энергии, построенных нами для демонстрации возможностей метода, который будет использован для описания двумерного кратерообразующего течения.

1. Рассмотрим сферически-симметричное движение несжимаемой упругопластической среды с начальной плотностью ρ_{00} , равной плотности зерна ρ_0 (аналог скальной горной породы), и прочностью Y под действием расширяющейся газовой полости.

Ввиду несжимаемости уравнение неразрывности $\text{div}(\rho\vec{u})=0$ принимает вид $\text{div}\vec{u}=0$ или

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) = 0.$$

Тогда массовая скорость среды изменяется в соответствии с зависимостью

$$u_r = \alpha(t)/r^2,$$

где $\alpha(t)$, вообще говоря, произвольная функция.

Указанное соотношение позволяет найти координаты заданного элемента среды в зависимости от времени. Если некоторый элемент среды в начальный момент находился в точке с радиусом r_0 , то в момент t его радиус r определяется соотношением

$$r(t)^3 = r_0^3 + 3 \int_0^t \alpha(t) dt.$$

Используя приведенные соотношения, составим уравнение баланса, учитывающее работу пластических деформаций и упругую энергию. В результате решения этого уравнения будет

получена функция $\alpha(t)$. Тем самым можно определить поле скоростей течения в любой момент времени и, в частности, найти радиус образующей полости.

Пусть начальный радиус полости – R_{0c} , начальная энергия газа в полости – E_0 . Введем безразмерные радиус, время и энергию:

$$\xi = \frac{r}{R_{0c}}, \quad \tau = \frac{t}{R_{0c}} \left(\frac{Y}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \varepsilon_0 = \frac{E_0}{Y R_{0c}^3}.$$

Указанное выше соотношение принимает вид

$$\xi^3 = \xi_0^3 + 3 \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau,$$

$$\xi_c^3 = 1 + 3 \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau,$$

где

$$\beta(\tau) = \frac{\alpha(t)}{R_{0c}^2} \left(\frac{\rho_0}{Y} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Работа, совершаемая адиабатически расширяющимся газом, связана с текущим радиусом полости $r_c(t)$ соотношением

$$A = E_0 \left[1 - \left(\frac{R_{0c}}{r_c(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \right].$$

Соответственно, безразмерная работа

$$a = \varepsilon_0 \left(1 - \xi_c^{-3(\gamma-1)} \right).$$

Кинетическая энергия грунта

$$E_{kin} = \int_{r_c}^{r_w} \frac{\rho_0 u^2}{2} dV = \int_{r_c}^{r_w} \frac{\rho_0}{2} \frac{\alpha^2}{r^4} 4\pi r^2 dr = 2\pi \rho_0 \alpha^2 \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r_w} \right),$$

α – безразмерная кинетическая энергия;

$$\varepsilon_{kin} = \frac{E_{kin}}{Y R_{0c}^3} = 2\pi \beta^2(\tau) \left(\frac{1}{\xi_c} - \frac{1}{\xi_w} \right),$$

где r_w – радиус фронта взрывной волны.

В случае скального грунта мы воспользуемся простейшей зависимостью радиуса фронта взрывной волны от времени, полагая скорость взрывной волны постоянной:

$$r_w = R_{0c} + c_p t.$$

Данное предположение в нашем случае не является слишком грубым, поскольку уже с расстояний около $3 \text{ м/кг}^{1/3}$ (то есть в зоне плавления породы) скорость УВ практически постоянна. Введя безразмерную скорость:

$$\bar{c}_p = c_p \left(\frac{\rho_0}{Y} \right)^{1/2},$$

получим $\xi_w = 1 + \bar{c}_p \tau$.

Рассмотрим работу пластических и упругих деформаций. Состояние текучести определим обычным условием Мизеса

$$\left\{ \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij} \right\}^{1/2} = Y.$$

Ненулевые компоненты тензора скоростей деформаций:

$$u_{r,r} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad u_{\vartheta,\vartheta} = u_{\varphi,\varphi} = \frac{u_r}{r}.$$

Соответственно, ненулевые компоненты дивергента тензора скоростей деформации:

$$\dot{\epsilon}_{rr} = -2 \frac{\alpha(t)}{r^3}, \quad \dot{\epsilon}_{\vartheta\vartheta} = \dot{\epsilon}_{\varphi\varphi} = \frac{\alpha(t)}{r^3}.$$

Соотношения для мощности пластических деформаций и энергии упругих деформаций в случае двумерных осесимметричных деформаций несжимаемой среды подробно рассмотрены в статье «Методика расчета размеров воронок малоуглубленных взрывов на основе Z-модели» данной книги. Согласно ей мощность пластических деформаций (работа пластических деформаций в единицу времени в единице объема)

$$\dot{W}_{plast} = s_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{\sqrt{2}Y}{(\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij})^{1/2}} (\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}) = \sqrt{2}Y (\dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij})^{1/2}.$$

Полная работа пластических деформаций во всей области пластического течения

$$E_{plast} = \int_0^t dt \int_{r_{melt}}^{r_{elastic}} \dot{W}_{plast} dV = \int_0^t 8\sqrt{3}\pi Y \alpha \ln \left(\frac{r_{elastic}}{r_{melt}} \right) dt,$$

и безразмерная работа пластических деформаций

$$\epsilon_{plast} = 8\sqrt{3}\pi \int_0^\tau \beta(\tau) \ln \left(\frac{\xi_{elastic}}{\xi_{melt}} \right) d\tau,$$

где $r_{elastic}$ – радиус границы, разделяющей зону пластического течения и упругих деформаций, r_{melt} – радиус зоны плавления.

В отличие от кинетической энергии, работа диссипации на пластических сдвигах бесконечна, если рассматривать течение во всём бесконечном пространстве (то есть при $\xi_{elastic} \rightarrow \infty$). Физически это означает, что для корректного описания процесса образования полости область пластического течения должна быть ограничена, например, некоторой границей, на которой деформации становятся чисто упругими. Положение этой границы также оценивается в статье

«Методика расчета размеров воронок малоуглубленных взрывов на основе Z-модели» данной книги. Окончательный результат в случае сферически-симметричного течения:

$$\xi_{elastic} = \frac{R_{elastic}}{R_{oc}} = \left\{ \frac{(\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau}{1 - \exp\left(-\frac{\lambda+1}{\sqrt{3\lambda}} \frac{Y}{G}\right)} \right\}^{\frac{1}{\lambda+1}},$$

где G – модуль сдвига.

Упругая энергия среды единицы объема за пределами упругого радиуса

$$W_{elastic} = G(e_{rr}^2 + e_{\theta\theta}^2 + e_{\varphi\varphi}^2) = \frac{3}{2} G e_{rr}^2 = \frac{3}{2} G \lambda^2 \ln^2 \left(\frac{r(t)}{r_o} \right).$$

Подставляя соотношения для $r(t)$, получим

$$W_{elastic} = \frac{3\lambda^2 G}{2(\lambda+1)^2} \ln^2 \left[\frac{\xi^{\lambda+1}}{\xi^{\lambda+1} - (\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau} \right] = -\frac{3\lambda^2 G}{2(\lambda+1)^2} \ln^2 \left[1 - \frac{(\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau}{\xi^{\lambda+1}} \right].$$

Полная энергия упругих деформаций

$$\delta E_{elastic} = \int_{\xi_{elastic}}^{\infty} W_{elastic} dV = \int_{\xi_{elastic}}^{\infty} \frac{3}{2} G \lambda^2 \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right] \frac{1}{\xi^{2(\lambda+1)}} 2\pi R_{oc}^3 \xi^{\lambda} d\xi d\mu_{oc},$$

а безразмерная упругая энергия

$$\epsilon_{elastic} = \frac{E_{elastic}}{Y R_{oc}^3} = \frac{8\pi}{3} \frac{G}{Y} \int_{\xi_{elastic}}^{\xi_w} \ln^2 \left[\frac{3 \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau}{\xi^3} \right] \xi^2 d\xi.$$

Учитывая, что $Y \ll G$, соотношение для упругого радиуса может быть приближенно представлено в виде

$$\xi_{elastic} \approx \left\{ \frac{2\sqrt{3}G}{Y} \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right\}^{\frac{1}{3}}.$$

Упругий режим возникает в некоторой области течения, когда взрывная волна удаляется на большое расстояние от стенки полости. При достаточно больших значениях τ безразмерный радиус полости может быть приближенно представлен в виде

$$\xi_c = \left(1 + 3 \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{3}} \approx \left(3 \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{3}},$$

и упругий радиус связан с текущим радиусом полости соотношением

$$\xi_{elastic} \approx \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{Y} \right)^{\frac{1}{3}} \xi_c(\tau).$$

Благодаря малому значению показателя степени выражение

$$\left(\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{3}}$$

принимает значения близкие к максимальному (которое достигается при значении $\tau = \tau_f$, соответствующем моменту остановки стенки полости) уже при относительно небольших значениях τ . Таким образом, приближенно можно считать упругий радиус постоянным и равным

$$\xi_{elastic} \approx \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{Y} \right)^{\frac{1}{3}} \xi_{cf} \approx \left(\frac{2\sqrt{3}G}{Y} \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{3}},$$

где $\xi_{cf} = \xi_c(\tau_f)$ – окончательный радиус стенки полости.

Вообще говоря, можно сразу задавать некоторое постоянное значение $\xi_{elastic} = \text{const}$ и рассматривать его как параметр среды. Как следует из соотношения, связывающего упругий радиус с текущим значением радиуса полости, задание параметра $\xi_{elastic}$ эквивалентно заданию модуля сдвига G .

Итак, поскольку $G \gg Y$, то $\xi_{elastic} \gg \xi_c$, и при значениях $\xi > \xi_{elastic}$ соотношение для полной энергии упругих деформаций принимает вид

$$\varepsilon_{elastic} = \frac{8\pi}{3} \frac{G}{Y} \int_{\xi_{elastic}}^{\xi_w} \ln^2 \left[1 - \frac{\xi_c^3}{\xi^3} \right] \xi^2 d\xi \approx \frac{8\pi}{3} \frac{G}{Y} \int_{\xi_{elastic}}^{\xi_w} \frac{\xi_c^6}{\xi^6} \xi^2 d\xi = \frac{8\pi}{9} \frac{G}{Y} \xi_c^6 \left(\frac{1}{\xi_{elastic}^3} - \frac{1}{\xi_w^3} \right).$$

В области пластического течения (то есть в области, где достигнут предел текучести) среда также обладает упругой энергией. При этом упругая энергия единицы объема определяется соотношением

$$W_{elastic} = G(e_{rr}^2 + e_{\theta\theta}^2 + e_{\varphi\varphi}^2) = \frac{2}{3} G e_{rr}^2 = \frac{1}{2} \frac{Y^2}{G},$$

где

$$e_{rr} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Y}{G}$$

определяется на момент достижения предела текучести в данной точке и, как мы видим, не зависит от координаты этой точки. Тогда полная упругая энергия части среды, находящейся в пластическом состоянии

$$E_{elastic} = \frac{4}{3} \pi (r_{elastic}^3 - r_c^3) \frac{1}{2} \frac{Y^2}{G} = \frac{2\pi}{3} \frac{Y^2}{G} (r_{elastic}^3 - r_c^3).$$

Таким образом, при значениях $\xi_c < \xi < \xi_{elastic}$, соотношение для полной безразмерной энергии упругих деформаций имеет вид

$$\varepsilon_{elastic} = \frac{2\pi}{3} \frac{Y}{G} (\xi_{elastic}^2 - \xi_c^3).$$

В процессе расширения полости кинетическая энергия грунта убывает за счет работы упругих и пластических деформаций:

$$\delta E_{kin} + \delta E_{pot} + \delta Q_{kin} + \delta E_{plast} + \delta E_{elastic} = \delta E_{kin}(t=0) = \delta E_{eff}.$$

Разделив обе части этого уравнения на YR_{0c}^3 , получим

$$\delta \varepsilon_{kin} + \delta \varepsilon_{pot} + \delta q_{kin} + \delta \varepsilon_{plast} + \delta \varepsilon_{elastic} = \delta \varepsilon_{kin}(t=0) = \delta \varepsilon_{eff}.$$

Подставляя в последнее соотношение выражения для безразмерных энергий всех процессов, приведенные выше, получим интегральное уравнение относительно функции $\beta(\tau)$. Это уравнение решается численно методом итераций относительно члена, содержащего $\beta^2(\tau)$. Компактность соответствующего оператора, обеспечивающая сходимость, очевидна из физических соображений.

2. Рассмотрим теперь сферически-симметричное движение упругопластической среды с начальной плотностью ρ_{00} , существенно отличающейся от плотности зерна ρ_0 (аналог малопрочной пористой горной породы), под действием расширяющейся газовой полости. Будем полагать, что на фронте УВ грунт мгновенно сжимается до плотности зерна и далее ведет себя, как несжимаемая пластическая среда с пределом текучести, равным Y . В этом случае все соотношения п. 1. сохраняют силу, но меняется закон движения фронта УВ. Кроме того, в уравнении баланса необходимо учесть необратимое поглощение энергии на фронте УВ.

Закон движения фронта УВ от времени $r_w(t)$ найдем из условия сохранения массы в области течения:

$$\frac{4}{3} \pi \rho_{00} (r_w^3 - R_{0c}^3) = \frac{4}{3} \pi \rho_0 (r_w^3 - r_c^3),$$

откуда

$$\xi_w^3 = \frac{r_w^3}{R_{0c}^3} = \frac{K \xi_c^3 - 1}{K - 1},$$

где $K = \rho_0 / \rho_{00}$ – коэффициент пористости.

Скорость УВ

$$D_w = \frac{dr_w}{dt} = \left(\frac{Y}{\rho_0} \right)^{1/2} \frac{d\xi_w}{d\tau} = \left(\frac{Y}{\rho_0} \right)^{1/2} \bar{D}_w,$$

где \bar{D}_w – безразмерная скорость УВ. Дифференцируя выражение для ξ_w , получим

$$\bar{D}_w = \frac{K}{K-1} \frac{\beta(\tau)}{\xi_w^2}.$$

На фронте УВ происходит необратимое поглощение тепловой энергии, величина которой зависит от амплитуды (p_w) УВ и пористости среды. Как известно, при распространении УВ в пористой среде величина поглощенной энергии на единицу массы приближенно составляет

$$\Delta E_h \approx \frac{1}{2} p_w \left(\frac{1}{\rho_{00}} - \frac{1}{\rho_0} \right).$$

Соответственно, в шаровом слое радиусом r_w и толщиной dr_w поглощается энергия:

$$dE_h \approx \frac{1}{2} p_w \left(\frac{1}{\rho_{00}} - \frac{1}{\rho_0} \right) 4\pi\rho_{00}r_w^2 dr = 2\pi\rho_{00}u_w D_w \left(1 - \frac{1}{K} \right) r_w^2 D_w dt = 2\pi \frac{K-1}{K^2} \rho_0 D_w^2 \alpha(t) dt,$$

где мы воспользовались фундаментальным соотношением $p_w = \rho_{00}u_w D_w$, связывающим величины на фронте УВ, и зависимостью массовой скорости от координаты в несжимаемой среде $u_w = \alpha(t)/r_w^2$. Учитывая соотношение для скорости УВ, интегрируя по времени и переходя к безразмерным переменным, окончательно получим для полной безразмерной энергии, необратимо поглощенной на фронте УВ:

$$\varepsilon_h = \frac{E_h}{YR_{0c}^3} \approx \frac{2\pi}{K-1} \int_0^\tau \frac{\beta^3(\tau) d\tau}{\xi_w^4(\tau)}.$$

Уравнение баланса в случае пористой среды принимает вид:

$$\varepsilon_{kin} + \varepsilon_{plast} + \varepsilon_{elastic} + \varepsilon_h = a.$$

Подставляя в последнее соотношение выражения для безразмерных энергий всех процессов, приведенные выше, получим интегральное уравнение относительно функции $\beta(\tau)$.

3. Результаты расчетов, согласно описанной выше модели размеров полостей в граните и влажном аллювии, приведены в табл. 1 и 2. Оказалось, что модель существенно завышает размеры полостей, и для совпадения с результатами численных расчетов по программе «Волна» необходимо ввести некоторую эффективную энергию $E_{eff} = \eta E_0$, где коэффициент

$$\eta \approx \left(\frac{R_{cf}^{(модель)}}{R_{cf}^{(Волна)}} \right)^3.$$

Фактически такая поправка отражает необратимые потери энергии на фронте УВ, которые в рассматриваемой модели либо не учитываются вообще (в случае гранита), либо учитываются частично (в случае пористого аллювия). Характерно, что эти потери энергии происходят на

расстояниях в первые м/кТ^{1/3}. Такой вывод подтверждается результатами расчетов, приведенными на рис. 1–9. В этих расчетах мы принимали для гранита $\eta = 0,49$ и для влажного аллювия $\eta = 0,67$. Оказалось, что модель относительно хорошо описывает динамику развития полости, а в случае аллювия – и процесс распространения УВ. Указанные значения η можно было ожидать заранее, поскольку за фронтом сильной УВ кинетическая энергия и тепловая энергия примерно равны.

В случае взрыва ВВ результаты модельных и численных расчетов согласуются гораздо лучше, чем для ЯВ. При этом мы использовали для тротила эффективное значение $\gamma = 1,8$, подобранное по зависимости $A_c(R_c)$, полученной в расчетах по программе «Волна». Оказалось, что при взрыве ВВ в граните ($Y_s = 1$ кбар) радиус полости согласно рассматриваемой модели составляет $R_{cf} = 12,57$ м/кТ^{1/3}. В численном расчете было получено значение $R_{cf} = 12,87$ м/кТ^{1/3}, и разница в эффективных энергиях составляет ~7%. Во влажном аллювии ($Y_s = 0,5$ кбар) результаты еще ближе: $R_{cf} = 19,66$ м/кТ^{1/3} в модельном расчете, $R_{cf} = 19,55$ м/кТ^{1/3} в численном расчете и разница в эффективных энергиях составляет ~2%. Таким образом, построенная модель несжимаемой среды относительно хорошо описывает процесс развития полости при камуфлетном взрыве с точностью до начальной стадии, когда необратимые потери энергии на фронте УВ велики.

Таблица 1

Радиусы полостей в граните, полученные согласно аналитической модели и в расчетах по программе «Волна»

Y_s , кбар	$R_{cf}^{(Волна)}$, м/кТ ^{1/3}	$R_{cf}^{(модель)}$, м/кТ ^{1/3}	$\left(\frac{R_{cf}^{(модель)}}{R_{cf}^{(Волна)}}\right)^3$	$R_{cf}^{(модель)}$ (с поправкой $\eta = 0,49$), м/кТ ^{1/3}
1	9,85	12,53	0,486	9,84
2	8,10	10,86	0,492	8,06
5	6,32	7,94	0,504	6,25
7,5	5,87	7,11	0,563	5,62
10	5,50	6,60	0,579	5,22

Таблица 2

Радиусы полостей во влажном аллювии, полученные согласно аналитической модели и в расчетах по программе «Волна»

Y_s , кбар	$R_{cf}^{(Волна)}$, м/кТ ^{1/3}	$R_{cf}^{(модель)}$, м/кТ ^{1/3}	$\left(\frac{R_{cf}^{(модель)}}{R_{cf}^{(Волна)}}\right)^3$	$R_{cf}^{(модель)}$ (с поправкой $\eta = 0,67$), м/кТ ^{1/3}
0,15	18,91	22,02	0,633	19,98
0,3	16,23	18,60	0,664	16,84
0,5	14,47	16,38	0,689	14,83

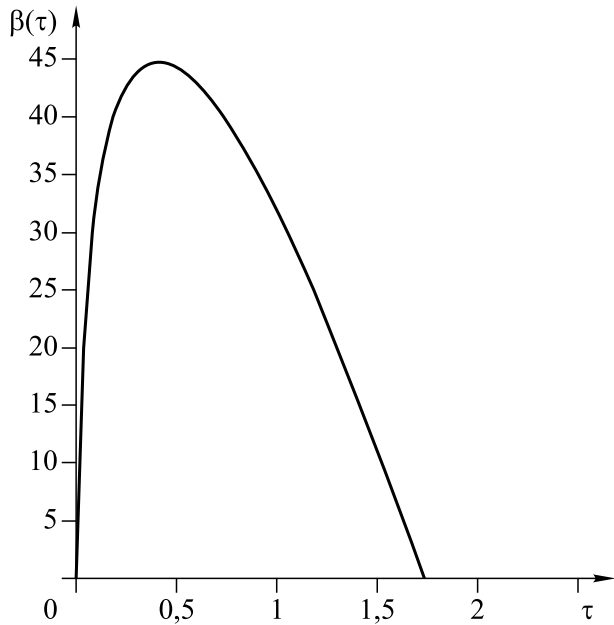


Рис. 1. Зависимость $\beta(\tau)$ для гранита ($Y_s = 1$ кбар)

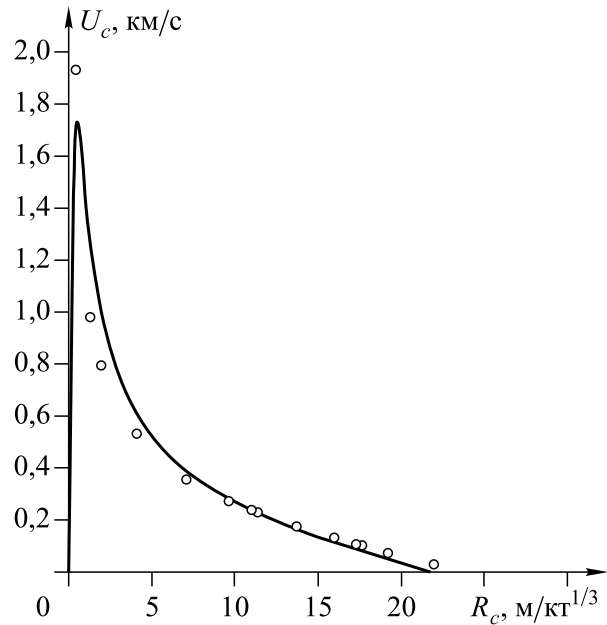


Рис. 2. Зависимость скорости стенки полости от радиуса полости в граните ($Y_s = 1$ кбар):
 \circ – расчет по «Волне»; — – аналитическая модель

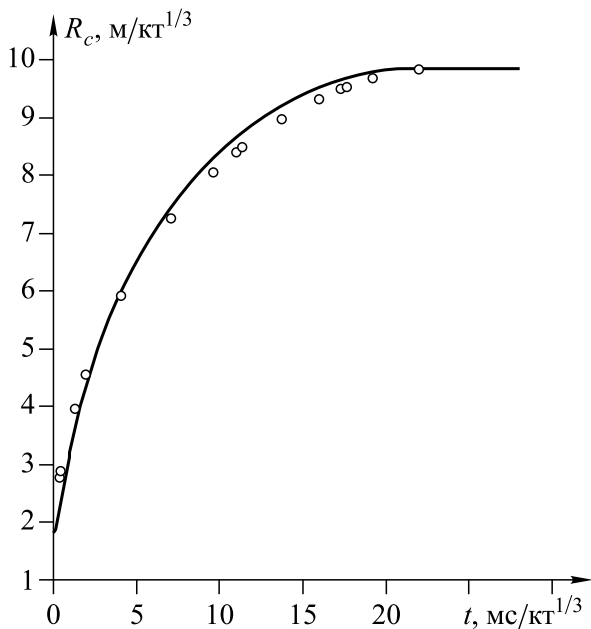


Рис. 3. Зависимость радиуса полости от времени в граните ($Y_s = 1$ кбар):
 \circ – расчет по «Волне»; — – аналитическая модель

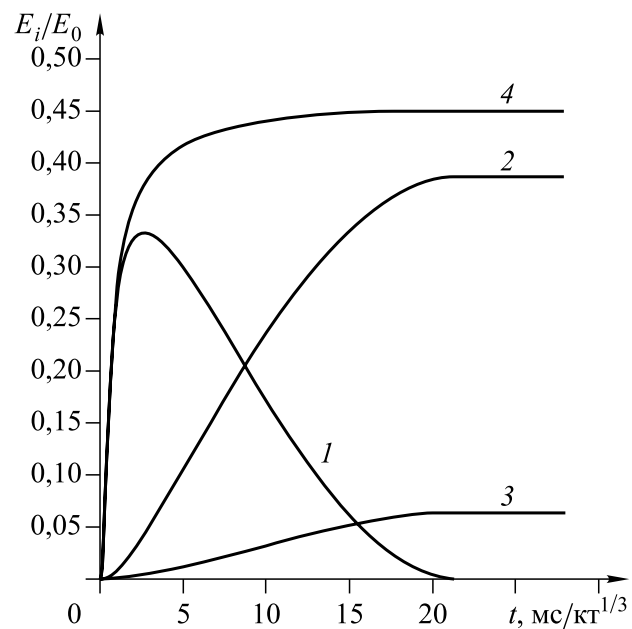


Рис. 4. Зависимости энергии различных процессов от времени при взрыве в граните ($Y_s = 1$ кбар):
 1 – E_{kin}/E_0 ; 2 – E_{plast}/E_0 ; 3 – E_{elast}/E_0 ;
 4 – $(E_{kin} + E_{plast} + E_{elast})/E_0$

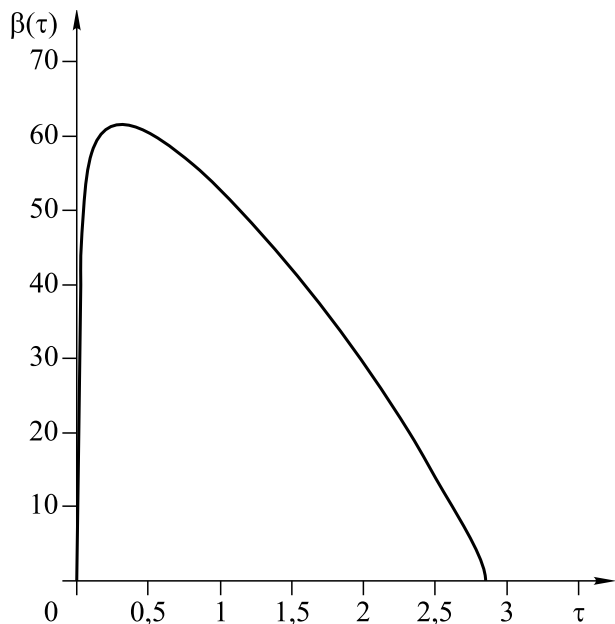


Рис. 5. Зависимость $\beta(\tau)$ для влажного алюминия ($Y_s = 0,5$ кбар)

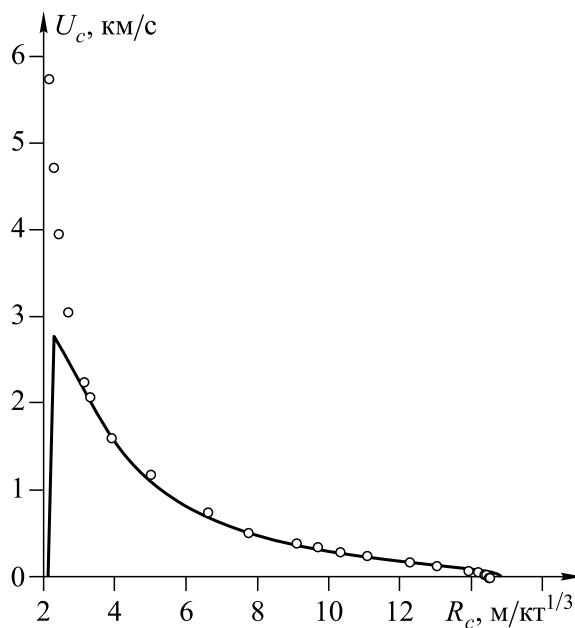


Рис. 6. Зависимость скорости стенки полости от радиуса полости во влажном алюминии ($Y_s = 0,5$ кбар):

○ – расчет по «Волне»; — – аналитическая модель

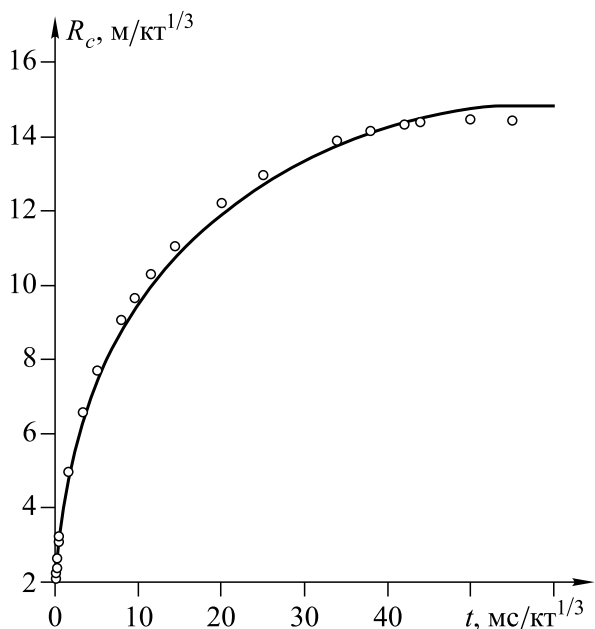


Рис. 7. Зависимость радиуса полости от времени во влажном алюминии ($Y_s = 0,5$ кбар):

○ – расчет по «Волне»; — – аналитическая модель

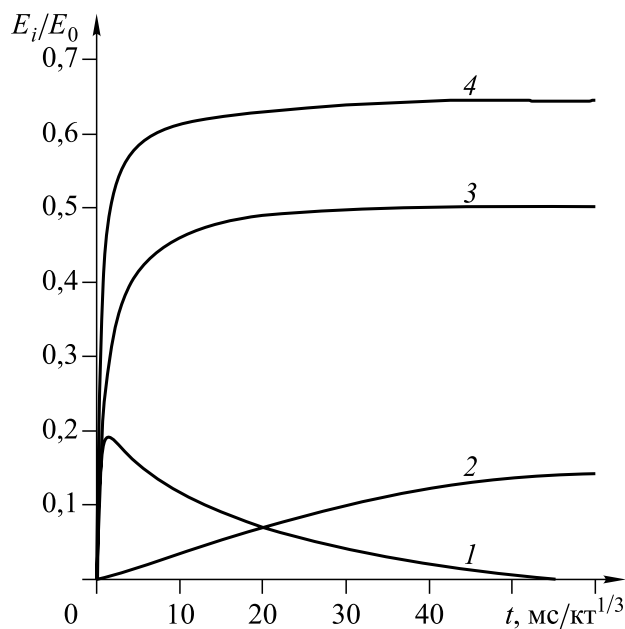


Рис. 8. Зависимости энергии различных процессов от времени при взрыве во влажном алюминии ($Y_s = 0,5$ кбар):

1 – E_{kin}/E_0 ; 2 – E_{plast}/E_0 ; 3 – E_h/E_0 ;
4 – $(E_{kin} + E_h + E_{plast} + E_{elast})/E_0$

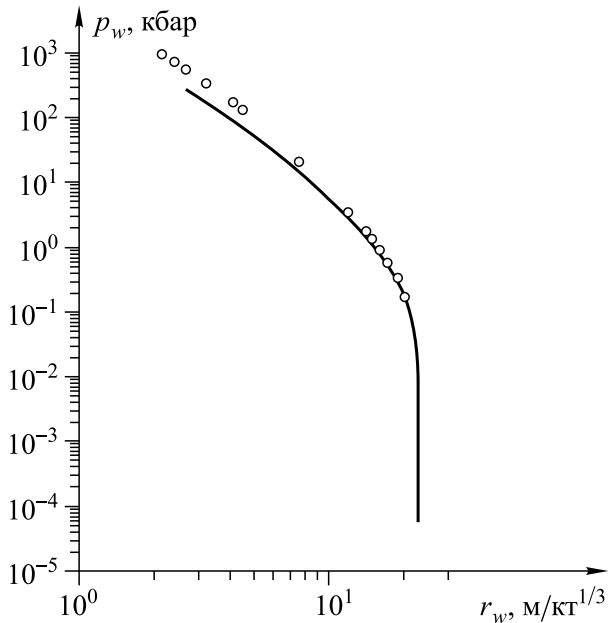


Рис. 9. Зависимость давления на фронте УВ от радиуса во влажном аллювии ($Y_s = 0,5$ кбар):

○ – расчет по «Волне»; — – аналитическая модель

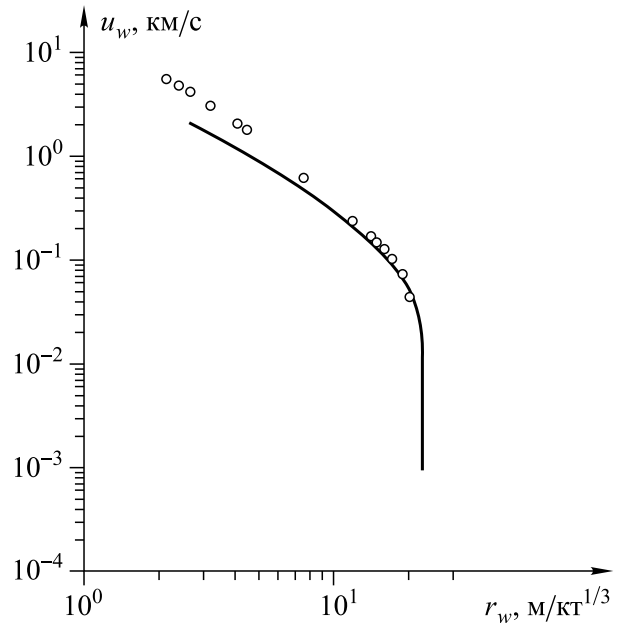


Рис. 10. Зависимость массовой скорости на фронте УВ от радиуса во влажном аллювии ($Y_s = 0,5$ кбар):

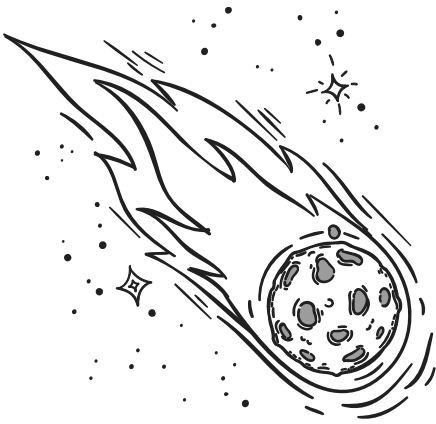
○ – расчет по «Волне»; — – аналитическая модель

Выводы

Построены аналитические решения на основе уравнения баланса энергии для задачи расширения камуфлетной полости при взрыве.

Литература

1. Адеев, А. В. Космическая угроза и защита Земли [Текст] / А. В. Адеев, В. Н. Ананийчук, В. А. Волков, В. Ф. Куропатенко, Б. В. Литвинов, Д. В. Петров, О. Н. Шубин. – Снежинск : Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 1995 г.
2. Адушкин, В. В. Механика подземного взрыва [Текст] / В. В. Адушкин, В. Н. Костюченко, В. Н. Николаевский, В. М. Цветков // Итоги науки и техники: сер. Механика твердых деформируемых тел. – М. : ВИНТИ, 1973. – Т. 7.



Всякий раз, как возникает потребность в анализе или высшей алгебре, вы должны воспринимать это как тревожный сигнал о том, что оператор пытается подменить опыт теорией.

В. Грэм «Разумный вкладчик»

МЕТОДИКА РАСЧЕТА РАЗМЕРОВ ВОРОНОК МАЛОЗАГЛУБЛЕННЫХ ВЗРЫВОВ НА ОСНОВЕ Z-МОДЕЛИ

О. Н. Шубин, Д. В. Петров

1. Основные положения Z-модели Максвелла

Основные положения Z-модели были впервые изложены в работе [1]. Они базируются на двух основных фактах, установленных экспериментально и с помощью численных расчетов:

1. Кратерообразующее течение происходит в течение длительного времени после прохождения ударной волны взрыва, когда амплитуды импульсных напряжений существенно снизились. При этом движение происходит под действием сил инерции.

2. Кратерообразующее течение может быть приближенно представлено как течение несжимаемой среды.

Введем эйлерову сферическую систему координат с центром O, расположенным на свободной поверхности над центром взрыва. Ось Oz направим вертикально вниз. Соответствующие сферические координаты, как обычно, обозначим (r, ϑ, φ) .

В данной модели предполагается, что:

1. В элементе среды, пересекающем свободную поверхность, происходит откол, и дальнейшее движение происходит по баллистической траектории, не оказывая влияния на общее течение среды.

2. Течение среды ниже свободной поверхности является несжимаемым, то есть $\text{div}(\rho\vec{u})=0$.

3. Радиальная компонента массовой скорости среды ниже свободной поверхности изменяется в соответствии с зависимостью

$$u_r = \alpha(t)/r^\lambda. \quad (1)$$

В работе [1] показатель степени при r в соотношении (1) обозначен как Z, что и дало название модели. По нашему мнению, во избежание недоразумений удобнее использовать другое обозначение (мы используем λ).

В соответствии с предположением 2:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta u_\vartheta) = 0.$$

Подставляя зависимость для радиальной компоненты массовой скорости и интегрируя по ϑ , учитывая, что на оси Oz (т. е. при $\vartheta = 0$) $u_\vartheta = 0$, получим вторую компоненту массовой скорости

$$u_\vartheta = \frac{(\lambda - 2)u_r \sin \vartheta}{1 + \cos \vartheta}. \quad (2)$$

Оказалось, что для стадии формирования кратерообразующего течения зависимости (1) и (2), при соответствующем выборе значения λ , довольно точно передают поля скоростей, получаемые в численных расчетах [1, 2, 3, 4]. В работе [1] приводятся следующие значения параметра λ , полученные на основании численного моделирования для контактных ядерных взрывов: $\lambda \approx 2$ для $\vartheta = 0^\circ$, $\lambda \approx 2,7$ для $30^\circ < \vartheta < 60^\circ$, $\lambda \geq 4$ для $\vartheta > 75^\circ$. В работе [2] приводится среднее значение параметра λ , полученное на основании численного моделирования для малоуглубленного ядерного взрыва Johnie Boy – $\lambda \approx 2,71$.

Поле скоростей однозначно определяет угол вылета ϑ_e элементов среды через свободную поверхность (т. е. угол, который вектор массовой скорости составляет со свободной поверхностью):

$$\vartheta_e = \arctg(\lambda - 2).$$

Для значений $\lambda = 3 \dots 4$ угол вылета $\vartheta_e = 45^\circ \dots 63,4^\circ$, что соответствует экспериментальным данным.

Предположение о несжимаемости и специальный вид зависимости (1) приводят к стационарности линий тока. Действительно, подставляя в уравнение для линии тока

$$\frac{dr}{u_r} = \frac{r d\vartheta}{u_\vartheta}$$

соотношения (1) и (2), получим для линии тока, проходящей через точку (r_1, ϑ_1) :

$$\left(\frac{r}{r_1}\right)^{\lambda-2} = \frac{1-\mu}{1-\mu_1}, \quad (3)$$

где $\mu = \cos \vartheta$. Заметим, что этот результат не зависит от вида $\alpha(t)$, причем функции $\alpha(t)$ могут быть различными для разных линий тока. Для примера на рис. 1. приведена конфигурация линий тока для $\lambda = 2,71$.

Соотношения (1) и (3) позволяют найти координаты заданного элемента среды в зависимости от времени. Если некоторый элемент среды в начальный момент находился в точке с координатами (r_0, ϑ_0) , то в момент t его координаты определяются соотношениями:

$$r(t)^{\lambda+1} = r_0^{\lambda+1} + (\lambda+1) \int_0^t \alpha(t) dt, \quad \left(\frac{r(t)}{r_0}\right)^{\lambda-2} = \frac{1-\mu(t)}{1-\mu_0}. \quad (4)$$

Для любой стационарной линии тока может быть составлено уравнение баланса, учитывающее работу пластических деформаций, упругую энергию и изменение потенциальной энергии. В результате решения этого уравнения будет получена функция $\alpha(t)$ для данной линии тока. Тем самым, можно определить поле скоростей кратерообразующего течения в любой момент времени и, в частности, найти параметры образующейся воронки. В работе [5] указано,

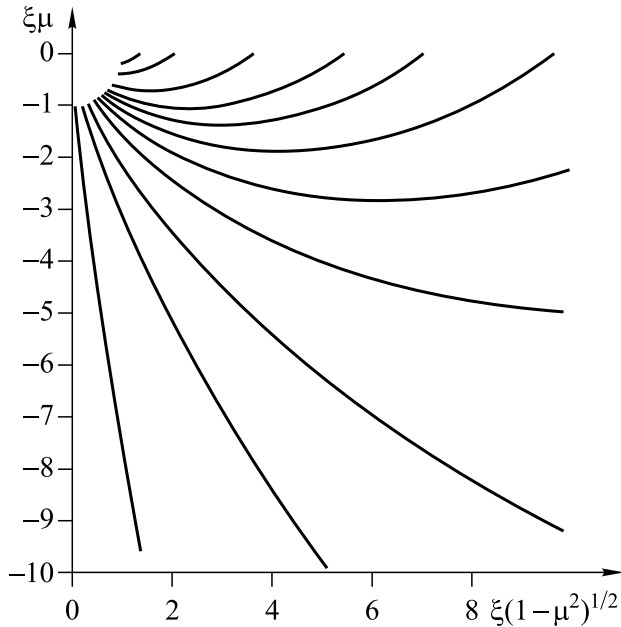


Рис. 1. Конфигурация линий тока для $\lambda = 2,71$

и определяется только среднее по времени значение функции $\alpha(t)$. В то же время в публикациях американских ученых, работающих в области исследования эффективности ядерного оружия, часто вместе с результатами численных расчетов стадии формирования кратерообразующего течения приводятся и результаты определения соответствующих значений параметра λ .

2. Постановка задачи

Рассмотрим течение несжимаемой упругопластической среды с плотностью ρ_{0c} . В начальный момент времени среда занимает полупространство с вырезанной полусферической полостью радиуса R_{0c} с центром в начале координат. Давление на границе полости равно нулю, радиальная компонента массовой скорости на границе полости равна U_{0c} . Компоненты массовых скоростей в некоторой точке в зависимости от времени даются соотношениями (1) и (2). Движение среды происходит внутри стационарных трубок тока. Каждую трубку тока будем характеризовать координатами точки, из которой она выходит (R_{0c}, ϑ_{0c}) или (R_{0c}, μ_{0c}), и начальным углом раствора $d\mu_{0c}$. Координаты точек (r, μ) вдоль линии тока связаны между собой соотношением

$$\left(\frac{r}{R_{0c}}\right)^{\lambda-2} = \frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}}. \quad (5)$$

В дальнейшем нам понадобятся две системы координат: (r, μ_{0c}) и (μ, μ_{0c}) .

Начальная энергия кратерообразующего движения E_{eff} является суммой кинетической и упругой энергий среды в момент $t = 0$. Соответствующую величину для отдельной трубки тока обозначим δE_{eff} . С течением времени кинетическая энергия в отдельной трубке тока убывает за счет работ пластических и упругих деформаций, изменения потенциальной энергии в поле

что такие уравнения баланса были построены в десяти случаях для сред различных типов. Для численного моделирования образования воронок с использованием этих уравнений была создана программа CRAZY. Конкретная информация о моделях, использованных в программе, и полученных результатах содержится в закрытых и, соответственно, недоступных нам отчетах Defense Nuclear Agency (например, [4]). В опубликованных в открытой печати работах по Z-модели приводятся только некоторые простые оценки для воронок взрыва. Так, например, в работе [3] приводятся результаты анализа сравнительного влияния прочности и силы тяжести на глубину кратера, образующегося при высокоскоростных ударах. При этом рассматривается единственная линия тока, направленная вдоль вертикальной оси,

тяжести и потока кинетической энергии через свободную поверхность. Обмена энергией между соседними трубками тока не происходит.

Введем безразмерные радиус и время

$$\xi = r/R_{0c}, \quad \tau = U_{0c}t/R_{0c},$$

и безразмерные начальные энергии

$$\varepsilon_{eff} = \frac{E_{eff}}{\rho_0 U_{0c}^2 R_{0c}^3}, \quad \delta\varepsilon_{eff} = \frac{\delta E_{eff}}{\rho_0 U_{0c}^2 R_{0c}^3}.$$

Ведem безразмерную функцию

$$\beta(\tau) = \frac{\alpha(\tau R_{0c}/U_{0c})}{R_{0c}^\lambda U_{0c}}.$$

Тогда радиальная компонента массовой скорости

$$u_r = U_{0c} \xi^{-\lambda} \beta(\tau),$$

координаты точек (ξ, μ) вдоль линии тока связаны между собой соотношением

$$\xi^{\lambda-2} = \frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}}, \quad (6)$$

зависимость радиуса элемента среды от времени

$$\xi^{\lambda+1} = \xi_0^{\lambda+1} + (\lambda+1) \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau, \quad (7)$$

и, соответственно, зависимость радиуса полости от времени

$$\xi_c^{\lambda+1} = \xi_{0c}^{\lambda+1} + (\lambda+1) \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau. \quad (8)$$

Координата точки выхода линии тока на свободную поверхность

$$\xi_e = (1-\mu_{0c})^{\frac{1}{2-\lambda}}. \quad (9)$$

3. Элемент объема

В силу несжимаемости потоки массы через любое сечение трубки тока в данный момент времени одинаковы. Рассмотрим момент $t = 0$. Обозначим площадь сечения кольца, вырезанного поверхностью, перпендикулярной трубке тока: в точке R_{0c} – это dS_{0c} и в точке r – это dS ; соответствующие значения массовых скоростей – u_{0c} и u . Тогда

$$dS_{0c} u_{0c} = dS u.$$

Площадь кольца, вырезаемая трубкой тока на поверхности сферы радиуса R_{0c} –

$$dS_{sphere} = 2\pi R_{0c}^2 d\mu_{0c}.$$

Углы между полными векторами массовых скоростей и их радиальными компонентами обозначим ψ_{0c} и ψ :

$$\cos\psi_{0c} = U_{0c}/u_{0c}, \quad \cos\psi = u_r/u.$$

Тогда

$$dS_{0c} = dS_{sphere} \cos\psi_{0c}.$$

Элемент длины вдоль линии тока

$$d\ell = \frac{dr}{\cos\psi} = \frac{u}{u_r} dr.$$

Соответственно, элемент объема

$$dV = dS d\ell = \frac{u_{0c}}{u} dS_{0c} \frac{u}{u_r} dr = \frac{u_{0c}}{u_r} dr dS_{sphere} \frac{U_{0c}}{u_{0c}} = \frac{U_{0c}}{u_r} dr dS_{sphere},$$

и окончательно получим для элемента объема в координатах (r, μ_{0c})

$$dV = 2\pi R_{0c}^{2-\lambda} r^\lambda dr d\mu_{0c}. \quad (10)$$

Формальное и более аккуратное рассмотрение дает аналогичный результат. В частности, в координатах $(\mu = \cos\vartheta, \mu_{0c})$ элемент объема

$$dV = \frac{2\pi R_{0c}^3}{\lambda-2} \left(\frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}} \right)^{\lambda-2} \frac{d\mu d\mu_{0c}}{1-\mu_{0c}}. \quad (11)$$

Для справки приведем соответствующие элементы длины вдоль и перпендикулярно линии тока:

$$d\ell_1 = R_{0c} \left(\frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}} \right)^{\frac{1}{\lambda-2}} \left[1 + \frac{1}{(\lambda-2)^2} \frac{1+\mu}{1-\mu} \right]^{1/2} d\vartheta,$$

$$d\ell_2 = R_{0c} \left(\frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}} \right)^{\frac{\lambda-1}{\lambda-2}} \frac{d\mu_{0c}}{\sin\vartheta \left[1 + (\lambda-2)^2 \operatorname{tg}^2(\vartheta/2) \right]^{1/2}},$$

$$d\ell_\varphi = R_{0c} \left(\frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}} \right)^{\frac{1}{\lambda-2}} \sin\vartheta d\varphi.$$

4. Кинетическая энергия

Кинетическая энергия среды в трубке тока в данный момент времени в координатах (r, μ_{0c})

$$\delta E_{kin} = \int_{r_c}^{r_e} \frac{\rho_0 u^2}{2} dV,$$

где

$$u = (u_r^2 + u_\theta^2)^{1/2} = \frac{\alpha(t)}{r^\lambda} \left[1 + (\lambda - 2)^2 (1 - \mu_{0c}) \left(\frac{r}{R_{0c}} \right)^{\lambda-2} \frac{1}{2 - (1 - \mu_{0c}) (r/R_{0c})^{\lambda-2}} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Вводя безразмерную кинетическую энергию

$$\delta \varepsilon_{kin} = \frac{\delta E_{kin}}{\rho_0 U_{0c}^2 R_{0c}^3},$$

получим

$$\delta \varepsilon_{kin} = \beta^2(\tau) \pi d \mu_{0c} \int_{\xi_c}^{\xi_e} \frac{1}{\xi^\lambda} \left[1 + (\lambda - 2)^2 (1 - \mu_{0c}) \frac{\xi^{\lambda-2}}{2 - (1 - \mu_{0c}) \xi^{\lambda-2}} \right] d\xi = \beta^2(\tau) \pi d \mu_{0c} (J_{kin1} + J_{kin2}). \quad (13)$$

Первый интеграл

$$J_{kin1} = \int_{\xi_c}^{\xi_e} \frac{d\xi}{\xi^\lambda} = -\frac{1}{\lambda-1} \xi^{1-\lambda} \Big|_{\xi_c}^{\xi_e} = \frac{1}{\lambda-1} (\xi_c^{1-\lambda} - \xi_e^{1-\lambda}). \quad (14)$$

Второй интеграл

$$J_{kin2} = (\lambda - 2)^2 (1 - \mu_{0c}) \int_{\xi_c}^{\xi_e} \frac{\xi^{-2} d\xi}{2 - (1 - \mu_{0c}) \xi^{\lambda-2}} \quad (15)$$

является интегралом от биномиального дифференциала, то есть выражения вида $\xi^m (a + b\xi^n)^p d\xi$. Поскольку p в данном случае – целое, то, как известно, рассматриваемое выражение интегрируется в конечном виде при любых рациональных значениях λ . Однако при этом требуется проводить интегрирование отдельно для каждого конкретного значения λ , и получаемые конечные выражения довольно громоздки. Поэтому в дальнейшем мы будем проводить интегрирование J_{kin2} численно.

5. Поток кинетической энергии через свободную поверхность

Согласно рассматриваемой модели, при пересечении некоторым элементом среды свободной поверхности он покидает систему, не оказывая дальнейшего влияния на процесс течения. При этом, однако, в уравнении баланса необходимо учесть унос кинетической энергии.

Масса в трубке тока в момент t

$$\delta M = \int_{\xi_c}^{\xi_e} \rho_0 dV = 2\pi\rho_0 R_{0c}^3 d\mu_{0c} \int_{\xi_c}^{\xi_e} \xi^\lambda d\xi = 2\pi\rho_0 R_{0c}^3 d\mu_{0c} \left. \frac{\xi^{\lambda+1}}{\lambda+1} \right|_{\xi_c}^{\xi_e} = \frac{2\pi}{\lambda+1} \rho_0 R_{0c}^3 d\mu_{0c} (\xi_e^{\lambda+1} - \xi_c^{\lambda+1}). \quad (16)$$

Из соотношения (8) следует

$$\frac{d\xi_c^{\lambda+1}}{d\tau} = (\lambda+1)\beta(\tau).$$

Тогда поток массы через свободную поверхность

$$\delta S_M = \frac{d}{dt}(\delta M) = -2\pi\rho_0 R_{0c}^2 U_{0c} \beta(\tau) d\mu_{0c}. \quad (17)$$

Скорость u_e , с которой элемент среды выбрасывается через свободную поверхность, получим, подставляя (9) в (12):

$$u_e = U_{0c} \beta(\tau) (1 - \mu_{0c})^{\frac{\lambda}{\lambda-2}} \left[1 + (\lambda - 2)^2 \right]^{1/2}. \quad (18)$$

Дифференциальный поток кинетической энергии (в единицу времени)

$$\delta S_{kin} = \delta S_M \frac{u_e^2}{2} = -\pi\rho_0 R_{0c}^2 U_{0c}^3 (1 - \mu_{0c})^{\frac{2\lambda}{\lambda-2}} \left[1 + (\lambda - 2)^2 \right] d\mu_{0c} \beta^3(\tau).$$

Интегральный поток кинетической энергии

$$\delta Q_{kin} = \int_0^t \delta S_{kin} dt.$$

Введем безразмерный интегральный поток кинетической энергии

$$\delta q_{kin} = \frac{\delta Q_{kin}}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2},$$

для которого окончательно получим

$$\delta q_{kin} = -\pi d\mu_{0c} (1 - \mu_{0c})^{\frac{\lambda}{\lambda-2}} \left[1 + (\lambda - 2)^2 \right] \int_0^\tau \beta^3(\tau) d\tau. \quad (19)$$

В дальнейшем, при обработке результатов модельных расчетов мы будем рассматривать также интегральный поток массы через свободную поверхность

$$\delta q_M = \frac{\delta Q_M}{\rho_0 R_{0c}^3} = -2\pi d\mu_{0c} \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau$$

и интегральный поток импульса

$$\delta q_I = \frac{\delta Q_I}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}} = -2\pi d\mu_{0c} (1-\mu_{0c})^{\frac{\lambda}{\lambda-2}} \left[1 + (\lambda-2)^2 \right] \int_0^\tau \beta^2(\tau) d\tau.$$

6. Изменение потенциальной энергии

Потенциальная энергия элемента среды с координатами (r, μ) , то есть на глубине $h = r \cos \vartheta = r\mu$, в поле тяжести $dE_{pot^*} = -gr\mu dV$. Соответственно потенциальная энергия в трубке тока

$$\delta E_{pot^*} = -\rho_0 g R_{0c}^4 2\pi d\mu_{0c} \int_{\xi_c}^{\xi_e} \xi^{\lambda+1} \left[1 - (1-\mu_{0c})\xi^{\lambda-2} \right] d\xi. \quad (20)$$

Введем безразмерную потенциальную энергию

$$\delta \varepsilon_{pot^*} = \frac{\delta E_{pot^*}}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2}$$

и безразмерный коэффициент

$$k_{pot} = \frac{g R_{0c}}{U_{0c}^2}, \quad (21)$$

физический смысл которого становится ясным, если соотношение (21) переписать в эквивалентном виде

$$k_{pot} = \frac{g R_{0c}}{U_{0c}^2} = \frac{\rho_0 R_{0c}^3 g R_{0c}}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2}.$$

Тогда (20) примет вид

$$\delta \varepsilon_{pot^*} = -\pi d\mu_{0c} k_{pot} J_{pot^*},$$

где

$$J_{pot^*} = 2 \int_{\xi_c}^{\xi_e} \xi^{\lambda+1} d\xi - 2(1-\mu_{0c}) \int_{\xi_c}^{\xi_e} \xi^{2\lambda-1} d\xi = \frac{2}{\lambda+2} \xi^{\lambda+2} \Big|_{\xi_c}^{\xi_e} - \frac{1-\mu_{0c}}{\lambda} \xi^{2\lambda} \Big|_{\xi_c}^{\xi_e}.$$

Удобно принять потенциальную энергию среды равной нулю в момент $t = 0$:

$$\delta \varepsilon_{pot} = \delta \varepsilon_{pot^*}(t) - \delta \varepsilon_{pot^*}(0) = -\pi d\mu_{0c} k_{pot} J_{pot}, \quad (22)$$

где

$$J_{pot} = \frac{2}{\lambda+2} \left[1 - \xi_c^{\lambda+2} \right] - \frac{1-\mu_{0c}}{\lambda} \left[1 - \xi_c^{2\lambda} \right]. \quad (23)$$

В таком виде $\delta \varepsilon_{pot}$ представляет собой изменение потенциальной энергии среды в трубке тока относительно начальной.

7. Работа упругих и пластических деформаций

7.1. Для вычисления работы пластических деформаций будем использовать модель жестко-пластического течения, когда определяющее уравнение имеет вид

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = b s_{ij},$$

где $\dot{\varepsilon}_{ij}$, s_{ij} – девиаторы тензора скоростей деформации и тензора напряжений соответственно, а i, j пробегают значения r, θ, φ .

Возможность использования приближения модели жесткопластического течения для описания течений с большими деформациями и, в частности, для описания процесса кратерообразования подробно обсуждается, например, в [6]. Данное приближение хорошо описывает течения с деформациями сдвига, сопоставимыми с деформациями, соответствующими достижению предела текучести.

Для справки мы приведем вывод выражения для коэффициента b и мощности пластических деформаций, следуя, например, [7]. Возведем определяющее уравнение в квадрат:

$$\left(\dot{\varepsilon}_{ij}\right)^2 = b^2 \left(s_{ij}\right)^2,$$

и сложим уравнения для всех компонент:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} = b^2 s_{ij} s_{ij}.$$

Состояние текучести определим обычным условием Мизеса

$$\left\{ \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij} \right\}^{\frac{1}{2}} = Y, \quad (24)$$

тогда

$$s_{ij} s_{ij} = 2Y^2, \text{ и } \dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} = b^2 2Y^2.$$

Отсюда окончательно получим

$$b = \frac{\left(\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}\right)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}Y} \text{ и } s_{ij} = \frac{\sqrt{2}Y}{\left(\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}\right)^{\frac{1}{2}}} \dot{\varepsilon}_{ij}. \quad (25)$$

Мощность пластических деформаций (работа пластических деформаций в единицу времени в единице объема)

$$\dot{W}_{plast} = s_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{\sqrt{2}Y}{\left(\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}\right)^{\frac{1}{2}}} \left(\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}\right) = \sqrt{2}Y \left(\dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (26)$$

7.2. В случае несжимаемой среды тензор скоростей деформации совпадает со своим девиатором
и

$$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}).$$

В сферической системе координат, как известно [7]:

$$\begin{aligned} u_{r,r} &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad u_{\vartheta,\vartheta} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_{\vartheta}}{\partial \vartheta} + \frac{u_r}{r}, \\ u_{\varphi,\varphi} &= \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{u_{\vartheta}}{r} \operatorname{ctg} \vartheta + \frac{u_r}{r}, \\ u_{\vartheta,\varphi} = u_{\varphi,\vartheta} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial \vartheta} - u_{\varphi} \operatorname{ctg} \vartheta \right) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial u_{\vartheta}}{\partial \varphi} \right\}, \\ u_{r,\vartheta} = u_{\vartheta,r} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_{\vartheta}}{\partial r} - \frac{u_{\vartheta}}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \vartheta} \right\}, \\ u_{\varphi,r} = u_{r,\varphi} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} + \frac{\partial u_{\varphi}}{\partial r} - \frac{u_{\varphi}}{r} \right\}. \end{aligned}$$

В нашем случае $u_r = u_r(r)$, $u_{\vartheta} = u_{\vartheta}(r, \vartheta)$, $u_{\varphi} = 0$, и ненулевые компоненты девиатора тензора скоростей деформации

$$\begin{aligned} \dot{e}_{rr} &= -\lambda \frac{\alpha(t)}{r^{\lambda+1}}, \\ \dot{e}_{\vartheta\vartheta} &= \frac{\alpha(t)}{r^{\lambda+1}} \left[\frac{(\lambda-1)+\mu}{1+\mu} \right], \\ \dot{e}_{\varphi\varphi} &= \frac{\alpha(t)}{r^{\lambda+1}} \left[\frac{(\lambda-1)\mu+1}{1+\mu} \right], \\ \dot{e}_{r\vartheta} = \dot{e}_{\vartheta r} &= -\frac{(\lambda-2)(\lambda+1)\alpha(t)}{2r^{\lambda+1}} \operatorname{tg}(\vartheta/2), \end{aligned} \tag{27}$$

и

$$\dot{e}_{ij}\dot{e}_{ij} = \dot{e}_{rr}^2 + \dot{e}_{\vartheta\vartheta}^2 + \dot{e}_{\varphi\varphi}^2 + 2\dot{e}_{r\vartheta}^2. \tag{28}$$

Подставляя (27), (28) в (26), получим

$$\dot{W}_{plast} = \frac{Y\alpha(t)}{r^{\lambda+1}} \frac{[a\mu^2 + b\mu + c]^{1/2}}{1+\mu}, \tag{29}$$

где

$$a = -\lambda(\lambda-1)(\lambda^2 - \lambda - 8), \quad b = 4(\lambda^2 + 2\lambda - 2), \quad c = \lambda^2(\lambda-1)^2 + 8.$$

Рассмотрим мощность диссипации энергии на пластических сдвигах во всей трубке тока. В данном случае удобнее использовать координаты (μ, μ_{0c}) и воспользоваться соотношением (5):

$$\begin{aligned} \delta \dot{E}_{plast} &= \int \dot{W}_{plast} dV = 2\pi \int_{\mu_c}^{\mu_e} \frac{Y\alpha}{r^{\lambda+1}} \frac{[a\mu^2 + b\mu + c]^{1/2}}{1+\mu} \frac{R_{0c}^3}{\lambda-2} \left[\frac{1-\mu}{1-\mu_{0c}} \right]^{\frac{3}{\lambda-2}} \frac{d\mu d\mu_{0c}}{1-\mu_{0c}} = \\ &= \frac{2\pi Y U_{0c} R_{0c}^2}{\lambda-2} \beta(\tau) d\mu_{0c} \int_{\mu_c}^{\mu_e} \frac{[a\mu^2 + b\mu + c]^{1/2}}{(1-\mu)(1+\mu)} d\mu. \end{aligned} \quad (30)$$

Полная работа пластических деформаций в трубке тока

$$\delta E_{plast} = \int_0^t \delta \dot{E}_{plast} dt.$$

Введем безразмерную работу пластических деформаций

$$\delta \varepsilon_{plast} = \frac{\delta E_{plast}}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2} \quad (31)$$

и безразмерный коэффициент

$$k_{plast} = \frac{Y}{\rho_0 U_{0c}^2}. \quad (32)$$

Произведя необходимые выкладки, окончательно получим

$$\delta \varepsilon_{plast} = \frac{\pi k_{plast}}{\lambda-2} d\mu_{0c} \int_0^\tau \beta(\tau) [J_{plast1}(\tau) + J_{plast2}(\tau)] d\tau, \quad (33)$$

где

$$\begin{aligned} J_{plast1} &= \int_{\mu_c}^{\mu_e} \frac{[a\mu^2 + b_1\mu + c_1]^{1/2}}{(1-\mu)} d\mu, \\ J_{plast2} &= \int_{\mu_c}^{\mu_e} \frac{[a\mu^2 + b_2\mu + c_2]^{1/2}}{(1+\mu)} d\mu. \end{aligned} \quad (34)$$

Последние два интеграла вычисляются в конечном виде в интересующем нас диапазоне изменений $\lambda \in [2; 4]$. При $a > 0$, что соответствует $\lambda \leq 3,3725$,

$$J_{plast i} = \left\{ Z_i^{1/2} + \frac{b_i}{2\sqrt{a}} \ln |2\sqrt{a}Z_i^{1/2} + 2az_i + b_i| - \sqrt{c_i} \ln \left| \frac{2\sqrt{c_i}Z_i^{1/2}}{z_i} + \frac{2c_i}{z_i} + b_i \right| \right\}_{z_{ci}}^{z_{ei}}, \quad i = 1, 2. \quad (35)$$

При $a < 0$, что соответствует $\lambda \geq 3,3725$

$$J_{plast i} = \left\{ Z_i^{1/2} - \frac{b_i}{2\sqrt{-a}} \arcsin \left[\frac{2az_i + b_i}{(b_i^2 - 4ac_i)^{1/2}} \right] - \sqrt{c_i} \ln \left| \frac{2\sqrt{c_i}Z_i^{1/2}}{z_i} + \frac{2c_i}{z_i} + b_i \right| \right\}_{z_{ci}}^{z_{ei}}, \quad i = 1, 2. \quad (36)$$

Здесь

$$\begin{aligned} z_1 &= 1 - \mu, \quad z_2 = 1 + \mu, \quad Z_i = az_i^2 + b_iz_i + c_i, \\ b_1 &= 2(\lambda^4 - 2\lambda^3 - 9\lambda^2 + 4\lambda + 4), \quad c_1 = 12\lambda^2, \\ b_2 &= 2(\lambda^4 - 2\lambda^3 - 5\lambda^2 + 12\lambda - 4), \quad c_2 = 4(\lambda - 2)^2. \end{aligned} \quad (37)$$

7.3. В отличие от кинетической и потенциальной энергий, работа диссипации на пластических сдвигах бесконечна, если рассматривать течение во всём бесконечном полупространстве. Чтобы продемонстрировать это утверждение, рассмотрим линию тока, направленную вертикально вниз, то есть соответствующую $\mu_{0c} = 1$. Особенностью данной линии тока является то, что она не выходит на свободную поверхность.

Используя (26) и (5), в координатах (r, μ_{0c}) получим

$$\delta \dot{E}_{plast} = \int_{r_c}^{r_e} \dot{W}_{plast} dV = 2\pi Y U_{0c} R_{0c}^2 \beta(\tau) d\mu_{0c} \int_{\xi_c}^{\xi_e} \frac{[a(1-\mu_{0c})^2 \xi^{2\lambda-2} - (2a+b)(1-\mu_{0c})\xi^{\lambda-2} + (a+b+c)]}{\xi [2 - (1-\mu_{0c})\xi^{\lambda-2}]} d\xi.$$

Для линии тока $\mu_{0c} = 1$ это выражение примет вид (учитывая, что $a+b+c=c_1=12\lambda^2$)

$$\delta \dot{E}_{plast} = 2\pi Y U_{0c} R_{0c}^2 \beta(\tau) d\mu_{0c} \int_{\xi_c}^{\xi_e} \frac{c_1^{1/2}}{2} \frac{d\xi}{\xi} = 2\sqrt{3}\pi\lambda Y U_{0c} R_{0c}^2 \beta(\tau) d\mu_{0c} \ln \left(\frac{\xi_e}{\xi_c} \right).$$

Поскольку при $\mu_{0c} = 1$, $\xi_e \rightarrow \infty$, то и мощность диссипации энергии на пластических сдвигах бесконечна.

Физически это означает, что для корректного описания процесса кратерообразования область пластического течения должна быть ограничена, например, некоторой границей, на которой деформации становятся чисто упругими. Оценим положение этой границы.

деформации становятся чисто упругими. Оценим положение этой границы.

Снова рассмотрим линию тока $\mu_{0c} = 1$. Ненулевые компоненты дивергатора тензора скоростей деформации в этом случае имеют вид

$$\dot{e}_{rr} = -\lambda \frac{\alpha(t)}{r^{\lambda+1}},$$

$$\dot{e}_{\vartheta\vartheta} = \dot{e}_{\varphi\varphi} = \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha(t)}{r^{\lambda+1}} = -\frac{1}{2} \dot{e}_{rr}.$$

Заметим, что

$$\dot{e}_{rr} = -\lambda \frac{\alpha(t)}{r^{\lambda+1}} = -\lambda \frac{u_r}{r} = -\lambda \frac{dr/dt}{r}.$$

Тогда

$$e_{rr} = \int_0^t \dot{e}_{rr} dt = -\lambda \int_0^t \frac{1}{r} \frac{dr}{dt} dt = -\lambda \int_{r_0}^{r(t)} \frac{dr}{r} = -\lambda \ln \left(\frac{r(t)}{r_0} \right), \quad (38)$$

где $r(t)$ – радиус точки, которая в момент $t = 0$ находилась на радиусе r_0 .

$$e_{\vartheta\vartheta} = e_{\varphi\varphi} = -\frac{e_{rr}}{2}. \quad (39)$$

Согласно закону Гука

$$s_{ij} = 2Ge_{ij}, \quad (40)$$

где G – модуль сдвига.

Подставляя (38)–(40) в условие текучести Мизеса (24)

$$\{s_{ij}s_{ij}\} = 6G^2 e_{rr}^2 = 2Y^2 \Rightarrow |e_{rr}| = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{Y}{G},$$

получим условие для времени t' , когда лагранжевой точке r_0 соответствует упругий радиус $R_{elastic}$, отделяющий упругую зону от пластической:

$$R_{elastic} = r(t') = r_0 \exp \left(\frac{1}{\sqrt{3}\lambda} \frac{Y}{G} \right).$$

Воспользовавшись соотношением (37)

$$r^{\lambda+1} = r_0^{\lambda+1} + (\lambda+1) \int_0^t \alpha(t) dt,$$

получим

$$\xi_{elastic} = \frac{R_{elastic}}{R_{oc}} = \left\{ \frac{(\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau}{1 - \exp \left(-\frac{\lambda+1}{\sqrt{3}\lambda} \frac{Y}{G} \right)} \right\}^{\frac{1}{\lambda+1}}. \quad (41)$$

Учитывая, что $Y \ll G$,

$$\xi_{elastic} \approx \left\{ \frac{\sqrt{3}\lambda G}{Y} \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau \right\}^{\frac{1}{\lambda+1}}, \quad (41')$$

и $\xi_{elastic} \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow 0$. Это означает, что в начальные моменты времени течение во всём полу-пространстве является упругим. По мере роста глубины воронки граница упругой зоны обгоняет стенку полости (границу воронки), и в некотором слое начинается пластическое течение. При достаточно больших значениях τ безразмерная глубина воронки может быть приближенно представлена в виде

$$\xi_c = \left(1 + (\lambda+1) \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{\lambda+1}} \approx \left((\lambda+1) \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{\lambda+1}},$$

и упругий радиус связан с текущей глубиной воронки

$$\xi_{elastic} \approx \left(\frac{\sqrt{3}\lambda}{\lambda+1} \frac{G}{Y} \right)^{\frac{1}{\lambda+1}} \xi_c(\tau). \quad (42)$$

Использование для упругого радиуса соотношения (42) не обеспечивает физически адекватного описания процесса кратерообразования. Действительно, кратерообразующее течение происходит в области, испытавшей воздействие ударной волны. Соответственно, в этой области присутствуют остаточные деформации, и в ее большей части они заведомо имеют пластический характер. Таким образом, упругий радиус должен всегда превышать радиус полости, в том числе и в начальный момент времени.

Следует отметить и следующее обстоятельство. Согласно (41)

$$\xi_{elastic} \approx \left(\int_0^\tau \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{\lambda+1}}. \quad (43)$$

Благодаря малому значению показателя степени ($1/(\lambda+1) \approx 1/4$) выражение (43) принимает значения, близкие к максимальному (которое достигается при значении $\tau = \tau_f$, соответствующем моменту остановки стенки полости), уже при относительно небольших значениях τ . Например, для линейной $\beta(\tau) = 1 - \tau/\tau_f$, функция

$$f = \left(\int_0^\tau \beta(\tau) d\tau / \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{4}} = 2 \left(\tau/\tau_f - \frac{(\tau/\tau_f)^2}{2} \right)^{\frac{1}{4}}$$

принимает значения

τ/τ_f	0,03	0,13	0,25	0,4	1
f	0,50	0,70	0,81	0,90	1

Как будет показано далее, функции $\beta(\tau)$, полученные при численном решении уравнения баланса, соответствуют еще более быстрому приближению функции f к своему максимуму.

Таким образом, приближенно можно считать упругий радиус постоянным и равным

$$\xi_{elastic} \approx \left(\frac{\sqrt{3}\lambda}{\lambda+1} \frac{G}{Y} \right)^{\frac{1}{\lambda+1}} \xi_{cf} \approx \left(\frac{\sqrt{3}\lambda G}{Y} \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau \right)^{\frac{1}{\lambda+1}}, \quad (44)$$

где $\xi_{cf} = \xi_c(\tau_f)$ – окончательный радиус стенки полости.

Удобно сразу задавать некоторое постоянное значение $\xi_{elastic} = \text{const}$ и рассматривать его как параметр среды. Как следует из соотношения (41'), задание параметра $\xi_{elastic}$ эквивалентно заданию модуля сдвига G . Такой подход тем более оправдан, что выбор обоснованного значения G для реального грунтового массива, испытавшего воздействие ударной волны взрыва относительно большой мощности, затруднителен.

7.4. Оценим упругую энергию за пределами упругого радиуса. Упругая энергия единицы объема среды

$$W_{elastic} = G e_{ij} e_{ij}.$$

Для линии тока $\mu_{0c} = 1$ аналогично (38) получим

$$W_{elastic} = G(e_{rr}^2 + e_{\theta\theta}^2 + e_{\varphi\varphi}^2) = \frac{3}{2} G e_{rr}^2 = \frac{3}{2} G \lambda^2 \ln^2 \left(\frac{r(t)}{r_0} \right).$$

Подставим (7):

$$r^{\lambda+1} = r_0^{\lambda+1} + (\lambda+1) \int_0^t \alpha(t) dt$$

и введем безразмерный радиус:

$$W_{elastic} = \frac{3\lambda^2 G}{2(\lambda+1)^2} \ln^2 \left[\frac{\xi^{\lambda+1}}{\xi^{\lambda+1} - (\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau} \right] = - \frac{3\lambda^2 G}{2(\lambda+1)^2} \ln^2 \left[1 - \frac{(\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau}{\xi^{\lambda+1}} \right].$$

Поскольку $G \gg Y$, то при $\xi > \xi_{elastic}$, учитывая (42), получим

$$\xi \gg (\lambda+1) \int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau.$$

Тогда

$$W_{elastic} \approx \frac{3}{2} \lambda^2 G \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right]^2 \frac{1}{\xi^{2(\lambda+1)}}.$$

Полная энергия упругих деформаций в трубке тока

$$\begin{aligned} \delta E_{elastic} &= \int_{\xi_{elastic}}^{\infty} W_{elastic} dV = \int_{\xi_{elastic}}^{\infty} \frac{3}{2} G \lambda^2 \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right]^2 \frac{1}{\xi^{2(\lambda+1)}} 2\pi R_{0c}^3 \xi^{\lambda} d\xi d\mu_{0c} = \\ &= -\frac{3\pi\lambda^2}{\lambda+1} G R_{0c}^3 d\mu_{0c} \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right]^2 \frac{1}{\xi^{\lambda+1}} \Big|_{\xi_{elastic}}^{\infty} = \frac{3\pi\lambda^2}{\lambda+1} G R_{0c}^3 d\mu_{0c} \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right]^2 \frac{1}{\xi_{elastic}^{\lambda+1}} = \\ &= \frac{\sqrt{3}\pi\lambda}{\lambda+1} Y R_{0c}^3 d\mu_{0c} \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right]^2 / \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau, \end{aligned}$$

где мы воспользовались соотношением (44). Введем безразмерную упругую энергию

$$\delta \varepsilon_{elastic} = \frac{\delta E_{elastic}}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2}. \quad (45)$$

Тогда, окончательно, безразмерная упругая энергия в трубке тока

$$\delta \varepsilon_{elastic} = \frac{\sqrt{3}\pi\lambda}{\lambda+1} k_{plast} d\mu_{0c} \left[\int_0^{\tau} \beta(\tau) d\tau \right]^2 / \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau. \quad (46)$$

Несколько забегаая вперед, отметим, что, как показали численные оценки, полученные при решении полного уравнения баланса энергии, упругая энергия составляет несколько процентов от полной начальной энергии кратерообразующего течения. Поэтому для уменьшения времени счета упругая энергия в расчетах для определения коэффициента эффективности нами не учитывалась.

Действительно, максимальное значение упругой энергии достигается при $\tau = \tau_f$:

$$\delta \varepsilon_{elastic} = \frac{\sqrt{3}\pi\lambda}{\lambda+1} k_{plast} d\mu_{0c} \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau.$$

Начальное значение кинетической энергии в трубке тока $\mu_{0c} = 1$

$$\delta \varepsilon_{kin}(\tau=0) = \frac{1}{\lambda-1} \beta^2(0) \pi d\mu_{0c} \left(1 - \frac{1}{\xi_{elastic}^{\lambda-1}} \right) \approx \frac{1}{\lambda-1} \pi d\mu_{0c}.$$

Тогда

$$\frac{\delta\varepsilon_{elastic}(\tau_f)}{\delta\varepsilon_{kin}(0)} \approx \sqrt{3\lambda} \frac{\lambda-1}{\lambda+1} k_{plast} \int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau.$$

Из результатов численных расчетов образования воронок, приведенных ниже, следует, что для скальных грунтов, например, $k_{plast} \approx 0,02$. Для других типов пород значение этого коэффициента еще ниже. Опять же, как показали численные расчеты,

$$\int_0^{\tau_f} \beta(\tau) d\tau \approx 1.$$

Соответственно, для $\lambda \approx 3$,

$$\frac{\delta\varepsilon_{elastic}(\tau_f)}{\delta\varepsilon_{kin}(0)} \approx 0,05.$$

8. Уравнение баланса для плотных сред

В процессе движения кинетическая энергия в некоторой трубке тока убывает за счет работы упругих и пластических деформаций, оттока кинетической энергии через свободную поверхность и изменения потенциальной энергии:

$$\delta E_{kin} + \delta E_{pot} + \delta Q_{kin} + \delta E_{plast} + \delta E_{elastic} = \delta E_{kin}(t=0) = \delta E_{eff}. \quad (47)$$

Разделив обе части уравнения на $\rho_o R_{oc}^3 U_{oc}^2$, получим

$$\delta\varepsilon_{kin} + \delta\varepsilon_{pot} + \delta q_{kin} + \delta\varepsilon_{plast} + \delta\varepsilon_{elastic} = \delta\varepsilon_{kin}(t=0) = \delta\varepsilon_{eff}. \quad (48)$$

Подставляя в последнее соотношение выражения для безразмерных энергий, приведенные выше, получим интегральное уравнение относительно функции $\beta(\tau)$ для данной линии тока.

Мы приведем здесь полный вид уравнения, которое использовалось собственно для получения коэффициентов эффективности и некоторых других вспомогательных характеристик течения. В отличие от общего случая, упругая энергия не учитывалась, а область интегрирования ограничивалась полусферой с радиусом равным упругому радиусу. Переход к такому усеченному варианту возможен с учетом сделанных выше оценок, полученных, в том числе, и с использованием результатов численного решения полного уравнения.

Для удобства мы приводим уравнение полностью, дублируя соотношения, которые были выписаны выше.

Итак, для стационарной линии тока, выходящей из точки $(1, \mu_{0c})$:

$$\beta^2(\tau)[J_{kin1}(\tau)+J_{kin2}(\tau)]-k_{pot}J_{pot}(\tau)-(1-\mu_{0c})\left[1+(\lambda-2)^2\right]\int_0^\tau\beta^3(\tau)d\tau+ \\ +\frac{k_{plast}}{\lambda-2}\int_0^\tau\beta(\tau)[J_{plast1}(\tau)+J_{plast2}(\tau)]d\tau=J_{kin1}(0)+J_{kin2}(0), \quad (49)$$

где

$$J_{kin1}(\tau)=\int_{\xi_c}^{\xi_e}\frac{d\xi}{\xi^\lambda}=-\frac{1}{\lambda-1}\xi^{1-\lambda}\Big|_{\xi_c}^{\xi_e}=\frac{1}{\lambda-1}\left(\xi_c^{1-\lambda}-\xi_e^{1-\lambda}\right), \quad (см. 14)$$

$$J_{kin2}(\tau)=(\lambda-2)^2(1-\mu_{0c})\int_{\xi_c}^{\xi_e}\frac{\xi^{-2}d\xi}{2-(1-\mu_{0c})\xi^{\lambda-2}}, \quad (см. 15)$$

$$J_{pot}(\tau)=\frac{2}{\lambda+2}\left[1-\xi_c^{\lambda+2}\right]-\frac{1-\mu_{0c}}{\lambda}\left[1-\xi_c^{2\lambda}\right], \quad (см. 23)$$

при $a > 0$, что соответствует $\lambda \leq 3,3725$

$$J_{plast i}=\left\{Z_i^{1/2}+\frac{b_i}{2\sqrt{a}}\ln\left|2\sqrt{a}Z_i^{1/2}+2az_i+b_i\right|-\sqrt{c_i}\ln\left|\frac{2\sqrt{c_i}Z_i^{1/2}}{z_i}+\frac{2c_i}{z_i}+b_i\right|\right\}_{z_{ci}}^{z_{ei}}, \quad i=1,2; \quad (см. 35)$$

при $a < 0$, что соответствует $\lambda \geq 3,3725$,

$$J_{plast i}=\left\{Z_i^{1/2}-\frac{b_i}{2\sqrt{-a}}\arcsin\left[\frac{2az_i+b}{(b_i^2-4ac_i)^{1/2}}\right]-\sqrt{c_i}\ln\left|\frac{2\sqrt{c_i}Z_i^{1/2}}{z_i}+\frac{2c_i}{z_i}+b_i\right|\right\}_{z_{ci}}^{z_{ei}}, \quad i=1,2, \quad (см. 36)$$

$$z_1=1-\mu, \quad z_2=1+\mu, \quad Z_i=az_i^2+b_iz_i+c_i,$$

$$a=-\lambda(\lambda-1)(\lambda^2-\lambda-8),$$

$$b_1=2(\lambda^4-2\lambda^3-9\lambda^2+4\lambda+4), \quad c_1=12\lambda^2,$$

$$b_2=2(\lambda^4-2\lambda^3-5\lambda^2+12\lambda-4), \quad c_2=4(\lambda-2)^2, \quad (см. 37)$$

безразмерные коэффициенты

$$k_{pot} = \frac{gR_{0c}}{U_{0c}^2}, \quad (\text{см. 21})$$

$$k_{plast} = \frac{Y}{\rho_0 U_{0c}^2}, \quad (\text{см. 32})$$

безразмерный радиус стенки полости

$$\xi_c^{\lambda+1}(\tau) = \xi_{0c}^{\lambda+1} + (\lambda+1) \int_0^\tau \beta(\tau) d\tau, \quad (\text{см. 8})$$

а ξ_e равна координате точки выхода линии тока на свободную поверхность, если эта координата меньше безразмерного упругого радиуса:

$$\xi_e = (1 - \mu_{0c})^{\frac{1}{2-\lambda}}, \quad (\text{см. 9})$$

и равна безразмерному упругому радиусу в противном случае:

$$\xi_e = \xi_{elastic}.$$

Полная энергия кратерообразующего течения и полные энергии различных процессов определяются интегрированием по всей области течения. В частности,

$$\varepsilon_{eff} = \int \delta\varepsilon_{eff} = \int_1^0 \pi (J_{kin1} + J_{kin2}) \Big|_{\tau=0} d\mu_{0c},$$

$$E_{eff} = \rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2 \varepsilon_{eff}.$$

Уравнение (49) решалось численно методом итераций относительно члена, содержащего $\beta^2(\tau)$. Компактность соответствующего оператора (обеспечивающая сходимость и устойчивость) очевидна из физических соображений.

9. Уравнение баланса для пористых сред

Рассмотрим кратерообразующее течение в упругопластической среде с начальной плотностью ρ_{00} , существенно отличающейся от плотности зерна ρ_0 . Будем полагать, что на фронте УВ грунт мгновенно сжимается до плотности зерна и далее ведет себя, как несжимаемая упруго-пластическая среда с пределом текучести Y . В этом случае все соотношения раздела 8. сохраняют силу, но меняется закон движения границы, разделяющей области упругого и пластического течений. Кроме того, в случае пористого грунта в уравнение баланса добавляется член δE_h , отражающий необратимое поглощение энергии на фронте УВ:

$$\delta E_{kin} + \delta E_{pot} + \delta Q_{kin} + \delta E_{plast} + \delta E_{elastic} + \delta E_h = \delta E_{kin}(t=0) = \delta E_{eff}. \quad (47')$$

Таким образом, интегральное уравнение принимает вид

$$\delta\varepsilon_{kin} + \delta\varepsilon_{pot} + \delta q_{kin} + \delta\varepsilon_{plast} + \delta\varepsilon_{elastic} + \delta\varepsilon_h = \delta\varepsilon_{kin}(t=0) = \delta\varepsilon_{eff}, \quad (48')$$

причем интегрирование по пространственной координате ξ производится до точки выхода линии тока на свободную поверхность, если ее координата $\xi_e < \xi_w$ меньше координаты фронта УВ, и до поверхности фронта УВ – в противном случае.

Закон движения фронта УВ от времени $r_w(t)$ для данной трубки тока найдем из закона сохранения массы. Пусть в некоторый момент времени t ударная волна находится в точке с координатами $(\xi_w(\tau), \mu_{0c})$. В начальный момент времени масса грунта в трубке тока от точки $(1, \mu_{0c})$ до точки $(\xi_w(\tau), \mu_{0c})$, согласно (16):

$$\delta M_0 = \frac{2\pi}{\lambda+1} \rho_{00} R_{0c}^3 d\mu_{0c} (\xi_w^{\lambda+1} - 1) + \frac{2\pi}{\lambda+1} \rho_{00} R_{0c}^3 d\mu_{0c} (1 - \xi_{0evap}^{\lambda+1}) = \frac{2\pi}{\lambda+1} \rho_{00} R_{0c}^3 d\mu_{0c} (\xi_w^{\lambda+1} - \xi_{0evap}^{\lambda+1}),$$

где учтено выдавливание грунта из области $R_{0evap} < r < R_{0c}$ ($\xi_{0evap} = R_{0evap}/R_{0c}$), которое произошло до момента $t = 0$. Соответственно, масса грунта в момент t составляет

$$\delta M_t = \frac{2\pi}{\lambda+1} \rho_{00} R_{0c}^3 d\mu_{0c} (\xi_w^{\lambda+1}(\tau) - \xi_c^{\lambda+1}(\tau)).$$

Приравнявая δM_0 и δM_t , получим

$$\xi_w = \left(\frac{K \xi_c^{\lambda+1}(\tau) - \xi_{0evap}^{\lambda+1}}{K - 1} \right)^{\frac{1}{\lambda+1}}, \quad K = \frac{\rho_0}{\rho_{00}}.$$

Скорость УВ $D_w = U_{0c} \bar{D}_w$, где безразмерная скорость

$$\bar{D}_w = \frac{d\xi_w}{d\tau} = \frac{K}{K-1} \frac{\beta(\tau)}{\xi_w^\lambda}.$$

Необратимое поглощение энергии на фронте УВ на единицу массы составляет

$$\Delta E_h \approx \frac{1}{2} p_w \left(\frac{1}{\rho_{00}} - \frac{1}{\rho_0} \right) = \frac{K-1}{2K} \frac{p_w}{\rho_{00}}.$$

Тогда, воспользовавшись фундаментальным соотношением $p_w = \rho_{00} u_w D_w$, получим для энергии, поглотившейся в элементе объема $dV = 2\pi R_{0c}^3 \xi_w^\lambda d\xi d\mu_{0c}$:

$$dE_h \approx \Delta E_h \rho_{00} dV = \rho_{00} R_{0c}^3 u_w D_w \left(\frac{K-1}{K} \right) \xi_w^\lambda d\xi_w d\mu_{0c}.$$

Учитывая, что $d\xi_w = \bar{D}_w d\tau$ и, поскольку согласно (12),

$$u_w = U_{0c} \frac{\beta(\tau)}{\xi_w^\lambda(\tau)} \left[1 + \frac{(\lambda-2)^2 (1-\mu_{0c}) \xi_w^{\lambda-2}(\tau)}{2 - (1-\mu_{0c}) \xi_w^{\lambda-2}(\tau)} \right]^{1/2},$$

необратимое поглощение энергии на фронте УВ для данной трубки тока к моменту t составляет

$$\delta\varepsilon_h = \frac{\delta E_h}{\rho_0 R_{0c}^3 U_{0c}^2} = \frac{\pi}{K-1} d\mu_{0c} \int_0^\tau \frac{\beta^3(\tau)}{\xi_w^{2\lambda}(\tau)} \left[1 + \frac{(\lambda-2)^2 (1-\mu_{0c}) \xi_w^{\lambda-2}(\tau)}{2 - (1-\mu_{0c}) \xi_w^{\lambda-2}(\tau)} \right]^{1/2} d\tau.$$

10. Описание воронок малозаглубленных ЯВ с помощью Z-модели

Решения безразмерных уравнений баланса, приведенных в разделах 8 и 9, определяются значениями трех безразмерных коэффициентов:

$$k_{pot} = \frac{gR_{0c}}{U_{0c}^2}, \quad k_{plast} = \frac{Y}{\rho_0 U_{0c}^2}, \quad K = \frac{\rho_0}{\rho_{00}}.$$

В модельных расчетах мы использовали значения начальной плотности ρ_{00} , плотности зерна ρ_0 и предела текучести Y_s , приведенные в табл. 1. В частности, в соответствии с результатами расчетов камуфлетных взрывов считалось, что номинальные значения предела текучести составляют $Y_s = 1$ кбар для прочного скального грунта (гранит) и $Y_s = 0,5$ кбар для малопрочного влажного грунта (влажный аллювий).

Значения начального размера воронки R_{0c} и начального значения радиальной компоненты массовой скорости на поверхности воронки U_{0c} должны быть определены из некоторых дополнительных физических соображений. Из принципа эквивалентности для малозаглубленных взрывов следует, что U_{0c} не зависит от мощности и глубины взрыва, а радиус R_{0c} пропорционален $E_{eff}^{1/3}$. Это позволяет при определении R_{0c} , U_{0c} рассматривать некоторый конкретный малозаглубленный ЯВ. В качестве такого взрыва удобно выбрать взрыв мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м.

Сразу заметим, что величина R_{0c} должна быть достаточной, чтобы использовать приближение несжимаемой среды. Согласно результатам расчетов камуфлетного ЯВ, грунт в области, охваченной течением, можно приближенно считать несжимаемой средой по достижении размеров полости $R_c \approx 4$ м/кт^{1/3} в прочном сухом грунте и $R_c \approx 5$ м/кт^{1/3} во влажном малопрочном грунте. С другой стороны, величина R_{0c} должна соответствовать достаточно развитому кратерообразующему течению. Как уже указывалось выше, волна разгрузки со свободной поверхности догоняет УВ непосредственно под точкой взрыва на глубине $\approx 4H_e$. В прочном сухом грунте на момент, когда полость достигает радиуса $R_c \approx 4$ м/кт^{1/3}, УВ находится на расстоянии $r_w \approx 9$ м/кт^{1/3}. Во влажном малопрочном грунте радиусу полости $R_c \approx 5$ м/кт^{1/3} соответствует $r_w \approx 7,5$ м/кт^{1/3}. Таким образом, $R_{0c} = 4$ м в прочном сухом грунте и $R_{0c} = 5$ м в малопрочном влажном грунте являются хорошими оценками для взрывов мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м.

Величина U_{0c} подбиралась при расчетном моделировании таким образом, чтобы глубина образующейся воронки соответствовала базовой кривой $H_{cr}(H_e)$ для указанных грунтов (табл. 2). Оказалось, что глубине воронки $H_{cr} = 9,0$ м для прочного скального грунта соответствует $U_{0c} = 1,6$ км/с, а глубине воронки $H_{cr} = 11,0$ м для малопрочного влажного грунта – $U_{0c} = 1,32$ км/с. Эти величины скоростей согласуются со скоростями стенки полости, получен-

Таблица 1

Параметры стандартных горных пород представителей

Параметры модели	Тип грунта (породы)			
	малопрочный сухой (аллювий сухой)	малопрочный влажный (аллювий H ₂ O – 20% по весу)	прочный влажный (тур H ₂ O – 20% по весу)	прочный сухой (гранит)
ρ_{00} , г/см ³	1,6	1,8	2,0	2,67
\bar{R}_{evap} , м/кТ ^{1/3}	2,21	2,13	2,06	1,84
Параметры УРС (высокие давления)				
ρ_0 , г/см ³	2,5	2,5	2,5	3,9
c_0 , км/с	4,0	3,5	3,5	7,66
n	5,0	5,0	5,0	3,7
γ	1,51	1,53	1,53	1,5
Параметры УРС (низкие давления)				
ρ_0 , г/см ³	2,5	2,5	2,5	2,67
c_0 , км/с	2,0	3,464	3,464	4,5
n	5,0	2,5	2,5	2,0
γ	2,0	2,0	2,0	1,5
$P_{гр}$, Мбар	2,4	3,0	6,0	0,542
$R_{гр}$, м/кТ ^{1/3}	1,46	1,37	1,09	2,58
Упругопластические параметры				
K_v , кбар	100	300	300	540
C_T , кбар	46,2	138,5	180	278
ν	0,3	0,3	0,25	0,28
Y_s , кбар	0,1...0,3	0,15...0,5	1...5	1...5

ными в расчетах камуфлетных взрывов. Действительно, например, сравнение камуфлетного взрыва мощностью 1 кт и взрыва на глубине $H_e = 1$ м в малопрочном влажном грунте показывает, что при радиусе полости $R_c = R_{0c} - H_e = 4$ м скорость стенки полости составляет $U_c \approx 1,6$ км/с, а при радиусе $R_c = R_{0c} = 5$ м скорость $U_c \approx 1,16$ км/с. Таким образом, величина $U_{0c} = 1,32$ км/с, соответствующая номинальной глубине воронки, имеет некоторое промежуточное значение, что отражает влияние свободной поверхности. При выбранных параметрах модели расчетные значения радиусов воронок хорошо согласуются с радиусами воронок, определенными по базовой кривой $R_{cr}(H_e)$ для указанных грунтов (табл. 3).

Таблица 2

Размеры воронок для контактных и малозаглубленных ЯВ мощностью 1 кт в прочном сухом скальном грунте, рассчитанные согласно зависимостям [8]

H_e , м	-4	-3	-2	-1	-0,4	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Данные [8]	R_{cr} , м	1,0	3,9	7,3	11,0	13,3	14,9	15,8	16,6	17,4	18,2	19,0	22,9	26,0	28,2	29,4	30,3	31,1	32,2	33,3	34,4
	H_{cr} , м	0,2	1,2	2,8	4,7	5,9	6,7	7,1	7,5	7,8	8,2	8,6	10,3	11,9	13,2	14,2	15,1	16,0	17,0	18,0	18,8

Таблица 3

Размеры воронок взрывов мощностью $E_o = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м, полученные согласно Z-модели и базовой кривой

Грунт	Параметры модели	Z-модель		Базовые кривые	
		H_{cr} , м	R_{cr} , м	H_{cr} , м	R_{cr} , м
прочный скальный (гранит)	$\rho_0 = 2,67$ г/см ³ $Y_s = 1$ кбар $G = 278$ кбар $R_{0c} = 4$ м $U_{0c} = 1,6$ км/с	8,96	21,8	9,0	21,8
малопрочный влажный (влажный аллювий)	$\rho_{00} = 1,80$ г/см ³ $\rho_0 = 2,5$ г/см ³ $Y_s = 0,5$ кбар $R_{0c} = 5$ м $U_{0c} = 1,32$ км/с	10,97	24,02	11,0	24,4

Отметим еще раз, что в силу подобию гидродинамических стадий развития малозаглубленных взрывов характерные линейные размеры изменяются пропорционально $E_{eff}^{1/3}$. Таким образом, изменение начального радиуса воронки R_{0c} при сохранении начальной скорости стенки U_{0c} эквивалентно увеличению мощности взрыва. Влияние изменения мощности взрыва на процесс образования воронки демонстрируется результатами для прочного скального грунта, приведенными в табл. 4.

При образовании воронки взрыва мощностью 1 кт на глубине 1 м влияние силы тяжести ничтожно мало. Доля потенциальной энергии в общем балансе составляет всего около 0,07%. Расчет с $R_{0c} = 40$ м моделирует взрыв мощностью 1 Мт на глубине $H = 10$ м, то есть взрыв с мощностью и заглублением, близкими к максимальным значениям для перспективных проникающих ядерных боеприпасов. Роль силы тяжести в этом случае также незначительна (доля потенциальной энергии составляет 0,7%). Таким образом, для малозаглубленных взрывов проникающих ядерных боеприпасов с реально достижимыми характеристиками любые харак-

Таблица 4

Результаты модельных расчетов взрывов в прочном скальном грунте при различных значениях начального радиуса воронки R_{0c} ($U_{0c} = 1,6$ км/с, $\rho_0 = 2,67$ г/см³, $Y_s = 1$ кбар, $K_{plast} = 0,0084$, $\varepsilon_{eff} = 1,539$)

R_{0c} , м	H_{cr} , м	R_{cr} , м	$\frac{q_{kinf}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{plast f}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{pot f}}{\varepsilon_{eff}}$	q_{If}	q_{Mf}	K_{pot}	E_{eff} , кт
4	8,96	21,8	0,556	0,443	0,0007	9,51	97,6	$1,53 \cdot 10^{-5}$	0,163
40	89,5	218	0,551	0,442	0,0073	9,33	95,6	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$0,16 \cdot 10^3$
400	883,2	1751	0,534	0,406	0,060	8,07	67,0	$1,53 \cdot 10^{-3}$	$0,16 \cdot 10^6$
2000	4212	8194	0,474	0,328	0,198	6,27	45,0	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$2,04 \cdot 10^8$

терные линейные размеры течения изменяются пропорционально $E_{eff}^{1/3}$ не только на начальной гидродинамической стадии, но и на стадии образования воронки. Следовательно, размеры воронки при заданных параметрах грунта изменяются так: $H_{cr} \sim E_{eff}^{1/3}$, $R_{cr} \sim E_{eff}^{1/3}$. Тогда, в соответствии с принципом эквивалентности малозаглубленных взрывов, в данном грунте

$$\frac{E_{eff2}}{E_{eff1}} = \frac{H_{cr2}^3}{H_{cr1}^3} = \frac{R_{cr2}^3}{R_{cr1}^3} = \frac{V_{cr2}}{V_{cr1}}, \quad (50)$$

где V_{cr} – объем воронки. Данное соотношение позволяет рассчитать коэффициенты сравнительной эффективности малозаглубленных взрывов по кривым $R_{cr}(H_e)$.

По мере дальнейшего роста мощности взрыва роль потенциальной энергии увеличивается. Так, при взрыве мощностью 10^3 Мт на глубине 100 м доля потенциальной энергии составляет уже заметную величину $\approx 6\%$, а при взрыве мощностью $1,25 \cdot 10^5$ Мт на глубине 500 м потенциальная энергия играет существенную роль в общем балансе энергии, и ее доля составляет около 20%. Конечно, ни такие заглубления, ни мощности не вписываются в диапазоны, соответствующие взрывам ядерных спецбоеприпасов. Аналогами таких взрывов могут служить высокоскоростные удары астероидов о поверхность Земли. Влияние различных процессов на образование воронок малозаглубленных взрывов относительно небольшой мощности и очень большой мощности (высокоскоростные удары астероидов) наглядно иллюстрируется зависимостями $\delta\varepsilon/d\mu_{0c}$ (рис. 2 и 3).

При изменении параметров грунта нарушаются как подобие, так, строго говоря, и эквивалентность малозаглубленных взрывов. Влияние предела текучести Y_s на параметры воронки при взрыве в прочном скальном грунте продемонстрировано результатами модельных расчетов взрыва мощностью 1 кт на глубине 1 м, приведенными в табл. 5. При изменении предела текучести в два раза относительно номинального значения, глубина и радиус изменяются примерно в 1,5 раза (рис. 4). Соответственно, объем воронки изменяется примерно в 3 раза. Таким образом, разброс размеров натуральных воронок при взрывах ВВ и ЯВ может быть объяснен относительно небольшими колебаниями прочности грунта. В то же время отношение радиуса воронки к ее

Таблица 5

Результаты модельных расчетов взрывов мощностью $E_0 = 1$ кт
на глубине $H_e = 1$ м в прочном сухом грунте
при различных значениях предела текучести Y_s
($R_{0c} = 4$ м, $U_{0c} = 1,6$ км/с, $\rho_0 = 2,67$ г/см³, $E_{eff} = 0,163$ кт, $\varepsilon_{eff} = 1,539$)

Y_s , кбар	H_{cr} , м	R_{cr} , м	$\frac{q_{kinf}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{plast f}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{pot f}}{\varepsilon_{eff}}$	q_{lf}	q_{Mf}	K_{plast}
0,25	12,83	33,1	0,653	0,344	0,0028	15,43	250,5	0,0021
0,5	10,70	27,3	0,608	0,390	0,0015	12,12	147,0	0,0042
0,75	9,64	24,2	0,580	0,419	0,0009	10,41	115,6	0,0063
1	8,96	21,8	0,556	0,443	0,0007	9,51	97,6	0,0084
1,5	8,10	18,9	0,528	0,471	0,0005	7,73	56,3	0,0125
2	7,56	17,3	0,501	0,499	0,0003	7,15	48,9	0,0167
3	6,89	15,6	0,475	0,525	0,0002	6,20	40,1	0,0253
5	6,17	14,5	0,419	0,581	0,0001	5,07	31,4	0,0418

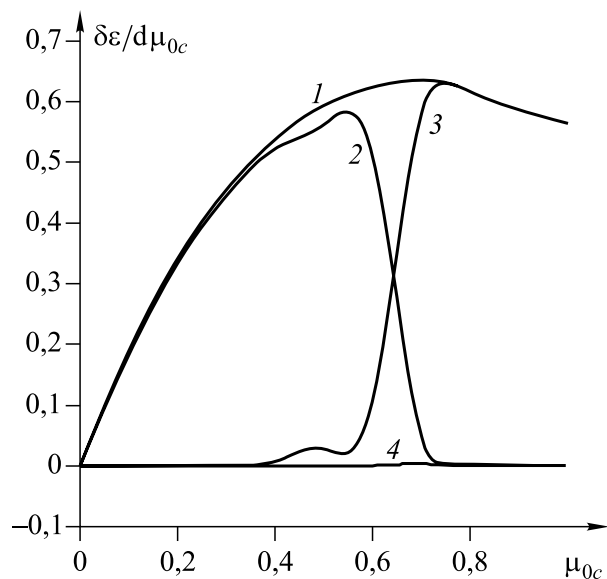


Рис. 2. Распределение энергии различных процессов при взрыве в прочном скальном грунте на момент окончания течения для $K_{plast} = 0,0084$, $K_{pot} = 1,53 \cdot 10^{-5}$ ($Y_s = 1$ кбар, $R_{0c} = 4$ м, $U_{0c} = 1,6$ км/с):

1 – $\delta\varepsilon_{eff}/d\mu_{0c}$; 2 – $\delta q_{kin}/d\mu_{0c}$; 3 – $\delta\varepsilon_{plast}/d\mu_{0c}$; 4 – $\delta\varepsilon_{pot}/d\mu_{0c}$

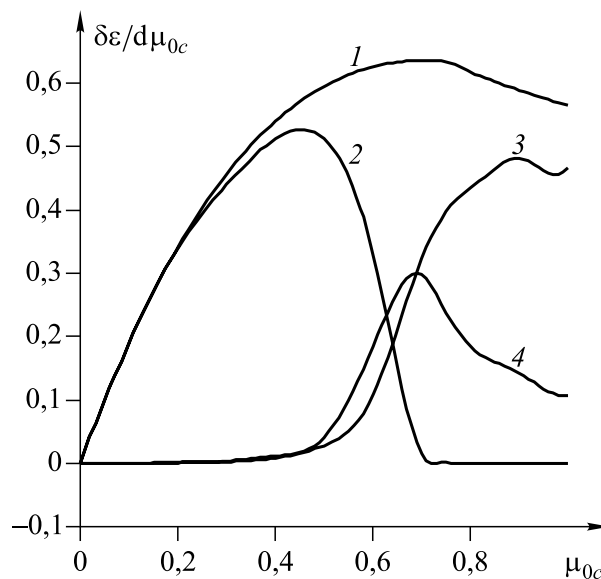


Рис. 3. Распределение энергии различных процессов при взрыве в прочном скальном грунте на момент окончания течения для $K_{plast} = 0,0084$, $K_{pot} = 7,7 \cdot 10^{-3}$ ($Y_s = 1$ кбар, $R_{0c} = 2000$ м, $U_{0c} = 1,6$ км/с):

1 – $\delta\varepsilon_{eff}/d\mu_{0c}$; 2 – $\delta q_{kin}/d\mu_{0c}$; 3 – $\delta\varepsilon_{plast}/d\mu_{0c}$; 4 – $\delta\varepsilon_{pot}/d\mu_{0c}$

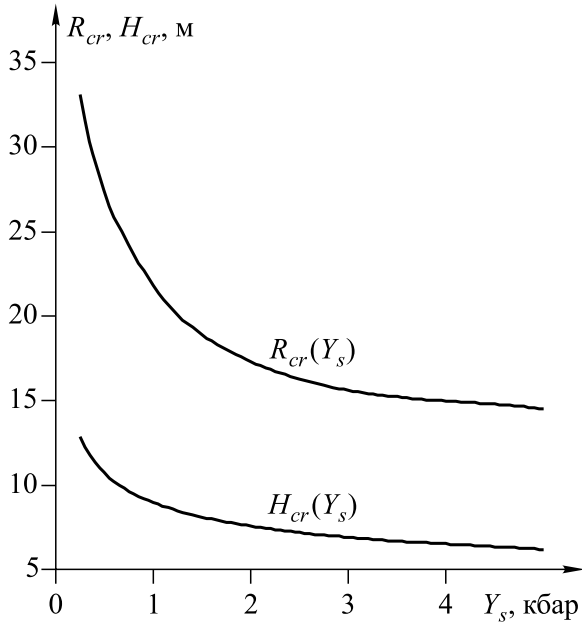


Рис. 4. Зависимости радиуса и глубины воронки от предела текучести при взрыве в прочном скальном грунте мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м ($K_{pot} = 1,53 \cdot 10^{-5}$)

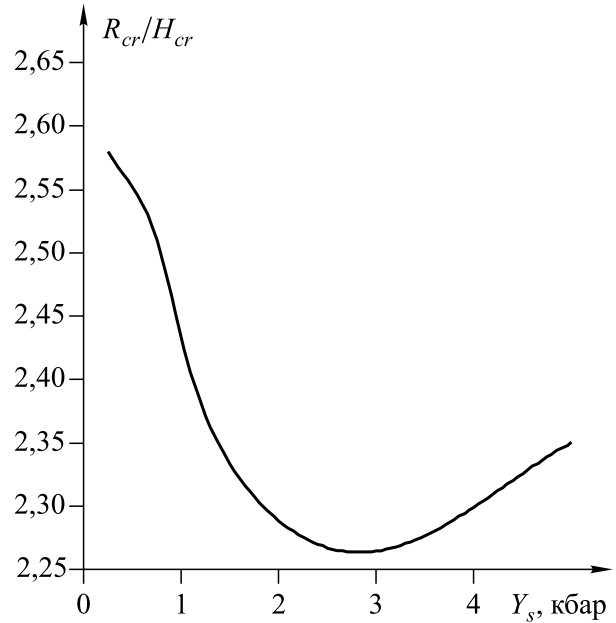


Рис. 5. Зависимость отношения радиуса к глубине воронки от предела текучести при взрыве в прочном скальном грунте мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м ($K_{pot} = 1,53 \cdot 10^{-5}$)

глубине R_{cr}/H_{cr} , полученное в модельных расчетах, довольно слабо зависит от предела текучести (рис. 5). На первый взгляд, это противоречит экспериментальным данным по взрывам ВВ в базальте. Однако такое расхождение связано с масштабным фактором: соотношением характерного размера системы природных трещин, определяющих реальную прочность скального горного массива, и размерами воронки. При малой энергии заряда ВВ прочность горной породы близка к прочности сплошных образцов. С ростом энергии заряда прочность падает и приближается к прочности горного массива как целого. По крайней мере, для взрывов ВВ в аллювии и для ЯВ колебания отношения R_{cr}/H_{cr} невелики.

Формы воронок в прочном скальном грунте при различных значениях предела текучести, полученные в модельных расчетах, приведены на рис. 6, из которого видно, что воронки приближенно можно считать подобными. Однако

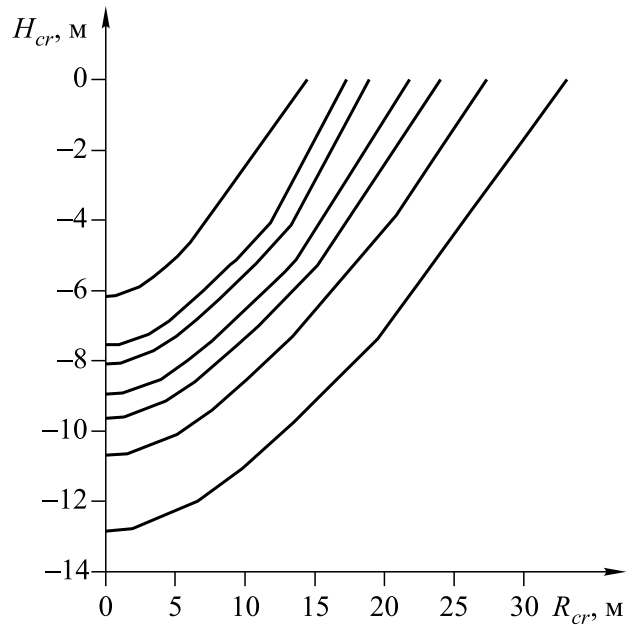


Рис. 6. Профили воронок взрывов мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м в прочном скальном грунте при различных значениях предела текучести $Y_s = 0,25; 0,5; 0,75; 1,0; 1,5; 2,0; 5,0$ кбар

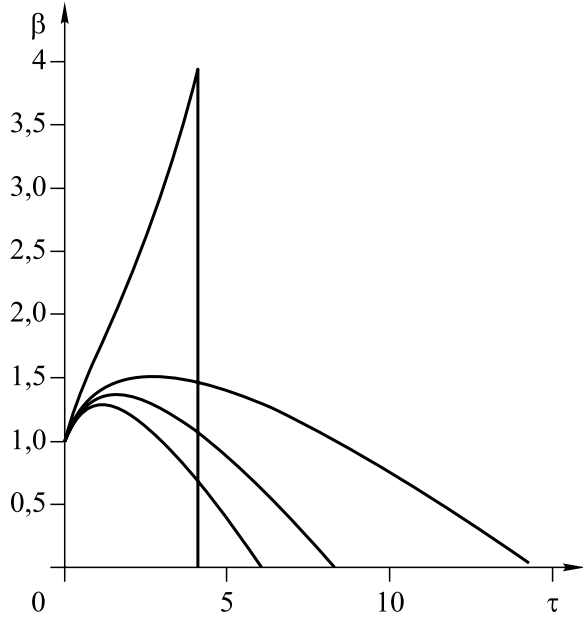


Рис. 7. Зависимости $\beta(\tau)$ при взрыве в прочном скальном грунте мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м для линий тока $\mu_{0c} = 0,995; 0,9; 0,8; 0,5$ ($Y_s = 1$ кбар; $K_{plast} = 0,0084$; $K_{pot} = 1,53 \cdot 10^{-5}$)

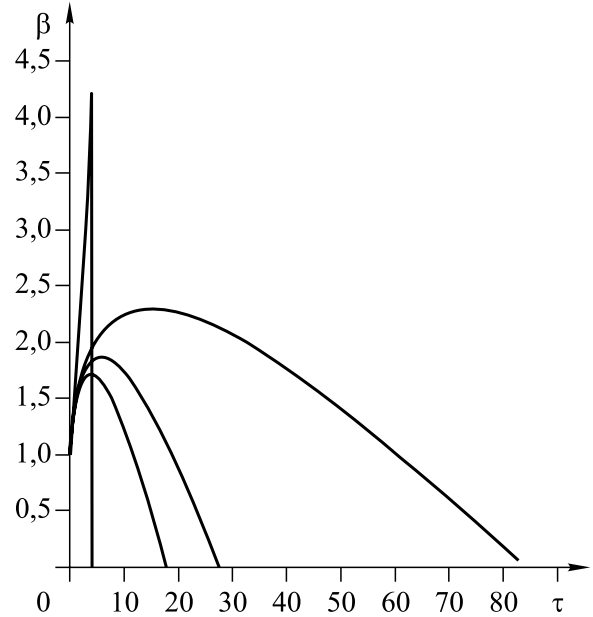


Рис. 8. Зависимости $\beta(\tau)$ при взрыве в прочном скальном грунте мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м для линий тока $\mu_{0c} = 0,995; 0,9; 0,8; 0,5$ ($Y_s = 0,25$ кбар; $K_{plast} = 0,0021$; $K_{pot} = 1,53 \cdot 10^{-5}$)

характер изменения времен образования воронок не соответствует характеру изменений их размеров. Например, для значений предела текучести $Y_s = 0,25$ кбар и $Y_s = 1,0$ кбар

$$\frac{H_{cr}^{(Y_s=0,25)}}{H_{cr}^{(Y_s=1)}} \approx 1,43, \quad \frac{R_{cr}^{(Y_s=0,25)}}{R_{cr}^{(Y_s=1)}} \approx 1,52.$$

В то же время отношения времен остановки t_f стенок воронок в точках, соответствующих линиям тока $\mu_{0c} = 0,995; 0,9; 0,8$ (рис. 7 и 8):

$$\frac{t_f^{(Y_s=0,25)}}{t_f^{(Y_s=1)}} = \frac{\tau_f^{(Y_s=0,25)}}{\tau_f^{(Y_s=1)}} \approx 2,8; \quad \mu_{0c} = 0,995;$$

$$\frac{t_f^{(Y_s=0,25)}}{t_f^{(Y_s=1)}} = \frac{\tau_f^{(Y_s=0,25)}}{\tau_f^{(Y_s=1)}} \approx 3,4; \quad \mu_{0c} = 0,9;$$

$$\frac{t_f^{(Y_s=0,25)}}{t_f^{(Y_s=1)}} = \frac{\tau_f^{(Y_s=0,25)}}{\tau_f^{(Y_s=1)}} \approx 5,7; \quad \mu_{0c} = 0,8.$$

Таким образом, кратерообразующие течения в прочных скальных грунтах с отличающимися пределами текучести не являются ни подобными, ни эквивалентными.

Результаты модельных расчетов в случае малопрочного влажного грунта представлены в табл. 6. Влияние силы тяжести на образование воронок малоуглубленных взрывов реальных проникающих ядерных боеприпасов, как и в случае прочных скальных грунтов, оказалось незначительным. По сравнению с прочными скальными грунтами существенную роль в общем балансе энергии играет необратимое поглощение на фронте УВ. Для иллюстрации, на рис. 9 приведены зависимости $\beta(\tau)$ для некоторых линий тока, а на рис. 10 – зависимости $\delta\varepsilon/d\mu_{0c}$ для различных процессов. Зависимости $H_{cr}(Y_s)$, $R_{cr}(Y_s)$, $R_{cr}/H_{cr}(Y_s)$ для взрывов мощностью 1 кт на глубине 1 м представлены на рис. 11 и 12. Соответствующие формы воронок приведены на рис. 13.

Таблица 6

Результаты модельных расчетов взрывов мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м в аллювии при различных значениях предела текучести Y_s ($R_{0c} = 5$ м, $U_{0c} = 1,32$ км/с, $\rho_{00} = 1,8$ г/см³, $\rho_0 = 2,5$ г/см³, $E_{eff} = 0,112$ кт, $\varepsilon_{eff} = 0,863$)

Y_s , кбар	H_{cr} , м	R_{cr} , м	$\frac{q_{kinf}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{plast f}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{hf}}{\varepsilon_{eff}}$	$\frac{\varepsilon_{pot f}}{\varepsilon_{eff}}$	q_{lf}	q_{Mf}	K_{plast}
0,15	13,72	25,30	0,650	0,098	0,250	0,0023	5,76	39,9	0,0020
0,3	12,06	25,02	0,634	0,139	0,226	0,0016	5,47	37,8	0,0040
0,5	10,97	24,02	0,605	0,182	0,212	0,0014	4,92	35,6	0,0066
0,75	10,18	21,70	0,584	0,207	0,208	0,0008	4,3	27,3	0,0099
1,0	9,66	18,20	0,568	0,224	0,187	0,0007	3,9	18,9	0,0133

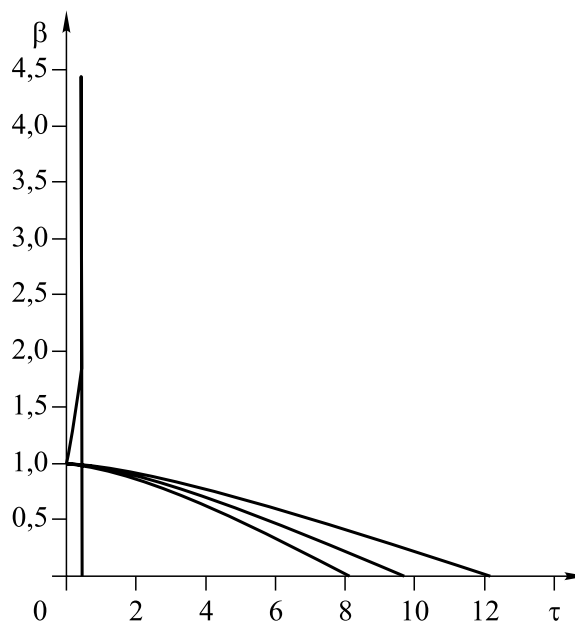


Рис. 9. Зависимости $\beta(\tau)$ при взрыве в аллювии мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м для линий тока $\mu_{0c} = 0,995; 0,9; 0,8; 0,2$ ($Y_s = 0,5$ кбар; $K_{plast} = 0,0066$; $K_{pot} = 2,81 \cdot 10^{-5}$)

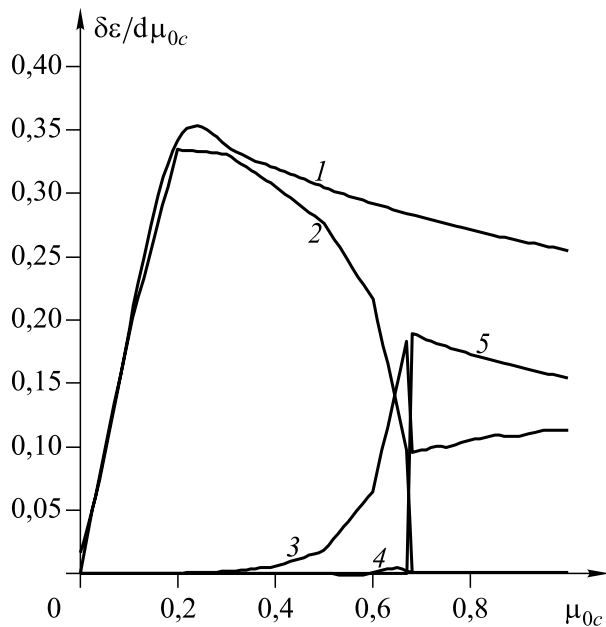


Рис. 10. Распределение энергии различных процессов при взрыве в аллювии на момент окончания течения ($Y_s = 0,5$ кбар, $E_0 = 1$ кт, $H_e = 1$ м):
 1 – $\delta\varepsilon_{eff}/d\mu_{0c}$; 2 – $\delta q_{kin}/d\mu_{0c}$; 3 – $\delta\varepsilon_{plast}/d\mu_{0c}$;
 4 – $\delta\varepsilon_{pot}/d\mu_{0c}$; 5 – $\delta\varepsilon_h/d\mu_{0c}$

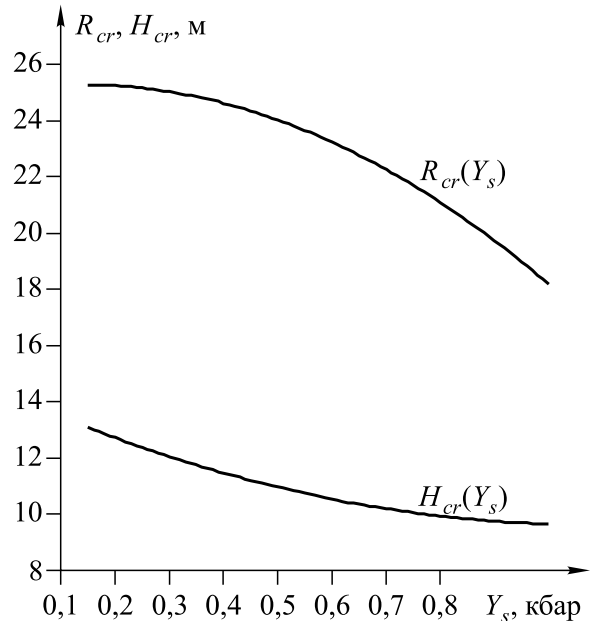


Рис. 11. Зависимости радиуса и глубины воронки от предела текучести при взрыве в аллювии мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м ($K_{pot} = 2,81 \cdot 10^{-5}$)

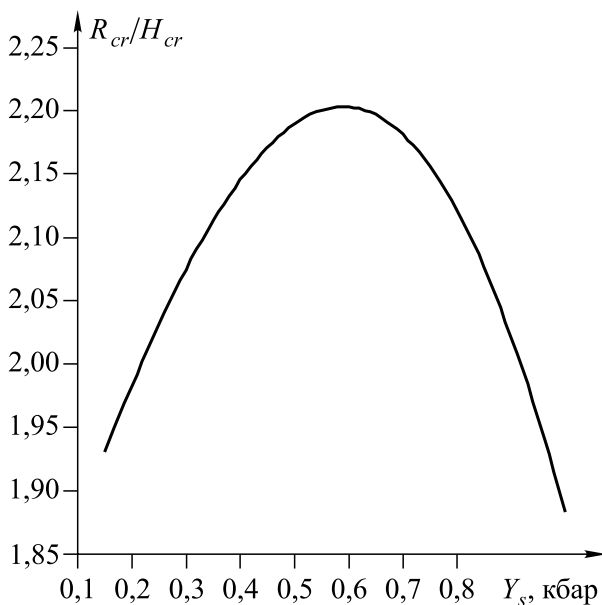


Рис. 12. Зависимость отношения радиуса к глубине воронки от предела текучести при взрыве в аллювии мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м ($K_{pot} = 2,81 \cdot 10^{-5}$)

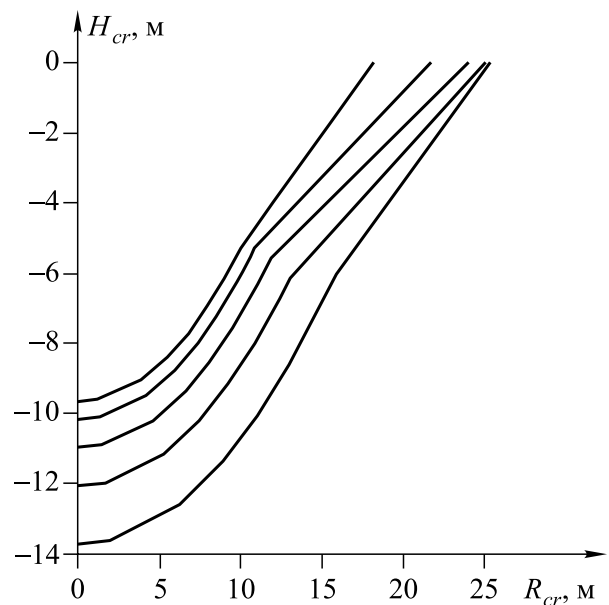
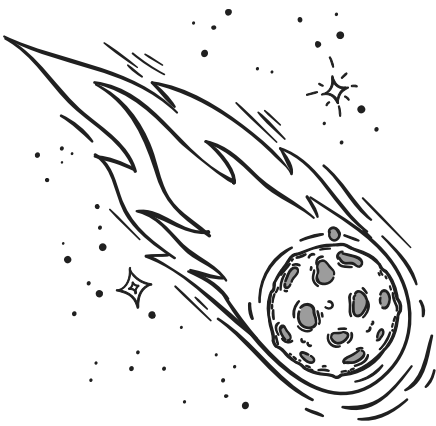


Рис. 13. Профили воронок взрывов мощностью $E_0 = 1$ кт на глубине $H_e = 1$ м в аллювии при различных значениях предела текучести $Y_s = 0,15; 0,3; 0,5; 0,75; 1,0$ кбар

Литература

1. **Maxwell, D. E.** Simple Z-model of cratering, ejection and the overturned flap [Text] // Impact and explosion cratering. – NY : Pergamon Press, 1977.
2. **Thomsen, M. J.** Calculational investigation of impact cratering dynamics: Early time material motions [Text] / M. J. Thomsen, M. G. Austin, S. F. Ruhl, P. H. Schultz, D. L. Orphal // Proc. 10th Lunar Planet. Sci. Conf. – 1979.
3. **O’Keefe, J. D.** Impact cratering: the effect of crustal strength and planetary gravity [Text] / J. D. O’Keefe, T. J. Ahrens // Review of geophysics and space physics. – 1981. – Vol. 19, No 1.
4. **Maxwell, D.** Modeling of cratering, close in displacements and ejecta [Text] / D. Maxwell, K. Seifert // Report DNA 3628F, Defence Nuclear Agency, Washington D.C. – 1974.
5. **Orphal, D. L.** Calculation of explosion cratering – II. Cratering mechanics and phenomenology [Text] / in «Impact and explosion cratering». – NY : Pergamon Press, 1977.
6. **Динс, Дж.** Теория удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах [Текст] / Дж. Динс, Дж. Уолш // Высокоскоростные ударные явления. – М. : Мир, 1973.
7. **Соколовский, В. В.** Теория пластичности [Текст]. – М. : Высшая школа, 1969.
8. **Glasston, S.** The effects of nuclear weapons (3rd edn) [Text] / S. Glasston, P. J. Dolan. – US Department of Defense & Energy, Washington, DC, USA. – 1977. – 653 pp.



Твой вид загадочен так...
У. Шекспир «Гамлет»

Голь на выдумки хитра.

Necessity is the mother of invention /
Необходимость – мать изобретательности.

Кончай разговоры – пошли к лошадям.
Английская поговорка

СПОСОБЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ АСТЕРОИДОВ ПРИ КОСМИЧЕСКИХ МИССИЯХ

Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин

Для исследования природы астероидов и комет, определения возможных способов и средств воздействия на представляющий угрозу астероид, а также прогнозирования последствий столкновения с Землей необходимы исследования их физических свойств. К ним относятся:

1. Размеры, масса и форма астероида.
2. Плотность материала астероида и ее распределение по глубине. Плотность зерна (или пористость).
3. Химический состав астероида.
4. Данные по ударной сжимаемости материала астероида.
5. Упругопластические и прочностные параметры.

Часть этих параметров может определяться астрономическими наблюдениями. Но некоторые из них, причем очень важные, могут быть получены только в случае осуществления космической миссии к астероиду с помощью исследовательских зондов.

Мы обсуждаем возможности экспериментального исследования тех или иных параметров астероида в зависимости от взаимной кинематики исследовательского зонда и астероида. Формулируются требования к исследовательскому аппарату, зонду, системе регистрации. Приведены некоторые существующие методы получения информации, которые могут быть использованы в исследовательском зонде. Соответственно, решается и обратная задача – какую экспериментальную информацию можно получить при конкретной скорости столкновения исследовательского зонда и астероида.

1. Постановка задачи

Основным результатом и целью экспериментальных исследований свойств астероидов и комет при космических миссиях должно быть построение адекватной физико-математической модели астероида или кометы. Модель должна быть такова, чтобы на ее основе можно было

уверенно прогнозировать как последствия столкновения астероида с Землей, так и результат воздействия на него с целью предотвратить столкновение.

В данной работе мы хотели бы приблизительно очертить тот круг физических задач по исследованию астероидов и комет, которые можно поставить при планировании полета к небесному объекту. Поскольку авторы настоящего доклада не являются специалистами в области ракетно-космической техники, то мы бы хотели отвлечься от реальной осуществимости того или иного способа полета и сосредоточить внимание на той физической информации, которую можно было бы получить при организации соответствующих условий. Таким образом, мы бы переформулировали задачу в следующем аспекте: «Что мы можем узнать нового об астероиде при обеспечении соответствующих условий его взаимодействия с космическим зондом?» К этим условиям относятся:

1. Столкновение космического зонда с астероидом;
2. Посадка космического аппарата на астероид.

Соответственно, для исследования природы астероидов и комет, определения возможных способов и средств воздействия на представляющие угрозу небесные тела, а также прогнозирования последствий столкновения с Землей, необходимы исследования их физических свойств. К этим данным относятся:

1. Размеры, масса и форма астероида.
2. Плотность материала астероида и ее распределение по глубине. Плотность зерна (или пористость).
3. Химический состав астероида (весовое содержание элементов).
4. Данные по ударной сжимаемости материала астероида.
5. Данные по упругим характеристикам материала астероида:
 - модуль сжатия K ,
 - модуль сдвига μ ,
 - или любая другая эквивалентная пара параметров (коэффициент Пуассона, скорости продольной и поперечной волны и т. п.).
6. Упругопластические и прочностные параметры:
 - прочность на сжатие (быстрые и медленные деформации);
 - прочность на растяжение (быстрые и медленные деформации);
 - условие пластичности в разрушенном материале (быстрые и медленные деформации).

Указанные параметры могут быть определены тем или иным способом в случае осуществления космической миссии к астероиду.

Для расчетной оценки последствий воздействия не все параметры являются одинаково важными. По отношению к различным параметрам могут быть выдвинуты различные требования по точности определения. Приоритеты могут также изменяться в зависимости от типа предполагаемого воздействия (кинетический удар; ядерный взрыв: заглубленный, контактный или взрыв на некотором расстоянии от поверхности астероида).

В настоящее время представляется, что наиболее важными являются такие параметры, как: плотность, химический состав и прочностные характеристики. (Предполагается, что в случае осуществления миссии к астероиду его размеры, масса и форма будут заведомо определены.)

Мы остановимся на неядерных экспериментах, так как по нашему убеждению подготовка ядерного эксперимента должна опираться на некоторый объем информации, которую вначале необходимо получить из «обычных» экспериментов в космосе.

В случае проведения неядерного эксперимента, по-видимому, можно выделить три основных типа постановки исследований в зависимости от скорости столкновения V исследовательского зонда с поверхностью астероида:

- при $V > 10$ км/с происходит «взрыв» зонда;
- при $1,5 < V < 10$ км/с происходит высокоскоростное проникание зонда в астероид в гидродинамическом режиме (если он имеет удлиненную форму);
- при $V < 1$ км/с происходит низкоскоростное проникание зонда в астероид.

Рассмотрим физическую информативность каждого из этих режимов.

2. Скорость столкновения больше 10 км/с

Скорости столкновения больше 10 км/с весьма характерны для космических объектов. Однако этот диапазон скоростей столкновения весьма мало изучен с экспериментальной точки зрения. Объясняется это, прежде всего, очень большими техническими трудностями получения таких скоростей для заметных масс вещества. Поэтому исследование поведения веществ при столкновении с такими скоростями представляет самостоятельный интерес.

При скорости столкновения исследовательского зонда с поверхностью астероида $V > 10$ км/с происходит «взрыв» зонда. При этом на поверхности астероида возникает кратер. Размеры кратера являются интегральными характеристиками свойств материала астероида и в качестве таковых могут служить для калибровки расчетов воздействия как кинетического удара, так и ядерного взрыва.

Полуэмпирические значения времени образования кратера и его размеров даются следующими формулами:

- характерное время образования кратера:

$$t \text{ (с)} = 0,05(mV^2)^{1/3};$$

- характерный радиус R и глубина H кратера:

$$R = 5(mV^2)^{1/3}, \quad H = 2(mV^2)^{1/3}.$$

В этих формулах масса измеряется в сотнях кг, скорость – в десятках километров в секунду.

Таким образом, для скорости столкновения 30 км/с и массы 100 кг, имеем следующие значения характерных величин: время образования $t = 0,1$ с, радиус кратера $R = 10$ м, глубина кратера $H = 4$ м.

Возможно, по спектральным характеристикам свечения при взрыве удастся определить химический состав материала астероида.

Отметим, что, исходя из размеров кратера, пользуясь экспериментальными данными по взрывам и ударам, можно будет попытаться подобрать аналоговую земную породу, для которой размеры кратера при тех же условиях близки. При этом неизвестные параметры для астероида

будут считаться теми же самыми, что и для материала аналога, которые определяются в земных условиях.

Кроме этого, такой опыт был бы прямым экспериментом по исследованию кинетического удара.

3. Скорость столкновения от 1,5 до 10 км/с

В этом случае будет происходить проникание зонда в астероид в гидродинамическом режиме. Если оформить головную часть зонда в виде стержня заданной формы (в простейшем случае – цилиндр) и организовать столкновение без угла атаки, то можно получить следующую информацию:

1. Зависимость скорости расходования стержня от времени, которая позволит определить плотность поверхности материала астероида: $\rho_a = \rho_r (l - V/u)^2$, где ρ_a – плотность поверхности астероида; ρ_r – плотность стержня; V – скорость столкновения; u – измеренная скорость расходования.

Характерное время проникания составит 1...10 мс.

Этот эксперимент позволит дать ответ на важный вопрос об однородности астероида путем сравнения полученной плотности с плотностью, измеренной дистанционными методами по форме и массе.

2. Данные о диаметре и динамике образующейся каверны, по которым можно будет судить об упругопластических и прочностных параметрах материала астероида. Размеры каверны также являются интегральными характеристиками свойств материала астероида и в качестве таковых могут служить для выбора соответствующих параметров. Так же, как в разделе 2, можно подобрать соответствующий «земной аналог» материала астероида, для которого определить нужные параметры и принять их в качестве таковых для исследуемого объекта. Кроме этого, мы будем иметь некоторые данные по динамике каверны, которые позволят уточнить модель.

В данной постановке зонд при проникании разрушается. Поэтому, в частности, невозможно определение химического состава астероида.

4. Скорости меньше 1 км/с

При скорости столкновения $V < 1$ км/с будет происходить низкоскоростное проникание зонда в астероид. При этом возможно сохранение как корпуса зонда при оформлении его в виде снаряда, так и аппаратуры, если она выполнена в ударостойком варианте. В этом случае возможно получение следующей информации:

1. Характеристики процесса проникания (скорость, перегрузки, глубина), по которым можно оценить упругопластические и прочностные параметры материала астероида.

2. Измерение плотности с помощью гамма-гамма метода после остановки зонда (необходимое время измерения – 10 с).

3. Определение химического состава с помощью гамма-гамма спектрометрии (необходимое время измерения – 100 с).

4. Измерение скоростей продольной и поперечной упругих волн с помощью акустического зондирования (необходимое время измерений – от 1 мс до 0,1 с).

Характерное время проникания составит до 0,1 с.

Вышеперечисленные возможности значительно расширяются в случае использования нескольких зондов, часть из которых содержат взрывчатое вещество, а часть – исследовательскую аппаратуру. Те зонды, которые содержат взрывчатое вещество, подрываются, а зонды с аппаратурой отслеживают приход сигналов. При этом масса ВВ может варьироваться в очень широких пределах.

В этом случае можно определить:

1. Скорости распространения сейсмических волн и ударных волн.
2. Размеры кратеров в зависимости от заглубления зарядов.

По этим данным уже с достаточно большой точностью можно будет прогнозировать результат воздействия на астероид, вплоть до размеров зон разрушения.

5. Посадка на астероид

Сама по себе посадка (без возвращения) особых преимуществ, по сравнению с низкоскоростным прониканием, не дает, за исключением, по-видимому, облегчения передачи информации. Большие преимущества можно получить при возврате космического аппарата на Землю с достаточно большой (10 кг) массой грунта. В этом случае в земных условиях с хорошей точностью можно будет определить уравнение состояния астероида и структуру его вещества. Кроме этого, если бы удалось получить вертикальный керн, начиная с поверхности, то мы бы узнали структуру приповерхностного слоя: наличие пыли и распределение плотности. Эта информация является достаточно важной для прогнозирования результатов воздействия при проведении ядерного взрыва.

6. Обеспечение получения информации

Все описанные выше способы требуют, как минимум, двух космических аппаратов: первый – это активный исследовательский зонд, который взаимодействует с астероидом (сталкивается, проникает, садится или т. п.); второй – пассивный, который наблюдает за результатом взаимодействия. Ко второму аппарату также предъявляются достаточно жесткие, а зачастую и взаимопротиворечивые требования:

1. В случае соударения зонда со скоростью больше 10 км/с он должен: зарегистрировать свечение (порядка 1 мс), не быть поражен осколками из кратера, надежно зарегистрировать форму кратера (время образования – 0,1 с).

2. В случае соударения со скоростями от 1,5 до 10 км/с должен зарегистрировать информацию о быстро протекающем процессе проникания длительностью от 1 до 10 мс.

3. В случае низкоскоростного проникания или при посадке он должен взаимодействовать с активным аппаратом достаточно долгое время (100 с) и при этом регистрировать как сам процесс проникания, так и результаты измерения плотности и состава. В случае же использования ВВ и нескольких зондов необходимо также регистрировать формы кратеров от нескольких взрывов, а также информацию о времени прихода на другие зонды сейсмических или ударных волн.

Заключение

Резюме вышеизложенному удобнее подвести с помощью следующей таблицы, в которой представлены относительные скорости астероида и исследовательского зонда, а также список интересных физических параметров. В клетках перекрестий показано качество и возможность получения той или иной информации.

	$V > 10$, км/с	$1,5 < V < 10$, км/с	$V < 1$, км/с	$V = 0$, км/с с возвратом зонда
Плотность астероида	нет	да	да	да
Химический состав	возможно	нет	да	да
Ударная сжимаемость	косвенно	возможно	возможно	да
Упругие характеристики	нет	нет	да	да
Упругопластические и прочностные параметры	косвенно	да	косвенно	да

В ряде позиций проставлено: «косвенно». Это означает, что прямо соответствующие параметры не определяются. Определить их можно, решая некорректную задачу, которая, вообще говоря, может иметь и не единственное решение. Способ решения следующий: исходя, например, из окончательных размеров кратера, подбирается земная порода, для которой экспериментальная или расчетная форма кратера близка. Параметры астероидного материала при этом принимаются такими же, как и для соответствующей земной породы. Если такой породы подобрать нельзя, то ситуация усложняется: необходимо проведение большого цикла расчетов по математическому моделированию конкретного эксперимента с изменением различных параметров и привлечением дополнительной информации (например, по уравнениям состояния метеоритов, упавших на Землю). Путем описания эксперимента можно попытаться определить наиболее вероятное значение неизвестных параметров.

В любом случае, после проведения эксперимента для выдачи исходных данных по прогнозированию воздействия должна быть проведена достаточно большая расчетно-теоретическая работа, целью которой будет создание физико-математической модели астероида, непротиворечивым образом описывающей результаты экспериментов при космических миссиях.



Я должен войти и выйти.

Б. Шоу «Дом, где разбиваются сердца»

Если гора не идет к Магомету, то Магомет идет к горе.

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ПРОЦЕССА ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПРОНИКАНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

В. П. Елсуков, В. Н. Ногин, М. Ю. Науменко, В. А. Симоненко, В. Л. Сорокин

Предложен способ оценки плотности приповерхностной области небесных тел, основанный на измерении закона движения ударной волны в тонком металлическом стержне, возникающей при его столкновении с поверхностью. Приводятся результаты двумерных расчетов взаимодействия однородного стержня с поверхностью при скорости столкновения 10 км/с. Сделаны оценки параметров полости в грунте и зависимости амплитуды ударной волны в веществе стержня от плотности грунта и параметров его уравнения состояния. Показана возможность регистрации неоднородных включений в грунте. Проведено численное моделирование влияния неоднородности стержня на параметры ударной волны в нем, связанное с необходимостью установки системы регистрации.

Введение

Для развития теории возникновения планет, астероидов и комет большое значение имеют данные о свойствах составляющих их веществ. В то же время получение фактической информации о составе и свойствах даже приповерхностных слоев грунта с помощью дистанционных методов достаточно проблематично. Поэтому в настоящее время большинство данных о свойствах грунтов на поверхности небесных тел получены при исследовании проб грунтов, отобранных специальными модулями (луноходами, марсоходами и др.). При этом необходимо обеспечить их сравнительно мягкую посадку на поверхность небесного тела, что является достаточно сложной и дорогостоящей операцией. Недавно был продемонстрирован другой подход к проблеме исследования свойств приповерхностных грунтов [1]. В ходе эксперимента «Dip Impact» массивный компактный ударник ($M = 364$ кг) на большой скорости ($U = 10,3$ км/с) ударял по поверхности кометного тела. При этом был получен сравнительно небольшой объем полезной информации, в основном спектры свечения испаренного при ударе вещества и фотосъемка процесса разлета грунта. Представляется полезным рассмотреть возможности получения дополнительной информации в рамках данного подхода. В частности, можно использовать тот факт, что скорость

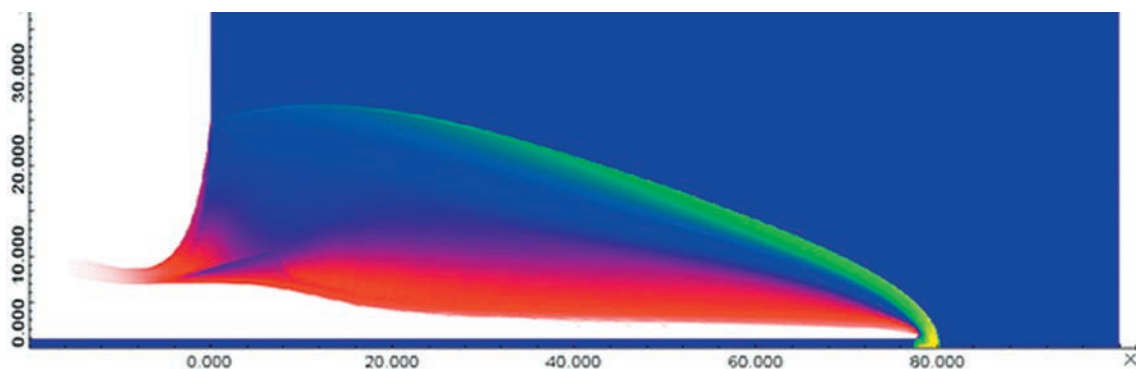


Рис. 1. Процесс взаимодействия ударника с преградой

проникания вытянутого ударника в преграду в основном определяется соотношением плотностей ударника и преграды [2]. Ударник в виде длинного стержня, ориентированный перпендикулярно поверхности небесного тела, будет проникать в грунт с образованием каверны (рис. 1).

Если измерить скорость ударника перед соударением с поверхностью и скорость проникания ударника в грунт, то можно сделать оценки плотности грунта в приповерхностном слое. Ниже рассмотрен один из возможных вариантов технической реализации этого предложения.

Теория

Теоретически процесс стационарного высокоскоростного проникания ударника в преграду достаточно подробно исследован (см., например, [2]). В приближении несжимаемой жидкости глубина проникания и скорость проникания описываются соотношениями

$$l = \mu L, \quad U = \frac{\mu}{1 + \mu} V,$$

где L – длина стержня; V – его скорость перед соударением; $\mu = \sqrt{\rho_c / \rho_n}$; ρ_c – плотность вещества стержня; ρ_n – плотность грунта. Для случая сверхзвукового проникания, рассмотренного в [2], необходимо учитывать сжимаемость веществ. При этом в соотношениях для глубины и скорости проникания изменяется величина параметра μ :

$$\mu = \sqrt{\frac{\rho_c (2 - 1\delta_c)}{\rho_n (2 - 1\delta_n)}},$$

где $\delta > 1$ – величина сжатия вещества (преграды и ударника) на контактной границе на оси системы.

Численное моделирование

Задача численного моделирования состояла в исследовании зависимости скорости проникания от времени и от свойств вещества ударника и грунта.

Процесс проникания, для которого характерно образование сложного вихреобразного течения, рассчитывался по программному комплексу МЕЧ, где реализован неоднородный эйлеровский

разностный метод. Он использует основные принципы метода «частиц в ячейке» [3], но имеет большую точность, монотонность и экономичность. Число частиц в процессе расчета меняется: увеличивается или уменьшается так, чтобы обеспечить достаточную точность описания границ. При движении контактных границ образуются ячейки, содержащие несколько веществ. В них рассчитывается смесь веществ. Предполагается, что компоненты смеси находятся в механическом равновесии без теплообмена.

Расчеты проводились для стержня радиусом 1 см, длина стержня более чем в 100 раз превышала его радиус. Скорость стержня составляла 10, 20 и 30 км/с. В качестве вещества стержня рассматривалась сталь с плотностью 7,8 г/см³. Плотность грунта составляла 2,65 и 1,45 г/см³ (пористый грунт). В основных расчетах использовались уравнения состояния типа Ми–Грюнайзена с параметрами, подобранными по имеющимся экспериментальным данным по ударному сжатию. Для сравнения, некоторые расчеты проводились с другими уравнениями состояния для грунтов и вещества ударника, в частности учитывающие испарение. Для иллюстрации на рис. 2 приведены поля плотностей на несколько моментов времени для расчета с $V = 10$ км/с, $\rho_n = 2,65$ г/см³. На рис. 3 приведены профили основных газодинамических величин вдоль оси и на нескольких расстояниях от оси. На рис. 4 построена зависимость скорости проникания от времени. Видно, что через 10 мкс после удара устанавливается стационарный режим проникания $U = 6,1$ км/с. Отметим, что для несжимаемой жидкости соответствующее значение составляет 6,3 км/с, а при учете сжимаемости – 6,2 км/с. Для случая пористого грунта скорость проникания составила $U = 6,6$ км/с. По формуле для несжимаемой жидкости соответствующее значение составляет 7 км/с, а при учете сжимаемости – 6,7 км/с. Видно, что учет сжимаемости важен в случае пористых грунтов (по формуле для несжимаемой жидкости, скорости проникания 6,6 км/с соответствует плотность грунта 2,1 г/см³).

Для оценки возможности регистрировать наличие неоднородностей в плотности грунтов был проведен расчет, в котором на глубине 40 см введен слой повышенной плотности толщиной 20 см (рис. 5). Видно, что скорость проникания «реагирует» на наличие неоднородности.

Система регистрации скорости проникания стержня

Как видно из рис. 3, на оси вблизи контактной границы «стержень–грунт» имеет место локальное повышение давления (характерный размер области составляет около 7 см). На передней границе этой области стоит ударная волна с амплитудой около 30 ГПа. В стержне имеет место плавное повышение давления до 50 ГПа. Эта область повышенного давления перемещается вдоль стержня со скоростью $V-U$. Для регистрации скорости этого перемещения можно использовать методики, применявшиеся при контроле Договора об ограничении мощности подземных ядерных испытаний гидродинамическим методом. Напомним, что при этом в скважине размещался измерительный кабель. При прохождении ударной волны вдоль кабеля он закорачивался. В опытах измерялась длина незакороченной части кабеля в зависимости от времени (аналог методики КОРТЕКС [4]). Размещая в теле стержня измерительный кабель, можно по времени его замыкания определять скорость перемещения области повышенного давления вдоль стержня. Отметим, что методика регистрации экспериментально отработана, регистрирующая аппаратура имеет приемлемые весогабаритные характеристики.

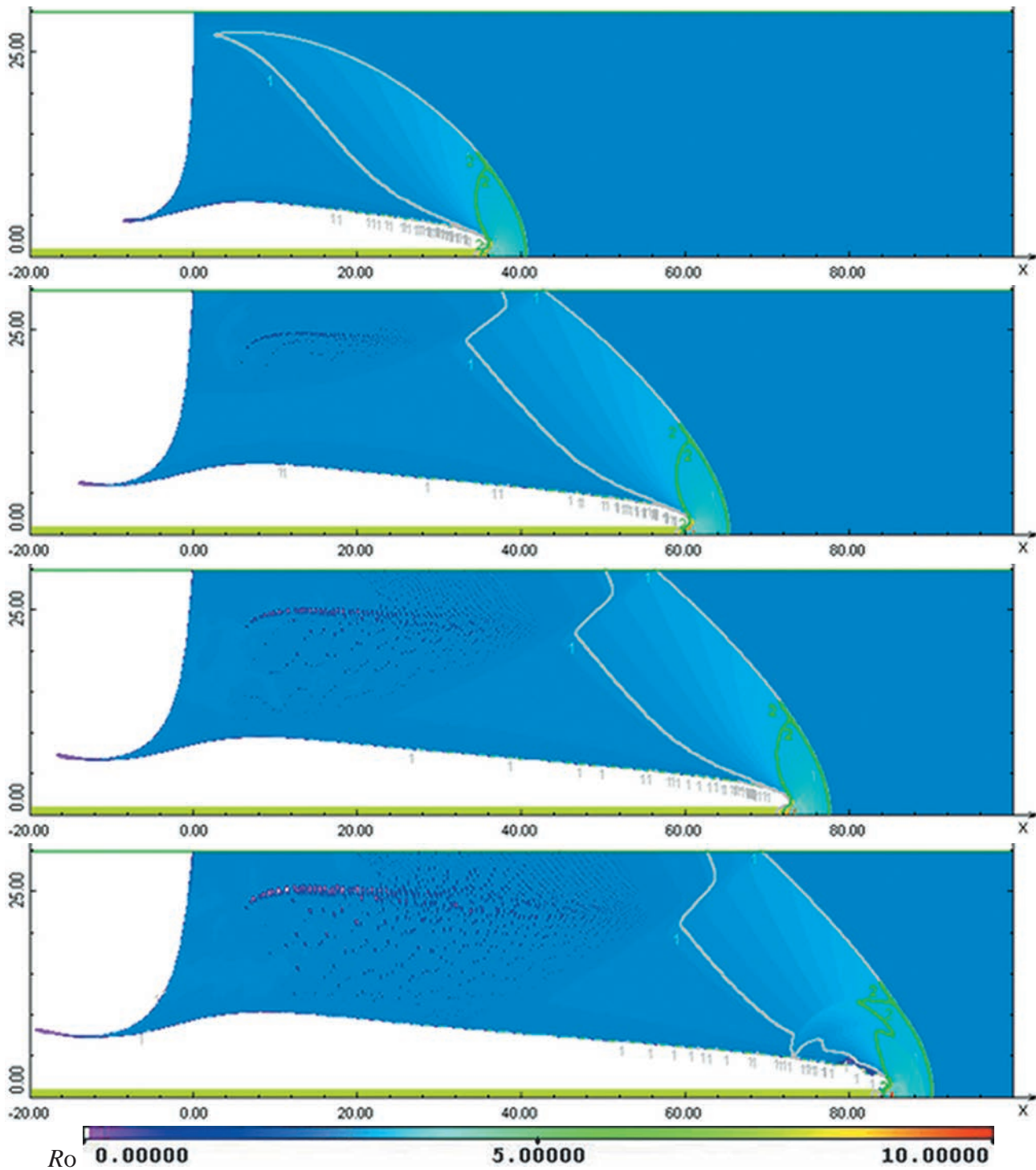


Рис. 2. Поля плотностей с изолиниями давлений при $t = 60, 100, 120$ и 140 мкс

P
 1 +1.00000e+000
 2 +1.00000e+001
 3 +5.00000e+001
 $t = 120$ мкс

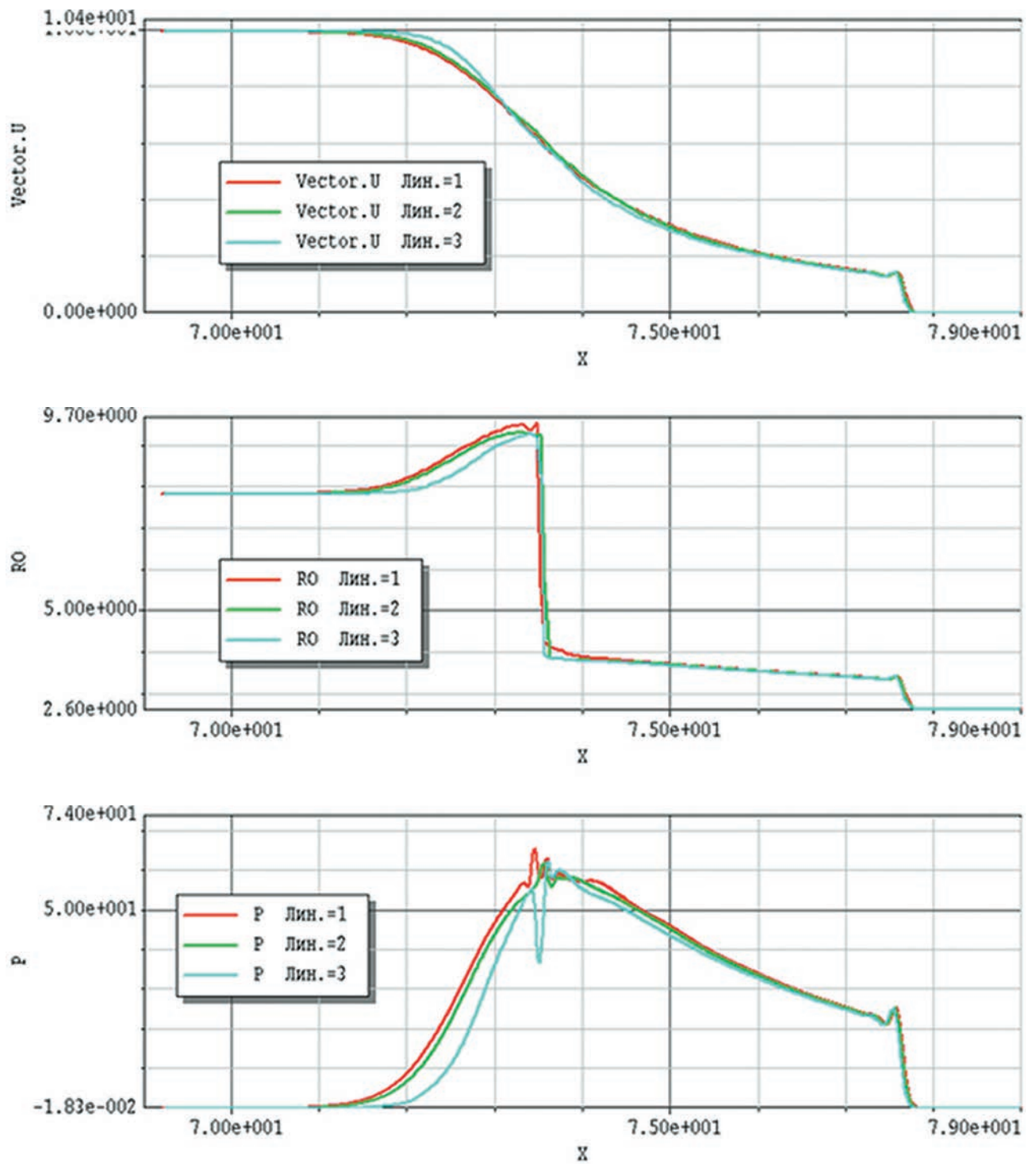


Рис. 3. Профили скорости, плотности и давления

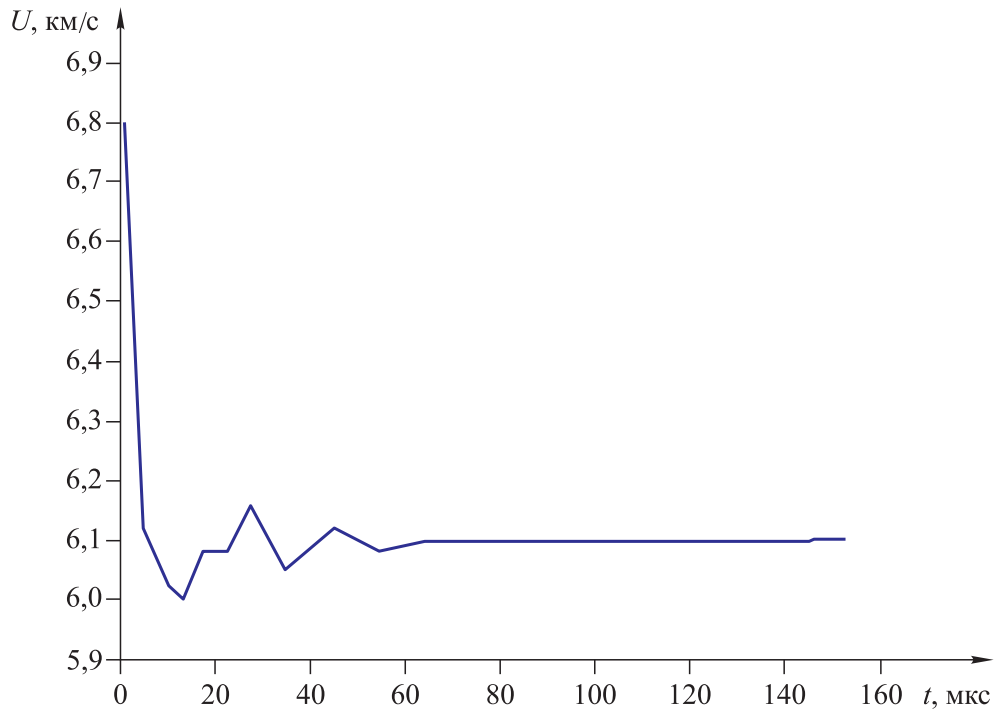


Рис. 4. Зависимость скорости проникания от времени

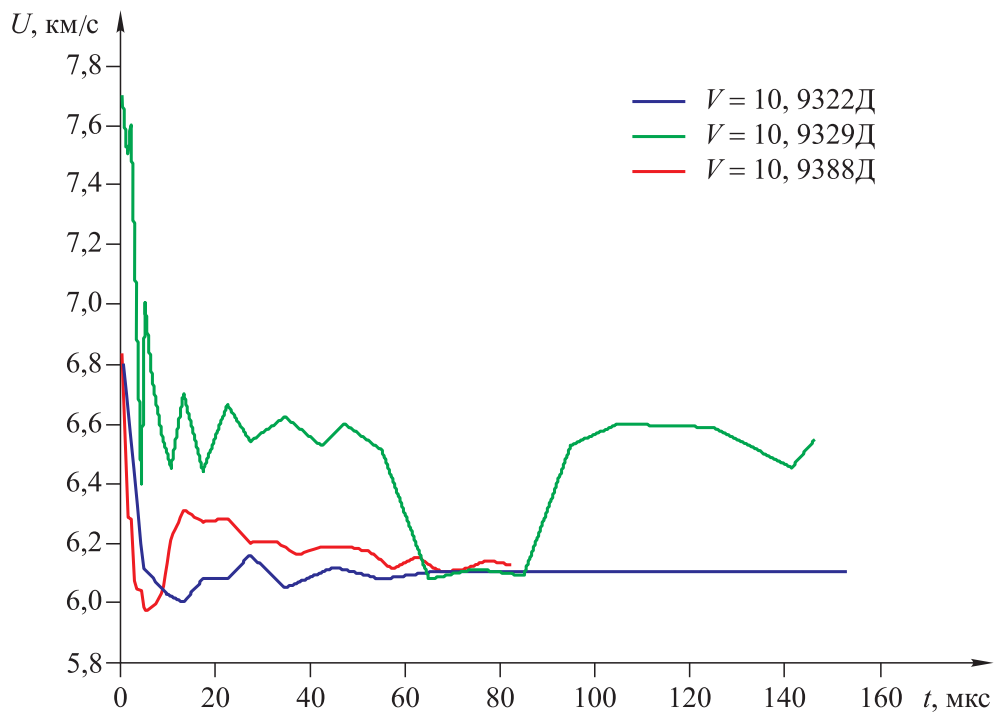


Рис. 5. Зависимость скорости проникания от времени:

— $\rho_n = 2,65 \text{ г/см}^3$; — $\rho_n = 1,45 \text{ г/см}^3$, на глубине 40 см – слой грунта толщиной 20 см с плотностью $\rho_n = 2,65 \text{ г/см}^3$; — составной ударник

Конструкция разворачиваемого стержня (антенны)

Требования к конструкции

1	Длина антенны	30 м – min
2	Габариты модуля разворачивания антенны	1500×1000×1000 мм
3	Масса модуля	200 кг – max
4	Плотность антенны	7 г/см ³ – min
5	Количество измерительных кабелей	4
6	Отклонение антенны от прямолинейности	± 0,5 мм
7	Диапазон рабочих температур	–150...+15 °С
8	Допустимые зазоры в теле антенны	не допускаются

Конструкция антенны

Анализ блочных конструкций антенны показал невозможность выполнения требования 8 (зазоры в теле антенны не допустимы) и условия 5 для измерительного кабеля (кабель должен быть сплошным). Поэтому за основу была принята конструкция кабельного типа. Складывание и разворачивание антенны осуществляется за счет пластических деформаций материала кабеля. Общий вид фрагмента кабеля представлен на рис. 6.

Два измерительных кабеля расположены в нейтральном сечении антенны.

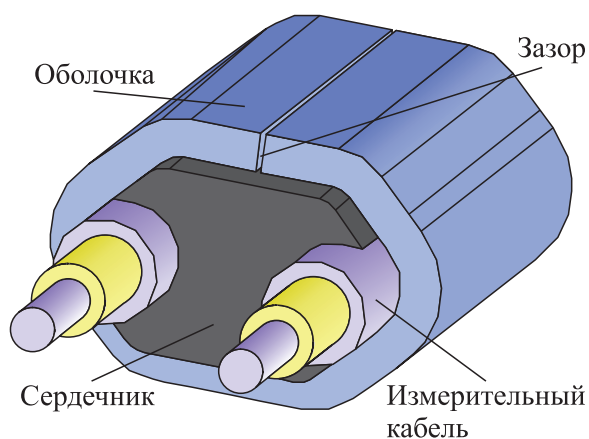
Материал сердечника и оболочки – свинец. Кабель собирается следующим образом:

- в боковые вырезы сердечника вставляются коаксиальные кабели;
- сердечник с кабелями завальцовывается в оболочку;
- зазор в оболочке заполняется свинцом методом газодинамического напыления.

Общий вид антенного модуля представлен на рис. 7.

Кабель раскручивается двумя парами роликов, для раскручивания кабеля необходимо обеспечить крутящий момент на роликах – 20 кг · м (по предварительным оценкам).

Измерительный блок вращается совместно с барабаном кабеля. Антенный кабель укладывается в спираль, начальный диаметр – 400 мм, количество витков спирали – 17, длина кабеля – 32 м, масса – 35 кг. Приблизительная масса модуля – 100–120 кг.



Для обеспечения прямолинейности антенны антенный кабель проходит через выпрямляющее устройство, которое представляет собой трубу с калиброванным отверстием.

Для обеспечения большей прямолинейности антенны, антенный кабель можно заворачивать в упругую ленту из нержавеющей стали или бериллиевой бронзы. Для этого антенный кабель должен быть круглого сечения. Механизм для заворачивания представлен на рис. 8.

Рис. 6. Фрагмент антенны кабельного типа

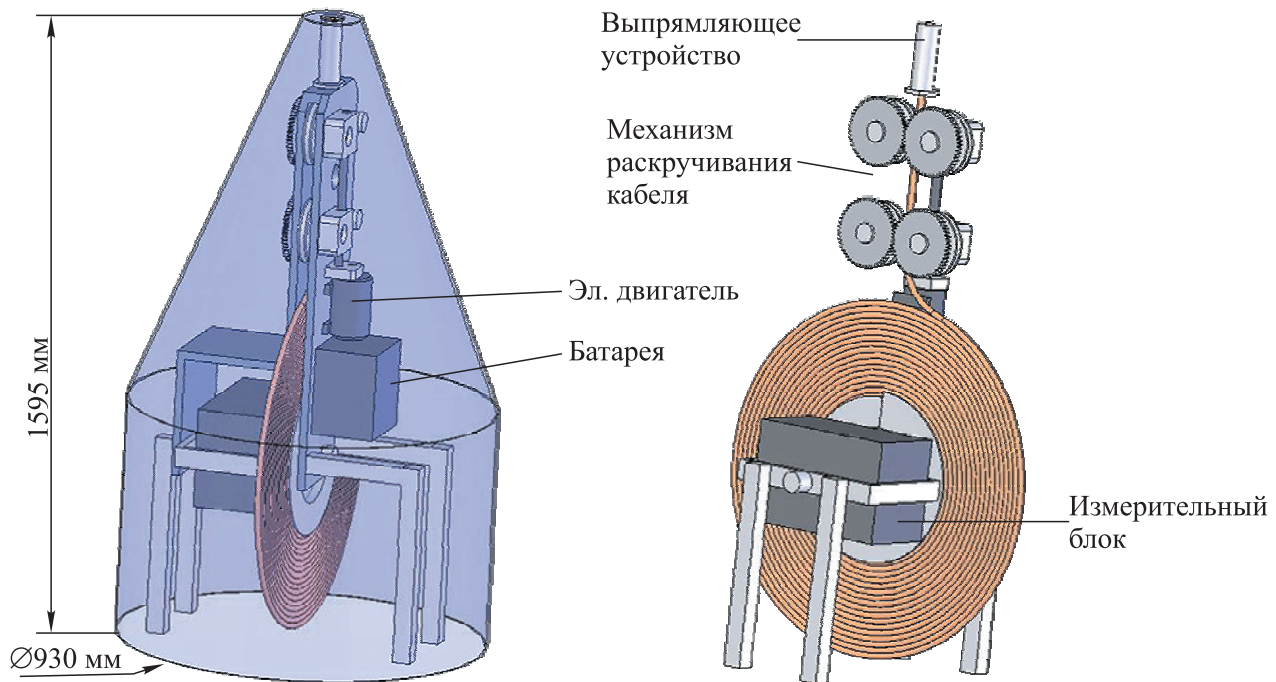


Рис. 7. Общий вид антенного модуля

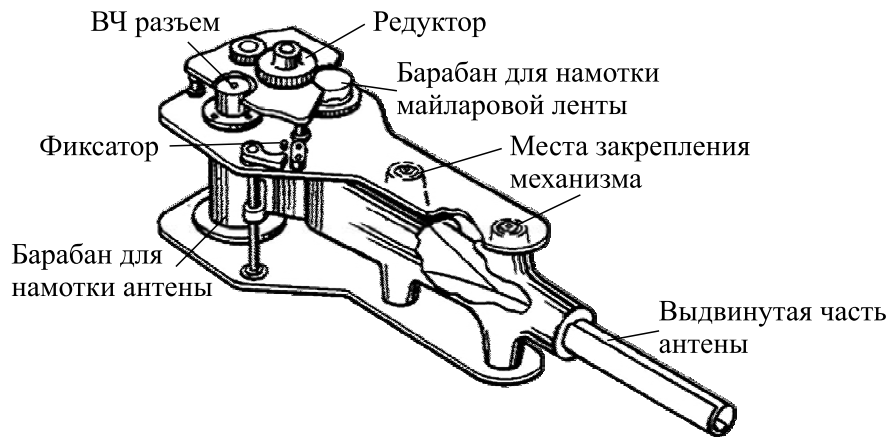


Рис. 8. Механизм для закручивания в упругую ленту

Такие механизмы разворачивания штыревых антенн применяют для летательных и космических аппаратов [5].

Проблемы

До практического применения необходимо решить значительное количество проблем. Одной из основных является обеспечение сохранности измерительного кабеля в процессе проникания. В случае касания стержнем стенок каверны возможно преждевременное замыкание кабеля. Тенденция к схлопыванию каверны имеется в расчетах с неоднородным грунтом (рис. 9).

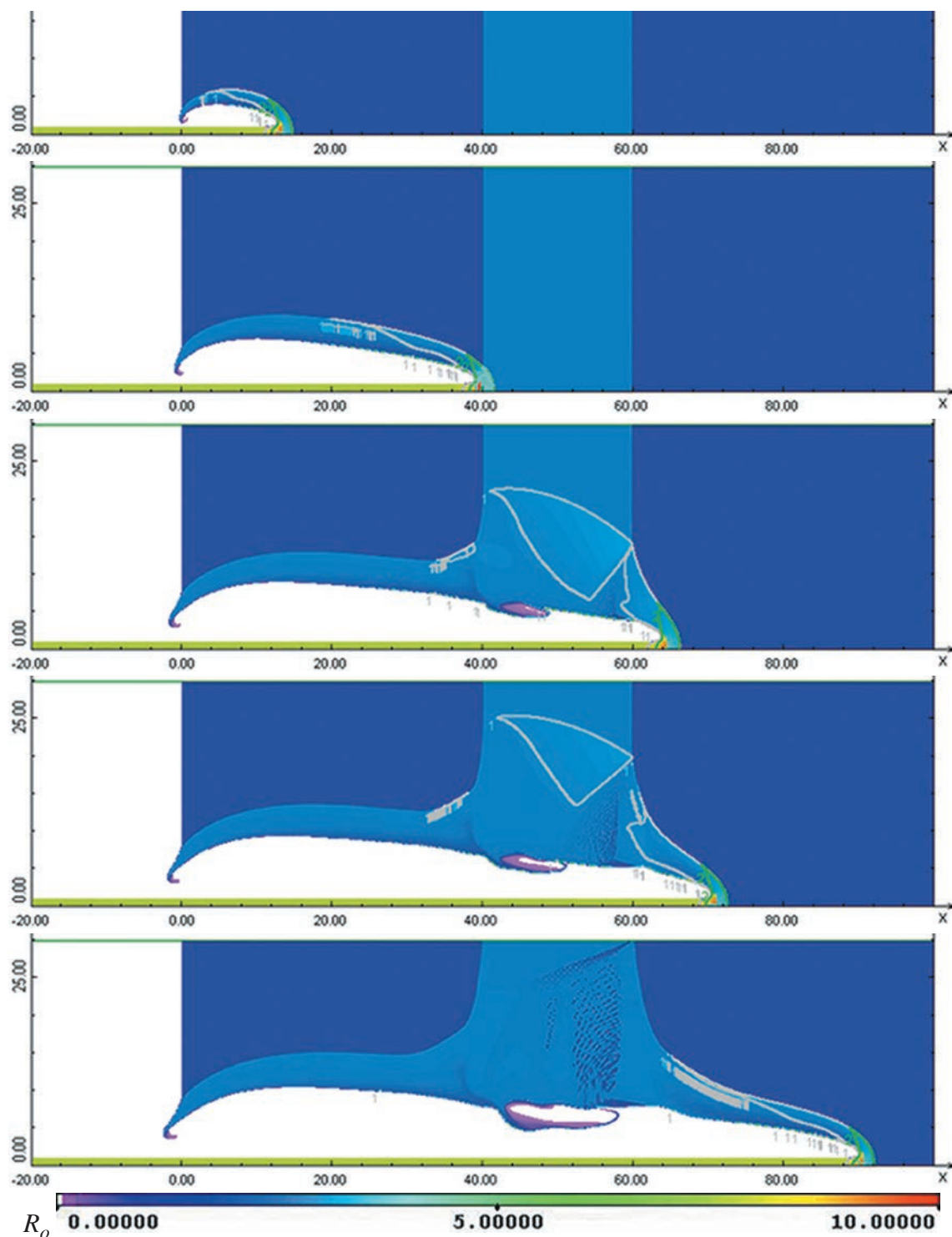
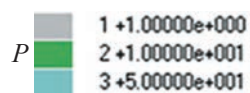


Рис. 9. Поля плотностей с изолиниями давлений при $t = 20, 60, 100, 110$ и 140 мкс



Другая проблема связана с потерей устойчивости процесса проникания стержня, связанной как с неоднородностью грунта, так и с влиянием измерительной системы (кабеля) (рис. 10, 11).

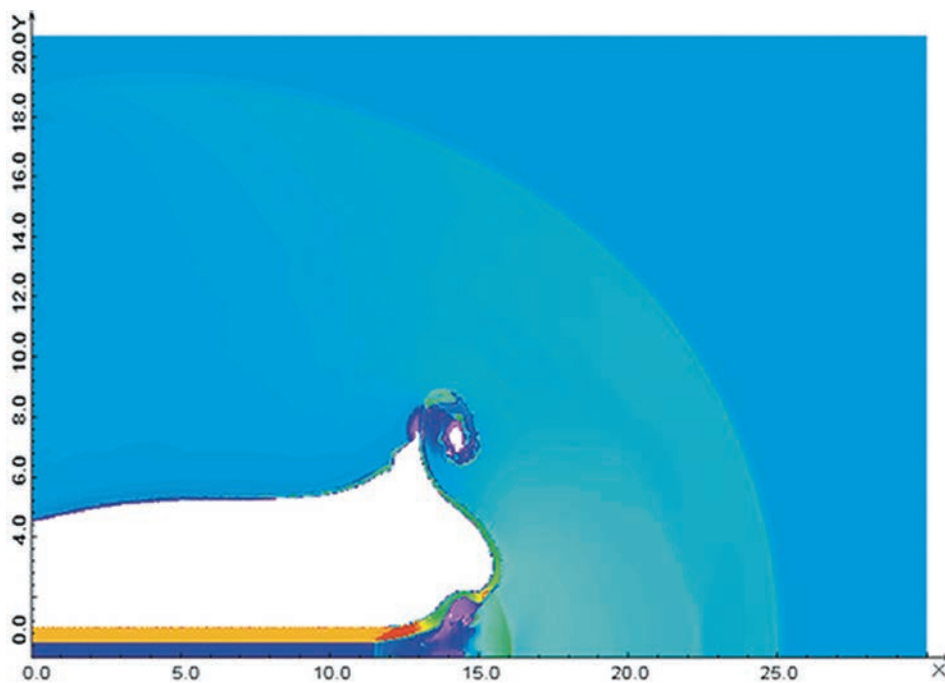


Рис. 10. Поле плотности в расчете с кабелем в центре стержня ($t = 40$ мкс)

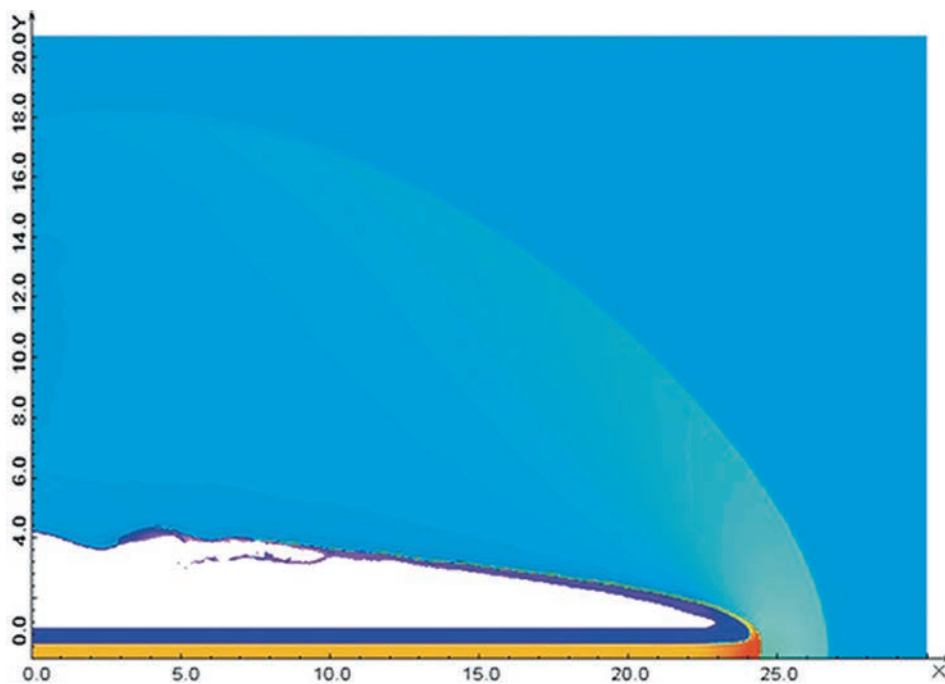


Рис. 11. Поле плотности в расчете с кабелем на периферии стержня ($t = 40$ мкс)

Литература

1. // Science. – 2005. – Vol. 310. – P. 258–263.
2. Физика взрыва / под редакцией Л. П. Орленко. – М. : Физматлит, 2002.
3. **Анучина, Н. Н.** О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями [Текст] // Сб. ЧММСС. – 1970. – Т. 1, № 4.
4. **Virchow, C. F., Conrad G. E.** // Rev. Sci. Instrum. – 1980. – 51. – P. 642.
5. **Куркин, В. И.** Детали механизмов радиоустройств [Текст] / В. И. Куркин, Б. С. Козинцев. – М. : Высш. шк., 1988. – 256 с.



У нас развелись философы, которые всё сверхъестественное и загадочное объявляют простым и обыденным.

У. Шекспир «Конец – делу венец»

Кому сгореть – тот не утонет.

ВЗРЫВНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ И ФРАГМЕНТАЦИЯ МЕТЕОРИТОВ В АТМОСФЕРЕ

Д. В. Петров, О. Н. Шубин, В. П. Елсуков, В. А. Симоненко

Рассматривается модель взрывного взаимодействия метеоритов с атмосферой, а также их фрагментации. Показана принципиальная возможность взрывного разрушения метеоритов в атмосфере. Получены простые соотношения для высоты взрыва метеорита и размеров фрагментов.

В настоящее время существует ряд экспериментальных фактов наблюдений взаимодействия метеоритов с атмосферой, у которых нет последовательного и логически связанного объяснения. Это, прежде всего, взрыв Тунгусского метеорита на некоторой высоте. При этом взрыве не было обнаружено метеоритного вещества. Кроме этого, регулярно в атмосфере Земли регистрируются вспышки, подобные огненному шару ядерного взрыва с мощностями от 1 до 100 килотонн тротилового эквивалента. Это говорит о том, что при некоторых условиях существует физический механизм взрывного взаимодействия метеорита с атмосферой Земли с характерными особенностями воздушного или высотного ядерного взрыва. Не имеется также непротиворечивой теории фрагментации метеоритов в атмосфере.

В данной работе изложена расчетно-теоретическая модель взрывного взаимодействия метеоритов с атмосферой, а также их фрагментации. Основные предположения модели следующие: при влете метеорита в атмосферу происходит его взаимодействие с набегающим потоком воздуха, результатом которого является крупномасштабная потеря метеоритом гидродинамической устойчивости. В результате этого он делится на несколько примерно равных частей. В дальнейшем для каждого образовавшегося куска этот процесс повторяется – наблюдается цепная реакция дробления метеорита с торможением фрагментов в атмосфере. Следствием такой физической модели могут быть два исхода. Первый – метеориты с достаточно низкой плотностью и размерами меньше критического могут долетать только до некоторой критической высоты над поверхностью Земли. При этом пространственная область, в которой за относительно небольшой (по сравнению со временем полета) промежуток времени происходит передача энергии от «кусков» метеорита атмосфере, имеет размеры, сравнимые (с точностью до порядка) с первоначальным размером метеорита. Окончательный размер фрагментов, выпавших на Землю при

таким сценарии, по-видимому, будет определяться существованием некоторого минимального размера частицы и/или критической скоростью этих частиц в атмосфере. Судя по результатам Тунгусского взрыва, конечные размеры частиц микроскопические. При втором сценарии, когда плотность или размеры частиц достаточно большие, процесс фрагментации не успевает глубоко развиваться. При этом размеры кусков, выпавших на Землю, будут макроскопическими, поэтому Сихотэ-Алинское падение метеорита не носило взрывного характера.

1. Обзор

В данный момент практически все исследователи в качестве стартовых предположений используют теорию газодинамического торможения и абляции метеорита в атмосфере Земли [1]. Уравнения, которые в ней решаются, имеют следующий вид:

$$\begin{cases} M(d\vec{v}/dt) = -G\rho_a S v^2 \vec{n}, \\ dM/dt = (-\Lambda/Q)\rho_a S v^3, \end{cases} \quad (1)$$

где G , Λ – безразмерные коэффициенты; S – эффективное сечение миделя; Q – энергия абляции единицы массы; M – масса метеорита (начальная масса M_0); \vec{n} – единичный вектор вдоль траектории; ρ_a – плотность воздуха; v – скорость метеорита.

В принципе, в эти уравнения должна еще входить и сила тяжести Земли, но для рассмотрения основных вопросов учет ее не носит принципиального характера.

В работе [2] для экспоненциальной атмосферы получено аналитическое решение (1) в квадратурах для «круглого метеорита».

Отметим основные достоинства и недостатки этой теории.

Достоинства

Данная теория (при соответствующем выборе констант) качественно хорошо описывает торможение единичного метеорита на среднем участке траектории.

Недостатки

1. Так как из прямых экспериментальных наблюдений нам известна только скорость в зависимости от высоты, то имеются достаточно большие неопределенности в выборе констант системы (1). Особенно это актуально для определения начальных размеров, массы и, соответственно, энергии.

2. Как отмечалось автором [3], уравнение абляции при определенных скоростях противоречит закону сохранения энергии.

3. Из теории качественно и количественно не следует возможность фрагментации метеорита, в то время как исследования упавших метеоритов показывают, что дробление метеоритов, скорее, правило, одиночные метеориты редки.

4. Из теории качественно не следует возможность «взрыва» и фрагментации метеоритов в атмосфере: Тунгусское и Сихотэ-Алинское падения. Из решений системы (1) следует относительно плавное падение энергии метеорита с высотой, причем, dE/dH «размазывается» практически на всю атмосферу [2]. В ряде работ были предприняты попытки устранить эти недостатки и сделать теорию замкнутой [2, 3, 4, 5]. Близкий физический аналог данного явления – унос

теплозащитного слоя (ТЗП) с поверхности боевого блока при входе в плотные слои атмосферы (при этом унос ТЗП с передней поверхности ББ по порядку величины составляет несколько сантиметров). Хотя унос ТЗП и происходит при существенно более низких скоростях (2–5 км/с), а сам специальный материал ТЗП существенно отличается от вещества астероидов и комет, данная аналогия свидетельствует, что явлением абляции объяснить наблюдаемые эффекты взаимодействия астероидов и комет с атмосферой скорее всего не удастся. Попытки модифицировать абляционную модель путем учета различных дополнительных эффектов (образование слоя испаренного вещества, учет развития в этом слое гидродинамических неустойчивостей и т. п.) к успеху не привели. Самым главным недостатком указанного подхода является невозможность качественно и количественно объяснить экспериментально наблюдаемые явления фрагментации и взрывов астероидов и комет в атмосфере.

2. Физическая модель

Явление фрагментации и взрыва (коль оно наблюдается) не должно быть «тонким» физическим эффектом, оно должно иметь простое качественное объяснение. Поэтому, скорее всего, для качественного понимания явлением абляции в первом приближении можно пренебречь, так как она должна только усиливать основной эффект. Поскольку из уравнения (1) фрагментация и взрыв никак не следуют, необходимо сделать физическое предположение, следствием которого будут указанные эффекты.

Основные предположения модели были изложены выше.

Будем рассматривать метеориты в виде шара. Сначала предположим, что дробление идет дискретно, и время между дроблениями не зависит от скорости (т. е. считаем что в «нулевом приближении» метеорит и его куски вообще не тормозятся), а также от плотности воздуха.

Введем следующие обозначения:

R_0 – начальный радиус метеорита;

m – шаг дробления, $m = 1, 2$, при $m = 0$ – начальное положение;

R_m – радиус куска на m -м шаге;

τ_m – время между дроблениями на m -м шаге;

n – число кусков, на которые произошло дробление;

τ – время дробления куска единичного размера;

N – число кусков.

Исходя из этого, можно написать следующие соотношения:

$$R_m = n^{-m/3} R_0, \quad \tau_m = \tau n^{-m/3}, \quad N(m) = n^m.$$

Соответственно текущее время t_m выразится следующей формулой:

$$t_m = \sum_{k=0}^m \tau_k = \sum_{k=0}^m \tau R_0 \left(\frac{1}{n}\right)^{k/3} = \frac{\tau R_0 (1-x^m)}{(1-x)},$$

где $x = n^{-1/3}$, $m \geq 1$.

Из этой формулы видно, что существует конечное время разрушения метеорита

$$t_f = \tau R_0 \frac{1}{1-x} = \tau R_0 \frac{\sqrt[3]{n}}{\sqrt[3]{n}-1}.$$

Если за это время метеорит не успеет долететь до Земли, то, естественно, разрушится в воздухе. Далее от дискретной переменной m удобнее перейти к непрерывной t . В результате имеем следующие выражения для количества и размера кусков:

$$\begin{cases} N(t) = 1/(1-t/t_f)^3, \\ R(t) = R_0(1-t/t_f). \end{cases}$$

Поскольку t_f пропорционально начальному размеру метеорита R_0 , то количество кусков, на которые он разрушится за данное время, будет наиболее сильно зависеть именно от этого параметра и гораздо менее чувствительно к остальным (n , τ).

В соответствии с вышеизложенным, в «нулевом» приближении «взрыв» метеорита – распыление на бесконечное количество кусков – наступает в момент t_f . Тогда, если за это время он не успевает долететь до поверхности Земли, то взрыв произойдет в воздухе. При этом условие долета (критический размер метеорита) можно оценить из следующего соотношения: $t_{fly} = h/v < t_f$, где h – высота атмосферы; v – скорость метеорита. Отсюда получим выражение для критического радиуса метеорита

$$R_c > \frac{h}{v} \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{n}} \right).$$

Для того чтобы перейти к численным оценкам, необходимо знать значение τ . Вообще говоря, τ зависит от скорости метеорита, его плотности и плотности атмосферы. Забегая вперед, скажем, что значение τ , полученное из численных расчетов для ледяного метеорита, составляет при скорости 20 км/с и нормальной плотности воздуха приблизительно 40 мкс/см. Считая толщину атмосферы равной 8,5 км, получим, что $R_c > 53$ м для $n = 8$.

3. Результаты математического моделирования

Естественно, что любая физическая гипотеза нуждается в экспериментальном подтверждении. В нашем случае это сделать затруднительно. Поэтому, чтобы проверить ее правдоподобность, прибегнем к математическому моделированию. По двумерной гидродинамической программе МЕЧ [6, 7] (без учета абляции) был произведен следующий расчет. Шар радиусом 1 см, плотностью 1 г/см³ обдувался воздушным потоком скоростью 20 км/с и плотностью $\rho_a = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³ (плотность воздуха на уровне моря). Уравнение состояния вещества шара бралось в самом простом виде:

$$P = \rho_0 c_0^2 (\delta - 1),$$

где P – давление; ρ_0 – начальная плотность; c_0 – эффективная скорость звука ($c_0 = 2,5$ км/с); δ – сжатие.

Фактически, это уравнение состояния льда при небольших сжатиях и давлениях. Действительно, давления, которые реализуются при таких процессах, весьма небольшие – $P \approx \rho_0 v^2 \approx 5$ кбар. Воздух считался идеальным газом с $\gamma = 5/3$. Картины реализовавшегося газодинамического движения представлены на рис. 1–4.

На рис. 1 представлен момент, когда течение «установилось». На рис. 2 показано, что на оси симметрии образуется лунка. На рис. 3 мы видим, что исходный шар превратился в тор, а на рис. 4 из тора уже образовались два тора. Таким образом, приходим к выводу о повторяемости

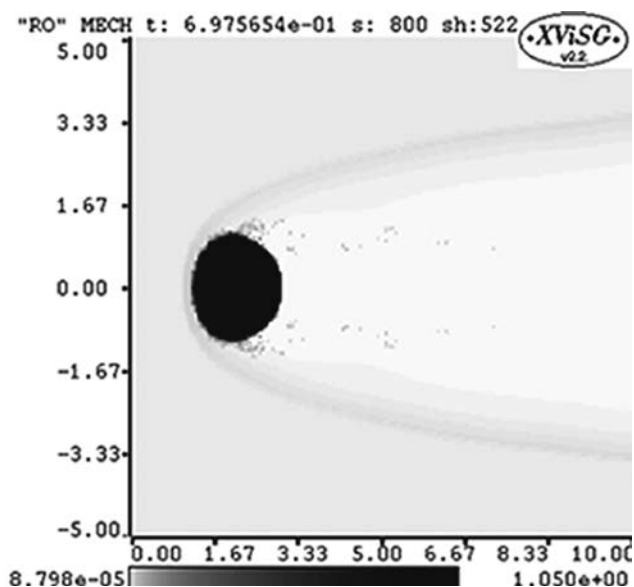


Рис. 1. Установившееся течение

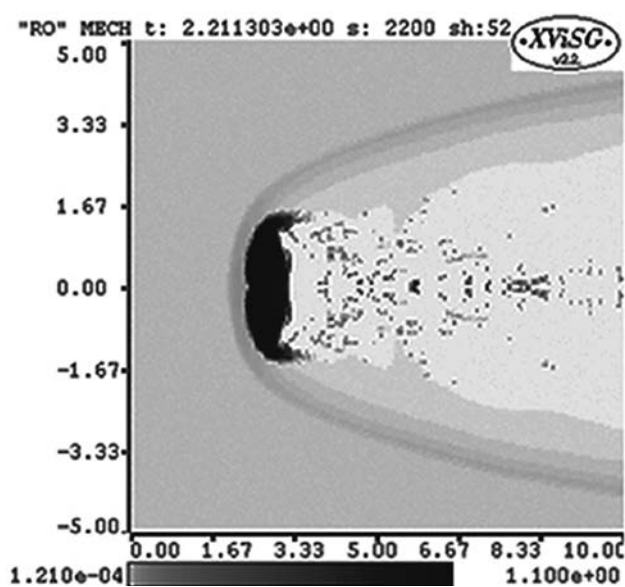


Рис. 2. Лунка на оси симметрии

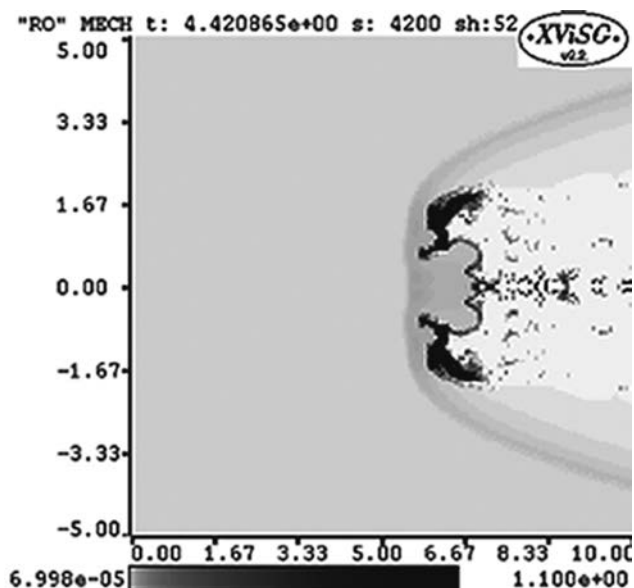


Рис. 3. Превращение шара в тор

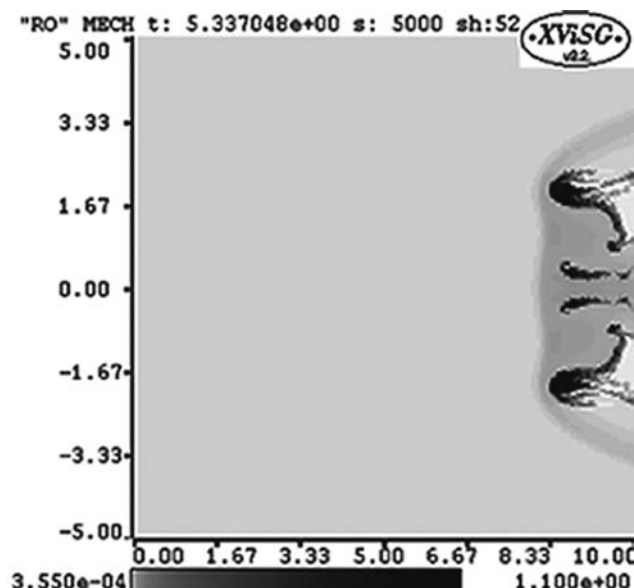


Рис. 4. Два тора

процесса. Конечно, на самом деле такую задачу надо рассчитывать в трехмерной постановке, но основные черты явления можно проследить и на двумерном уровне.

Время превращения шара в тор составило ≈ 40 мкс. По-видимому, это время близко к искомому времени разрушения, и оно использовалось в предыдущих оценках.

В этой постановке был рассчитан ряд задач с вариацией скорости набегающего потока и плотности воздуха. Значения коэффициентов сопротивления G в уравнении движения, подобранные по результатам расчетов, приведены в табл. 1. Времена разрушения в зависимости от скорости и плотности воздуха приведены в табл. 2.

Таблица 1

Коэффициент сопротивления G шара единичного радиуса
в зависимости от скорости и плотности воздуха

ρ	v , км/с					
	5	10	20	30	50	70
0,00129	1,312	1,376	1,375	1,372	1,217	1,135
0,0004746	–	1,337	1,369	1,517	1,426	1,347
0,0001764	–	–	1,535	1,578	1,467	1,443
0,00006423	–	–	–	1,583	1,360	1,323
0,0000236	–	–	–	–	1,492	1,404

Таблица 2

Время разрушения шара τ_d единичного радиуса в микросекундах
в зависимости от скорости и плотности воздуха

ρ	v , км/с					
	5	10	20	30	50	70
0,00129	193	83,97	40	29,5	17,7	14
0,0004746	–	145,5	70,9	34,3	25,88	16,46
0,0001764	–	–	104,5	56,2	38,4	21,58
0,00006423	–	–	–	83,22	58,35	45,36
0,0000236	–	–	–	–	97	56,82

Как видно из табл. 1, коэффициент сопротивления в широком диапазоне начальных скоростей практически постоянен и равен в среднем 1,4. Некоторое отклонение имеет место при высоких скоростях и плотностях, что, впрочем, имеет простое объяснение: давление и сжатие уже не являются маленькими и применение уравнения состояния в простейшей форме вряд ли правомерно. Что касается времени разрушения, то оно просто обратно пропорционально начальной скорости. Более тщательный анализ данных табл. 2, проведенный по методу наименьших квад-

ратов, показывает, что результаты расчетов времени разрушения можно с 10%-ной точностью интерполировать следующей формулой:

$$\tau_d \cong 6,633 \frac{1}{\rho^{0,386} v}$$

Таким образом, математическое моделирование в основных чертах подтверждает используемый механизм; ну а полученные зависимости и закономерности, а также их значения мы будем использовать для дальнейшего развития аналитической модели и численных оценок, к которым мы и переходим.

4. Аналитические оценки

С практической точки зрения наиболее интересно реальное взаимодействие с экспоненциальной атмосферой Земли. В этом случае запишем уравнение движения в баллистическом виде:

$$\frac{dv^2}{dz} = \frac{2GA}{\rho_M^{2/3} M_m^{1/3} \cos \varphi} \rho_a v^2,$$

где z – координата от поверхности Земли; φ – угол влета метеорита в атмосферу; M_m – масса фрагмента на m -м шаге; ρ_M – плотность метеорита; A – безразмерный коэффициент, определяемый из соотношения $S_m/M_m = A/\rho_M^{2/3} M_m^{2/3}$; S_m – площадь мишени фрагмента; ρ_a – текущая плотность воздуха $\rho_a = \rho_0 \exp(-z/h)$.

Пределы интегрирования в этом уравнении определяются следующим соотношением:

$$t_m - t_{m-1} = \tau_m.$$

Для окончательного замыкания системы уравнений необходимо записать уравнение для τ_m . Для этого введем понятие скорости разрушения v_d таким образом, чтобы:

$$\int_{t_{m-1}}^{t_m} v_d dt = \int_{t_{m-1}}^{t_m} \frac{dt}{\tau(v, \rho_a)} = R_{m-1}.$$

Для того, чтобы двигаться дальше, необходимо на основании численных расчетов сделать ряд предположений о виде функции $v_d = 1/\tau(v, \rho_a)$. Из соображений размерности $\tau = (1/v) f(\rho_M/\rho_a, c_0/v, c_a/v, \gamma$ и др.), где c_a – скорость звука в воздухе. Как было показано ранее, $\tau_m \approx 1/v_0$ и, поскольку скорость метеорита меняется относительно слабо до разрушения, зависимостью от параметров типа $c_0/v \ll 1$ можно пренебречь, тогда $\tau = (1/v) f(\rho_M/\rho_a)$.

Действительно, в случае постоянной плотности воздуха имеем

$$R_{m-1} = \int_{t_{m-1}}^{t_m} v dt / f(\rho_a/\rho_M) \approx v_{m-1} \tau_m / f(\rho_a/\rho_M),$$

что согласуется с результатами расчетов. В соответствии с этим запишем

$$\tau = (1/v)f(\rho_M/\rho_a) = (1/v)B(\rho_M/\rho_a)^\alpha, \quad (2)$$

где $B = 6,633$ и $\alpha = 0,386$.

Отметим, что справедливость функциональной зависимости (2) проверена контрольным математическим моделированием для нескольких соотношений плотности метеорита и атмосферы. Переходя к интегрированию по z , получим следующее соотношение:

$$B\rho_M^\alpha R_{m-1} \cos \varphi = h(\rho_m^\alpha - \rho_{m-1}^\alpha),$$

где $\rho_m = \rho_a(z_m)$.

Таким образом, получим

$$\rho_m = \rho_{m-1}^\alpha \sqrt[\alpha]{1 + B\alpha \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}}\right)^\alpha}. \quad (3)$$

Интегрируя уравнение движения от z_{m-1} до z_m , находим

$$v_m = v_{m-1} \exp\left(-\frac{h\gamma}{2} \Delta\rho_m \frac{1}{\cos \varphi}\right),$$

где

$$\gamma = \frac{2GA}{\rho_M^{2/3} M_{m-1}^{1/3} \cos \varphi} \text{ и } (\rho_m - \rho_{m-1}) = \Delta\rho_m.$$

Тогда из уравнения (3) выражаем

$$\Delta\rho_m = \rho_{m-1} \left(\sqrt[\alpha]{1 + B\alpha \cos \varphi (R_{m-1}/h) (\rho_M/\rho_{m-1})^\alpha} - 1 \right).$$

Соответственно, разрешая уравнения, можно получить потери энергии метеоритом на каждом шаге дробления. В частном случае, при $\alpha = 1$, решение уравнений упрощается.

$$v_m = v_{m-1} \exp\left(-\frac{GA}{\left[\frac{4\pi}{3}\right]^{1/3}} B\right) = v_{m-1} f \text{ и } v_m = v_0 f^m.$$

Соответственно, потеря энергии $\Delta E_m = E_0 f^{2m} (1 - 1/f^2)$.

За m дроблений метеорит потеряет следующее количество энергии:

$$\Delta E(m) = -E_0 (1 - 1/f^2) \sum_{n=1}^m f^{2n} = E_0 (1 - f^{2m}).$$

К сожалению, в нашем случае $\alpha = 0,386$, и полученное решение является мажорантным (метеорит при $\alpha = 1$ разрушается медленней).

В практически интересном для нас диапазоне плотностей и размеров метеоритов можно считать, что

$$B\alpha \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}} \right)^\alpha \ll 1.$$

Поэтому, разлагая в ряд, получим

$$\Delta \rho_m = \rho_{m-1} B \cos \varphi \frac{R_{m-1}}{h} \left(\frac{\rho_M}{\rho_{m-1}} \right)^\alpha,$$

и выразим скорость как

$$v_m = v_{m-1} \exp \left(- \frac{GA}{\left[\frac{4\pi}{3} \right]^{1/3} B} \right) = v_{m-1} f.$$

Для выяснения вопроса о распределении потерь энергии с высотой вернемся на несколько шагов назад:

$$\Delta \rho_m = B \rho_M \frac{R_0}{h} x^{m-1}.$$

Отсюда получаем уравнение

$$e^{-z_m/h} - e^{-z_{m-1}/h} = B \frac{\rho_M}{\rho_0} \frac{R_0}{h} x^{m-1} = \xi x^{m-1},$$

где

$$\xi = B\alpha \cos \varphi (\rho_M / \rho_0)^\alpha R_0 / h.$$

Таким образом,

$$e^{-z_m/h} = e^{-z_0/h} + \xi \sum_{n=1}^m x^{n-1}, \quad m \geq 1.$$

Считая, что $z_0 \rightarrow +\infty$, и суммируя ряд, получим

$$e^{-az_m/h} = \xi \sum_{n=1}^m x^{n-1} = \xi (1-x^m) / (1-x), \quad m \geq 1.$$

При $m \rightarrow \infty$ метеорит сможет долететь только до конечной высоты

$$z_f = h \ln \frac{1-x}{\xi} = h \ln \frac{1 - \frac{1}{\sqrt[3]{n}}}{B \frac{\rho_M}{\rho_0} \frac{R_0}{h}}.$$

Если $z_f < 0$, то осколки метеорита выпадут на Землю; если $z_f > 0$, то метеорит взорвется в воздухе. По результатам расчетов $B \approx 6,63$. Тогда критический радиус ледяного метеорита при нормальном падении составит порядка 130 метров.

По вышеописанным формулам были произведены расчеты для ледяного метеорита, имеющего на высоте 25,5 км радиус 30 м и скорость 20 км/с, нормальную к поверхности Земли. Кинетическая энергия такого метеорита составляет 5,4 Мт. На рис. 5 и 6 показана зависимость кинетической энергии метеорита от высоты и времени в момент дроблений.

Как видно из рисунков, первое дробление происходит на высоте $\approx 18,5$ км; после 5 дроблений он практически находится уже на предельной высоте 13 км, на которой полностью разрушается. Вблизи этой высоты за время $\approx 0,01$ с теряется энергия $\approx 1,5$ Мт на длине порядка 100 м.

Следует отметить следующее обстоятельство. Если бы в начальный момент времени вышеописанный метеорит находился на «бесконечном» расстоянии, то предельная высота, до которой он долетел бы, составила порядка 32 км, что представляется несколько завышенным. Возможно, используемые параметры в реальности несколько другие (при очень низких плотностях) или необходимо использовать в расчетах реальную атмосферу. Так, если использовать для аппроксимации верхних слоев атмосферы $\rho_0 = 1,4 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и $h = 7$ км, то предельная высота составит ≈ 23 км.

Остается вопрос о характере сброса энергии при таком процессе. Для экспоненциальной атмосферы и такой модели нам не удалось получить явного аналитического выражения. Но ввиду того, что практически вся потеря энергии сосредоточена в узком интервале высот: 50% энергии теряется на 1 км, – в этой зоне можно считать, что атмосфера имеет постоянную

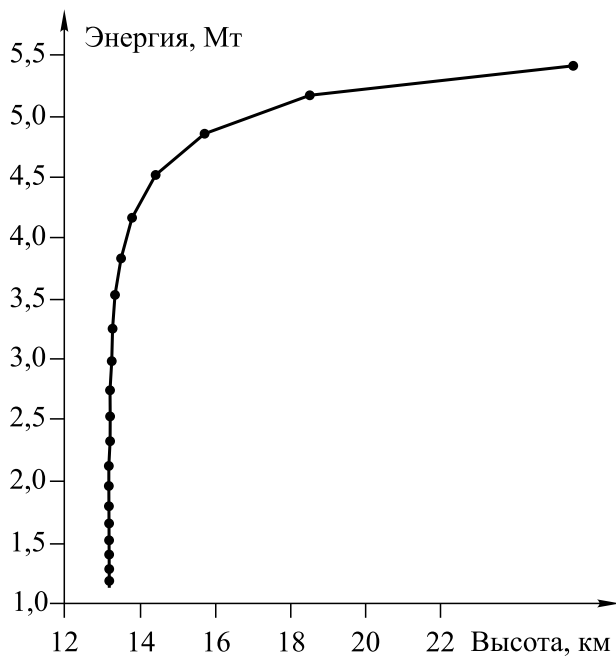


Рис. 5. Зависимость кинетической энергии метеорита от высоты в момент дроблений

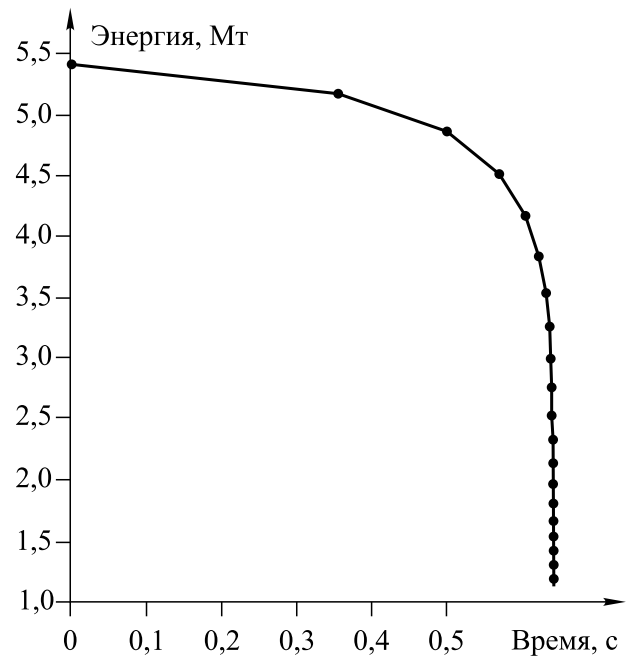


Рис. 6. Зависимость кинетической энергии метеорита от времени в момент дроблений

плотность. Приближенное аналитическое решение или, скорее, оценку можно получать, интегрируя уравнение по времени в предположении из раздела 2, что время разрушения не зависит от скорости и является эффективным. Это приводит к результату:

$$E(t) \approx \frac{E_0}{\left[1 + \beta v_0 \frac{\ln(1-t/t_f)}{\ln(1/\sqrt[3]{n})} \right]^2},$$

где

$$\beta = GA\tau \frac{\rho_a}{\rho_M} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3}.$$

При $t \rightarrow t_f$, $dE/dt \rightarrow \infty$. Это – взрывной процесс.

Поскольку аналитические оценки, в смысле процесса разрушения, подтверждаются результатами математического моделирования для атмосферы постоянной плотности, имеет смысл посмотреть на задачу взрыва Тунгусского метеорита с точки зрения развиваемого аналитического подхода.

Будем считать, что метеорит представлял собой шар радиусом 46 м, скорость которого – 20 км/с, угол падения – 45° . Полная энергия – 20 Мт, параметры атмосферы – $\rho_0 = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ и $h = 7$ км. Предельная высота, до которой долетают куски метеорита, составляет 21 км. Как видно из графиков (рис. 5, 6), взрывным способом выделяется около 16 Мт энергии.

5. Сравнение различных моделей

Для иллюстрации возможностей предложенной модели проведем ее сравнение с гидродинамической моделью и гидродинамической моделью с абляцией. Коэффициент абляции взят из работы [2] ($\lg \sigma = \lg(\Lambda/GQ) = -11,75$). Расчеты были проведены для нормального падения ледяного метеорита, имеющего скорость 20 км/с, энергию 5,4 Мт и первоначально находившегося на высоте 25,5 км.

Графики зависимостей характерных величин, полученных по различным моделям, приведены на рис. 7–10. На рис. 7 представлены зависимости времени полета от высоты полета метеорита над уровнем Земли. Рис. 8 иллюстрирует зависимости энергии метеорита от высоты полета. На рис. 9 и 10 представлены скорости потерь энергии метеоритом в зависимости от высоты и времени полета соответственно.

Из графиков видно, что предложенная модель дает качественно новые результаты. Если в гидродинамической модели и модели с абляцией метеорит долетает до поверхности Земли с «плавным» сбросом энергии, то при предложенном механизме он «взрывается» на конечной высоте. Видно также, что влияние абляции на траекторию незначительно. В то же время, если в модель разрушения вставить абляцию, то сброс энергии, в силу уменьшения радиусов осколков, будет проходить еще быстрее.

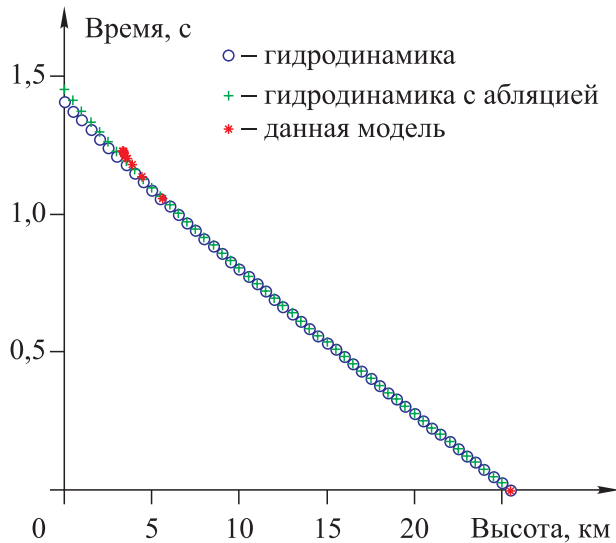


Рис. 7. Зависимости времени полета от высоты полета метеорита над уровнем Земли

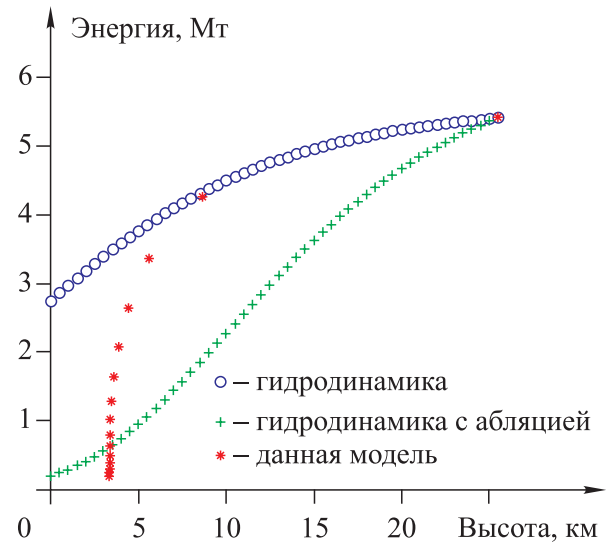


Рис. 8. Зависимости энергии метеорита от высоты полета

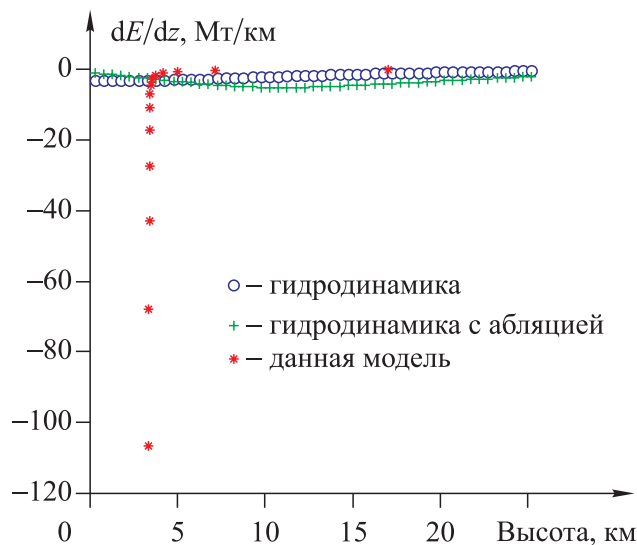


Рис. 9. Скорости потерь энергии метеоритом в зависимости от высоты полета

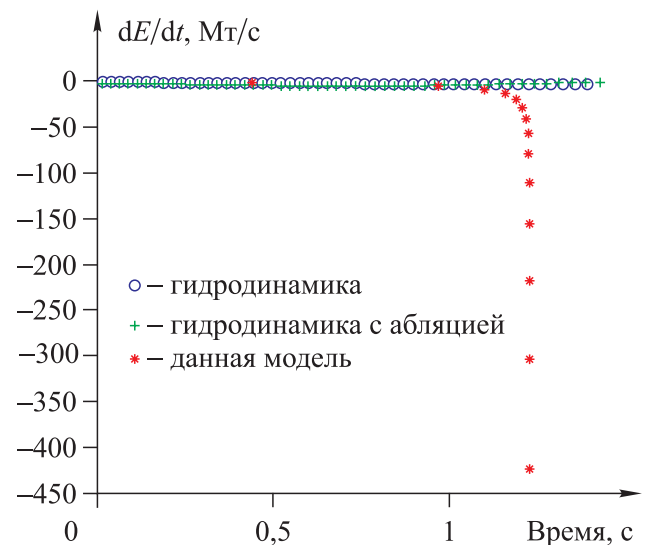


Рис. 10. Скорости потерь энергии метеоритом в зависимости от времени полета

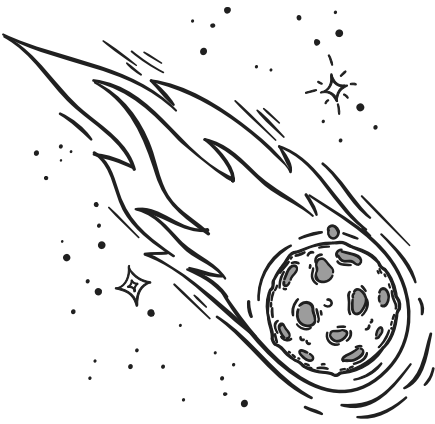
Заключение

Построена расчетно-теоретическая модель взрыва и дробления астероидов в атмосфере Земли. Основные предположения модели следующие. При влете метеорита в атмосферу происходит его взаимодействие с набегающим потоком воздуха, результатом которого является крупномасштабная потеря метеоритом гидродинамической устойчивости. В результате этого он делится на несколько примерно равных частей. В дальнейшем, для каждого получившегося куска этот процесс воспроизводит сам себя – наблюдается цепная реакция дробления

метеорита с его торможением в атмосфере. На основании предложенного механизма получена оценка размера ледяного метеорита, который может долететь до поверхности Земли – ≈ 200 м. В случае, если метеорит не долетает до поверхности Земли, потеря им кинетической энергии носит взрывной характер: на длине с несколькими характерными размерами метеорита теряется большая часть энергии.

Литература

1. **Астапович, И. С.** Метеорные явления в атмосфере Земли [Текст]. – М. : ГИФ-М.Л., 1958. – С. 634
2. **Забабахин, Е. И.** О движении метеоритов в экспоненциальной атмосфере на среднем участке траектории [Текст] / Е. И. Забабахин, М. Н. Нечаев // Сборник научных трудов «Забабахинские научные чтения». – Челябинск-70, 1987. – С. 8–22.
3. **Crawford, D. A.** Models of fragment penetration and fireball evolution [Text] // IAUC. – Cambridge University Press, 1996. – P. 133–156.
4. **Chuba, C. F.** The 1908 Tunguska explosion: atmospheric disruption of a stony asteroid [Text] / C. F. Chuba, P. J. Thomas, K. J. Zahle // Nature. – 1993. – No 7. – P. 40–44.
5. **Hills, J. G.** The industrytion of small asteroid in the atmosphere [Text] / J. G. Hills, M. P. Goba // Astronomical Journal – 1993. – Vol. 105, No 3. – P. 114–144.
6. **Анучина, Н. Н.** О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями [Текст] // Численные методы механики сплошной среды. – Новосибирск. – 1970. – Т. 1, № 4. – С. 3–84.
7. **Аврорин, Е. Н.** Численное моделирование взаимодействия частиц кометы Галлея с космическим аппаратом [Текст] / Е. Н. Аврорин, Н. Н. Анучина, В. В. Гаджиева, В. П. Елсуков, Б. П. Мордвинов // Препринт № 177. – М. : ИПМ АН СССР, 1985. – 28 с.



МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛН ЦУНАМИ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЕМ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ

С. К. Бурученко, С. В. Демьяновский, В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин

Планета Земля движется в космическом пространстве, периодически подвергаясь ударному воздействию небесных тел различной массы. Давно установлено, что эти удары сыграли не последнюю роль в формировании Земли как планеты. В последнее время ученые начали осознавать, что удары космических тел большой массы оказали решающую роль в формировании климата Земли и биологической эволюции на Земле [1].

Математическому и экспериментальному моделированию волн цунами при падении на Землю космических тел посвящен ряд работ [2–6].

В данной работе предлагается способ численной оценки последствий от падения каменных астероидов средних размеров – размер в поперечнике ~ 1000 м – в неглубокий океан. Суть этой оценки заключается в том, что по конечно-разностной методике [7] рассчитывается начальная фаза соударения астероида с преградой. В конце этой фазы, когда в преграде в основном затихли все высокоэнтропийные термодинамические процессы, а на поверхности воды образовалась гигантская волна, создаются условия для применения теории мелкой воды в описании распространения океанской волны и ее воздействия на прибрежные сооружения.

В работе приведены уточненные уравнения теории мелкой воды для случая цилиндрической волны. Показано, что при падении вышеуказанного астероида в океан глубиной до 3000 м, на расстоянии ~ 1000 км от места падения на сушу набегают волны высотой ~ 30 м, и на расстоянии ~ 200 км от берега ее высота (на суше) уменьшается до $\sim 5 \dots 6$ м.

Введение

Попадание космических тел при их столкновении с Землей в океан, нежели на сушу, является более вероятным в силу большей площади поверхности океана на планете. При столкновениях с большими телами, размером в несколько километров и более, имеющих глобальные последствия для Земли, удары в сушу и в океан близки по последствиям. Удары малых тел, размером от нескольких десятков до 100 м, в океан будут приводить к меньшим последствиям,

чем удары в сушу. Удары тел промежуточных размеров (100 м и более) в океан могут приводить к большим ущербам, чем соответствующие удары в сушу.

Причиной тому являются волны цунами, которые будут формироваться в океане и, распространяясь по поверхности воды со слабым затуханием, будут обрушиваться на берег на большом протяжении океана, опустошая обширные густозаселенные территории.

В настоящее время нет экспериментальной информации о крупномасштабных столкновительных цунами. Поэтому основным инструментом исследований является математическое моделирование ([2–5]). Дополнительно привлекаются результаты лабораторного моделирования [6], хотя в каждом конкретном случае имеются вопросы перехода от малых лабораторных масштабов к крупным масштабам природных явлений.

В прогнозах столкновительного цунами в настоящее время имеются незначительные расхождения, составляющие 2–3 раза в величине амплитуды волны, набегающей на берег (Хиллз [2], Тун [8] и др.).

Поэтому особенную ценность представляет развитие независимых подходов к изучению возникновения, распространения и воздействия столкновительного цунами.

Основное внимание в данной работе уделяется адаптации существующих математических программ для моделирования процессов возникновения и распространения цунами. В частности, описание столкновения, образования кратера в толще воды и на дне океана, формирование волны цунами описывается с помощью вычислительной программы TWODIS [7]. Конкретные результаты приводятся для описания ударов тела размером в 1 км в океан глубиной 3 км.

Расчет проводится до завершения стадии нелинейных процессов, обуславливающих основную диссипацию энергии в районе столкновения. По завершении этой стадии формируется гигантская волна цунами, дальнейшее описание поведения которой можно осуществлять по теории мелкой воды.

Для описания цилиндрически расходящейся волны цунами и воздействия ее на побережье с учетом профиля шельфа была разработана специальная программа. В частности, было показано, что для рассмотренного примера падения на расстоянии 1000 км от места падения волна цунами может опустошать прибрежную полосу шириной до 200 км.

1. Краткое представление физических процессов

Как отмечалось выше, большой интерес представляет изучение процесса падения в океан каменного астероида, диаметр которого ~ 1 км, а скорость падения 22 км/с. В дальнейшем будем считать астероид – сферической формы, а соударение с водной преградой – по нормали к последней.

При входе астероида в атмосферу Земли впереди него образуется воздушная ударная волна большой интенсивности. В силу того что астероид движется с гиперзвуковой скоростью, ударная волна будет сильно вытянутой, а ее передний фронт будет отстоять от небесного тела на незначительном расстоянии. Следовательно, процесс взаимодействия астероида с водой будет определяться в основном ударом самого космического пришельца.

Кинетическая энергия рассматриваемого нами астероида эквивалентна энергии, выделяющейся при взрыве ядерной бомбы мощностью ~ 81 Гт ТНТ. При таком воздействии на преграду

в ней будут происходить такие физические процессы, как испарение воды, разрушение скального основания океана, фазовые переходы, плавление и испарение. На поверхности воды поднимется гигантская волна, которая способна распространяться на сотни и тысячи километров. Характерное время полного процесса будет определяться величиной в несколько тысяч секунд.

Представляется очевидным, что рассчитать весь процесс для таких времен с помощью многомерных конечно-разностных методик весьма затруднительно, даже для самых мощных ЭВМ. Поэтому мы пошли по другому пути.

С помощью конечно-разностной методики TWODIS [7], рассчитана начальная фаза взаимодействия астероида с океаном глубиной 3 км. К концу этой фазы продолжительностью ~ 7 с в преграде «океан–скала» все термодинамические процессы, а именно: испарение воды, плавление, испарение, фазовые и полиморфные переходы в скале, – в основном закончились; затухли ударные волны; в скале сформировались зоны разрушений, а сам астероид превратился в пар и множество мелких осколков. На поверхности волны сформировалась волна высотой $\sim 2,7$ км. Плотность воды стала равной $\rho \approx 1,0 \dots 1,1 \text{ г/см}^3$, вектор скорости движения частиц среды в слое воды стал почти горизонтальным и приблизительно постоянным по глубине воды. Разброс величины модуля скорости не превосходил 10%. Высота и длина волны стали сравнимы с глубиной океана в месте падения астероида. По мере распространения волны ее высота будет уменьшаться, т. к. всё бóльшая и бóльшая масса воды будет включаться в движение. Далее, если предположить, что жидкость несжимаема, движение частиц воды – горизонтальное, а уравнение состояния воды описывается барометрической формулой $P = \rho[\eta(R) - Z]$, где $\eta(R)$ – высота волны; Z – глубина, ρ – плотность, то мы вправе использовать для описания распространения волны в неглубоком океане теорию мелкой воды [9]. Такой упрощенный подход позволил нам получить оценки параметров волны на различных расстояниях от места падения астероида в океан.

2. Постановка задачи

Итак, рассматривается осесимметричная задача о падении сферического тела в двухслойную преграду. Диаметр тела – 1 км, скорость удара – $V = 22 \text{ км/с}$. Верхний слой преграды толщиной 3 км образован водой, второй, подстилающий, представляет собой полупространство, заполненное материалом гранита. Материал каменного тела (астероида) был взят таким же, как у гранита:

$\rho_0 = 2,63 \text{ г/см}^3$ – начальная объемная плотность;

$K_0 = 35,7 \text{ ГПа}$ – модуль объемного сжатия при нулевом давлении;

$\mu = 19,61 \text{ ГПа}$ – модуль сдвига;

$\chi = 0,5774$ – коэффициент упрочнения скалы;

$T_0 = 0,1155 \text{ ГПа}$ – сцепление частиц скалы;

$\chi_{\text{ш}} = 1/2\chi$ – коэффициент внутреннего трения разрушенной скалы (щебня);

$\tau_0 = 0$ – сцепление щебня;

$P_{\text{кр}}^1 = 0,1 \text{ ГПа}$ – прочность скалы при всестороннем растяжении;

$\tau_{\text{кр}} = 0,1 \text{ ГПа}$ – прочность скалы при всестороннем сжатии (дробление);

$\tau_{\text{м}} = 0,1 \text{ ГПа}$ – прочность скалы по максимальному касательному напряжению.

Упругопластическое деформирование скалы подчинено закону Прандтля–Рейсса. Условие пластичности скалы в форме Мизеса–Шлейхера

$$J_2^{1/2} = T_0 + \chi P,$$

в котором J_2 – второй инвариант девиатора напряжений; P – изотропное давление. Функция текучести щебня принята в виде $J_2^{1/2} = \chi_{щ} P$.

Для шаровой составляющей тензора напряжений как для гранита, так и для воды было принято уравнение состояния Тиллотсона [1]. Хотя это уравнение было выведено специально для задач ударного кратерообразования (высокоэнтропийные процессы), оно правильно описывает и область низких давлений. Уравнение состояния Тиллотсона привлекательно своей простотой и тем, что для него имеется набор констант для широкого круга сред: от воды и льда до металлов.

3. Вычислительная методика ТВОДИС (TWODIS)

Вычислительная методика ТВОДИС использует конечно-разностную схему на эйлеровской разнесенной сетке. Термин «разнесенная» означает такое пространственное расположение, когда скорость, координаты частицы среды определяются в узлах сетки, а плотность, давление, внутренняя энергия и компоненты девиатора напряжений – в центрах ячеек.

Счет шага по времени разбивается на два этапа:

- решение разностных уравнений, не содержащих конвективных (переносных) слагаемых – 1-й этап;
- решение уравнений переноса – 2-й этап.

На первом этапе используется конечно-разностная схема с искусственной вязкостью (схема Неймана). На втором этапе для расчета переноса плотности, давления, внутренней энергии, компонентов девиатора напряжений через границу ячеек используется процедура случайной выборки [7].

На примере одномерного баротропного течения газа выглядит это следующим образом.

Этап 1

$$\frac{u_j^{n+1/2} + \hat{u}_j^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_j} \frac{\bar{P}_{j+1/2} - \bar{P}_{j-1/2}}{\Delta X}, \text{ уравнение движения.}$$

$$\frac{\rho_{j+1/2}^{n+1/2} - \rho_{j+1/2}^n}{\Delta t} + \rho_{j+1/2}^{n+1/2} \frac{u_{j+1}^{n+1/2} - u_j^{n+1/2}}{\Delta X} = 0, \text{ уравнение неразрывности.}$$

$\bar{P} = P + \omega$, ω – искусственная вязкость.

$P = f(\rho)$, уравнение состояния баротропного газа.

$$\hat{u}_j^n = (1 - \alpha) u_j^n + \alpha \frac{1}{2} (u_{j+1}^n + u_{j-1}^n), \text{ где } 0 < \alpha < 0,5,$$

здесь: u , ρ , P – скорость, плотность и давление соответственно.

Этап 2

$$\rho_{j+1/2}^{n+1} = \begin{cases} \rho_{j-1/2}^{n+1/2}, & \text{если } \xi^n < q_j^n, u_{j+1/2}^{n+1/2} > 0; \\ \rho_{j+1/2}^{n+1/2}, & \text{если } \xi^n > q_j^n, u_{j+1/2}^{n+1/2} > 0; \end{cases}$$

$$\rho_{j+1/2}^{n+1} = \begin{cases} \rho_{j+3/2}^{n+1/2}, & \text{если } (1-\xi^n) > (1+q_{j+1}^n), u_{j+1/2}^{n+1/2} > 0; \\ \rho_{j+1/2}^{n+1/2}, & \text{если } (1-\xi^n) < (1+q_{j+1}^n), u_{j+1/2}^{n+1/2} > 0, \end{cases}$$

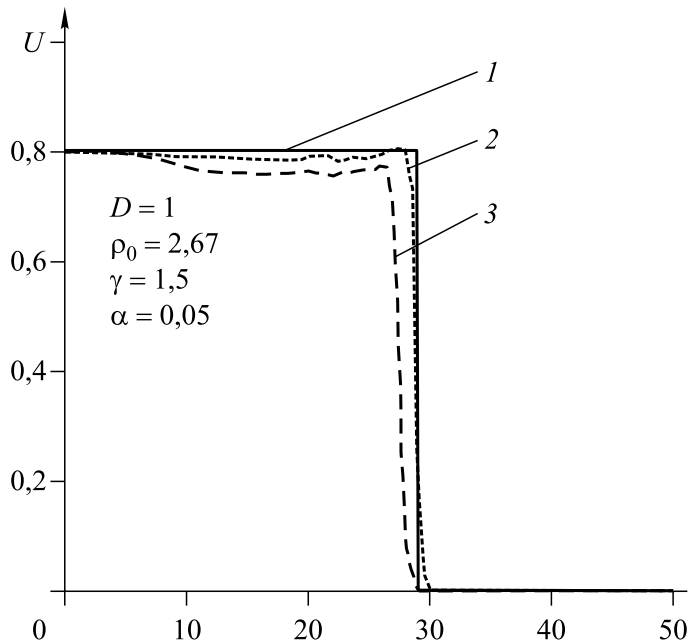
здесь ξ^n – случайная величина, равномерно распределенная в интервале (0, 1);

$$q_j^n = \frac{u_j^{n+1/2} \Delta t}{\Delta X}, \quad u_{j+1/2}^n = \frac{1}{2}(u_j^n + u_{j+1}^n).$$

Расчет переноса скорости осуществляется по формулам

$$u_{j-1}^{n+1/2} = \begin{cases} u_{j-1}^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} > 0 \text{ и } \max(u_{j-1}^{n+1/2}, u_j^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta X} > \xi^n; \\ u_j^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} > 0 \text{ и } \max(u_{j-1}^{n+1/2}, u_j^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta X} < \xi^n; \end{cases}$$

$$u_j^{n+1} = \begin{cases} u_{j+1}^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} < 0 \text{ и } \left(1 + \min(u_j^{n+1/2}, u_{j+1}^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta X}\right) > \xi^n; \\ u_j^{n+1/2}, & \text{если } u_j^{n+1/2} < 0 \text{ и } \left(1 + \min(u_j^{n+1/2}, u_{j+1}^{n+1/2}) \frac{\Delta t}{\Delta X}\right) < (1-\xi^n). \end{cases}$$



Решение задач, имеющих точное решение, показало хорошее согласование результатов численных расчетов и точных значений (см. рис. 1–3).

На рис. 1 представлено решение задачи о стационарной плоской ударной волне, движущейся по идеальному газу $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$ с постоянной скоростью $D = 1$.

На рис. 2, 3 приведены результаты расчета задачи о распаде разрыва. В процессе распада произвольного разрыва в идеальном газе появляются ударная волна,

Рис. 1. Идеальный газ, стационарная ударная волна:

1 – точное решение; 2 – вероятностная схема; 3 – разности против потока

волна разряжения и контактный разрыв. В начальный момент времени состояние газа определяется следующими параметрами:

при $x < 0$ – $\rho = 1,000$, $P = 1,0$, $U = 0$, $\gamma = 1,4$;

при $x > 0$ – $\rho = 0,125$, $P = 0,1$, $U = 0$, $\gamma = 1,4$,

здесь x – координата; ρ – плотность; P – давление; U – скорость; γ – показатель изоэнтропы.

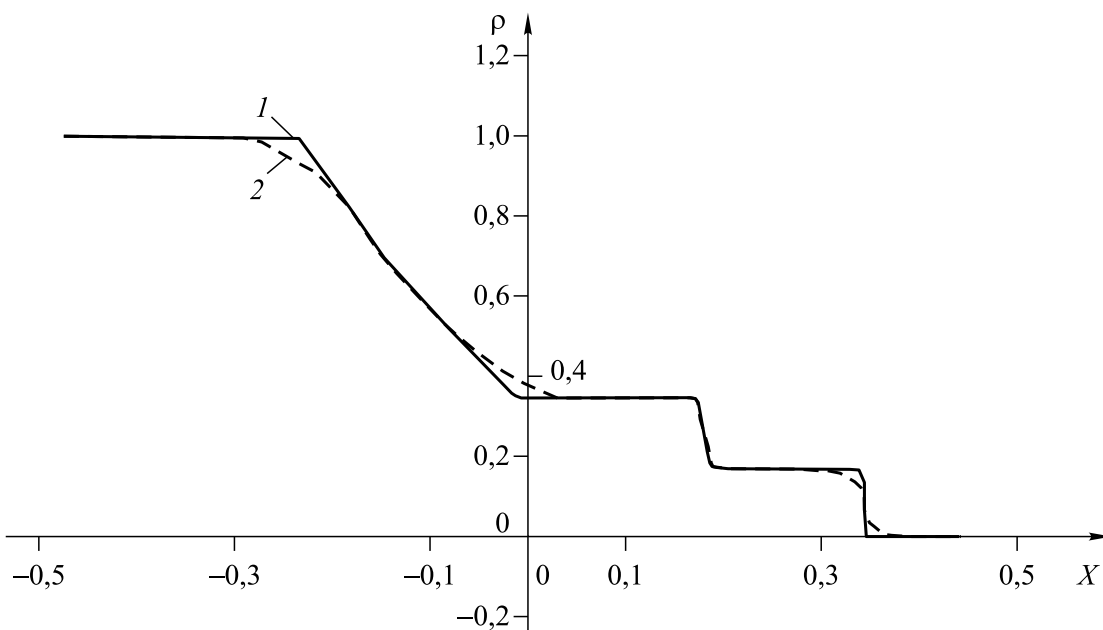


Рис. 2. Профиль плотности $\rho(x, t)$ на момент времени $t = 0,2$:

1 – вероятностная схема; 2 – схема Неймана

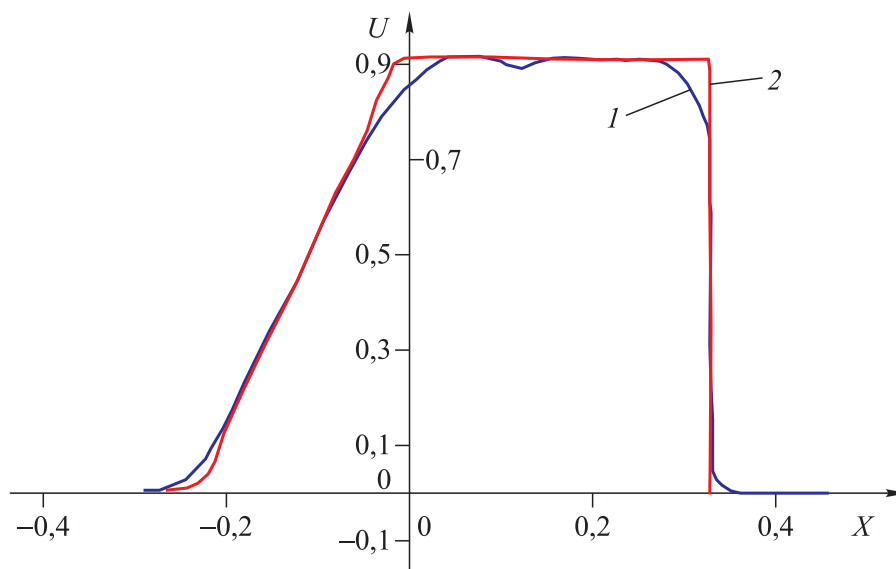


Рис. 3. Профиль плотности $U(x, t)$ на момент времени $t = 0,2$:

1 – вероятностная схема; 2 – схема Неймана

4. Вывод уравнений теории мелкой воды в случае цилиндрически симметричного движения воды

Уравнения теории мелкой воды, приведенные в монографии [10], пригодны для случая плоского движения воды в канале, дно которого ровное. В монографии [9] уравнения теории мелкой воды включают случай неровного профиля дна, но, к сожалению, в уравнениях содержится ошибка. По этим двум причинам мы решили дать здесь вывод уравнений теории мелкой воды применительно к нашему случаю движения цилиндрической волны. Вывод уравнений дан в соответствии с идеологией [10].

На рис. 4 приведен элементарный объем G жидкости в цилиндрической системе координат R, Z, φ .

Количество жидкости, заключенной в объеме G , будет равно

$$\int_G \rho(R, Z, \varphi, t) dG.$$

За время $\Delta t = t_2 - t_1$ масса жидкости увеличится на величину

$$\int_G \rho(R, Z, \varphi, t_2) - \rho(R, Z, \varphi, t_1) dG.$$

Это изменение массы равно массе жидкости, втекшей в объем G через его поверхность Σ за время Δt .

В нашем случае $dG = R d\varphi dR dZ$, $-\alpha < \varphi < \alpha$, $R_1 < R < R_2$, $-h(R) < Z < \eta(R)$.

Нормаль к \vec{n} поверхности Σ – внешняя. Тогда после несложных выкладок, которые можно проследить по монографии [10], легко получить первое уравнение теории мелкой воды, так называемое уравнение сохранения массы

$$\frac{\partial R \rho(\eta + h)}{\partial t} + \frac{\partial R \rho(\eta + h) n}{\partial R} = 0. \quad (1)$$

Вывод второго уравнения теории мелкой воды проведем подробнее, т. к. его нет нигде в правильной форме.

Изменение импульса (количества движения) в объеме G за время $\Delta t = t_2 - t_1$ равно величине

$$\int_G \left(\rho \vec{u} \Big|_{t_2} - \rho \vec{u} \Big|_{t_1} \right) dG = \int_G \rho \vec{u} \Big|_{t_1}^{t_2} dG$$

и равно импульсу сил давления, действующих на поверхность Σ , а также количествам движений, приносимым через поверхность Σ за время Δt . Привносимый импульс через поверхность Σ равен

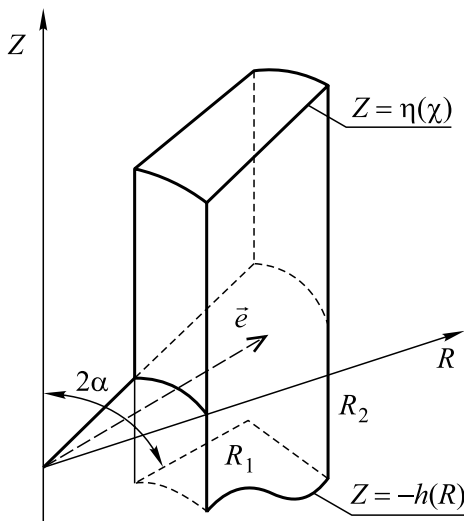


Рис. 4. Элементарный объем несжимаемой жидкости G

$$\int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} \rho \vec{u} (\vec{u} d\vec{\Sigma}) dt.$$

Суммарный импульс сил, действующих на поверхность Σ , равен

$$-\int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma}.$$

Тогда закон сохранения импульсов запишется в виде

$$\int_G \rho \vec{u} \Big|_{t_1}^{t_2} dG + \int_{t_1}^{t_2} \int_{\Sigma} (\rho u^2 + P) d\vec{\Sigma} dt = 0. \quad (2)$$

Это уравнение, записанное в векторной форме, не зависимо от выбора системы координат.

Основные допущения теории мелкой воды заключаются в том, что течение считается одномерным $u = u(R, t)$, жидкость несжимаемая, $\rho = \text{const}$, и давление $P = \rho g (\eta(R, t)) - Z$.

Запишем закон сохранения импульсов применительно к нашему случаю, учитывая основные допущения теории мелкой воды.

Для компоненты импульса в направлении \vec{e} (см. рис. 4) будем иметь

$$\int_G \rho u_e \Big|_{t_1}^{t_2} dG = \int_{-\alpha}^{+\alpha} d\varphi \int_{-h}^{\eta} dz \int_{R_1}^{R_2} \rho u \cos \varphi R dR \Big|_{t_1}^{t_2} = 2 \sin \alpha \rho \int_{R_1}^{R_2} R (\eta + h) u dR \Big|_{t_1}^{t_2}. \quad (3)$$

Подынтегральное выражение в интеграле $\int_{\Sigma} \rho u^2 d\vec{\Sigma}$ отлично от нуля только в сечениях R_1 и R_2 . Поэтому

$$\int_{\Sigma} \rho u_e \vec{u} d\vec{\Sigma} = \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos \varphi d\varphi \int_{-h}^{\eta} \rho u^2 R \Big|_{R_1}^{R_2} dZ = 2 \sin \alpha (\eta + h) \rho u^2 R \Big|_{R_1}^{R_2}. \quad (4)$$

Компонент интеграла $\int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma}$ в направлении \vec{e} состоит из пяти частей: интегралов по сечениям $R = R_1 R_2$, по поверхности $Z = -h(R)$ и двух интегралов по частям поверхности $\varphi = \pm \alpha$.

Итак, интеграл по сечениям $R = R_1 R_2$:

$$\begin{aligned} \rho g \int_{\Sigma} (\eta - Z) d\vec{\Sigma} &= \rho g \int_{-h}^{\eta} dZ \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos \varphi R d\varphi (\eta - Z) \Big|_{R=R_2} - \rho g \int_{-h}^{\eta} dZ \int_{-\alpha}^{+\alpha} \cos \varphi R d\varphi (\eta - Z) \Big|_{R=R_1} = \\ &= 2 \sin \alpha \rho g \frac{R(\eta + h)^2}{2} \Big|_{R_1}^{R_2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Интеграл по частям поверхности Σ , при $\varphi = \pm \alpha$, в направлении \vec{e}

$$J_{\pm \alpha} = \vec{e} \int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma} = \int_{\Sigma} P \vec{e} \vec{n} d\Sigma = -2 \sin \alpha \int_{-h}^{\eta} dZ \int_{R_1}^{R_2} P dR.$$

Если вспомнить, что $P = \rho g(\eta - Z)$, то

$$J_{\pm\alpha} = -2 \sin \alpha \rho g \int_{R_1}^{R_2} \frac{(\eta + h)^2}{2} dR. \quad (6)$$

Далее определим интеграл по части поверхности объема G , $Z = -h(R)$. Скалярное произведение $\vec{n}\vec{e} = \cos \varphi h'_R(R) dR$.

Тогда

$$\int_{\Sigma} P d\vec{\Sigma} \vec{e} = -2 \sin \alpha \rho g \int_{R_1}^{R_2} R h'(\eta + h) dR. \quad (7)$$

С учетом выражений (3)–(7) закон сохранения импульсов (2) запишется после сокращения на $2 \sin \alpha \rho$:

$$\begin{aligned} & \int_{R_1}^{R_2} R(\eta + h) n_{t_1}^{t_2} dR + \int_{t_1}^{t_2} g(\eta + h) u^2 R \Big|_{R_1}^{R_2} dt + \int_{t_1}^{t_2} gR \frac{(\eta + h)^2}{2} \Big|_{R_1}^{R_2} dt - \int_{R_1}^{R_2} g \frac{(\eta + h)^2}{2} dR - \\ & - \int_{R_1}^{R_2} gR h'(\eta + h) dR = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Используя формулу Грина, выражение (7) можно записать в виде

$$\oint_C R(\eta + h) u dR - R \left[(\eta + h) u^2 + \tilde{P} \right] dt = - \iint_{\tilde{G}} P dR dt - \iint_{\tilde{G}} gR h'(\eta + h) dR dt, \quad (9)$$

где

$$\tilde{P} = \frac{g}{2} (\eta + h)^2,$$

контур C есть сечение элементарного объема G в направлении \vec{e} , а \tilde{G} – площадь этого сечения.

В дифференциальной форме выражение (8) запишется так:

$$\frac{\partial(\eta + h)uR}{\partial t} + \frac{\partial \left[(\eta + h)u^2 + \tilde{P} \right]}{\partial R} = \tilde{P} + ghh'_R(\eta + h). \quad (10)$$

Это уравнение отличается от аналогичного из [9, 10] тем, что в нем наличествует слагаемое $-ghh'_R(\eta + h)$. Отсутствие этого слагаемого в уравнении (9) приводит к тому, что в области покоя ($u = 0$) из-за градиента $\partial \tilde{P} / \partial \tilde{R} \neq 0$ должно возникнуть движение $u \neq 0$. Уравнение (9) в этом смысле корректно.

Итак, два уравнения (1) и (10) представляют уравнения теории мелкой волны в цилиндрическом случае.

5. Результаты расчетов

Как отмечалось выше, основная цель данной работы – с помощью теории мелкой воды приближенно оценить на больших расстояниях от места падения астероида в океан параметры океанской волны.

Рис. 5–10 иллюстрируют процесс внедрения астероида в преграду. Различными оттенками черного цвета на этих рисунках представлена плотность среды. Справа от рисунка приведена шкала численных значений плотности среды.

Последний из этой серии – рис. 10 – соответствует моменту времени ~ 7 с. Это тот момент времени, который был принят за начальный, для расчета распространения океанской волны по теории мелкой воды.

В качестве начальных данных для уравнений теории мелкой воды задано: профиль волны $Z = \eta(R)$ при $t \approx 7$ с, профиль дна $Z = -h(R)$ при $t \approx 7$ с, средняя по глубине воды горизонтальная скорость частиц воды $u = u(R)$. Профиль дна был выбран в следующем виде. При $0 \leq Z < 100$ км такой, какой получился в расчетах на момент времени $t = 7$ с, а для $Z \geq 100$ км – в соответствии с табл. 1.

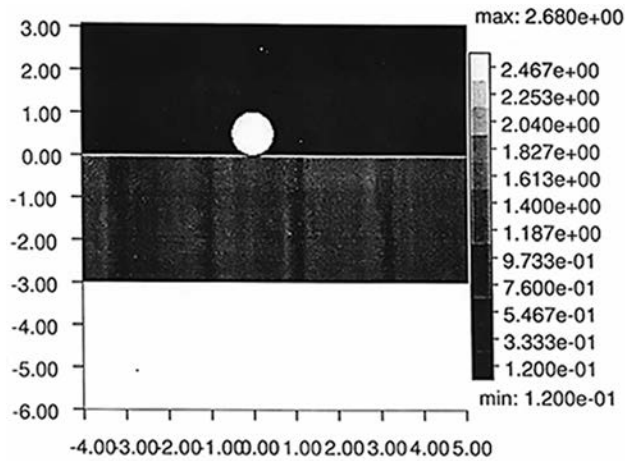


Рис. 5

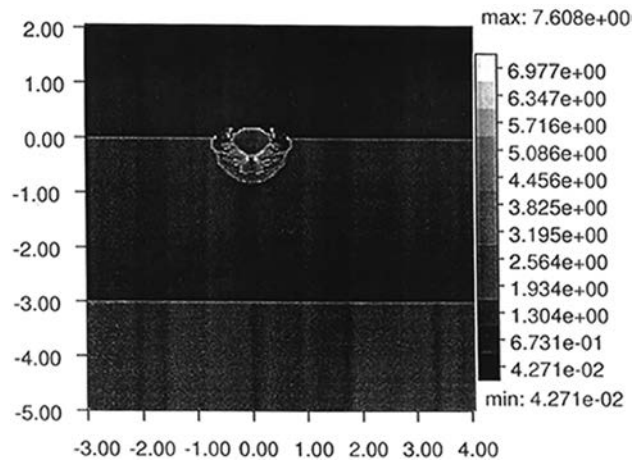


Рис. 6

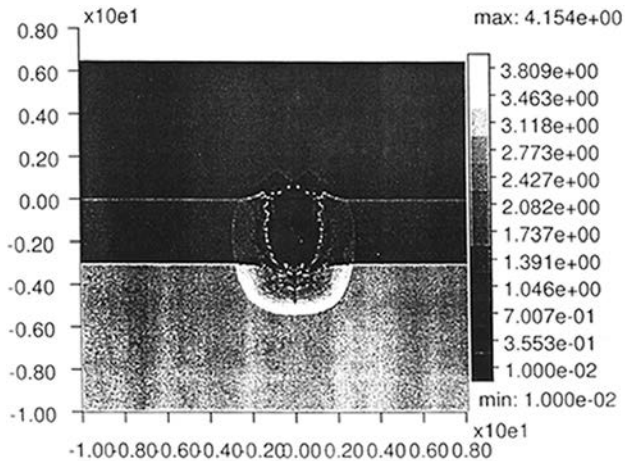


Рис. 7

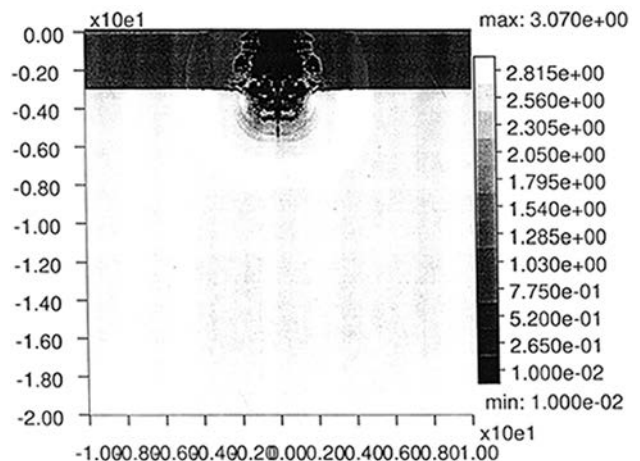


Рис. 8

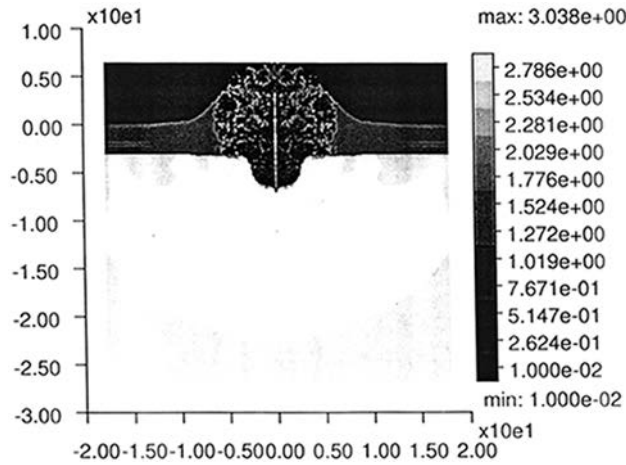


Рис. 9

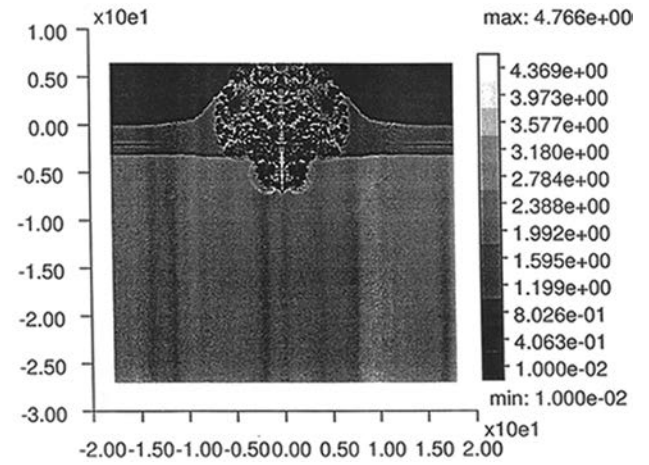


Рис. 10

Таблица 1

R , км	100	150	500	550	700	750	900
Z , км	-3	-1	-1	-0,5	-0,5	-0,050	0,0

Таким образом, длина шельфа – 150 км, уклон – 50 м.

На рис. 11–21 приведено положение океанской волны на различных расстояниях от места падения астероида в океан.

На рис. 11, 12 представлено начальное положение волны для вычислений по теории мелкой воды. Рис. 13, 14 иллюстрируют струйное затекание воды в каверну, образованную ударом астероида в граните. На рис. 15, 16 – положение волны на различные моменты времени. На рис. 17–19 показан процесс взаимодействия волны с шельфом. Высота головной волны (рис. 17), подошедшей к шельфу, – $\eta \leq 10$ м. В результате трансформации волны на мелководье (рис. 18–19) высота головной волны стала равной $\eta \approx 27$ м. Кроме этой волны рис. 17–19 иллюстрируют процесс зарождения и отражения волны от подводного уклона, примыкающего к шельфу. На рис. 20, 21 показаны выход волны на сушу и ее распространение по последней.

На рис. 22 представлен профиль скорости частиц воды.

В работе [2] приведены эмпирические формулы (4) для вычисления высоты удаленной волны, образующейся при подводных ядерных взрывах. В табл. 2 представлены результаты сравнения вычислительных высот волны $\eta(R)$ по теории мелкой воды и эмпирической формуле (4) из [2] для различных значений расстояния R от места падения астероида.

Видно удовлетворительное согласование сравнения величин.

Таблица 2

R , км	132	750	800–850
$\eta(R)$, м	99	17	16
$\eta(R)$ из работы [5], м	220	10	21–27

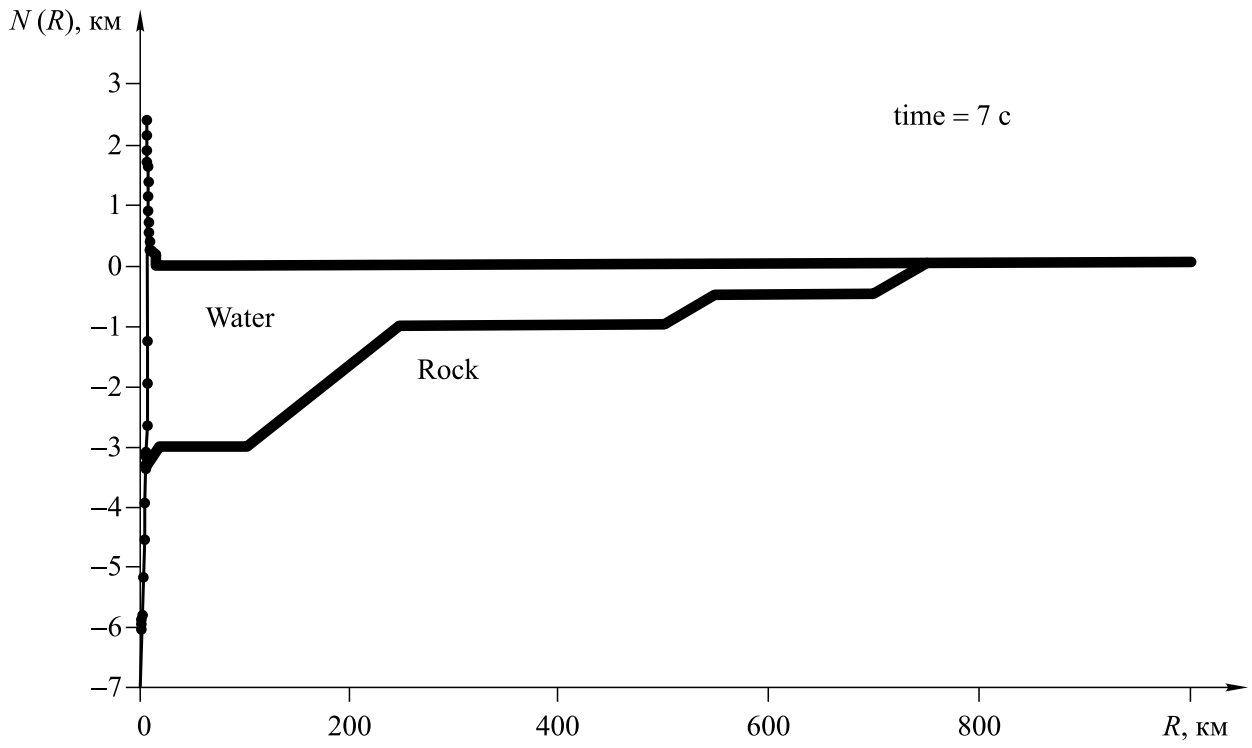


Рис. 11

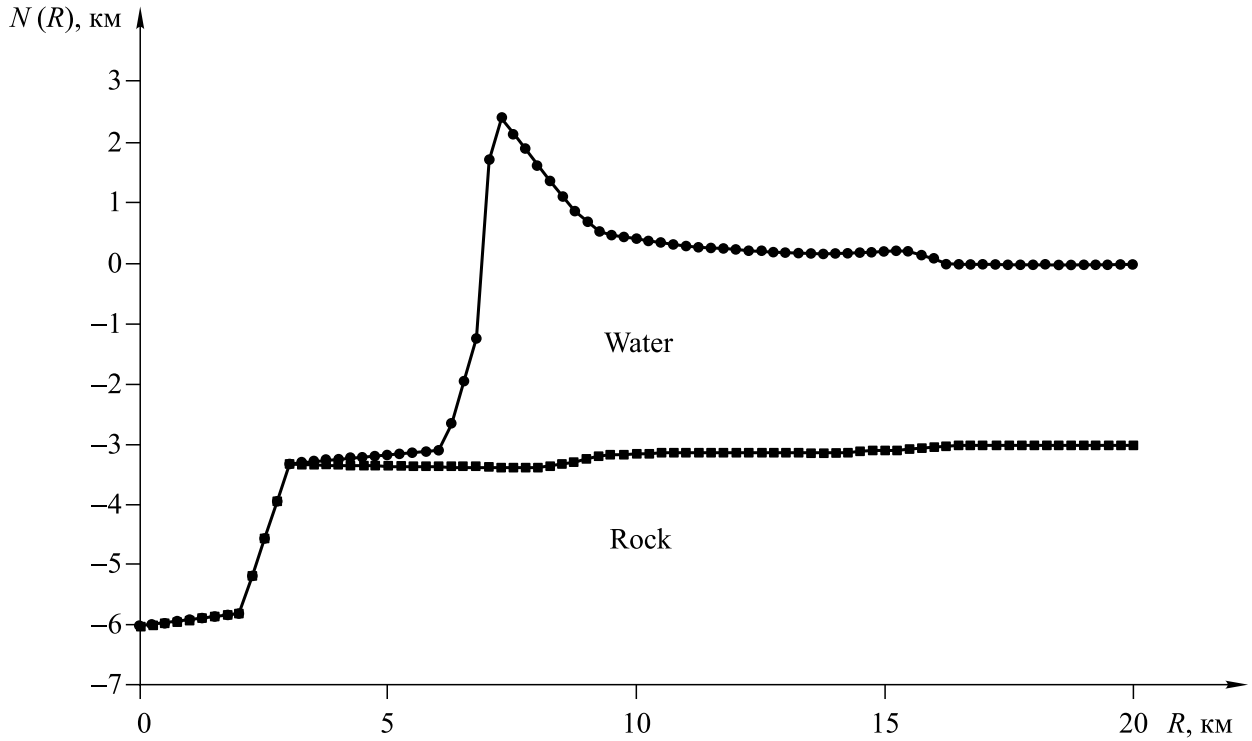


Рис. 12

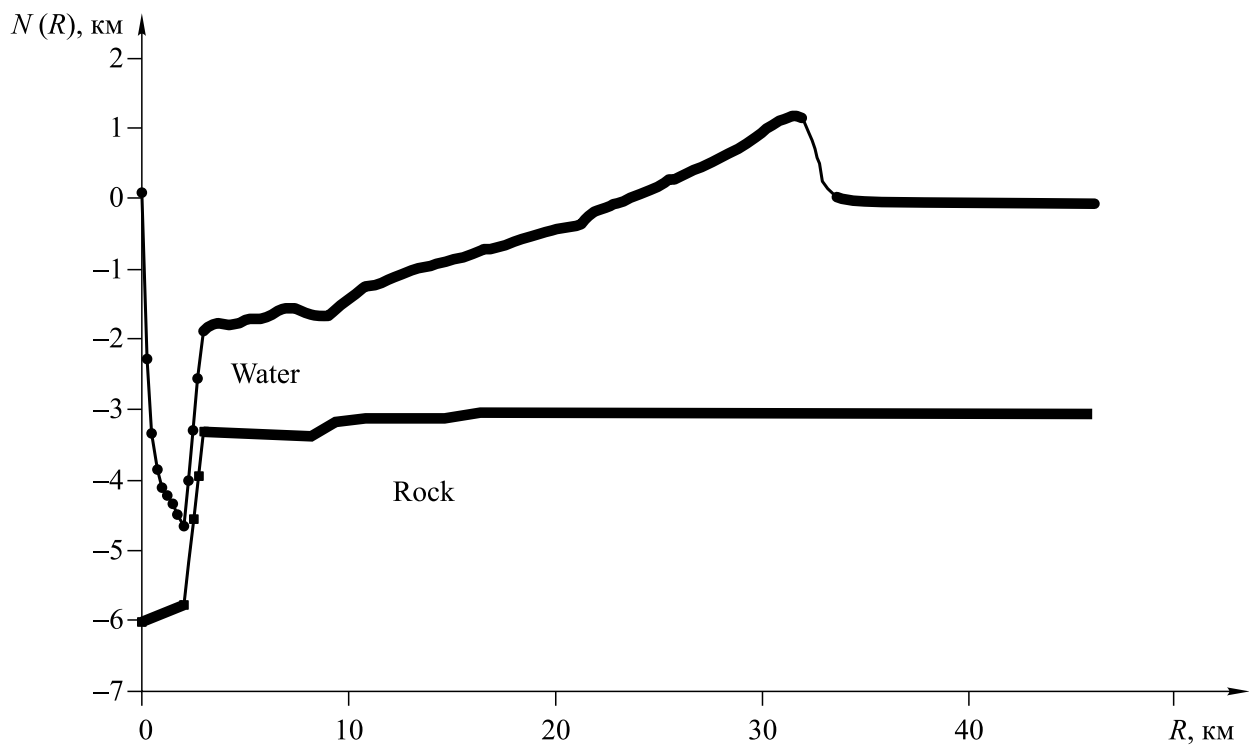


Рис. 13

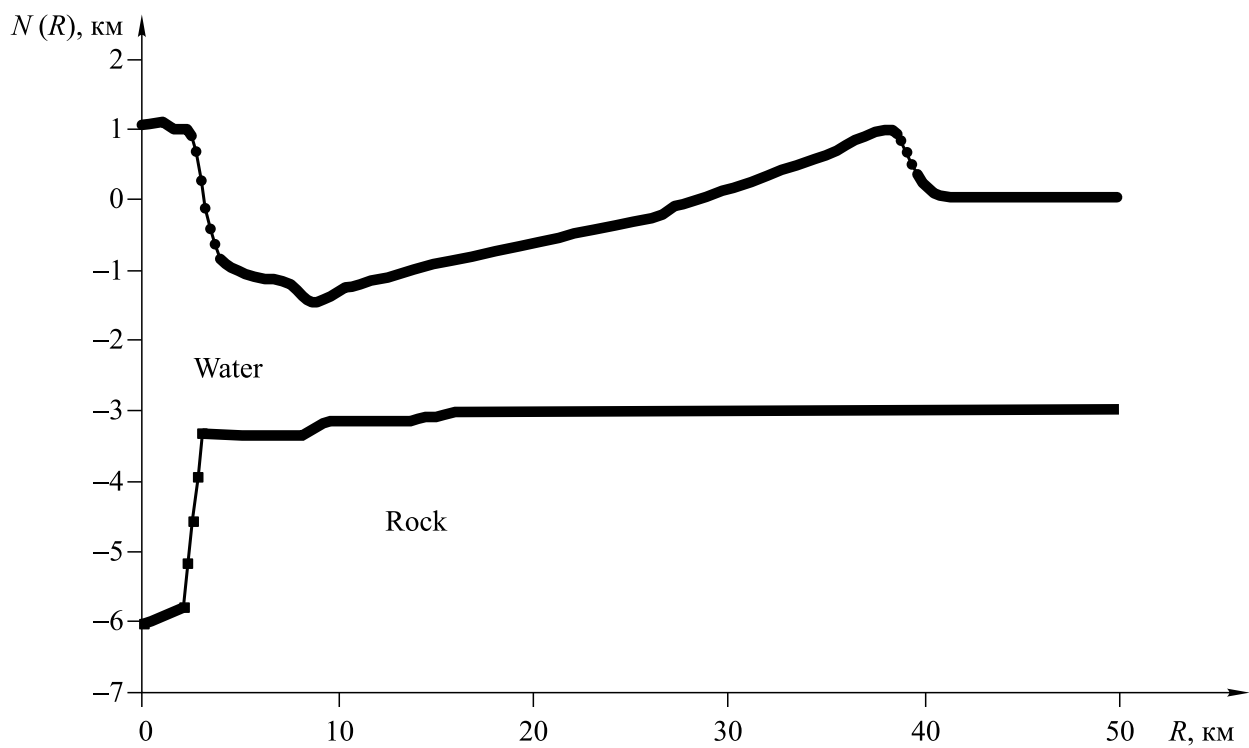


Рис. 14

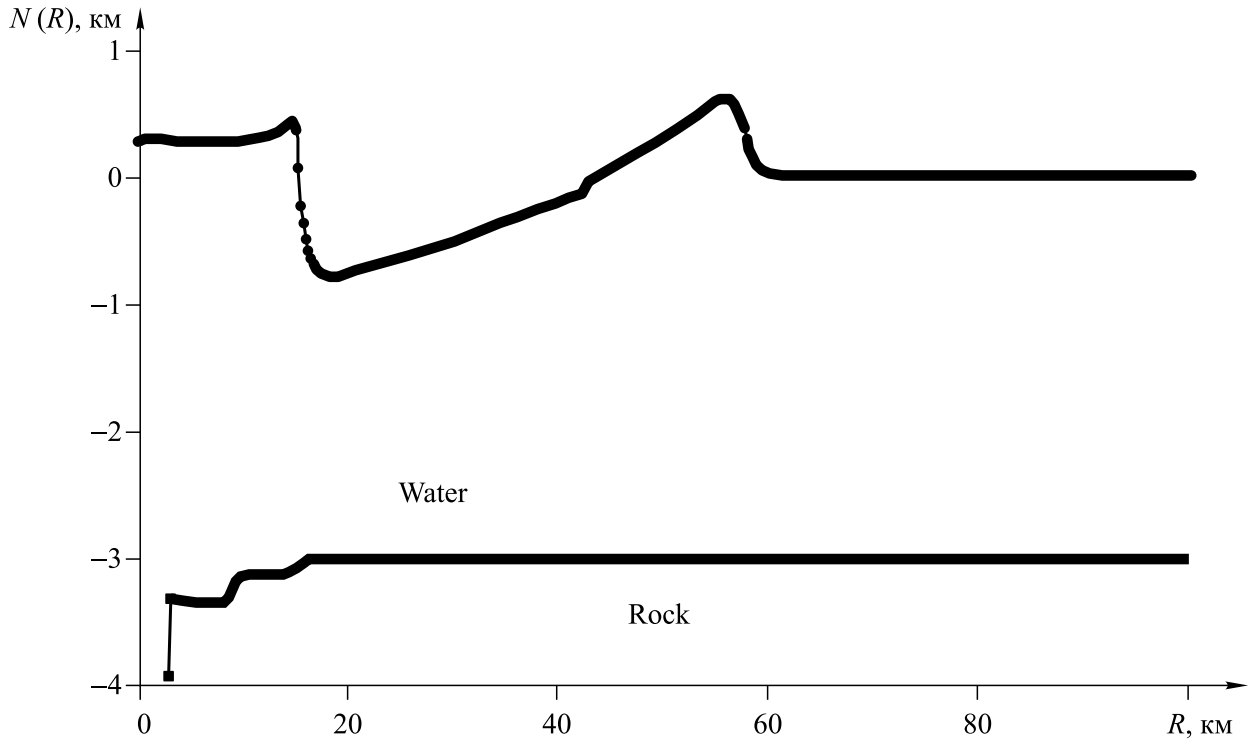


Рис. 15

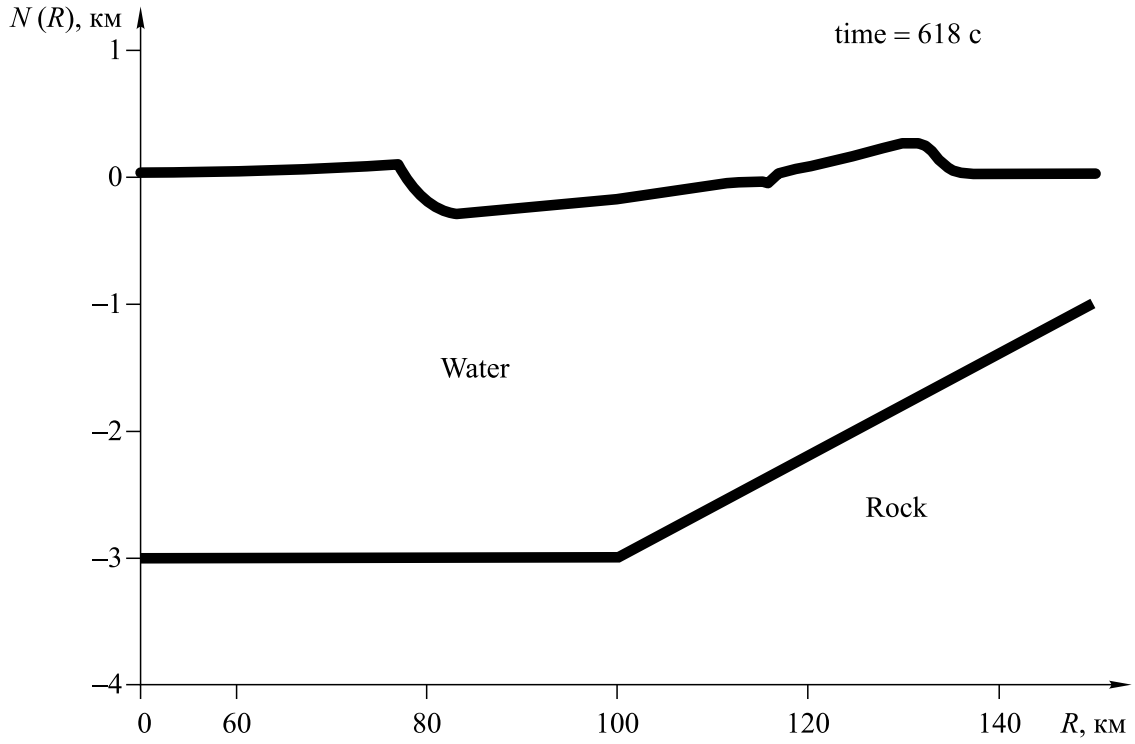


Рис. 16

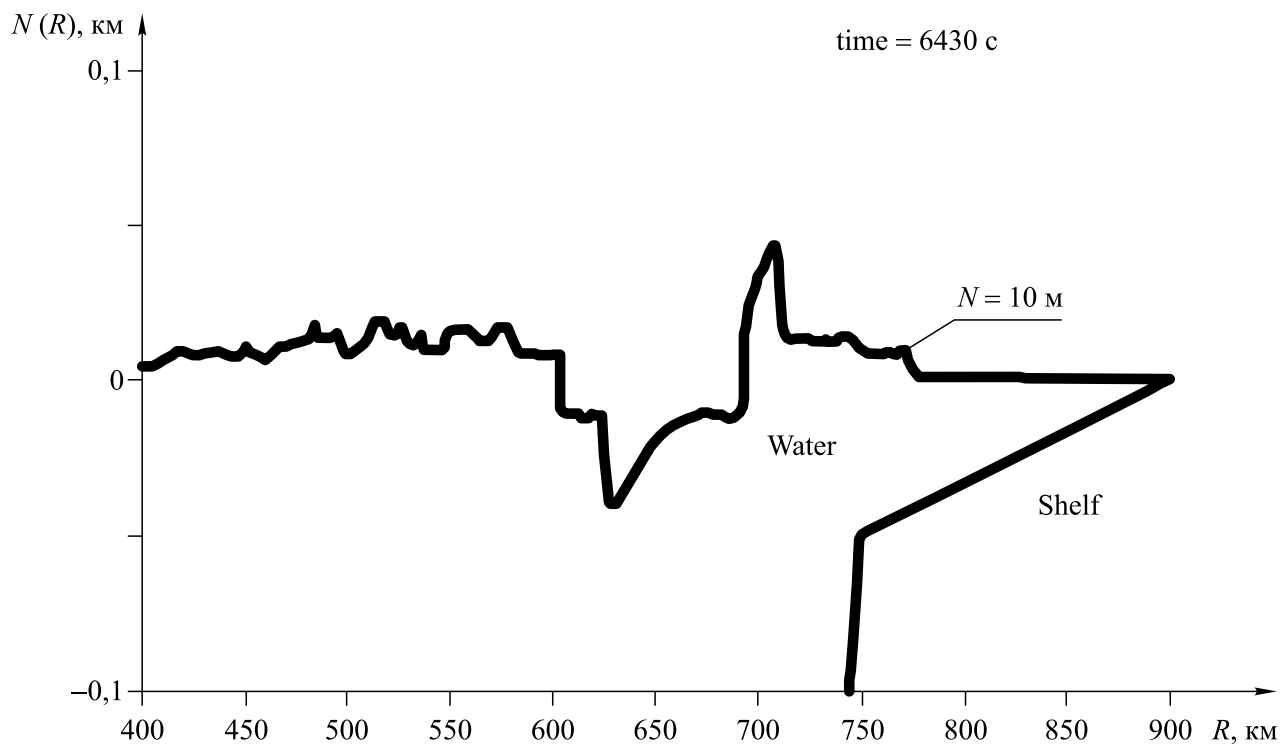


Рис. 17

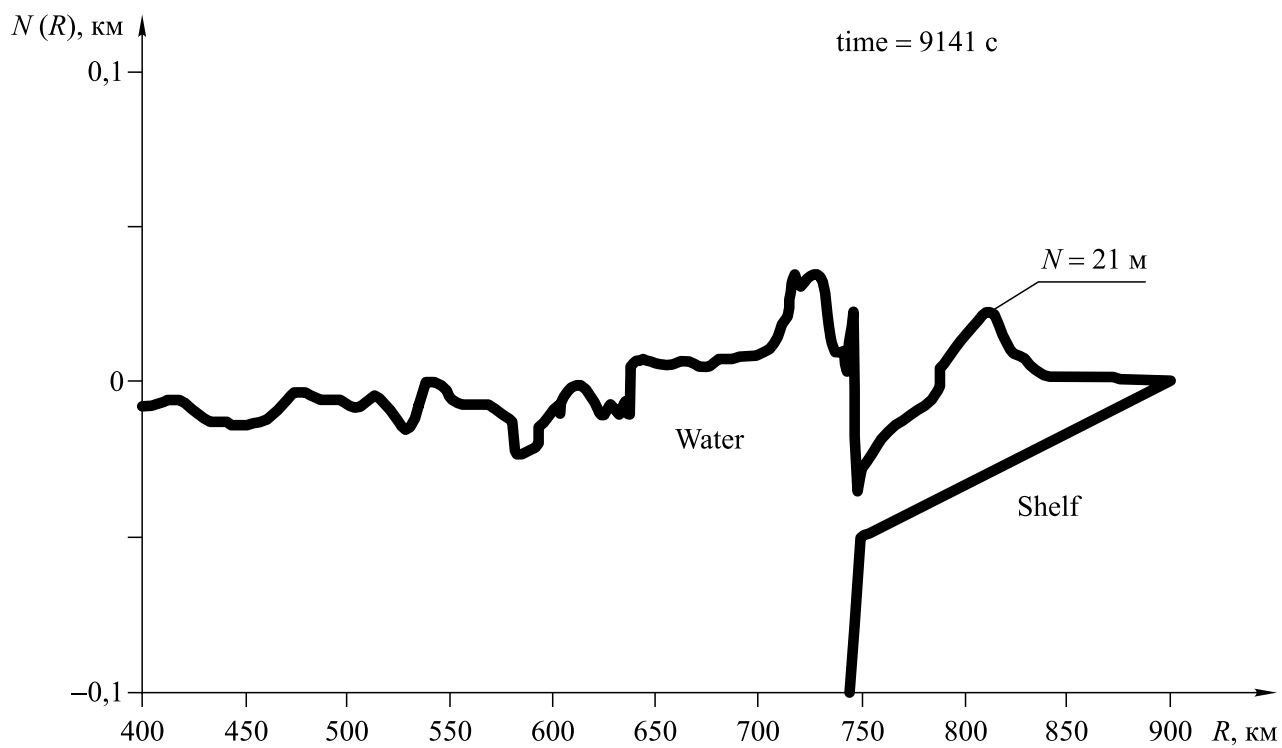


Рис. 18

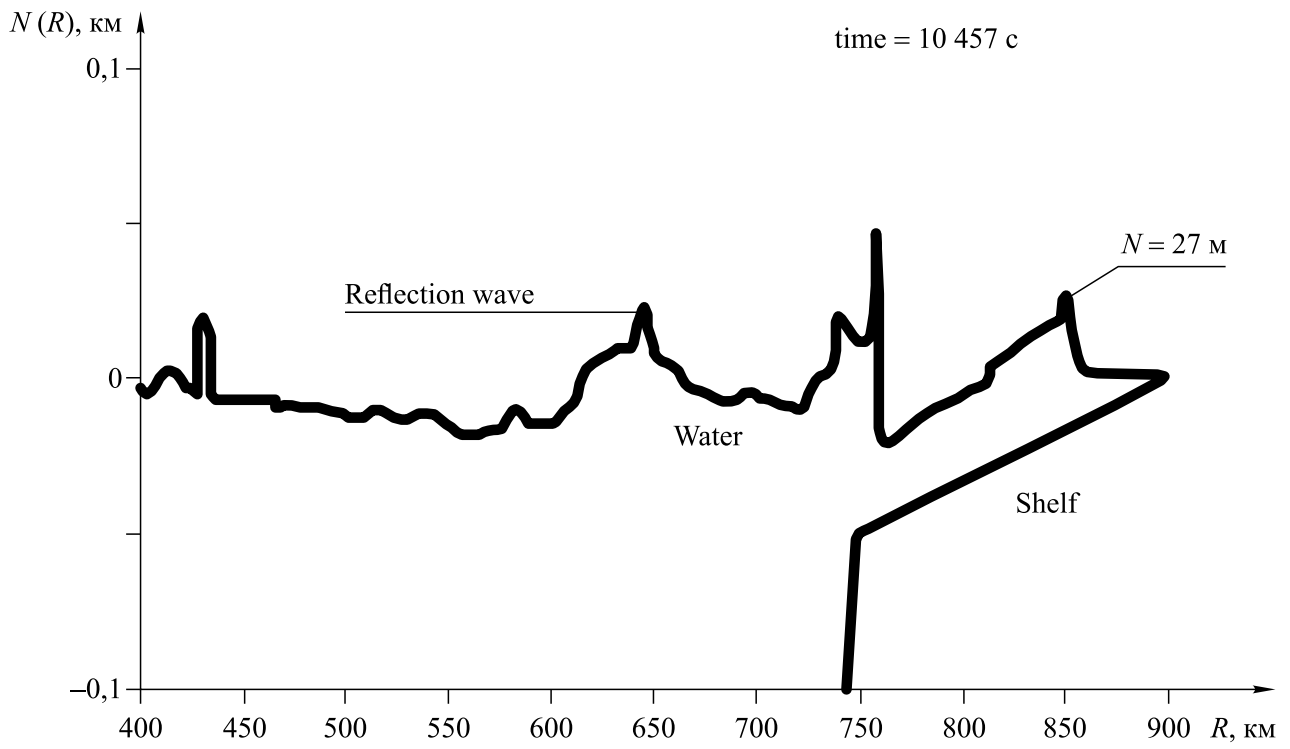


Рис. 19

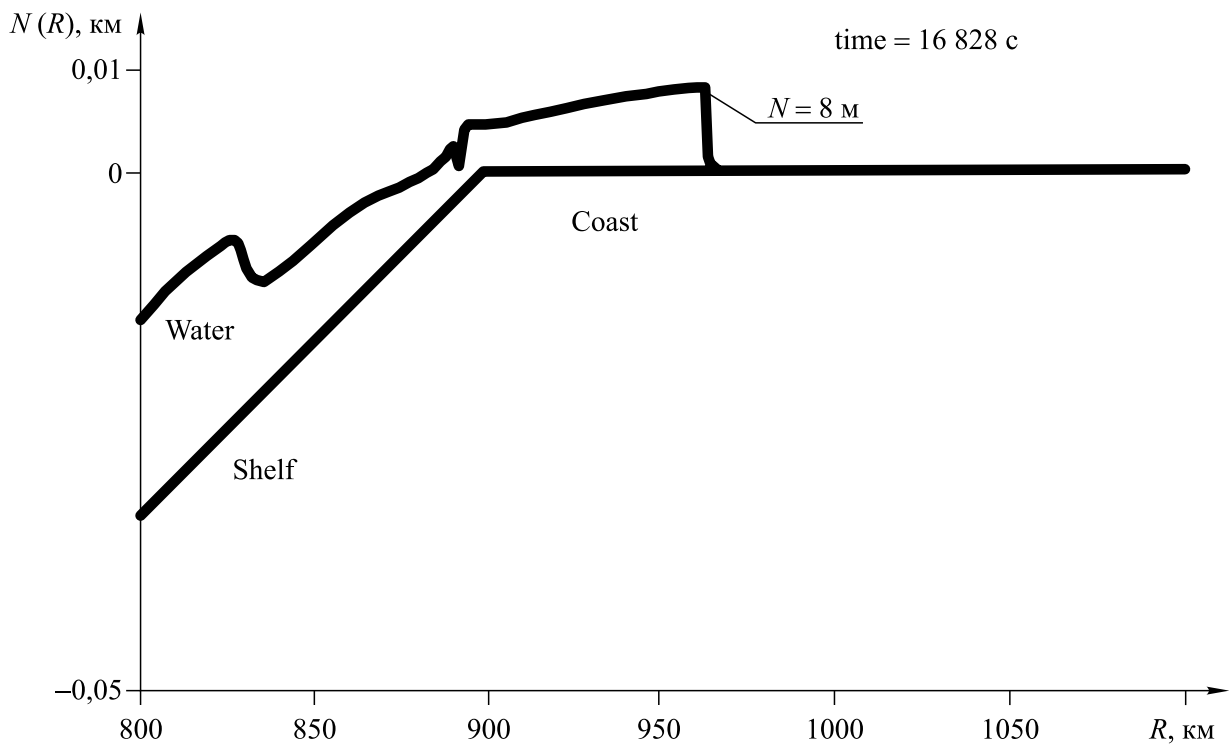


Рис. 20

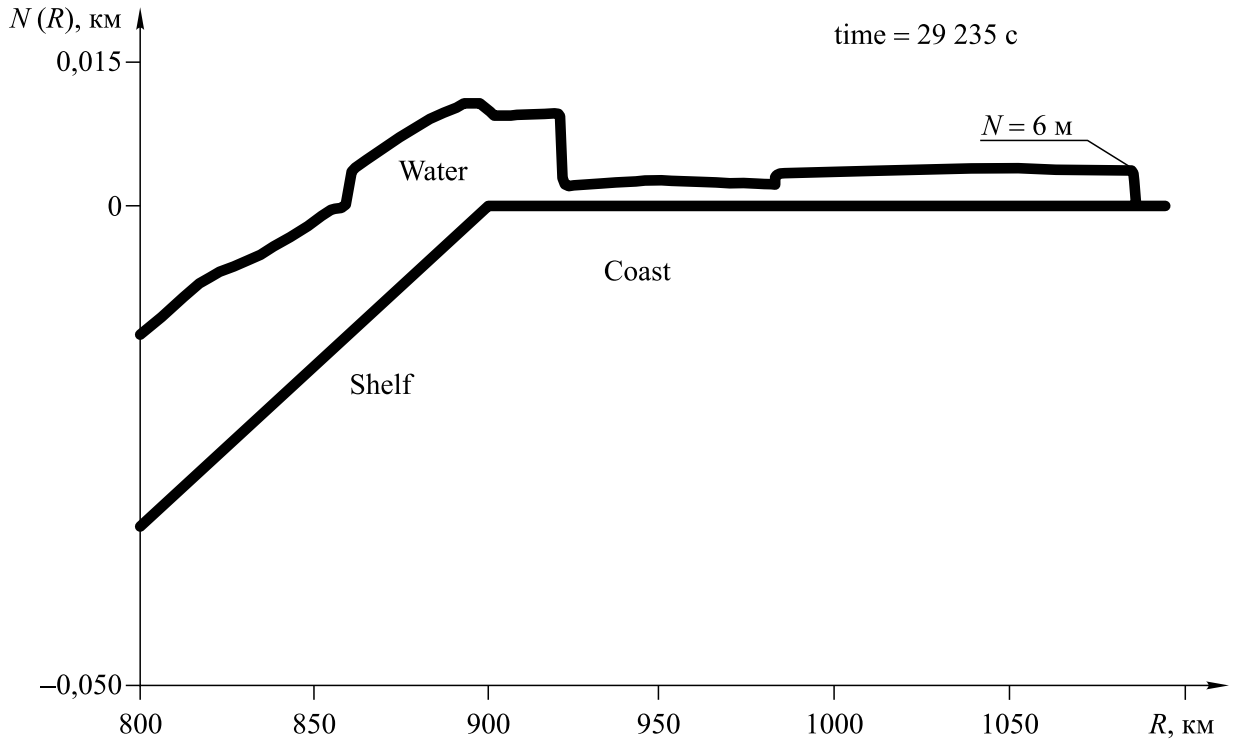


Рис. 21

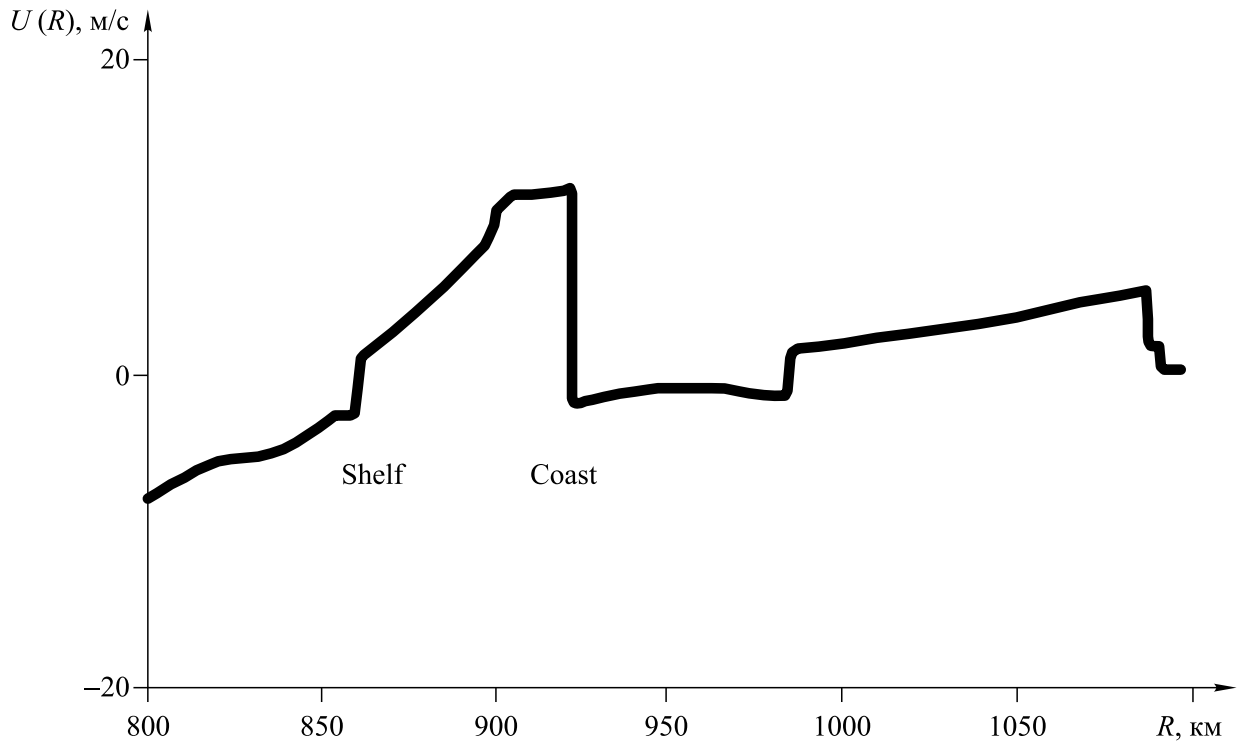


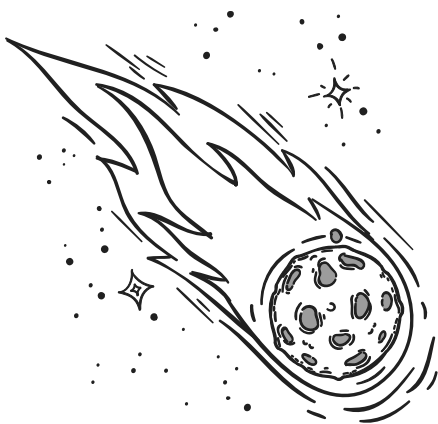
Рис. 22

Выводы

Использование предложенного в данной работе подхода к оценке параметров океанской волны, образующейся от падения астероида в неглубокий океан, на наш взгляд, вполне приемлемо как для количественного, так и для качественного описания данного физического явления. Как показали полученные приближенные оценки, последствия от падения каменного астероида диаметром в ~ 1 км могут быть разрушительными на расстояниях до 100–200 км от побережья океана.

Литература

1. **Меллош, Г.** Образование ударных кратеров [Текст]. – М : Мир, 1994.
2. **Hills, J. G.** Tsunami generation by small asteroid impacts [Text] / J. G. Hills, I. V. Nemchinov and S. P. Popov // Hazards Due to Comets and Asteroids / ed. T. Gehrels. – Stuzon Univ. Press, 1994. – P. 779–790.
3. **Ahrens, T. J.** Impact on the earth, ocean and atmosphere [Text] / T. J. Ahrens and O’Keefe // Int. J. Impact Engng. – 1987. – Vol. 5. – P. 13–32.
4. **Roddy, D. J.** Computer simulations of large asteroid impacts into oceanic continental sites. Preliminary results on atmospheric, cratering and ejecta dynamics [Text] / D. J. Roddy, S. H. Schuster, M. Rosenblatt, L. B. Grant, P. J. Hassig, K. N. Kreyenhagen // Int. J. Impact Engng. – 1987. – Vol. 5. – P. 525–541.
5. **Boslough, M. B.** Axial focusing of energy from a hypervelocity impact on Earth [Text] / M. B. Boslough, E. P. Chael, T. G. Trucano and D. A. Grawford. – Proceedings of 1994 Hypervelocity Impact Symposium, Santa Fe, NM, Oct 17–20, 1994.
6. **Букреев, В. И.** Гравитационные волны при падении тела на мелкую воду [Текст] / В. И. Букреев, А. В. Гусев // ПМТФ. – 1996. – № 2. – С. 90–98.
7. **Скоркин, Н. А.** Об одной конечно-разностной схеме для решения задач механики сплошной Среды [Текст] // Доклады Международной конференции «IV Забабахинские научные чтения», г. Снежинск, Россия, 1995.
8. **Thoon, O. B.** Environmental Perturbations Caused by the Impacts of Asteroids and Comets [Text] / O. B. Thoon, K. Lahnfe, D. Morrison, R.P. Turco, C. Covey // Rev. of Geophysics. – 1995.
9. **Лаврентьев, М. А.** Проблемы гидродинамики и их математические модели [Текст]. – М. : Наука, 1977.
10. **Рождественский, Б. Л.** Системы квазилинейных уравнений [Текст] / Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко. – М. : Наука, 1968.



Закон природы – изменяться,
И потому лишь постоянство странно.
Граф Рочестерский

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕГАЦУНАМИ

В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин, В. П. Елсуков, А. С. Углов

С помощью конечно-разностных кодов: двухмерного вычислительного кода МЕЧ, предназначенного для расчета газодинамических задач; вычислительного кода ТМВ, предназначенного для решения задач, описываемых теорией мелкой воды, – проведено численное моделирование задачи о формировании и распространении мегацунами, образующегося в результате падения крупного небесного тела в воды Мирового океана.

Введение

В результате исследований последних десятилетий общепризнанным стало понимание того, что одну из главных опасностей для нашей цивилизации представляют столкновения с Землей малых космических тел, принадлежащих Солнечной системе, – астероидов, комет и их фрагментов. Такая опасность стимулирует дальнейшее расширенное изучение последствий катастрофических космических столкновений. Отдельного внимания заслуживают падения опасных космических объектов (ОКО) в океан. Прежде всего, вероятность таких падений примерно вдвое выше, чем на континенты. При этом значительная часть кинетической энергии передается толще воды и в дальнейшем переходит в энергию мегацунами. Еще одним существенным разрушительным фактором падений в океан может быть испарение большого количества воды. Образованные в результате удара пары воды устремляются в атмосферу и распространяются в верхних ее слоях. Появление большого количества водяного пара приводит к изменению оптических свойств атмосферы: уменьшается доля отраженного света, вступает в действие парниковый механизм. Он, в свою очередь, приводит к дополнительным испарениям больших водных масс. В глобальном масштабе это приводит к повышенным водным осадкам и крупномасштабным наводнениям. По-видимому, описания Всемирного потопа, присутствующие в ряде древних сказаний, являются дошедшим до нас свидетельством одного или нескольких таких явлений. В связи с этим представляет интерес более детальное исследование развития климатических последствий падений каменных и кометных тел в океан.

В представленной работе в основном рассматриваются процессы формирования и распространения в океане столкновительного цунами (мегацунами). При распространении цунами по

океану фактически не происходит диссипации энергии. Уменьшение амплитуды волны происходит в основном за счет геометрического фактора – удаления фронта волны от источника. Благодаря большой длине волны (в направлении, перпендикулярном фронту) в открытом океане цунами не представляет опасности. Но при выходе на шельф, из-за уменьшения массы вещества, вовлекаемого в движение, происходит увеличение амплитуды волны, повышение плотности энергии на единицу массы вещества. Скорость набегающего ротационного течения становится столь большой, что происходит интенсивная эрозия дна. В набегающий поток оказывается вовлеченным большое количество твердых частиц и каменных фрагментов. Вся эта масса накатывается на берег, приводя к громадным разрушениям и изменяя формы ландшафта в зоне затопления волной цунами. Хорошо наблюдаемым следствием воздействия грандиозных цунами являются характерные наносные образования, которые наблюдаются во многих местах побережья – прибрежные дюны, сложенные из пород, в основном поднятых со дна шельфовой зоны. Они имеют очертания шевронов, осевая линия которых ориентирована по направлению прихода и не согласуется с линиями преимущественных направлений ветра и линией максимального градиента шельфа. Такие прибрежные образования получили название шевронных дюн (рис. 1).

Прибрежные шевронные дюны являются вторичным признаком состоявшегося в прошлом достаточно мощного удара в океан, первичным служит кратер на дне океана. В настоящее время выявлено несколько десятков подводных структур, которые могут быть импактными (ударными) кратерами. Одной из таких структур является кратер Беркла в Индийском океане [1] (30,87° ю. ш., 61,36° в. д., диаметр 29,1 км). В ряде случаев положение таких структур достаточно хорошо можно определить по вторичным проявлениям на побережье. Так, в заливе Карпентария с помощью спутниковой альтиметрии удастся выделить две локализованные эллипсоидальные депрессии – Канмар (Kanmare, со средним диаметром 18 км) и Таббан (Tabban, со средним диаметром 12 км) [2]. Имеющиеся данные указывают, что соответствующее двойное падение произошло около 1500 лет тому назад.

Более определенная информация имеется по кратеру Мауйка (Mahuika, 48,3° ю. ш., 166,4° в. д.) [3]. Этот ударный кратер диаметром около 20 км располагается в шельфе на глубине 300 м на расстоянии 250 км от Новой Зеландии и 600 км от юго-восточного побережья Австралии. Совокупность данных указывает, что соответствующее столкновение произошло около 500 лет назад. На противоположной стороне Австралийского континента (северо-запад, область Кимберли) имеется еще один комплекс свидетельств воздействия в недалеком прошлом (по оценкам – в 17 веке) гигантского цунами. Воздействием было охвачено около 1500 км побережья Австралии. Однако до настоящего времени подводный кратер так и не обнаружен. Возможно, что столкновение произошло при косом падении кометного тела в области больших глубин.



Рис. 1. Шевронные дюны Фенамбози на южной оконечности Мадагаскара высотой до 180 м, в 5 км от океана

Перечисленные примеры, если они не будут опровергнуты дальнейшими более детальными исследованиями, свидетельствуют, что прежние оценки частоты мощных столкновений являются заниженными. Они показывают, что в каждом тысячелетии происходят столкновения, оказывающие глобальное воздействие. Поэтому особое значение приобретает исследование сценариев развития таких событий, разработка средств своевременного обнаружения опасных объектов и способов предотвращения столкновений. В связи с этим большую ценность представляют более продвинутое технологии комплексного моделирования процессов, сопровождающих столкновения и несущих глобальную опасность. Данная работа посвящена именно таким методическим целям.

Постановка проблемы и способы решения

В силу существенных различий временных и пространственных масштабов комплексного явления в настоящее время невозможно осуществить сквозное описание всех процессов с помощью единой физической модели и одного математического кода. Поэтому в представленной здесь технологии расчетов используются две модели и два кода; подробно – чуть ниже. В силу трудоемкости представленной технологии детальное описание с привлечением достаточно полной геологической и геофизической информации, учета трехмерного характера процессов следует осуществлять применительно к моделированию конкретных событий. В частности, особого внимания заслуживает изучение возможного падения ОКО в Индийский океан, которому соответствует кратер Беркла.

Исходя из методической направленности работы, при постановке задачи использован ряд упрощающих предположений. Чтобы не проводить трудоемкие трехмерные расчеты, была рассмотрена задача о вертикальном падении ОКО в океан, хотя вероятность такого события мала. В представленных расчетах для простоты было принято, что дно океана сложено однородными силикатными породами с начальной плотностью $\rho = 2,67 \text{ г/см}^3$; использовалось относительно простое уравнение состояния гранита, константы которого подбирались ранее для моделирования сильных взрывов на выброс. В работе рассматривалось падение каменного астероида. Предполагается, что тело имеет сферическую форму, массу $M \approx 1,4 \text{ Гт}$ и скорость $u = 22 \text{ км/с}$, при этом диаметр астероида (каменного тела) составляет 1 км, а свойства породы близки к свойствам гранита.

Качественная картина явления

Столкновение малых космических тел существенно зависит от многих факторов: размера тел, их состава, скорости сближения с Землей и угла входа в атмосферу, от свойств вещества в области падения. Движение космического тела в атмосфере сопровождается образованием воздушной ударной волны большой интенсивности. В силу высокой скорости движения тела фронт головной ударной волны в воздухе будет отстоять на незначительном расстоянии от объекта, а часть воздуха, обтекающего тело, будет увлечена отошедшей ударной волной, фронт которой вытянут вдоль следа. Поэтому при рассмотрении удара тела о воду присутствием воздуха можно пренебречь. При столкновении такого тела с преградой в ней будут протекать

следующие физические процессы: испарение воды, ударное нагружение, плавление, фазовые превращения пород океанического дна и механическое разрушение их. На поверхности воды поднимется гигантская волна, которая способна распространяться на сотни и тысячи километров. Характерное время динамических процессов в окрестности удара составляет ~ 1 с, а характерное время движения волны цунами в океане – несколько тысяч секунд.

Расчет столкновения космического тела с преградой был разбит на два этапа. На первом этапе с помощью конечно-разностной методики МЭЧ [4] с учетом поля силы тяжести был рассчитан процесс вертикального падения астероида в Мировой океан, глубина которого в районе падения была принята равной 3 км. Расчеты проведены в газодинамическом приближении, т. е. не учитывалась прочность пород. При этом оценивалась зона испарения воды и астероида, а также возможность плавления материала скальной породы у дна океана. При описании материалов использовались уравнения состояния типа Ми–Грюнайзена с соответствующими параметрами.

К концу первого этапа продолжительностью ~ 12 с в системе «океан–скала» все нелинейные процессы (а именно, полиморфные переходы в воде и скале) закончились, затухли ударные волны, сформировалась зона кратера, а сам астероид превратился в пар и множество мелких осколков. На поверхности воды сформировалась волна высотой ~ 7 км и диаметром воронки ~ 14 км. Плотность воды стала равной $\sim 1,0 \dots 1,01$ г/см³, вектор скорости движения частиц среды в слое воды стал почти горизонтальным, а модуль вектора скорости – приблизительно постоянным по глубине воды. Разброс величины модуля скорости по глубине не превосходил 10%. Остаточное давление паров воды в зоне кратера составляло примерно 18 атм. Так как длина волны, распространяющейся по поверхности воды, значительно больше глубины океана, то движение ее можно рассчитывать по теории мелкой воды (ТМВ). Иначе говоря, на втором этапе для описания распространения поверхностной волны в океане правомерно использовать классическую теорию мелкой воды.

Итак, для рассматриваемой проблемы необходимо было решить две задачи: 1) рассчитать начальную фазу удара и формирование поверхностной волны в океане; 2) решить задачу о движении поверхностной волны в океане и выходе ее на шельф.

Приведем результаты расчетов первой задачи. Процесс соударения астероида с Землей при падении в океан показан на рис. 2, где на фоне изменяющейся геометрии взаимодействующих тел демонстрируется векторное поле скоростей (стрелки), а также изолинии удельной внутренней энергии, соответствующие испарению воды и гранита. Размерность длины – в км, времени – в с. Ось X – ось симметрии задачи, ось Y направлена вдоль поверхности Земли. В воде выделена другим цветом дополнительная область – зона испарения.

В результате падения тела в океан образуется осесимметричная волна, высота которой в районе падения достигает почти 7 км и резко убывает при удалении от места падения. На дне океана при ударе астероидом образовался кратер, первичная глубина которого составляла ~ 4 км, его диаметр – 8,8 км, а диаметр образовавшейся в воде воронки из смеси водяного пара и испаренного астероида – около 14 км. По результатам расчетов было установлено, что на большую высоту поднимается различная масса воды и водяного пара. При этом заметную массу водяного пара, поднявшуюся на высоту 7 км, можно наблюдать уже через 1,5 секунды после удара, а через 3 секунды этой высоты достигла вода в виде капель. Через 12 секунд после

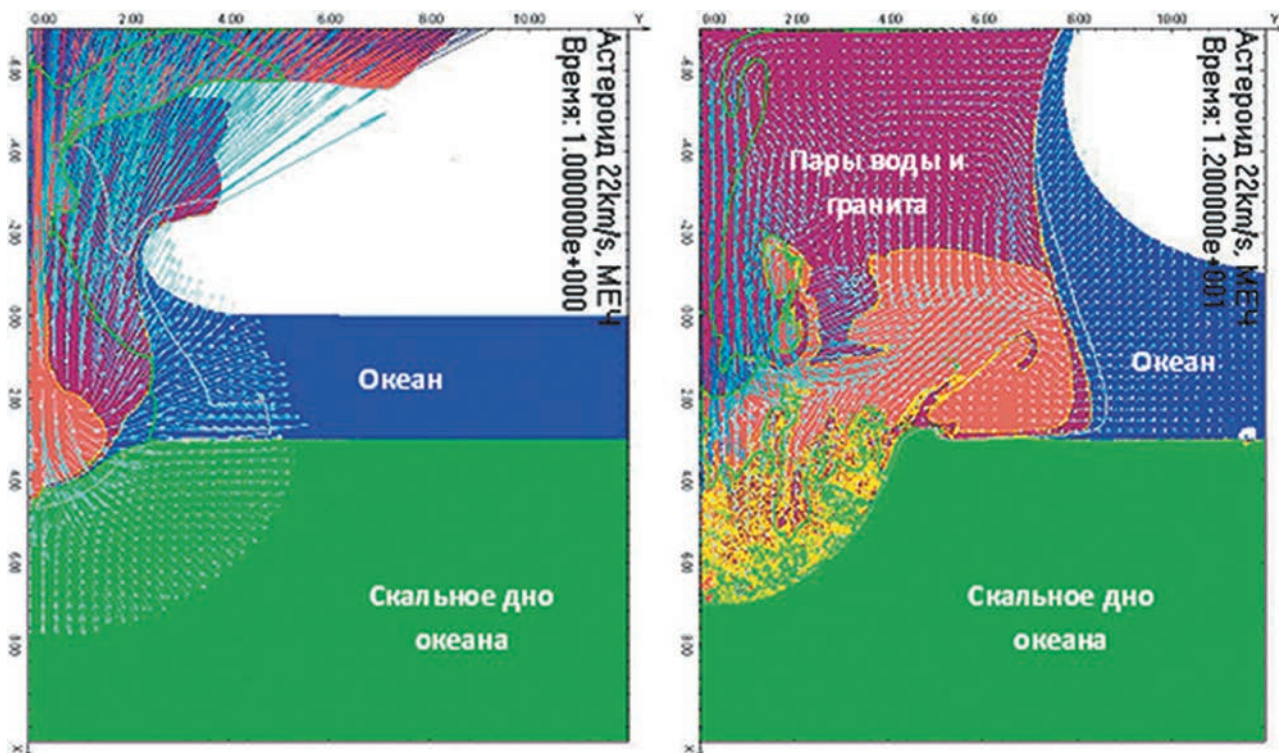


Рис. 2. Поле течения на моменты времени 1 и 12 с.
Стрелками указаны направления движения частиц среды

падения ОКО процесс поднятия больших масс водяного пара практически завершился. Дальнейшую динамику подъема воды на такую высоту в расчетах отследить не удалось, т. к. изначально не предполагалось считать задачу до больших времен. Для принятой постановки расчетов невозможно определить и размеры площади выпадения осадков от поднявшейся на большую высоту океанической воды. Эта отдельная задача должна решаться уже с учетом атмосферы Земли.

Перейдем ко второму этапу расчетов. В качестве исходных данных для расчетов распространения цунами использовался профиль поверхности воды, дна (левая часть рис. 3) и распределение скорости частиц воды, полученных из расчетов по вычислительному коду МЭЧ на момент времени 12 с.

Для описания цилиндрически расходящейся волны и ее воздействия на побережье с учетом профиля шельфа океана была разработана специальная программа ТМВ, в которой реализовано приближение мелкой воды.

Уравнения теории мелкой воды, описывающие распространение одномерной круговой поверхностной волны, имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} = g \frac{\partial \eta}{\partial R}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial R} + \xi \left(\frac{\partial u}{\partial R} + \frac{u}{R} \right) = 0, \quad (1)$$

здесь R – расстояние от начала координат (точка входа тела в воду), расположенного на невозмущенной поверхности океана; t – время; g – ускорение свободного падения; $u = u(R, t)$ – скорость

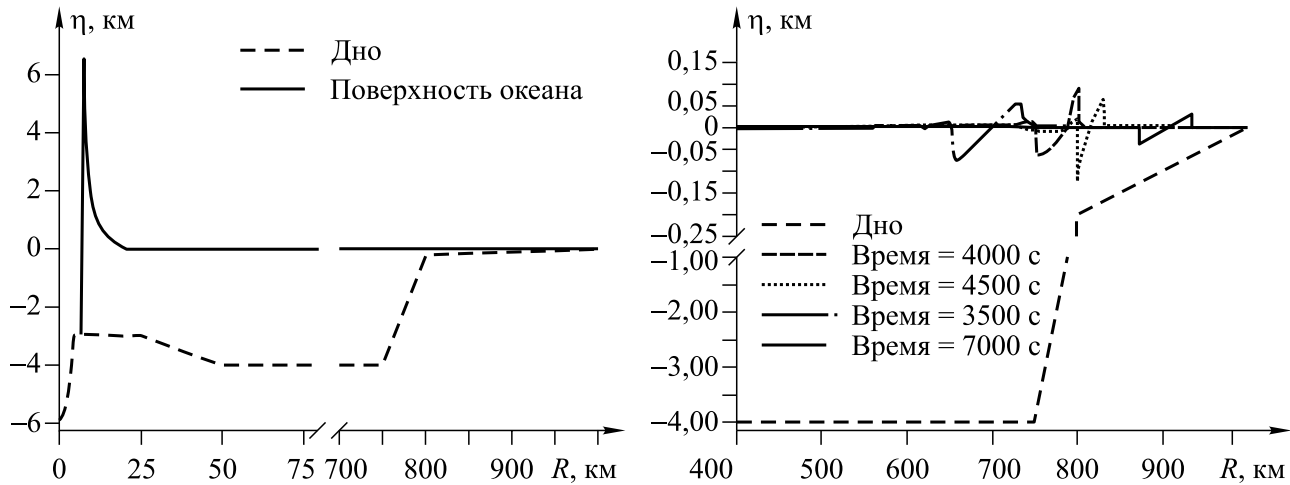


Рис. 3. Профили поверхности воды и дна океана на момент 12 с, полученные из расчетов по коду МЕЧ и по коду ТМВ на различные моменты времени (3500, 4000, 4500, 7000 с)

частиц на поверхности волны; $\eta = \eta(R, t)$ – профиль поверхностной волны; $\xi = h(R) + \eta(R, t)$; $h(R)$ – профиль дна Мирового океана. Уравнения (1) являются уравнениями гиперболического типа, и для них можно применять известные конечно-разностные аппроксимации.

Своеобразием рассматриваемой задачи является то, что распространение поверхностной волны осуществляется на очень большие расстояния – ~ 1000 км. Время распространения составляет величину порядка десятка тысяч секунд. Это означает, что при численном решении уравнений приходится делать большое число циклов по времени. Поэтому конечно-разностные уравнения, аппроксимирующие уравнения (1), должны обладать минимальным сглаживающим эффектом.

Были опробованы схемы Мак-Кормака, Лакса–Вендроффа, Неймана. Все они оказались неудовлетворительными. Заслуживающей внимания оказалась конечно-разностная λ -схема Моретти, которая при аппроксимации дифференциальных уравнений использует информацию о характеристиках уравнений (1). Схема Моретти не нуждается в использовании искусственной вязкости, дает монотонные профили, в ней практически нет численной диссипации. Однако прямое использование λ -схемы Моретти в уравнениях (1) давало решения, физически неправдоподобные.

Поэтому была выполнена модификация λ -схемы, которая сохранила все положительные свойства исходной схемы Моретти. С помощью этой модифицированной схемы была решена задача о распространении поверхностной волны на большие расстояния. Результаты расчетов представлены на рис. 3 (правая часть).

По данным расчетов получается, что в результате взаимодействия волны с донным уступом высота волны увеличилась с 60,6 до 92,9 м, т. е. в 1,5 раза. Затем высота начала плавно уменьшаться. Данное обстоятельство требует внимательного изучения. С этой целью прежде всего рассмотрим вопрос о достоверности расчетов по коду для мелкой воды.

В цитированной работе К. Мейдера [5] приведены результаты численного решения задачи о распространении уединенной волны в океане глубиной 4,550 км. На расстоянии 460 км от

скалистого берега, т. е. на левой границе счетной области, задавалось граничное условие для скорости частиц воды в виде синусоидального источника волн:

$$u = \begin{cases} 0,04666 \sin^2(0,004713t) \text{ м/с, если } t < 660 \text{ с,} \\ 0, \text{ если } t > 660 \text{ с.} \end{cases} \quad (2)$$

Такой источник формирует уединенную волну высотой 1 м и шириной 140 км, распространяющуюся вправо со скоростью 210 м/с. На правой границе счетной области задавалось условие равенства нулю скорости частиц воды, т. е. берег – в виде отвесной скалы.

Также была рассмотрен случай, когда граничное условие имело вид

$$u = 0,04666 \sin(0,004713t) \text{ м/с.} \quad (3)$$

Это означает, что данный источник формирует цуг волн с амплитудой от минус 1 до 1 м и шириной 280 км, распространяющихся вправо со скоростью 210 м/с.

В цитированной работе [5] расчеты были проведены по двум вычислительным кодам: SWAN – код для теории мелкой воды и ZUNI – код для двухмерных уравнений Навье–Стокса. Геометрия счетной области имела вид, представленный на рис. 4 (левая часть).

Глубина океана $Y = 4,550$ км. На расстоянии $X = 283,500$ км от источника волны начинается скальный уступ с уклоном 1:15. На расстоянии 344,250 км начинается шельф постоянной глубины 500 м.

На рис. 4 (правая часть), взятом из работы [5], представлена рассчитанная по кодам SWAN и ZUNI поверхность океана на два момента времени, когда в качестве источника волн на левой границе бралось соотношение (3).

Аналогичная задача была рассчитана и по коду ТМВ, разработанному авторами данной работы. Результаты расчетов вполне удовлетворительно согласуются с данными работы [5]. Чтобы в этом убедиться, достаточно сравнить рис. 4 (правая часть) и рис. 5.

Рассмотрим снова результаты расчетов, приведенных в работе [5]. По этим результатам получается, что уединенная волна (граничное условие (2)) в результате взаимодействия с подводным уступом с уклоном 1:15 увеличила свою высоту с 0,96 до 1,50 м.

Дальнейшее ее распространение по шельфу до момента взаимодействия с правой границей счетной области (скальной стеной) характеризовалось постоянством высоты волны. Данное обстоятельство отмечено на рис. 4 прерывистой штриховой огибающей линией в верхнем правом углу рисунка – SWAN (shallow water, long wave).

Аналогичная задача с граничным условием (2) была рассчитана по вычислительному коду ТМВ для теории мелкой воды. Получено хорошее согласование результатов расчетов с данными из работы [5]: получено увеличение высоты волны с 1 до 1,5 м и дальнейшее движение волны без изменения высоты. На рис. 6 показано увеличение высоты волны в случае шельфа переменной глубины: глубина шельфа при $X = 459$ км равнялась нулю.

Таким образом, показано, что результаты расчетов аналогичных задач по вычислительному коду ТМВ и апробированному (эталонному) коду SWAN хорошо согласуются друг с другом. Имея это в виду, обратимся снова к рис. 3, на котором по результатам расчетов по коду ТМВ имеет место быть уменьшение высоты волны при ее движении по шельфу, что якобы противоречит рис. 6. Из геометрических данных, приведенных на рис. 4 (левая часть рисунка), следует,

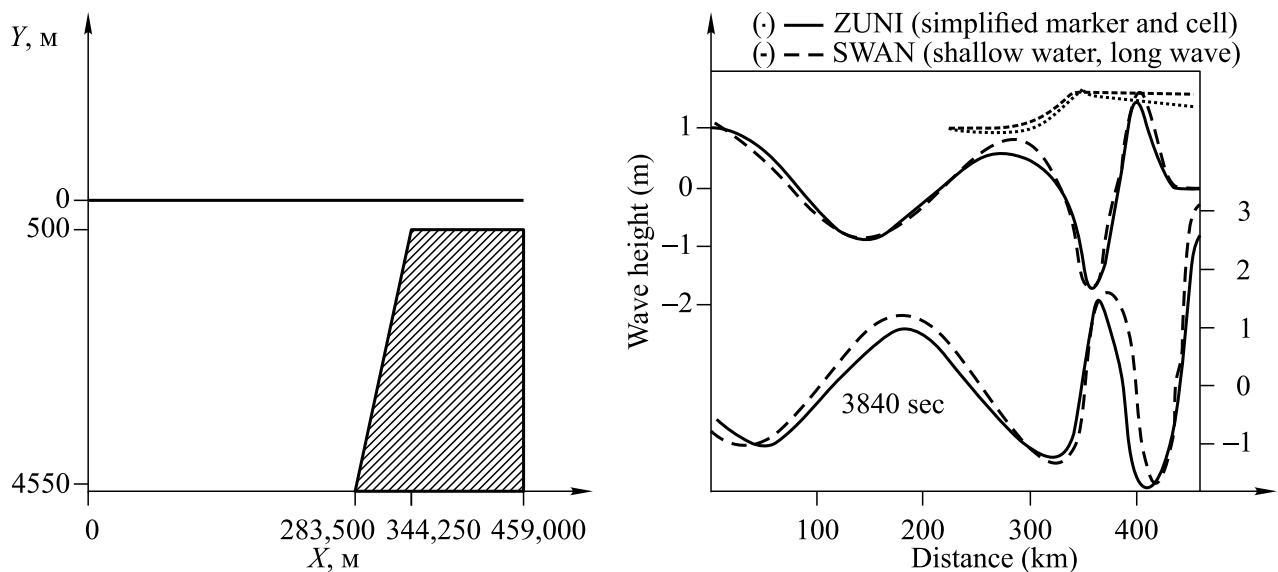


Рис. 4. Схема счетной области и рассчитанные профили волн на моменты времени 3000 и 3840 с согласно работе [5]

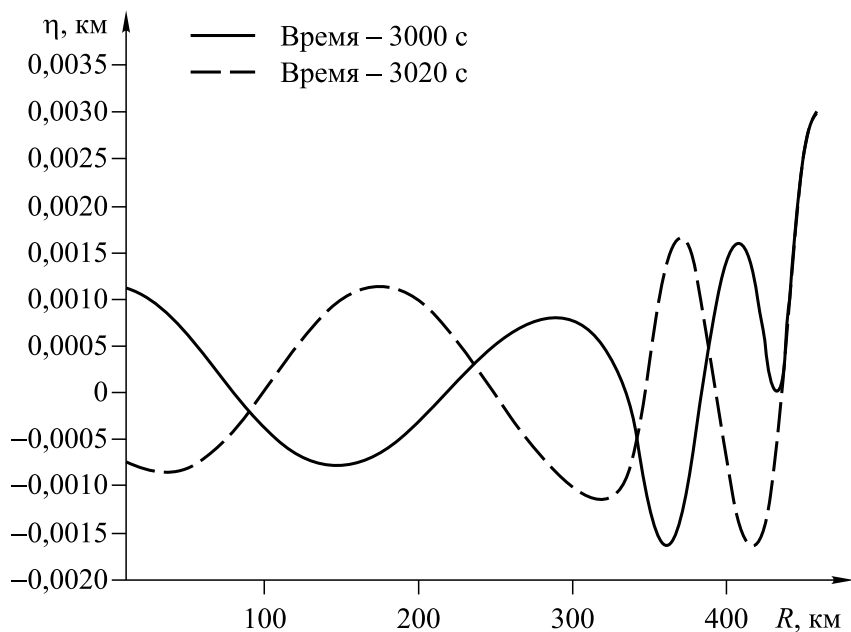


Рис. 5. Профили волн на различные моменты времени

что отношение высоты волны к глубине шельфа в рассмотренной задаче из работы [5] равно 1:500, а в задаче о мегацунами, рассматриваемой в данной работе, это отношение равно 1:2,5.

Явно видна зависимость высоты волны, распространяющейся по шельфу, от его глубины. Чтобы это проверить, была рассчитана задача в постановке работы [5], но глубина шельфа была

принята равной 3 м на расстоянии $X = 283,500$ км и равной нулю на правой границе $X = 459,00$ км. Результаты расчетов приведены на рис. 7. Усматривается уменьшение высоты волны при ее движении по шельфу.

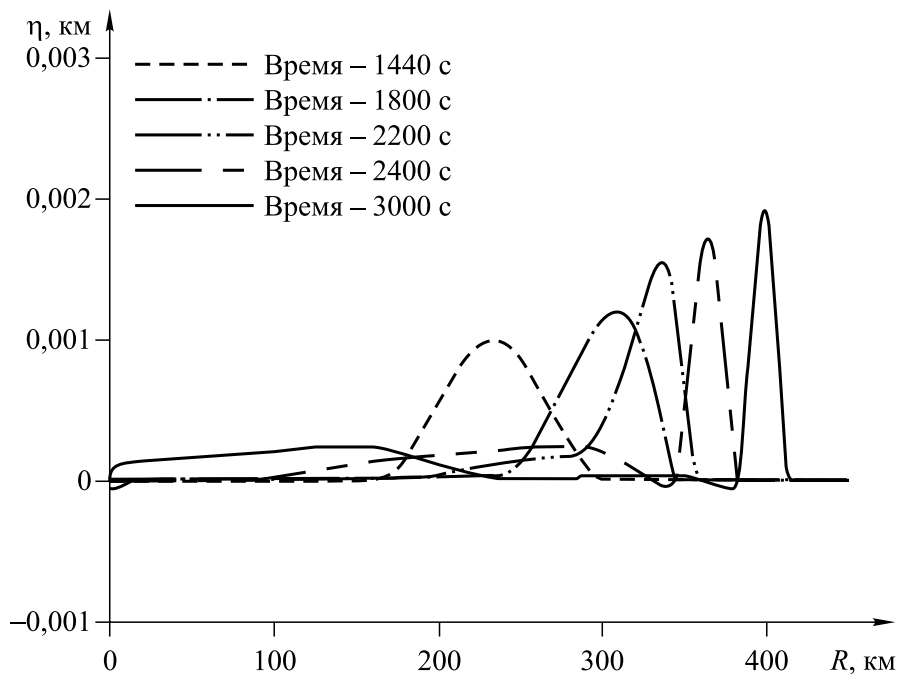


Рис. 6. Профили волн для шельфа с уклоном

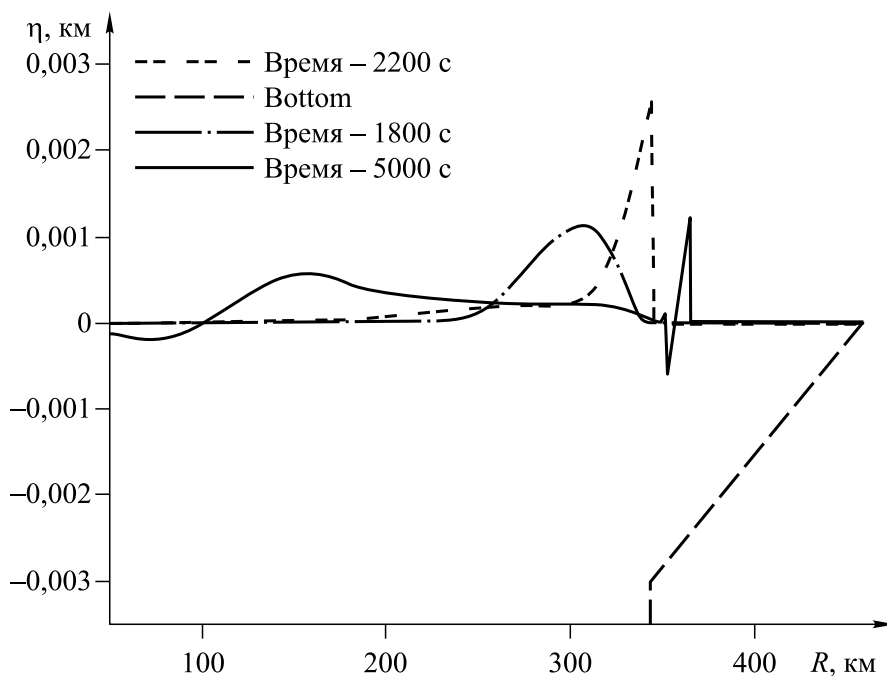


Рис. 7. Движение волны над неглубоким шельфом

Сопоставление результатов, полученных нами и в работе [5], показывает, что предложенная технология может быть применена. В то же время, можно ожидать, что реальные физические процессы будут иметь более сложный характер: возможна существенная эрозия шельфа, и предложенная модель должна быть существенно изменена, чтобы учитывать взаимодействие течения с грунтом, что можно сделать, например, в рамках модели многокомпонентной среды.

Выводы

Использование предложенного в данной работе подхода к оценке параметров мегацунами, образующегося от падения астероида в океан, вполне приемлемо как для качественного, так и для количественного описания данного физического явления. Как показали полученные приближенные оценки, последствия от падения каменного астероида диаметром ~1 км могут быть разрушительными для побережья океана.

В работе представлены результаты двумерных осесимметричных расчетов при вертикальном падении астероида, что является весьма редким случаем. В природе наиболее вероятным является косое падение, что приводит к эффективному увеличению глубины океана, а следовательно, к дополнительному увеличению доли переданной ему энергии. Очевидно, что при таком ударе интенсивность волны цунами будет зависеть от угловой координаты с максимальной амплитудой по направлению движения ОКО. Однако выполнение 3-мерных расчетов является весьма трудоемкой задачей и оправдано только тогда, когда можно опираться на рассмотрение реальных случаев падения ОКО в океан.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ, проект № 07-01-96011, и междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН № 2006-113.

Литература

1. **Abbott, D.** Burckle Abyssal Impact Crater: Did this Impact Produce a Global Deluge? [Text] / D. Abbott, L. Burckle, W. Masse et al. // In the Atlantis Hypothesis: Searching for a Lost Land, Heliotopos Publications, St. P. Papmarinopoulous, ed. – 2007. – P. 179–190.
2. **Abbott, D.** Impact Ejecta and Megatsunami Deposits from a Historical Impact into the Gulf of Carpentaria, Australia [Text] / D. Abbott, E. Tester, C. Meyers et al. // Geological Society of America Annual Meeting, Denver, CO. – Abstracts with Programs. – 2007. – Vol. 39. – P. 312.
3. **Brayant, E.** Cosmogenic Mega-Tsunami in the Australia Region: Are They Supported by Aboriginal and Maori Legends [Text] / E. Brayant, G. Walsh, D. Abbott // In Myth and Geology, Piccardi L., Masse W.B. (eds). – Geological Society of London Special Publication 273. – London. – 2007. – P. 203–214.
4. **Аврорин, Е. Н.** Численное моделирование взаимодействия частиц кометы Галлея с космическим аппаратом [Текст] / Е. Н. Аврорин, Н. Н. Анучина, В. В. Гаджиева и др. // Препринт № 177. – ИПМ имени М. В. Келдыша, 1985.
5. **Mader, Charles L.** Numerical Simulation of Tsunamis [Text] // Journal of Physical Oceanography. – 1974. – Vol. 4. – P. 74–82.



После нас хоть потоп.

Маркиза Помпадур

Величие человека тем и велико,
что он сознает свое ничтожество.

Б. Паскаль

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАДЕНИЯ АСТЕРОИДА В ОКЕАН И ПОСЛЕДУЮЩЕГО НАКАТА ВОЛНЫ НА БЕРЕГ

А. В. Абрамов, В. П. Елсуков, И. В. Минаев, О. В. Войкина, В. А. Симоненко,
Н. А. Скоркин, Е. А. Абрамов, С. Ю. Филатов

В настоящее время общепризнанной является опасность для цивилизации, обусловленная столкновением астероидов с Землей. Отдельного внимания заслуживает рассмотрение падения опасных космических объектов в океан. Прежде всего, вероятность падений в океан – примерно вдвое выше. Наличие толстого слоя океанической воды порождает новый, по сравнению с ударами по суше, поражающий фактор – гигантские цунами. Дополнительным стимулом для таких исследований явилось открытие на дне океана в последние годы ряда относительно молодых «ударных» кратеров (рис. 1).



Рис. 1. Карта известных импактных структур

На поверхности суши 180 структур и на дне морей и океанов 24 структуры. Размер пропорционален диаметру кратера. Цветом показано время образования (возраст в млн лет) структуры. Белыми звездочками помечены эпицентры Тунгусского (1908 г.) и Бразильского (1930 г.) взрывов. Шестнадцать из известных морских кратеров были обнаружены в 2005–2006 гг., после начала планомерного целенаправленного поиска подводных импактных структур.

Пятница, 13 апреля 2029 г.

Этот день грозит оказаться роковым для всей планеты Земля. В 4:36 по Гринвичу астероид Апофис (рис. 2) массой 50 млн т и диаметром 320 м пересечет орбиту Луны и ринется к Земле со скоростью 45 000 км/ч. По предварительным прикидкам, место падения Апофиса приходится на полосу 50 км шириной, пролегающую через Россию, Тихий океан, Центральную Америку и уходящую дальше в Атлантику. Наиболее вероятное место падения – это точка в океане в нескольких тысячах километров от западного побережья Америки.

В результате, побережье Флориды может попасть под удар волн. По версии NASA, астероид приблизится к Земле на расстояние 325 000 км (ближе, чем Луна) и будет виден невооруженным глазом. Вероятность столкновения с Землей составляет 0,002.

В настоящее время нет экспериментальной информации о крупномасштабных столкновительных цунами. Поэтому одним из основных инструментов исследований является математическое моделирование. В данной работе рассматривалось падение в океан глубиной 1...6 км каменного астероида диаметром 1 км, сталкивающегося с Землей со скоростью 22 км/с.

Результаты столкновения космических тел с Землей существенно зависят от многих факторов: размера тела, его состава, скорости сближения с Землей и угла входа в атмосферу, от свойств вещества в области падения и т. д.

Движение космического тела в атмосфере сопровождается образованием воздушной ударной волны большой интенсивности. В силу высокой скорости движения тела (15...25 км/с) фронт головной ударной волны в воздухе будет отстоять на незначительном расстоянии от объекта. Поэтому при рассмотрении удара тела о воду, для упрощения расчетной модели присутствием воздуха можно пренебречь.

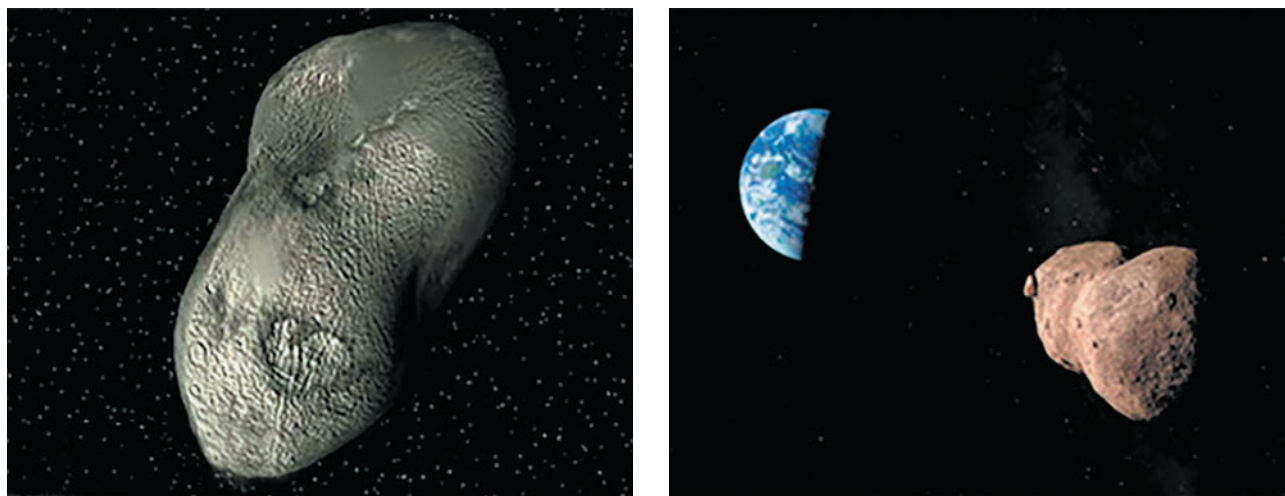


Рис. 2. Астероид Апофис

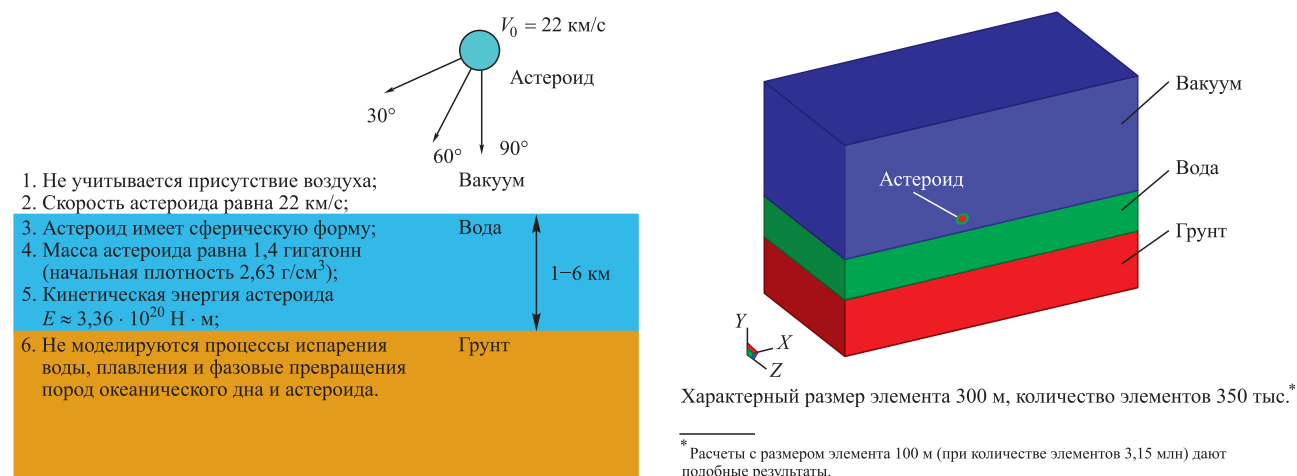
При столкновении астероида с преградой в ней будут протекать физические процессы: испарение воды, ударное нагружение, плавление и фазовые превращения пород океанического дна, механическое разрушение дна и астероида. Характерное время динамических процессов в окрестности удара составляет приблизительно десятки секунд, а характерное время движения волны цунами в океане – несколько тысяч секунд. Рассчитать весь процесс для таких времен с помощью многомерных конечно-разностных или конечно-элементных методик с приемлемой точностью невозможно даже с помощью самых мощных ЭВМ. Поэтому расчет столкновения космического тела с преградой, как правило, разбивается на два этапа.

Одна из первых работ в РФ по падению астероида и кометы в океан в двумерной постановке была выполнена в РФЯЦ – ВНИИТФ в 2007 г. [4] в газогидродинамическом приближении с помощью программы МЕЧ – конечно-разностной методики, для угла падения в океан 90 градусов. Используемая программа не позволила просчитать падение космических тел под различными углами, поэтому восполним этот пробел.

На первом этапе с помощью конечно-элементной программы LS-DYNA [1] на суперкомпьютере СКИФ–УРАЛ Южно-Уральского государственного университета и рабочей станции при поддержке ООО «СТРЕЛА» были рассчитаны процессы взаимодействия космического опасного объекта с преградой.

Взаимодействие «вода–астероид» моделировалось в МКЭ с применением алгоритма связывания: – вода на неподвижной сетке в эйлеровой формулировке, а астероид и грунт – на деформируемой сетке с применением лагранжевой формулировки. Алгоритм связывания позволяет вычислять силы связывания на границе раздела текучей среды с астероидом и грунтом. Данные силы добавляются к текучей среде (эйлеровое пространство) и к узлам астероида и грунта (лагранжевое пространство). Обе задачи решаются с применением явного метода интегрирования по времени, который хорошо подходит для задач импульсного нагружения.

При описании материалов гранита и воды использовались уравнения состояния типа Ми–Грюнайзена с соответствующими параметрами [2, с. 314–317].



Расчетная схема, принятые допущения

Конечно-элементная модель

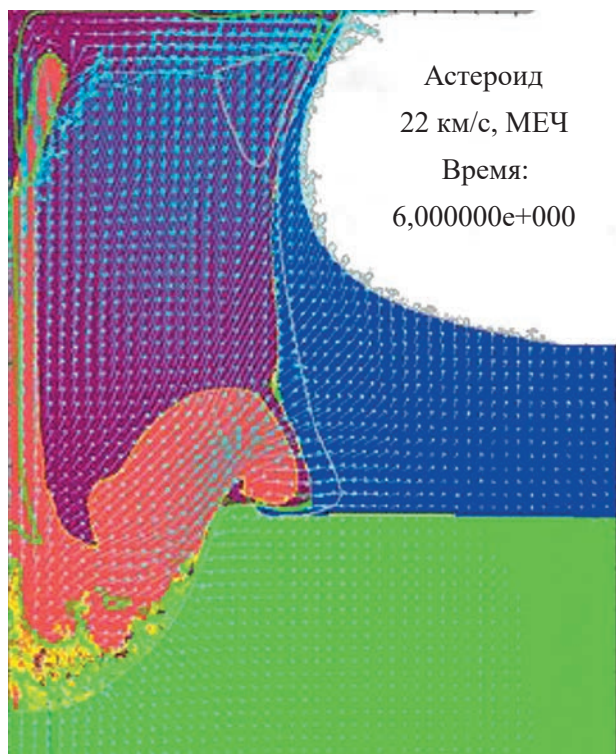
Рис. 3. Расчетная схема и конечно-элементная модель

В результате проведенных сопоставлений решений, полученных в более общей постановке по программе МЕЧ [4] и с использованием программы LS DYNA на суперкомпьютере СКИФ–УРАЛ, получено удовлетворительное совпадение результатов расчета по высоте волны, горизонтальной компоненте скорости движения волны, радиусу водяной каверны (рис. 4), что позволяет дальнейшие расчеты проводить по программе LS DYNA, определяя первоначальные параметры волны столкновительного цунами, с использованием верифицированной конечно-элементной модели. Отсутствие моделирования испарения воды, плавления и фазовых превращений пород океанического дна и астероида не привели к существенной погрешности расчета параметров поднятой волны, а также параметров образовавшегося кратера.

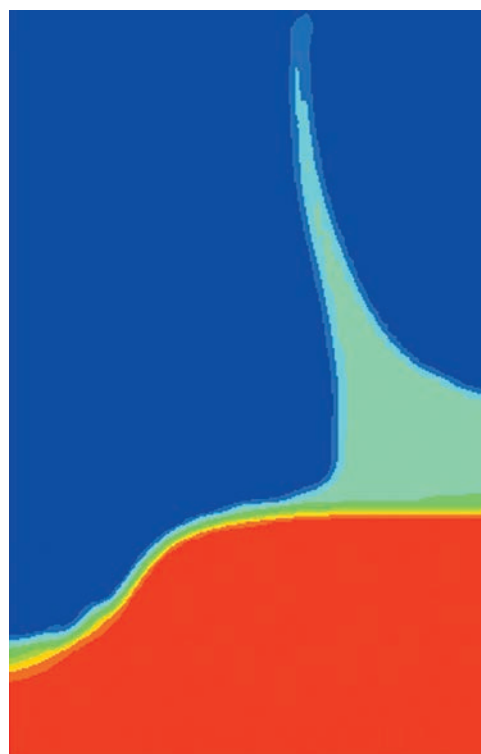
Исследуем правомочность сделанного допущения о возможности неучета в модели воздушных ударных волн. На рис. 5 приведены результаты расчета в программе LS-DYNA с учетом воздуха и без него.

Результаты сравнения показывают, что неучет в расчетах атмосферы не приводит к значимой погрешности определения параметров волны и размеров кратера при моделировании падения астероида в океан.

В проводимых расчетах астероид моделируется телом, имеющим сферическую форму диаметром 1 км массой $M \approx 1,4$ Гт, с начальной плотностью $\rho = 2,63$ г/см³. Рассмотрим, как влияет задаваемая форма ОКО на параметры волны и размер кратера. Для этого проведем два расчета, когда ОКО массой $M \approx 1,4$ Гт представляет собой сферу ($\varnothing 1$ км), цилиндр ($\varnothing 0,6$ км



Результаты решения по программе МЕЧ



Результаты решения по программе LS-DYNA

Рис. 4. Результаты верификации созданной расчетной модели

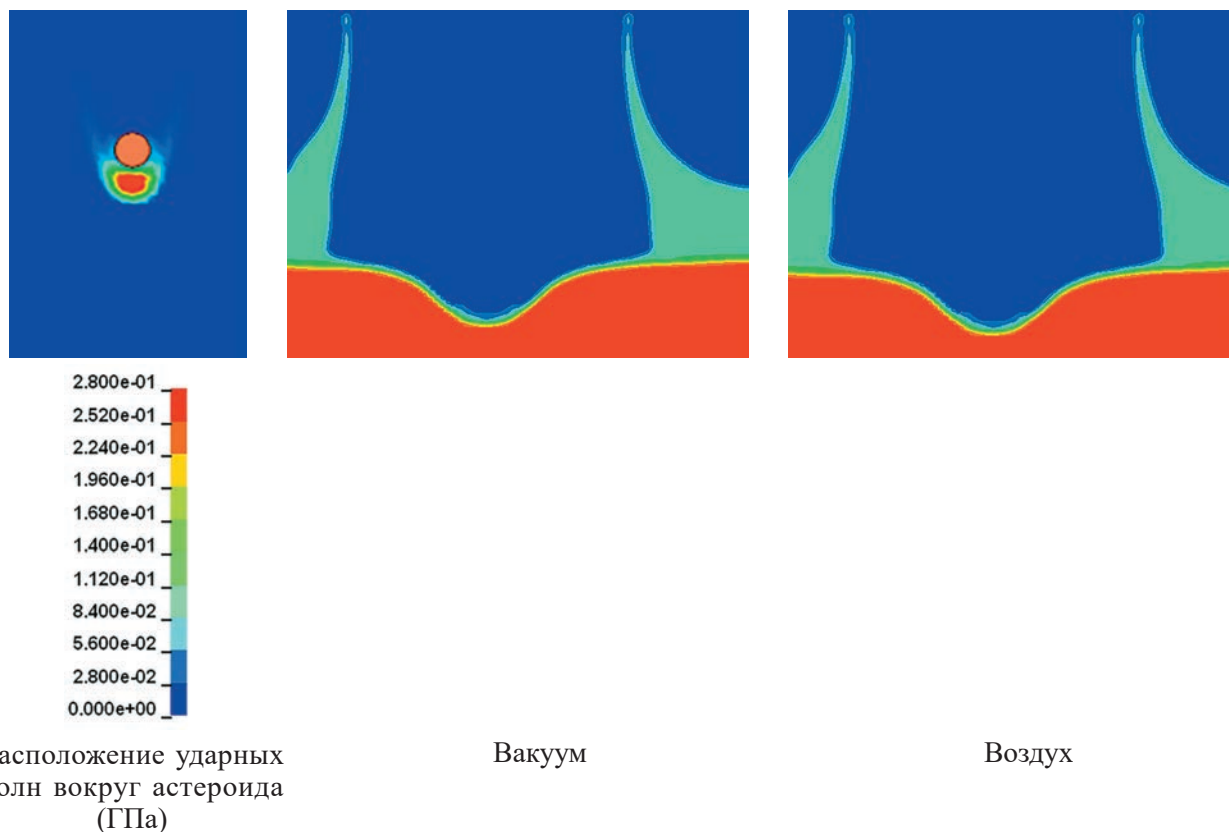


Рис. 5. Анализ сделанных допущений

и высотой 1,85 км) или «шайбу» (\varnothing 1,6 км и высотой 0,26 км), которое падает в океан со скоростью 22 км/с вертикально.

Результаты полученных решений для параметров волны и кратера приводятся в табл. 1 и на рис. 6.

Результаты сравнения показывают, что неучет формы ОКО не приводит к существенной погрешности определения параметров волны и незначительно влияет на размеры кратера

Таблица 1

Результаты полученных решений по определению параметров волны и кратера для ОКО в виде сферы, цилиндра и «шайбы»

	Сфера	Цилиндр	«Шайба»
Глубина океана в точке падения астероида, км	4	4	4
Высота волны, м.	9400	9000	9100
Горизонтальный компонент вектора скорости, м/с	150	145	180
Диаметр кратера, м.	14 400	12000	19 000
Первичная глубина кратера, м.	3300	3900	2100
Диаметр водяной каверны, м	18 900	17000	19 500

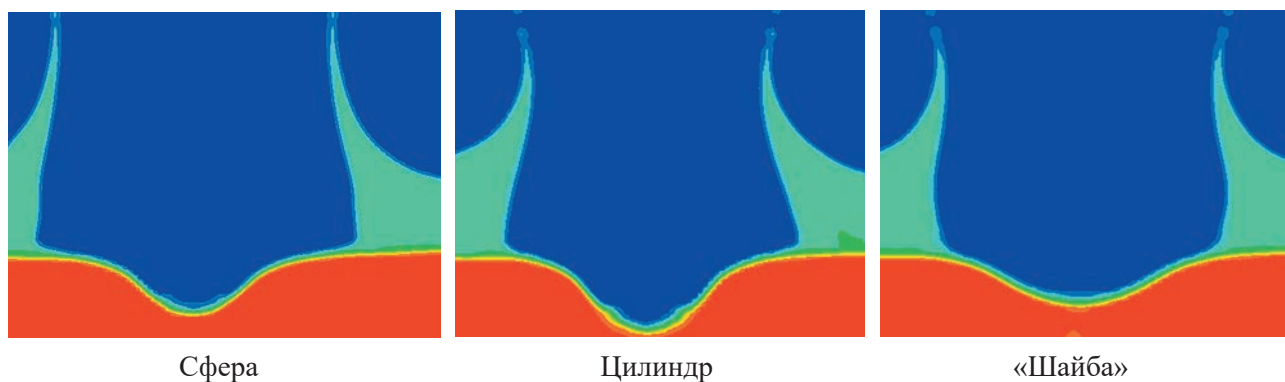


Рис. 6. Изменения параметров волны и размеров кратера для случая падения ОКО

и водяной каверны. Это можно объяснить тем, что параметры рассматриваемых процессов в основном зависят от кинетической энергии ОКО, а она в рассматриваемых задачах задавалась постоянной со значением $3,36 \cdot 10^{20}$ Н · м.

Продолжим исследования зависимости высоты волны, горизонтального компонента скорости движения волны, радиуса водяной каверны и параметров образовавшегося кратера для разных углов входа астероида в атмосферу Земли.

Результаты проведенных расчетов представлены в табл. 2 и на рис. 7.

Таблица 2

Результаты полученных решений для параметров волны и кратера в зависимости от угла входа астероида в атмосферу

Угол падения астероида, °	30	45	60	90
Высота волны, м	9200 и 4700	10 500 и 6600	9500 и 9200	9400
Горизонтальный компонент вектора скорости, м/с	180 и 170	170 и 175	160 и 150	150
Диаметр кратера, м	10 500	12 300	13 000	14 400
Первичная глубина кратера, м	1400	2100	2700	3300
Диаметр водяной каверны, м	15 000	17 400	18 600	18 900

Анализ расчетных данных показывает, что для углов падения 60 и 90° градусов результаты мало отличаются друг от друга. Даже для угла падения 30° мы не имеем кардинального отличия. Поэтому следует ожидать того, что воздействие на морское побережье столкновительного цунами для рассматриваемых углов соударения, будет практически одинаковым. По этой причине при продолжении исследований было предложено рассматривать только случай осесимметричного внедрения астероида в океан. Первичные параметры образовавшегося кратера с уменьшением угла входа астероида в атмосферу уменьшаются.

Продолжим исследования зависимости высоты волны, горизонтального компонента скорости движения волны, радиуса водяной каверны и параметров образовавшегося кратера от диаметра астероида. Результаты расчетов представлены в табл. 3 и на рис. 8.

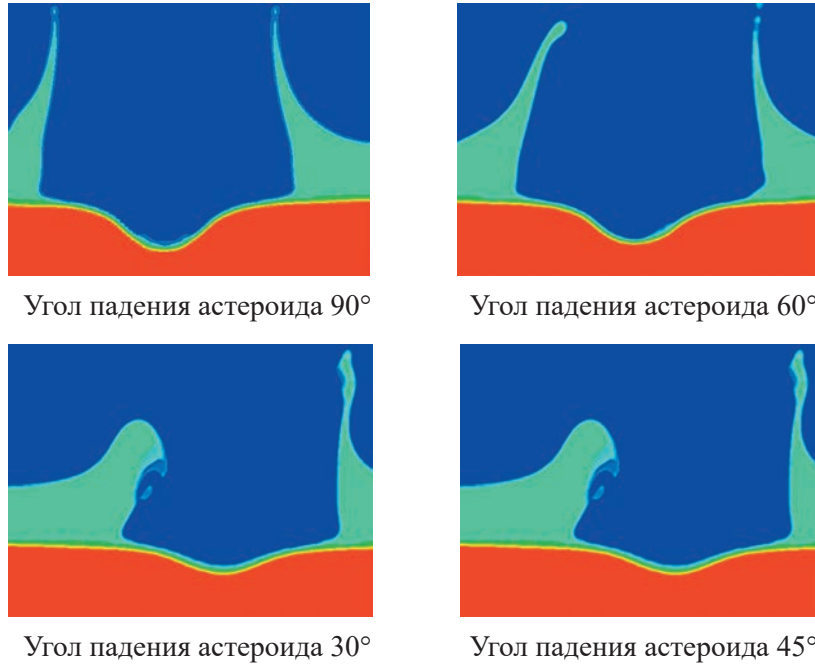


Рис. 7. Изменения параметров волны и размеров кратера в зависимости от угла входа астероида в атмосферу

Таблица 3

Результаты полученных решений для параметров волны и кратера для разных диаметров астероида

Диаметр астероида, км	0,5	1	1,5
Высота волны, м	7800	9400	10 000
Горизонтальный компонент вектора скорости, м/с	100	150	175
Диаметр кратера, м	–	14 400	13 500
Первичная глубина кратера, м	–	3300	5000
Диаметр водяной каверны, м	9600	18 900	18000

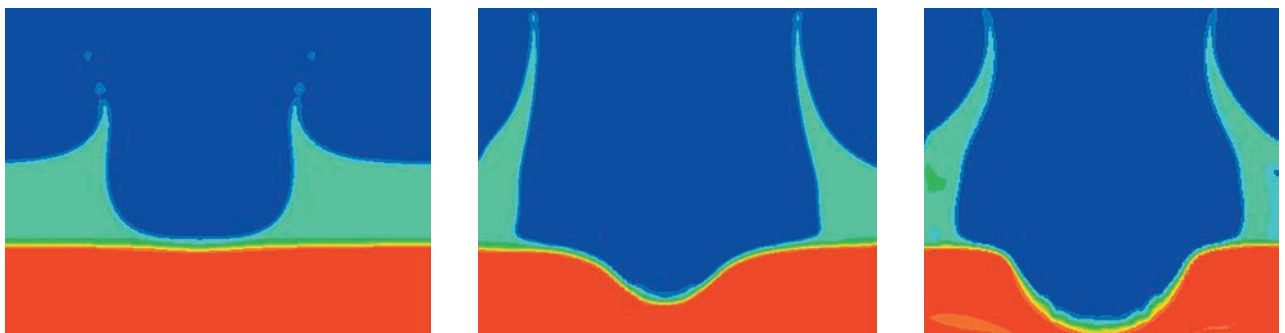


Рис. 8. Изменения параметров волны и размеров кратера для разных диаметров астероида

Анализ расчетных данных показывает, что первоначальная высота максимальной волны, горизонтальный компонент скорости ее движения, радиус водяной каверны, первичные параметры образовавшегося кратера с уменьшением диаметра астероида уменьшаются. Астероид диаметром 0,5 км на дне не образует значимого кратера.

Исследуем зависимость высоты волны, горизонтального компонента скорости движения волны, радиуса водяной каверны и параметров образовавшегося кратера от глубины океана в точке падения астероида.

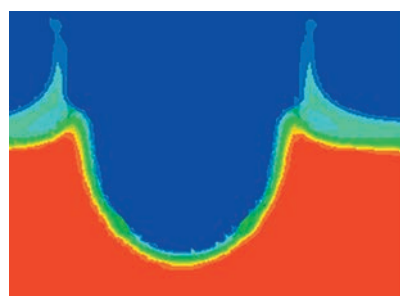
Результаты расчетов представлены на рис. 9 и в табл. 4.

Анализ расчетных данных показывает, что первоначальная высота максимальной волны, горизонтальный компонент скорости ее движения, радиус водяной каверны сначала возрастают

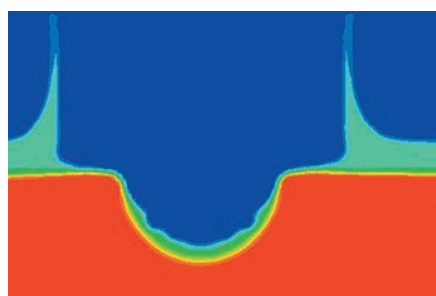
Таблица 4

Результаты полученных решений для параметров волны и кратера для различных глубин океана в точке падения астероида

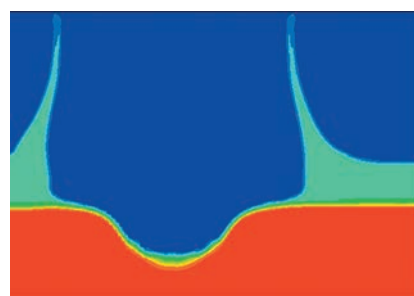
Глубина океана в точке падения астероида, км	1	2	3	4	5	6
Высота волны, м	3300	6600	7200	9400	9000	8700
Горизонтальный компонент вектора скорости, м/с	220	195	170	150	127	100
Диаметр кратера, м	8400	10 200	12 300	14 400	12 900	12 700
Первичная глубина кратера, м	6900	4500	3700	3300	3000	2800
Диаметр водяной каверны, м	9000	17 700	18 400	18 900	16 800	16 700



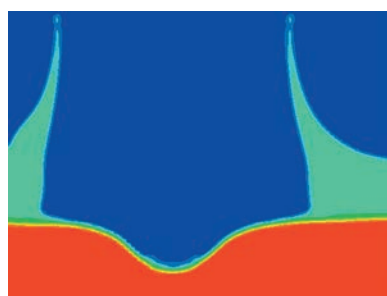
Глубины океана 1 км



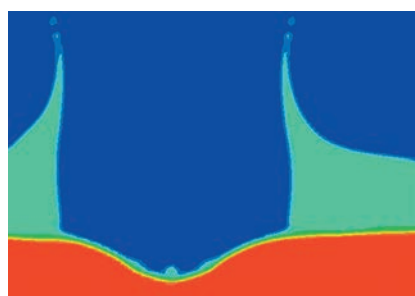
Глубины океана 2 км



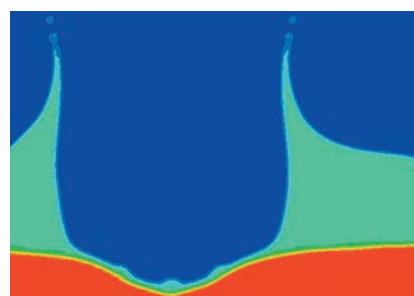
Глубины океана 3 км



Глубины океана 4 км



Глубины океана 5 км



Глубины океана 6 км

Рис. 9. Изменения параметров волны и размеров кратера от глубины океана в точке падения астероида

при увеличении глубины океана в точке падения астероида, затем принимают практически одно значение. Первичные параметры образовавшегося кратера с увеличением глубины океана в точке падения астероида уменьшаются.

В результате моделирования в программе LS-DYNA были получены изменения кинетической и внутренней энергии для рассматриваемой задачи падения астероида диаметром в 1 км, в океан глубиной 4 км. Кинетическая энергия астероида равна $3,36 \cdot 10^{20}$ Н·м, а энергия поднятой волны составляет примерно 25% от энергии астероида $0,767 \cdot 10^{20}$ Н·м

Анализ расчетных данных показывает, что наибольшие параметры волны получены для случая падения астероида диаметром 1 км в океан глубиной 4 км. Рассмотрим для этого случая параметры образовавшегося цунами.

Волна цунами «чувствует дно» даже в самом глубоком океане; кажется, эта едва заметная последовательность волн представляет движение всего вертикального столба воды (рис. 10).

Для рассматриваемого нами случая, к концу первого этапа продолжительностью $\sim 30 \dots 50$ с в системе «океан–скала» все существенно нелинейные процессы закончились: затухли ударные волны, сформировалась зона кратера, а сам астероид разрушился. На поверхности воды сформировалась волна высотой $\sim 8 \dots 10$ км и диаметром воронки $\sim 15 \dots 20$ км. Плотность воды стала равной $\sim 1,0 \dots 1,1$ г/см³, вектор скорости движения частиц среды в слое воды стал почти горизонтальным и приблизительно постоянным по глубине воды. Разброс величины модуля скорости по глубине не превосходит 15%.

Известно, что в случае, когда длина волны, распространяющейся по поверхности воды, значительно больше глубины океана, ее распространение можно рассчитывать по теории мелкой воды. Очевидно, что в рассматриваемой задаче данное условие будет выполнено для достаточно больших времен. В рассматриваемом случае, на момент времени $t = 35$ с длина поверхностной волны сравнима с глубиной океана. Тем не менее, для оценки распространения поверхностной

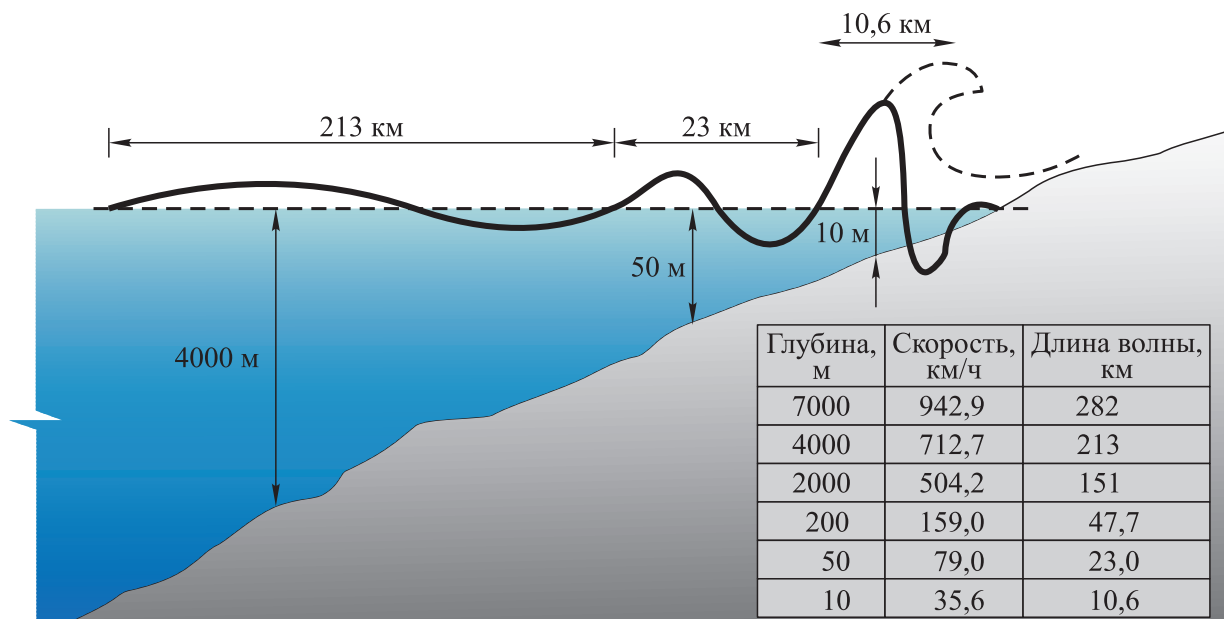


Рис. 10. Трансформация волны цунами

волны на втором этапе расчетов была использована классическая теория мелкой воды. Принятые параметры шельфа и дна показаны на рис. 11.

Цифрами 700 и 1000 км отмечены расстояния от точки входа астероида в океан до начала шельфа и до береговой линии соответственно.

Для описания цилиндрически расходящейся волны цунами и ее воздействия на побережье с учетом профиля шельфа океана в Снежинском филиале Южно-Уральского государственного университета была разработана специальная программа, в которой реализовано приближение мелкой воды [3].

Уравнения теории мелкой воды, описывающие распространение одномерной круговой поверхностной волны, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial R} &= g \frac{\partial \eta}{\partial R}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial R} + \xi \left(\frac{\partial u}{\partial R} + \frac{u}{R} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь R – расстояние от начала координат (точка входа тела в воду) до невозмущенной поверхности океана; t – время; g – ускорение свободного падения; $u = u(R, t)$ – скорость поверхностной волны; $\eta = \eta(R, t)$ – профиль поверхностной волны; $\xi = h(R) + \eta(R, t)$; $h(R)$ – профиль дна Мирового океана.

Уравнения (1) являются уравнениями гиперболического типа и для них можно применять известные конечно-разностные аппроксимации.

Своеобразием рассматриваемой задачи является то, что распространение поверхностной волны осуществляется на очень большие расстояния, ~ 1000 км. Время распространения составляет величину порядка нескольких тысяч секунд. Это означает, что при численном решении уравнений приходится делать большое число циклов по времени. Поэтому конечно-разностные уравнения, аппроксимирующие уравнения (1), должны обладать минимальным сглаживающим эффектом.

Были опробованы схемы Мак-Кормака, Лакса–Вендроффа, Неймана. Все они оказались неудовлетворительными. Заслуживающей внимания оказалась конечно-разностная λ -схема Моретти, которая при аппроксимации дифференциальных уравнений использует информацию о характеристиках уравнений (1). Схема Моретти не нуждается в использовании искусственной вязкости, дает монотонные профили, в ней практически нет численной диссипации.

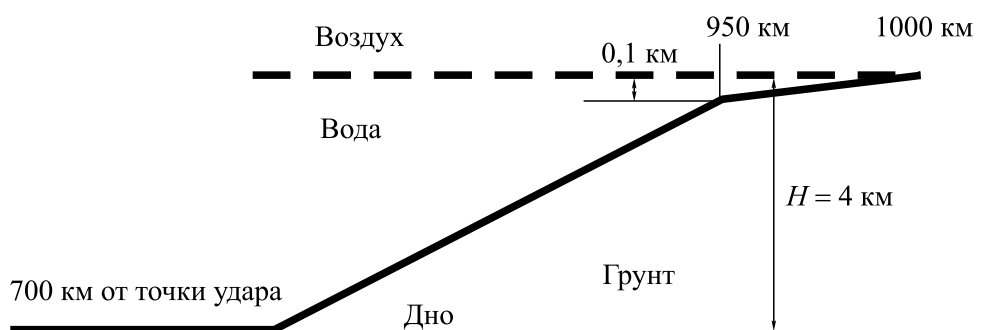


Рис. 11. Рельеф шельфа

Однако прямое использование λ -схемы Моретти давало решения, физически неправдоподобные. Поэтому была выполнена модификация (Н. А. Скоркиным) λ -схемы, которая сохранила все положительные свойства исходной схемы Моретти. С помощью этой модифицированной схемы были решены задачи о распространении поверхностной волны на большие расстояния.

Чем больше время перехода с программы LS-DYNA на расчет по теории мелкой воды (программа SWAT), тем меньше погрешность такой аппроксимации задачи.

В качестве исходных данных для кода SWAT задается профиль волны и воронки в грунте, т. е. распределения высоты волны $\eta(R, t)$ и глубины океана $h(R)$ в зависимости от расстояния R , отсчитываемого от точки падения тела в воду. На поверхности воды задается распределение горизонтального компонента вектора скорости воды $V_R(V_X)$ для $0 < R < 25$ км. Интервал $0 < R < 1\ 000\ 000$ м разбивается на частичные интервалы конечно-разностной сеткой. Временной интервал тоже дискретизируется с помощью шага счета Δt , выбираемого из условия устойчивого счета по конечно-разностной схеме. На выбранной сетке дифференциальные уравнения мелкой воды заменяются конечно-разностными. На левой границе задачи при $R = 0$ ставится условие для скорости $V_R = 0$. На правой границе при $R = 1000$ км тоже $V_R = 0$. Задача считается до прихода волны к береговой линии океана.

Для расчета натекания воды на берег уравнения SWAT автором программы записаны относительно полной глубины $H(R, t) = h(R) + \eta(R, t)$ в такой форме, что они становятся справедливыми и для расчета наката воды на сушу. Для численного решения этих уравнений используется та же модифицированная схема Моретти.

На рис. 12 показан водяной султан, образовавшийся в результате затекания воды в донный кратер, на рис. 13 представлено положение цунами на три последовательных момента времени.

Видно, как на шельфе увеличивается высота волны с 60 до 100 м. Потом на мелководье происходит уменьшение высоты волны. Это есть не что иное, как моделирование опрокидывания волны с помощью уравнений теории мелкой воды.

Теперь несколько слов о достоверности проведенных расчетов. В литературе имеются значительные расхождения (2–3 раза) в оценке высоты волны, образующейся в результате столкновения астероида с поверхностью океана, и высоты волны, набегающей на берег.

В работе [5] приведены эмпирические формулы для вычисления высоты удаленной волны, образующейся при подводных ядерных взрывах. В табл. 5 представлены результаты сравнения высоты волны $\eta(R)$, вычислений по теории мелкой воды и по эмпирической формуле для различных значений расстояния R от места падения астероида.

Видно удовлетворительное согласование сравниваемых величин. Это означает, что использование предложенного в данной работе подхода к оценке параметров цунами, образующегося от падения астероида в океан, приемлемо как для качественного, так и для количественного описания данного физического явления.

Модифицированная теория мелкой воды позволила провести расчет наката (заплеска) океанической волны на побережье (рис. 14).

Расчеты показали, что волна цунами, образовавшаяся от падения в океан глубиной 4 км астероида диаметром 1 км, с полученными параметрами способна распространиться на берег, имеющий уклон в 32° , на расстояние в 1,5 км, поднявшись на высоту до 80 м, что является опасным для населенных пунктов вдоль побережья.

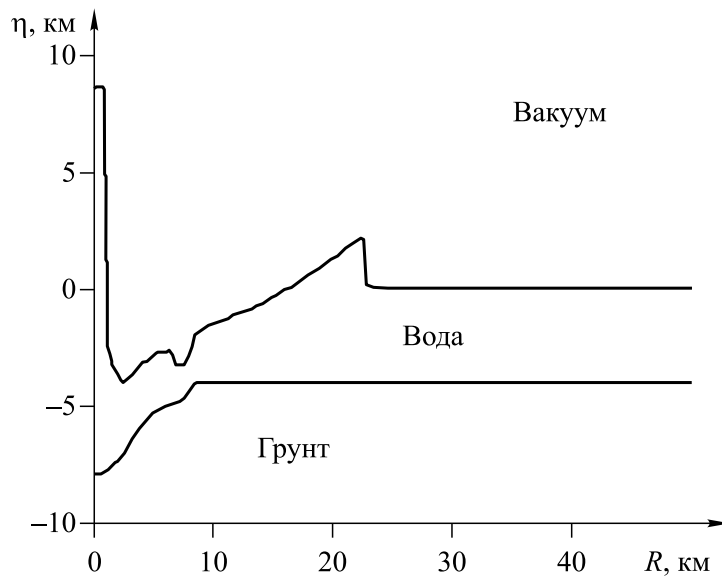


Рис. 12. Водяной султан $\eta(R)$.
 R – расстояние от точки падения

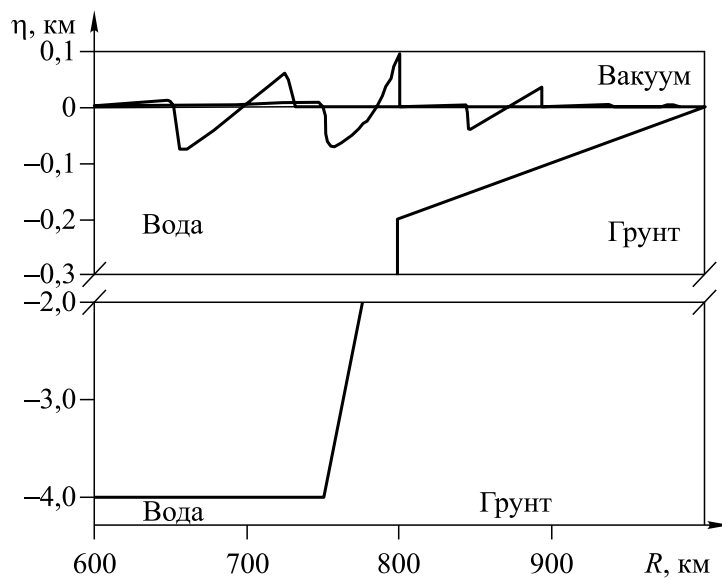


Рис. 13. Выход волны на шельф.
 R – расстояние от точки падения

Таблица 5

Результаты сравнения высоты волны

R , км	132	850...900
$\eta(R)$, км – по теории мелкой воды	200	30
$\eta(R)$, км – из работы [5]	220	21...27

Метод расчета наката волны на берег протестирован сравнением результатов численных расчетов с аналитическими решениями (рис. 15).

На рис. 15 по данным работы [6] приведено сравнение методики расчета наката столкновительного цунами на океанический берег с аналитическим решением (черный цвет – эволюция волны в направлении берега, имеющего наклон 32° ; красный цвет – аналитическое решение [6]). Видно удовлетворительное согласование сравниваемых величин.

Анализ расчетных данных показывает, что для углов падения 60° и 90° результаты мало отличаются друг от друга. Даже для угла падения 30° мы не видим кардинального отличия. Поэтому следует ожидать того, что воздействие на морское побережье столкновительного цунами для рассматриваемых углов соударения будет практически одинаковым. По этой причине при

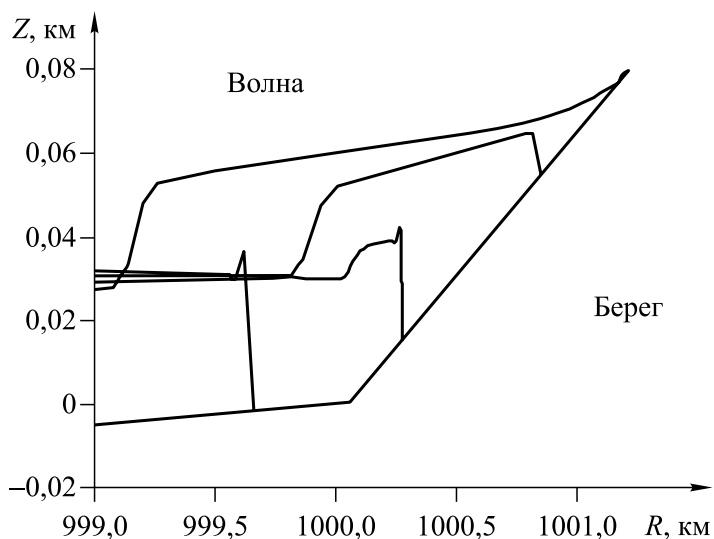


Рис. 14. Расчет наката столкновительного цунами на океанический берег, имеющий наклон 32°

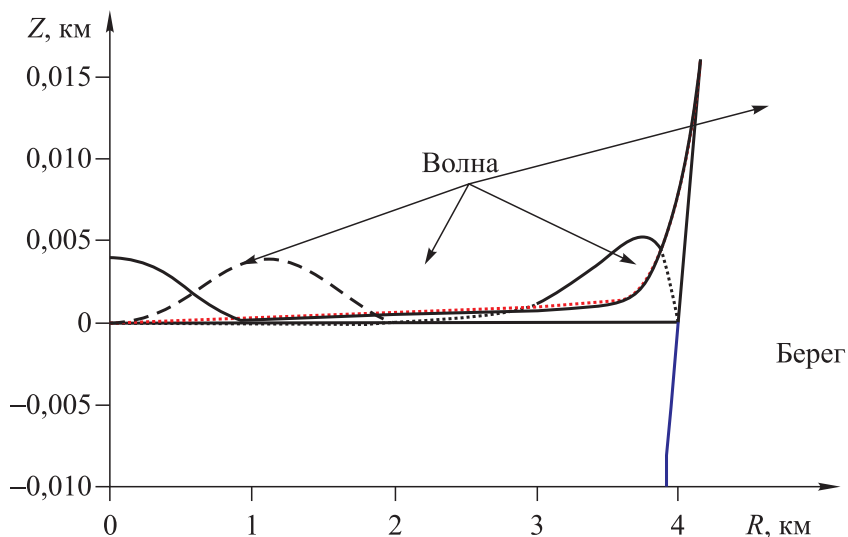


Рис. 15. Тестирование методики расчета наката волны на сушу

продолжении исследований было предложено рассматривать только случай осесимметричного внедрения астероида в океан. Первичные параметры образовавшегося кратера с уменьшением угла входа астероида в атмосферу уменьшаются.

Использование предложенного в данной работе подхода к расчету параметров цунами, образующегося от падения астероида в океан, является вполне приемлемым как для качественного, так и для количественного описания данного физического явления. Как показали полученные результаты, последствия от падения каменного астероида могут быть разрушительными для побережья океана.

Литература

1. www.cluster.susu.ru, www.strela.snz.ru.
2. **Melosh, G. J.** Образование ударных кратеров [Текст]. – М. : Мир, 1994. – С. 336.
3. **Симоненко, В. А.** Математическое моделирование мегацунами [Текст] / В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин и др. // Вестник ЮУрГУ. Сер. «Математика, физика, химия». – 2008. – Вып. 11, № 22 (122). – С. 62–69.
4. **Скоркин, Н. А.** Математическое моделирование цунами, обусловленных падением астероидов или комет [Текст] / Н. А. Скоркин, Е. В. Домбровская, В. П. Елсуков, Т. А. Иванкова, С. Г. Кутепова, В. А. Симоненко, А. С. Углов, В. В. Фёдоров // Доклад на Забабахинских научных чтениях, Снежинск, 2007.
5. **Roddy, D. J.** Computer simulations of large asteroid impacts into oceanic continental sites [Text] // Int. J. Impact Engng. – 1987. – Vol. 5. – P. 525–541.
6. **Мазова, Р. Х.** Линейная теория набегания волн на берег [Текст] // Р. Х. Мазова, Е. Н. Пелиновский / Препринт ИПФ АН СССР № 3. – 1981.



Стоячая волна плесенью покрывается.

РАСЧЕТ ПАДЕНИЯ АСТЕРОИДА В ОКЕАН

В. А. Быченков, Н. С. Жилиева, И. И. Кузнецова,
В. А. Симоненко, А. В. Сковпень

Введение

Представляются результаты осесимметричного расчета внедрения астероида в форме шара в океан и земную кору. Диаметр астероида 1 км, плотность вещества астероида – $2,86 \text{ г/см}^3$, скорость 17 км/с. Энергия астероида ~ 50 Гт в тротиловом эквиваленте. Глубина океана 4,5 км. Далее располагаются слои: базальта толщиной 2 км, габбро 8 км, пиролита. Вещество астероида – кварцит. Учитываются: гравитация, упругость, пластичность, разрушение горных пород на сдвиге, испарение воды и кварцита. Сопротивлением воздуха пренебрегается. Расчет течения осуществляется по программе СПРУТ [1] с использованием структурированных и неструктурированных (нерегулярных) четырехугольных сеток в счетных областях и с автоматической локальной перестройкой сетки [2, 3]. Расчет проведен до времени 25 с.

Согласно одной из версий, Всемирный потоп явился следствием гигантского цунами, вызванного падением кометы в Индийский океан. И произошло это якобы всего пять тысяч лет тому назад. На космических снимках острова Мадагаскар хорошо видны огромные шевронные дюны, протянувшиеся на десятки километров вглубь суши (рис. 1). Не исключено, что они образовались в результате всемирного потопа [4].

В 2004 году специалист Лос-Аламосской национальной лаборатории США Брюс Массе выступил на международной конференции «Кометная и астероидная опасность и будущее человечества» с необычным докладом о глобальном стихийном бедствии. Это бедствие началось сильнейшей атмосферной бурей, предварявшейся во многих местах сейсмическими сотрясениями и пожарами, продолжалось многодневным проливным дождем и закончилось наводнением, погубившим большую часть тогдашнего населения Земли. Массе выдвинул гипотезу о космогенном характере этой катастрофы, вызванной падением в океан гигантской (диаметром в несколько километров) кометы, и указал примерное место ее падения. Это юго-западная часть Индийского океана недалеко от Мадагаскара. Последовавший за падением сильнейший взрыв с тротиловым эквивалентом примерно в двести гигатонн разрушил подстилающие породы земной

коры, выбросив в атмосферу миллиарды тонн породы, которая уже через десятки минут начала оседать на Землю в виде капель расплава, вызвавших повсеместные пожары. Взрыв породил и цунами. Спустя примерно полтора часа после падения космического тела 90-метровые волны достигли Мадагаскара.

Проверить эту гипотезу пыталась международная группа исследователей. Ученые решили обратиться к детальным океанографическим данным для изучения подводного рельефа. В полутора тысячах километров к юго-востоку от Мадагаскара на глубине 4500 метров на дне океана была обнаружена кольцевая структура диаметром 29 километров. Как раз недалеко от того места, на которое ранее указал Брюс Массе! Пробы грунта, взятые в подводном кратере, который назвали Беркл, выявили полный набор признаков, доказывающих космогенную природу его образования. На это указывало наличие ударного кварца – минерала, который формируется при высоких температуре и давлении, а также микрозерен чистого никеля. Отсутствие слоя донных осадков в районе кратера позволило оценить его возраст – не более десяти тысяч лет. Судя по размерам воронки, она могла возникнуть как результат падения кометы с диаметром ядра примерно в один километр, что, несомненно, вызвало трансокеанское цунами, затронувшее все побережье Индийского океана. Если посмотреть на азимут направления обнаруженных на Мадагаскаре шевронных дюн, то он указывает четко на этот кратер.

Появление в программе СПРУТ новых возможностей построения нерегулярных сеток в счетных областях и автоматической локальной перестройки сетки позволило провести расчет, моделирующий падение астероида в океан.

Цели расчета состояли в определении возможностей методики СПРУТ при расчете сложнейшей задачи и получении оценки диаметра кратера при внедрении в грунт астероида.

Была принята следующая постановка задачи. Астероид в форме шара диаметром 1 км падает в океан под прямым углом со скоростью 17 км/с, т. е. задача решается в осесимметричном приближении. Энергия астероида составляла ~50 Гт в тротиловом эквиваленте. Сопротивление воздуха не учитывалось по нескольким причинам, прежде всего, из-за еще большего усложнения



Рис. 1

задачи. Астероид предполагался каменным. Точнее, плотность и уравнение состояния вещества отвечают кварциту. В расчете учитывались гравитация, испарение воды и астероида. Уравнения состояния с учетом испарения веществ были созданы А. Т. Сапожниковым, В. В. Дремовым, М. С. Смирновой [5, 6].

Была принята модель океана и литосферы, показанная на рис. 2. По-видимому, она далека от истины. Во всяком случае, осадочные, слабосвязанные породы не учитывались в расчете.

В табл. 1 приведены основные характеристики веществ.

Таблица 1

Основные характеристики модели веществ

Вещество	ρ_0 , г/см ³	C_0 , км/с	C_λ , км/с	Y_0 , ГПа	$\frac{\partial Y}{\partial P}\Big _{P=0}$	ε_*	Y_* , ГПа
кварцит	2,86	2,6	2,6	0	0	0	0
вода	1	1,48	1,48	0	0	0	0
базальт	2,8	3,22	4,8	0,1	1	0,1	0,05
габбро	3,0	4,59	6,2	0,1	1	0,1	0,05
пиролит	3,3	4,8	7,5	0,1	1	0,1	0,05

Здесь ρ – плотность; C_0 – объемная скорость звука; C_λ – скорость продольных волн; Y_0 – сцепление (предел текучести Y при нормальных условиях по давлению и температуре);

P – давление; $\frac{\partial Y}{\partial P}\Big|_{P=0}$ – коэффициент сухого трения; ε_* – критическое значение пластической

деформации. При достижении пластической деформацией значения ε_* прочная горная порода рассматривается как щебень со сцеплением, величиной которого можно пренебречь. Y_* – максимальное значение предела текучести щебня при давлениях выше $\sim 0,1$ ГПа.

Начальная геометрия рассчитываемой системы показана на рис. 3, 4.

Вертикальная ось X – ось симметрии. Нижняя и правая границы – неподвижные жесткие стенки. Характерный размер системы по X и Y – 150 км. Этот размер позволяет проводить расчет задачи без влияния жестких стенок на кратер и движение воды до времени около 25 с. Система находится в поле силы тяжести. Начальное напряженное состояние горных пород принимается гидростатическим. В астероиде строится нерегулярная (неструктурированная) пространственная сетка с шагом 50 м (рис. 5.)

Начальная сетка в воде и горных породах регулярная. Шаг сетки по направлениям X и Y растет по закону арифметической прогрессии. Его значение составляет 50 м и более, т. е. сетка достаточно грубая (рис. 6). В процессе расчета регулярная пространственная сетка переходила в нерегулярную в слоях воды, базальта, габбро. Осуществлялась автоматическая перестройка нерегулярной сетки. К концу расчета, на время 25 с, было сделано $\sim 270\,000$ временных шагов и проведено около 20 000 перестроек сетки.

На рис. 7–13 показано развитие течения в системе (t -время). Внедрение астероида в грунт начинается с момента времени 0,65 с. В момент 3,1 с средняя плотность астероида равна



Рис. 2. Модель океана и земной коры

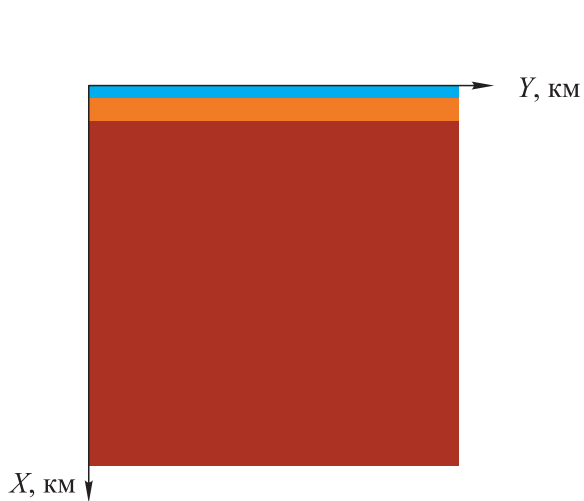


Рис. 3. Начальная геометрия системы

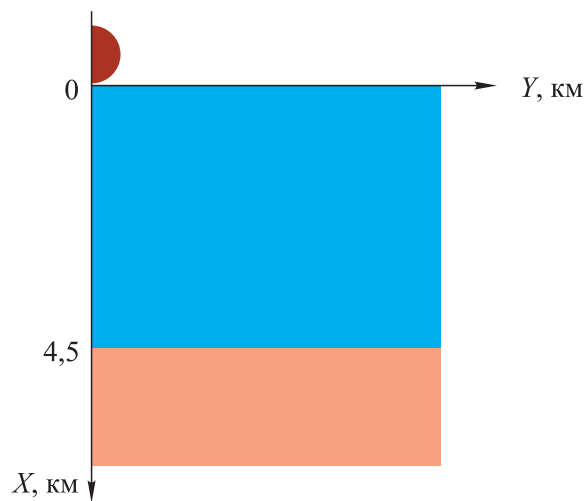


Рис. 4. Фрагмент системы

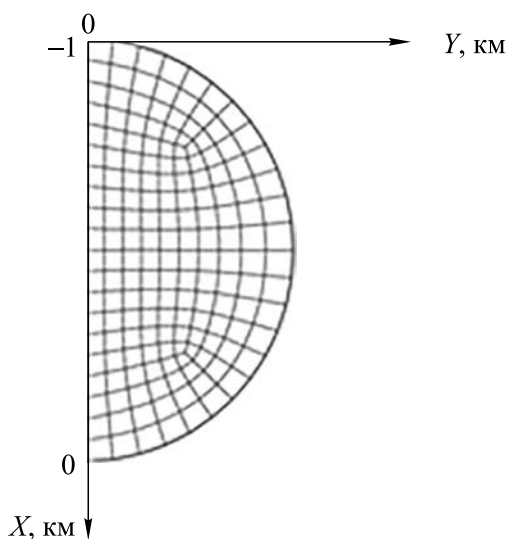


Рис. 5. Начальная пространственная сетка в астероиде

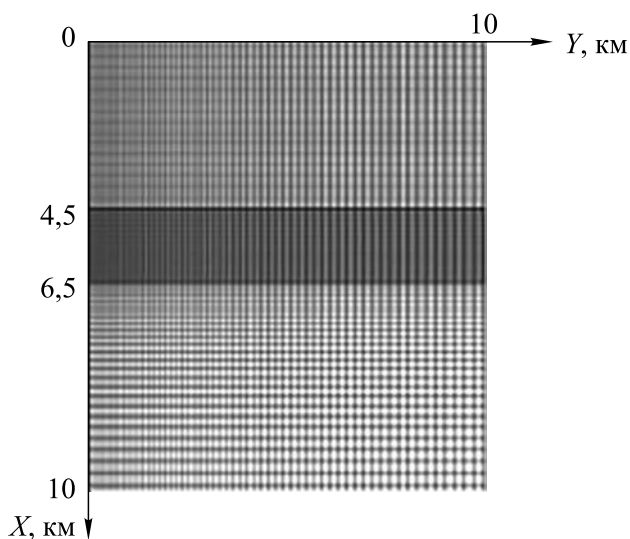


Рис. 6. Сетка во фрагменте системы $\sim [0,10][0,10]$

$\sim 3,1 \text{ г/см}^3$. К моменту 4,6 с скорость астероида упала до 1 км/с, астероид вытянут вдоль направления движения. До момента ~ 3 с астероид граничит с воздушной полостью в воде. Состояние воды в ближней зоне от места падения астероида (рис. 11) позволяет сделать оценку времени опрокидывания волны на уровне ~ 100 с.

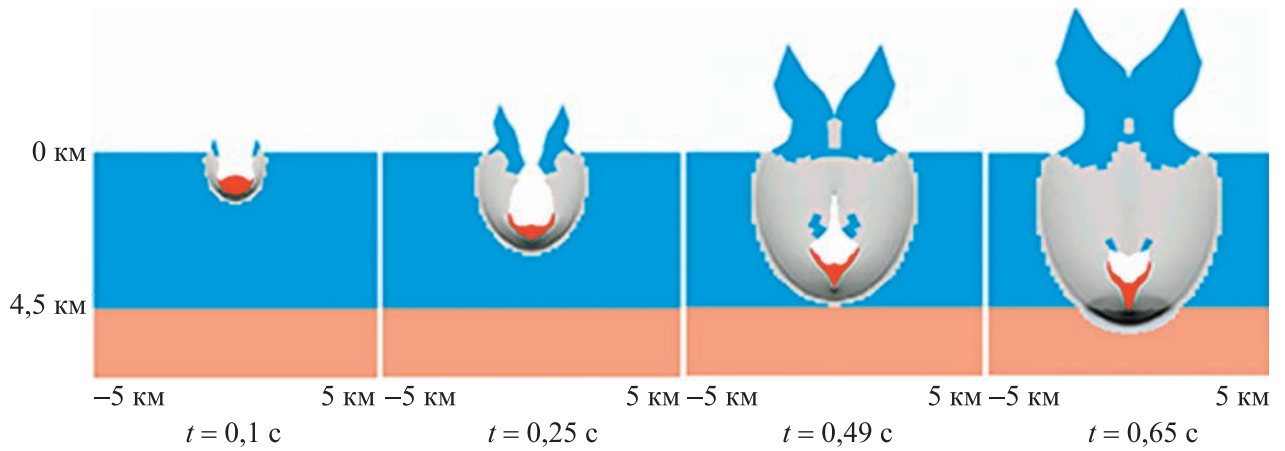


Рис. 7. Формирование поверхностной волны, изменение формы астероида в процессе внедрения его в океан.

Серым цветом в слоях воды и базальта показано распределение давления, $P_{\max} \approx 10$ ГПа

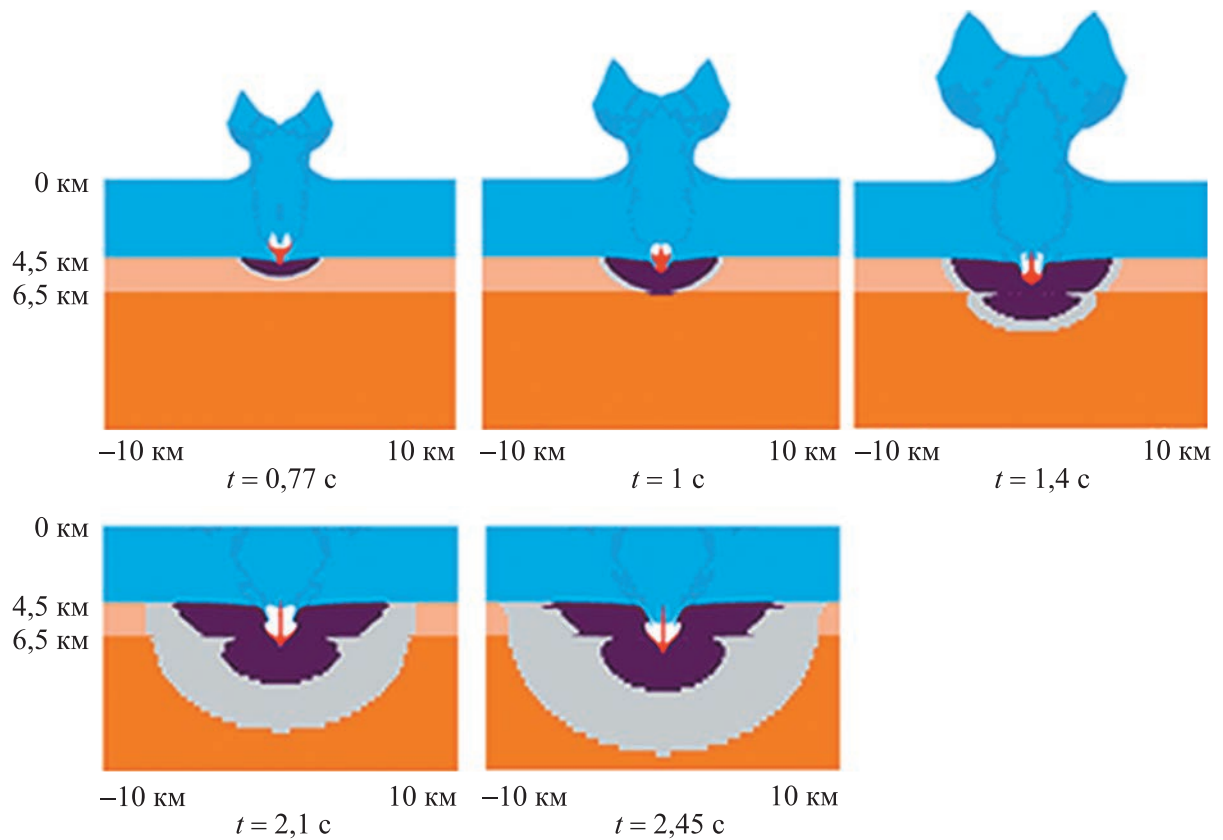


Рис. 8. Формирование кратера на дне океана и поле разрушения грунта до $t = 2,45$ с.

Черный цвет – разрушенная горная порода

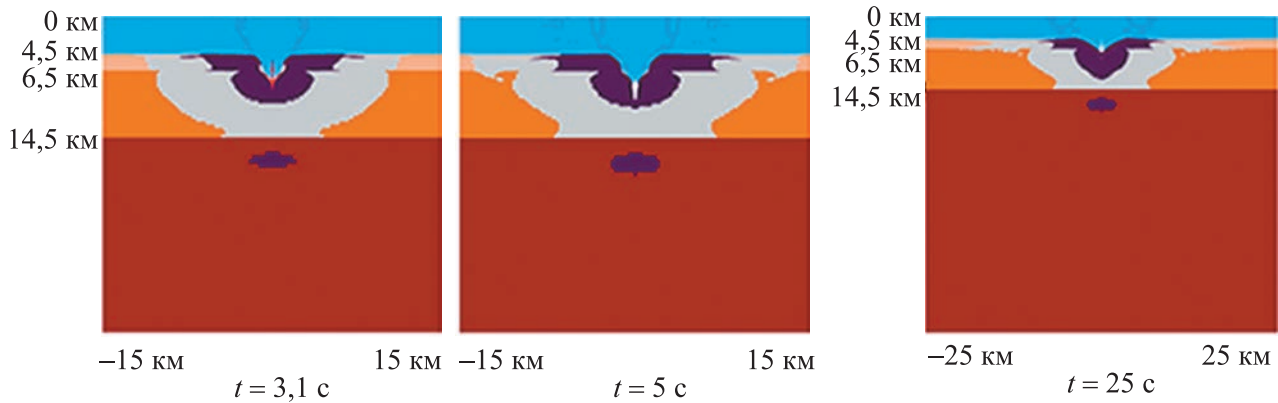


Рис. 9. Формирование кратера на дне океана и поле разрушения грунта с $t = 3,1$ с до $t = 25$ с.
Черный цвет – разрушенная горная порода

На следующем рисунке показано развитие кратера.

Диаметр кратера (D) определялся в точках минимального значения координаты x в базальте и достиг 8 км. Кратер окружен щебнем. Сложно экстраполировать его затекание, как за счет щебня, так и за счет слабо связанных осадочных пород, которые не учитывались в расчете. Процесс затекания может продолжаться годы.

Рис. 11, 12 и табл. 2 демонстрируют состояние водяного столба на $t = 25$ с.

Выход волны на правую границу системы – «стенку» и ее отражение показано на рис. 13.

Таблица 2

Параметры столба воды на различном расстоянии от оси симметрии

Y , км	Высота столба воды, H , м	U_Y , м/с
8	2000	74
10	700	28
15	82	4

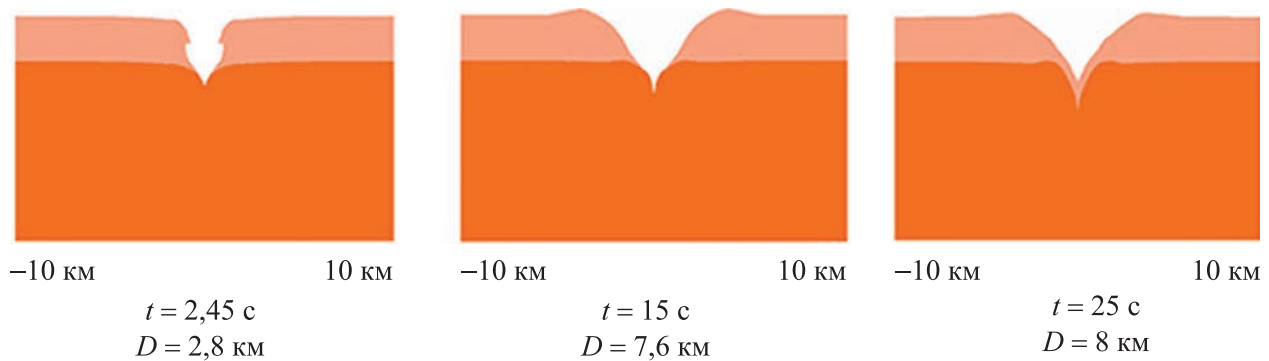


Рис. 10. Формирование кратера с указанием его диаметра D

220 км

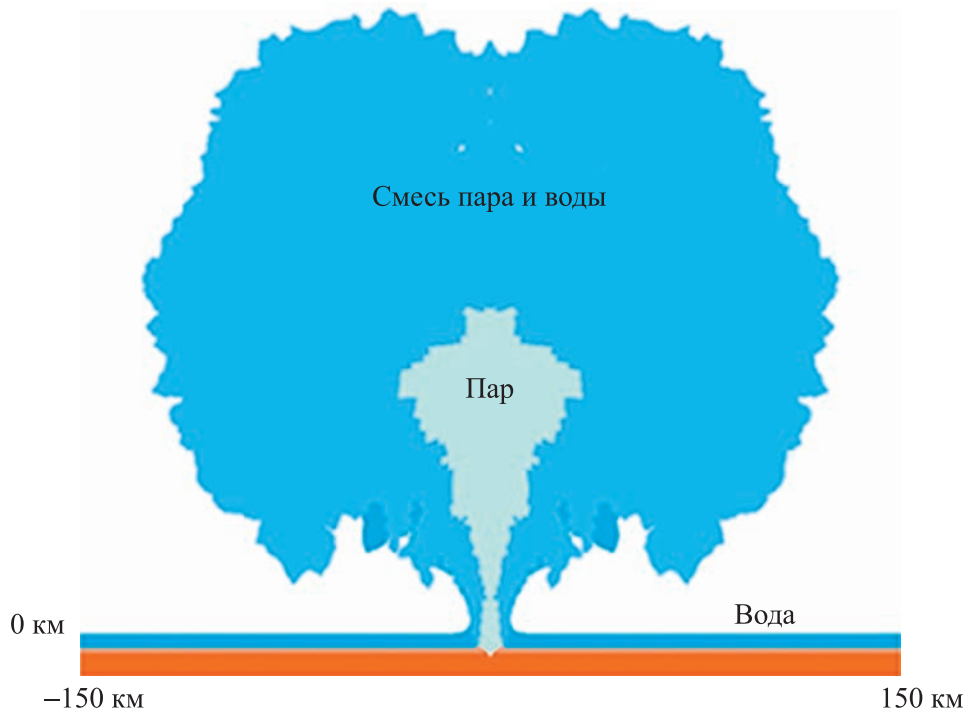


Рис. 11. Фазовое состояние воды на $t = 25$ с

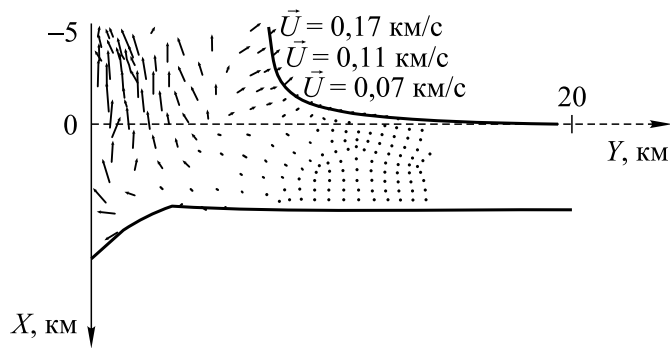


Рис. 12. Поле скоростей в жидкой фазе воды на момент времени $t = 25$ с

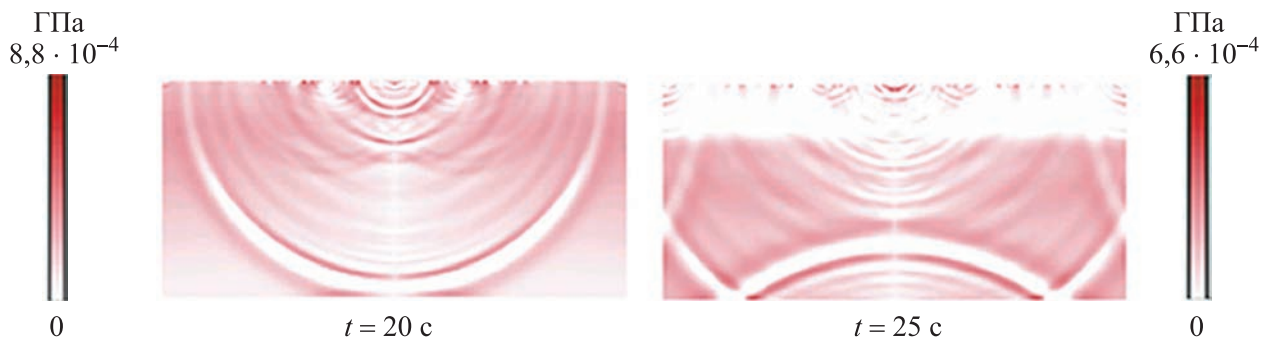


Рис. 13. Движение волны в пиролите (искусственная вязкость)

Выводы

1. Показана принципиальная возможность моделирования динамики внедрения астероида в океан по программе СПРУТ до момента времени порядка нескольких десятков секунд.
2. Прогноз волны цунами от падения астероида в океан, по-видимому, может основываться на проведении моделирования в два этапа:
 - проведение расчета динамики до нескольких десятков секунд,
 - расчет в рамках модели несжимаемой жидкости.
3. Полученное различие в оценке диаметра кратера в расчете и измерениях объясняется заниженной энергией астероида в расчете и завышенной сдвиговой прочностью горных пород на дне океана.
4. Внедрение астероида в грунт начинается с момента времени 0,65 с.
5. В момент 3,1 с средняя плотность астероида равна $\sim 3,1$ г/см³.
6. К моменту 4,6 с скорость астероида упала до 1 км/с, астероид вытянут вдоль направления движения.
7. До момента ~ 3 с астероид граничит с воздушной полостью в воде.
8. Диаметр кратера в базальте достигает 8–9 км.

Литература

1. **Быченков, В. А.** Метод СПРУТ расчета двумерных неустановившихся течений разрушаемых сред [Текст] / В. А. Быченков, В. В. Гаджиева // ВАНТ: сер. МПЧРЗМФ. – в. 2(2), 1978.
2. **Сковпень, А. В.** Усовершенствованный алгоритм построения нерегулярных четырехугольных сеток [Текст] // Журнал вычисл. мат. и мат. физ. – 2005. – Т. 45, № 8. – С. 1506–1528.
3. **Сковпень, А. В.** Автоматическая локальная перестройка нерегулярных четырехугольных сеток при расчете задач с большими деформациями [Текст] / А. В. Сковпень, В. А. Быченков, И. И. Кузнецова // 23 Европейский Семинар по Вычислительной Геометрии, Грац, Австрия. – 2007. – С. 142–145.
4. www.itogi.ru.
5. **Сапожников, А. Т.** Широкодиапазонное уравнение состояния жидкого кварца с учетом диссоциации, испарения и ионизации [Текст] / А. Т. Сапожников, Смирнова М. С. // Ударные волны в конденсированных средах. – Международная конференция Санкт-Петербург, 3–8 сентября 2006, под ред. В. Ю. Клименко. – С. 40–41.
6. **Dremov, V. V.** Wide range equation of state of water into account evaporation, dissociation and ionization [Text] / V. V. Dremov, A. T. Sapozhnikov, M. C. Smirnova // International Conference Shock Compression of Condensed Matter. – ATP Conference proceedings. – ATP Press. – 2004. – Vol. 706. – Part 1. – P. 49–52.



Основными поражающими факторами взрыва являются воздушная и ударная волны и осколочные поля, образуемые летящими обломками различного рода объектов, технологического оборудования, взрывных устройств.

МЧС России

Когда я умру, пускай земля огнем горит!

Тибериус

ОЦЕНКА ПОРАЖАЮЩИХ ФАКТОРОВ ОТ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ ПРИ ВЗРЫВЕ В ВОДНОЙ АКВАТОРИИ

Н. А. Скоркин, В. А. Симоненко, А. С. Углов, С. Ю. Филатов

В настоящей работе представлены результаты многолетних исследований расчетов падения опасных небесных тел в водную акваторию и последующего выброса воды на сушу (с образованием цунами).

Авторами предложена вычислительная методика и результаты расчетов падения одиночного каменного астероида диаметром 60, 100, 300 и 1000 м со скоростью 12 и 22 км/с. Расчеты проводятся в два этапа: сначала – SPH-метод, затем – теория мелкой воды. Получено удовлетворительное совпадение с работами других авторов. Полученную методику можно применить для расчетов распространения цунами по суше.

Выработаны предложения по дальнейшему развитию работ, включая международное сотрудничество.

1. Введение

В основе метода расчета поражающих факторов от взрыва небесных тел в воде лежит расчет вертикального удара одиночного каменного астероида, имеющего на момент удара о воду диаметр 60, 100, 300 и 1000 м и скорость подлета к водной поверхности 12 и 22 км/с. Расчет падения группы тел, образовавшихся в результате фрагментации крупного опасного небесного тела (ОНТ) вследствие его взаимодействия с атмосферой Земли, не проводился.

Расчет осуществляется в два этапа. Сначала по двумерному вычислительному коду, в основе которого реализован численный SPH-метод [1], решаются нелинейные уравнения механики сплошной сжимаемой среды, в качестве которой рассматривается преграда, состоящая из трех слоев: вода, осадочные отложения на дне моря (ракушечник, глина), скальное основание. Расчет ведется до тех пор, пока не сформируется такая конфигурация поверхностной волны в окрестности района падения опасного небесного тела, дальнейшее распространение которой по поверхности воды можно будет считать по более простой модели – теории мелкой волны. Расчет на первом этапе заканчивается, когда расчет движения волны в рамках воды как сжимаемой жидкости (SPH-метод) становится некорректным. Поскольку расчет про-

водился для случая осесимметричного удара, мишень для ОНТ моделировалась трехслойной цилиндрической преградой с дном, имитирующим рельеф дна моря на некотором расстоянии от морского побережья. Схемы рельефа дна приводятся в дальнейшем на соответствующих рисунках.

Методика расчета апробирована в публикации в журнале «Вестник ЮУрГУ», входящем в список реферируемых журналов ВАК [2], докладом на конференции «Забабахинские научные чтения – 2007» [3].

2. Постановка задачи

Расчет поражающих факторов от различных типов небесных тел при взрыве в водной акватории

В качестве водных мишеней для ОНТ рассматривались Японское, Чёрное, Баренцево и Балтийское моря. Описания морей приведены в источниках [4–9].

Краткая характеристика Японского моря следующая: длина моря – 2254 км; ширина – 1072 км; средняя глубина – 1753 м; наибольшая глубина – 3742 м, причем большую часть моря занимают глубоководные впадины. В пределах Японского моря повсеместно развит осадочный чехол, мощность которого максимальна по периферии (до 2000...3000 м) и уменьшается к ее внутренним частям (до 1500 м). Земная кора региона, в котором расположено море, имеет трехчленное строение, и в ней установлены «осадочный», «гранитный» и «базальтовый» слои общей мощностью до 25 км

Рассмотрим район залива Петра Великого. Глубины на материковом склоне в полосе шириной от 3 до 10 миль изменяются от 200 до 2000 м. Изобаты 50 и 100 м на отмели проходят примерно в 2 и 5 милях от береговой линии. В 15–30 милях от берега начинается крутой материковый склон, глубины на котором уже в 30–40 милях от береговой линии на ряде участков достигают 3500 м.

Из многообразия осадочных пород для расчетов были выбраны горные породы биохимического происхождения (известняки, доломиты, мергели). Известняки сложены главным образом минералами группы кальцита и скелетами известняковых организмов.

Надо отметить, что геологическое строение морского дна весьма разнообразно, и дать точное описание механических свойств породы, образующей рельеф дна, практически невозможно. Имея целью дать численную оценку процесса удара ОНТ в морскую мишень, было принято следующее описание морского дна.

Мощность осадочного отложения типа доломита на дне Японского моря была принята равной 2000 м. Физико-механические характеристики для расчетов: объемная плотность – 2,0 г/см³; скорость упругих продольных волн – 4,72 км/с; скорость упругих волн сдвига – 3,16 км/с; предел прочности на сдвиг – 0,05 ГПа; откольная прочность – 0,01 ГПа.

Под слоем известняка – слой скального основания: объемная плотность – 2,67 г/см³; скорость упругих продольных волн – 5,61 км/с; скорость упругих волн сдвига – 3,67 км/с; предел прочности на сдвиг – 0,10 ГПа; откольная прочность 0,02 ГПа. Эти механические характеристики приняты одинаковыми для осадочного слоя и скального основания в Чёрном и Баренцевом морях.

Механические характеристики каменного астероида приняты такими же, как для скального основания морского дна, описанного выше.

В расчетах такие процессы, как испарения материала и полиморфные превращения в скальном основании, учтены в уравнениях состояния с помощью соответствующих значений эмпирических констант. В данной работе использовалось уравнение состояния Ми–Грюнайзена с константами из источника [10].

Характерная картина результата вертикального удара каменного ОНТ диаметром 300 м, имеющего скорость удара 12 км/с, в бассейн Чёрного моря [11] глубиной 1200 м и мощностью осадочного отложения 1000 м на момент времени 10 с приведена на рис. 1. Для случаев взаимодействия ОНТ с другими мишенями подобная картина приводиться не будет. Будет показано распространение мегацунами, образовавшегося от столкновения ОНТ с водной преградой.

На рис. 1 стрелками показано векторное поле скоростей. Зеленый и синий цвета – вода, желтый цвет – осадочное отложение, красный цвет – скальное основание. Вода, окрашенная в зеленый цвет, имеет плотность, близкую к первоначальной, а окрашенная в синий цвет – это разрушенная вода. На высоте более 8000 м расстояние между счетными частицами SPH-метода

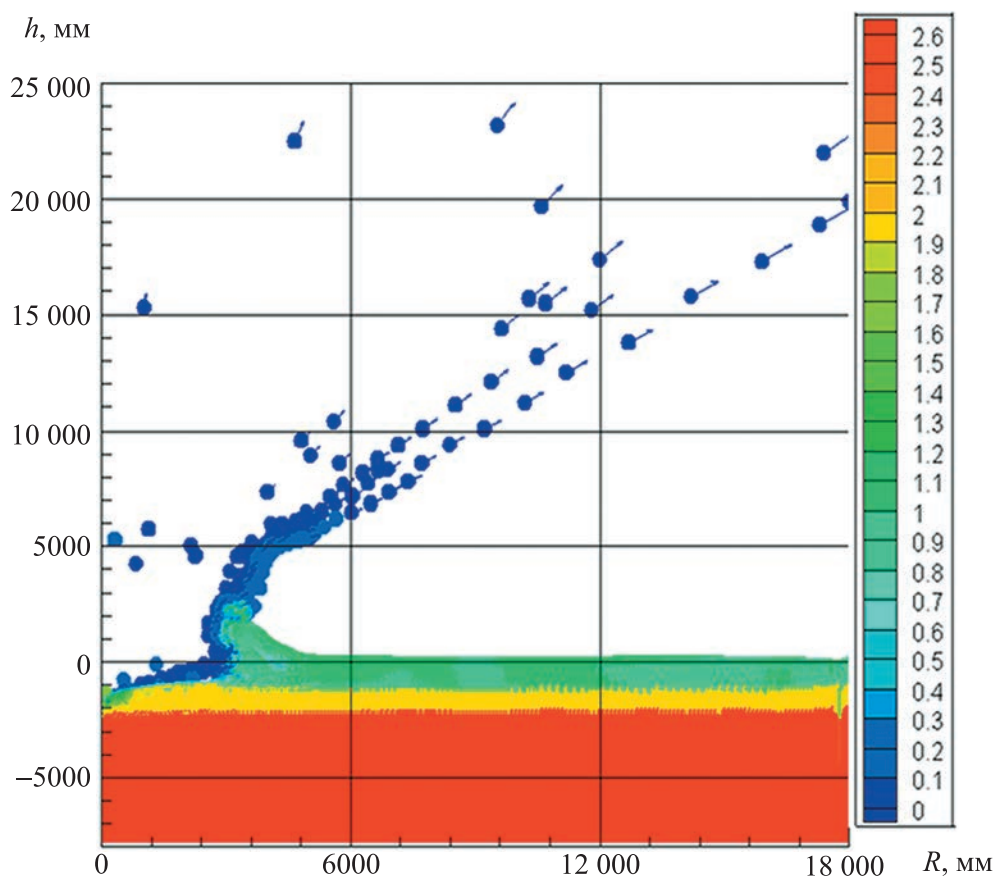


Рис. 1. Распределение плотности среды справа:
 h – высота выброса воды; R – расстояние от места удара

исчисляется сотнями метров. Это означает, что средняя плотность среды, выше этой высоты, соответствует пару или капелькам воды.

Численный метод SPH (Smoothed particle hydrodynamics) – это метод решения уравнения механики сплошной среды, который заключается в том, что среда аппроксимируется набором частиц. В случае, когда в процессе движения среда становится сильно разреженной, точность вычислений SPH-метода уменьшается, необходимо большее количество частиц. Поэтому результаты расчетов для высот более ~8000 м имеют лишь качественный характер.

Чтобы перейти на счет распространения поверхностной волны, надо выбрать такой момент времени, когда вода начинает вести себя как несжимаемая жидкость. На данный момент времени ~10 с вода, окрашенная на рисунке в зеленый цвет, имеет высоту волны 2000 м. С этого момента времени осуществляется переход на расчет распространения волны по теории движения поверхностной волны (вычислительный код «shallow wave») [3, 12–14].

Изложенное выше представляет собой основу расчета поражающего действия ОНТ при его попадании в воду.

Далее излагаются результаты расчетных оценок только распространения цунами и наката волны на берег для различных ОНТ и скоростей удара, которые могут быть использованы для оценки поражающего воздействия цунами на прибрежную инфраструктуру.

3. Результаты

Сценарий 1. Декаметровое ОНТ

Изменение рельефа

В качестве района падения декаметрового ОНТ взято Баренцево море. Глубина моря составляет 200 м. Профиль дна прибрежной части моря на расстоянии 35 морских миль, как указывалось выше, взят одинаковым с профилем Японского моря [15].

Проведены расчеты распространения цунами, образовавшегося от удара ОНТ диаметром 100 м со скоростью удара 12 км/с, на расстоянии 100 км от побережья.

В Баренцевом море осадочных отложений практически нет, поэтому дно моделировалось скальным основанием. Профиль морского дна в прибрежной части, одинаковый для всех морей, представлен на рис. 2. Но для разных морей на расстоянии 35 морских миль от берега глубина моря разная.

В результате взаимодействия каменного ОНТ диаметром 100 м в скальном основании в момент времени ~1,7 с сформировалась воронка глубиной ~500 м и диаметром ~350 м. На этот момент времени сформировалась максимальная высота волны ~700 м. В момент времени ~10 с был осуществлен переход на расчет распространения волны по коду «shallow wave». Эволюция волны, порожденной падением ОНТ на расстоянии 100 км от берега, показана на рис. 3–5.

Перед приходом волны к берегу (рис. 4) за время 500 с волна прошла расстояние ~4,5 км со средней скоростью ~17,6 м/с. Из рисунка видно, что на берег выплеснется сначала возвышение волны приблизительно треугольной формы высотой ~4,8 м и шириной основания ~3 км, потом последует удар о берег задним фронтом волны и повторный выплеск воды на берег.

В случае падения ОНТ на расстоянии 65 км от берега к береговой линии подойдет волна высотой 7 м приблизительно с той же скоростью ~17,4 м/с.

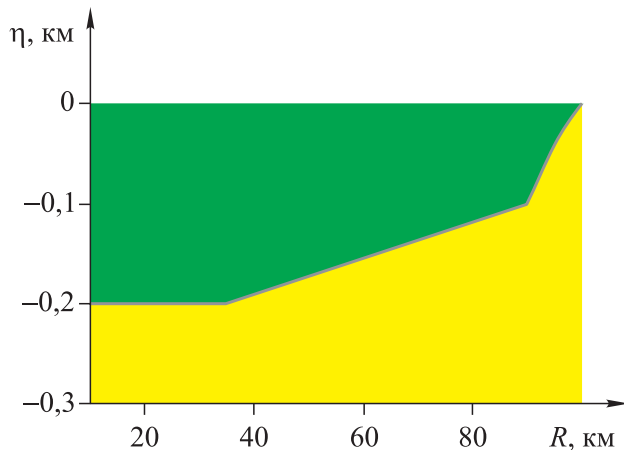


Рис. 2. Профиль морского дна:
зеленый цвет – вода; желтый – профиль дна;
 η – глубина; R – расстояние от места удара

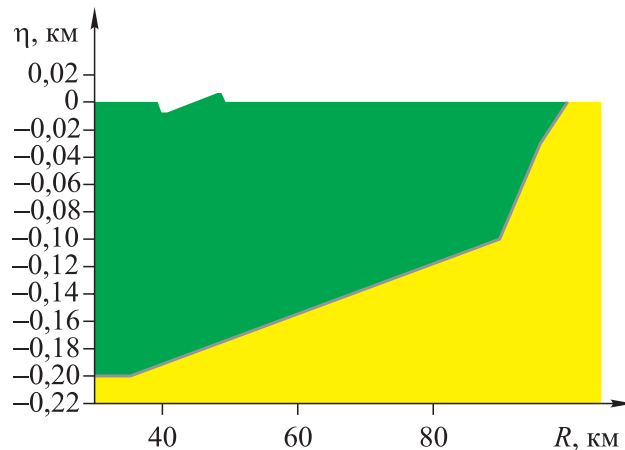


Рис. 3. Профиль волны на время 1000 с от момента удара ОНТ о воду:
 η – глубина; R – расстояние от места удара

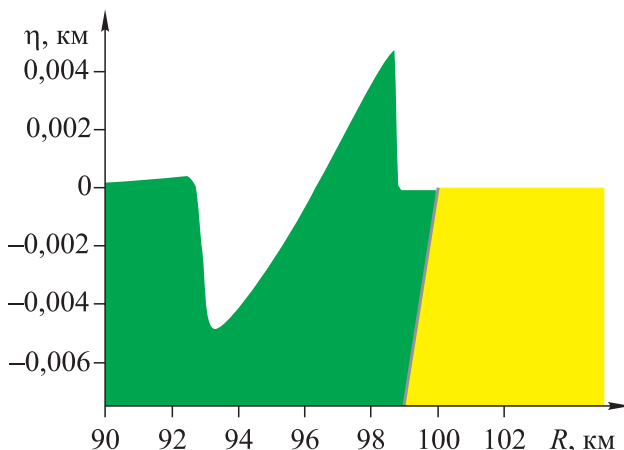


Рис. 4. Профиль волны:
время 2500 с от момента удара ОНТ о воду;
высота волны ~4,8 м

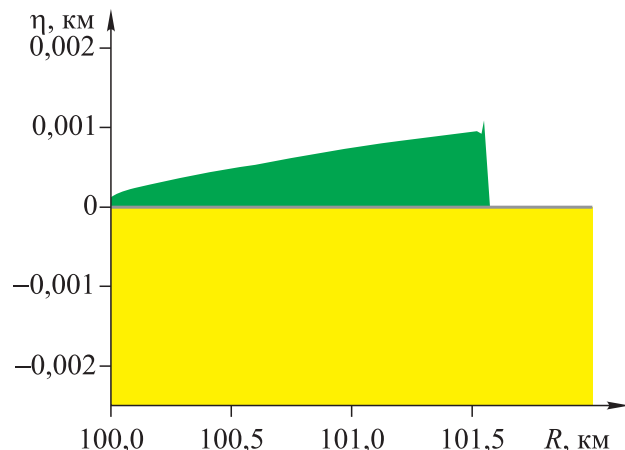


Рис. 5. Распространение воды по суше от удара ОНТ на расстоянии 100 км от побережья:
время 3000 с; высота волны ~1 м

Следует отметить важное обстоятельство, имеющее место быть для всех последующих расчетов. Приведенные в данном разделе расчеты имеют модельный характер. Рассматривалось вертикальное падение ОНТ. Мишень представлена в виде кругового цилиндра, ограниченного снизу рельефом морского дна, сверху – поверхностью воды. Поэтому цунами – круговая расходящаяся волна, береговая линия – окружность. В реальности береговая линия сильно изрезана. Существуют заливы, фиорды, крутые берега. Известно, что когда цунами входит в сужающийся залив, ограниченный по бокам высокими берегами, его высота значительно увеличивается. По этой причине представленная в данном расчете высота волны 4,8 м – лишь нижняя оценка реального цунами. Ее высоту надо увеличить, исходя из условия сохранения массы воды, входящей в залив данной ширины и глубины с начальной высотой 4,8 м.

Выброс волны

Оценка выброса воды на сушу осуществлялась по методике, предложенной в СО РАН [14]. Для случая, когда удар ОНТ происходил на расстоянии 100 км от побережья, волна, преодолев это расстояние, к береговой линии подходила высотой ~ 5 м. Оценки распространения воды по суше показали, что на момент времени 3000 с волна высотой в ~ 1 м распространилась на расстояние $\sim 1,6$ км со средней скоростью ~ 8 м/с, а на момент времени 3500 с волна высотой в $\sim 0,4$ м распространилась на расстояние $\sim 2,6$ км со средней скоростью $\sim 3,7$ м/с.

Падение ОНТ диаметром 60 м в Балтийское море

Глубина моря составляет 50 м. Профиль дна прибрежной части моря по причине мелководья принят следующим: на расстоянии 4 км от береговой линии – глубина 30 м; на расстоянии 10 км – глубина моря 50 м. Мощность осадочных отложений принята равной 50 м. Скальное основание то же, что и у Балтийского моря. В качестве осадочных отложений в расчетах взята глина [4, 9]. Физико-механические свойства глины приняты следующими: объемная плотность – $2,0$ г/см³; скорость объемных волн – $2,0$ км/с (гидростатическая скорость); модуль сдвига – 8 ГПа. Предел прочности на сдвиг равен $0,001$ ГПа, прочность на растяжение – 10^4 ГПа, коэффициент внутреннего трения – $0,5$.

Проведены расчеты распространения цунами, образовавшегося от удара ОНТ диаметром 60 м со скоростью удара 12 км/с, осуществленного на расстоянии 100 км от побережья. На время 3000 с к берегу подошла волна высотой $\sim 1,2$ м со скоростью ~ 15 м/с (рис. 6).

Выброс воды на берег Балтийского моря представлен на рис. 7. Средняя скорость движения волны по суше $\sim 2,5$ м/с. Высота волны $\sim 0,7$ м.

Сценарий 2. Гектометровое ОНТ

Изменение рельефа

В качестве района падения ОНТ были взяты Японское и Чёрное моря. Глубина Чёрного моря (принята равной 1200 м) и рельеф морского дна взяты из описания моря в [15]. Мощность

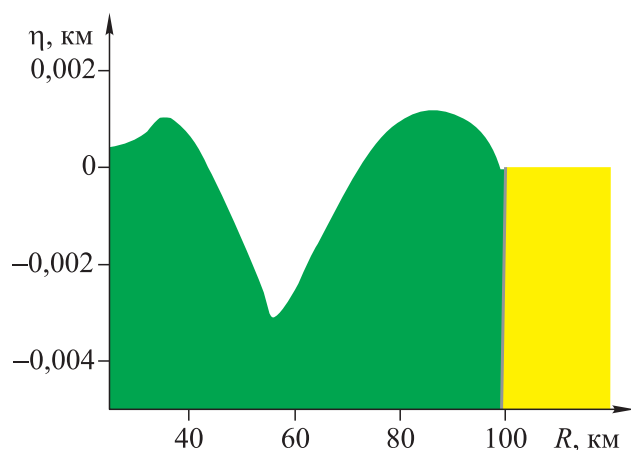


Рис. 6. Удар ОНТ на расстоянии 100 км от побережья: время 3000 с; высота волны $\sim 1,2$ м

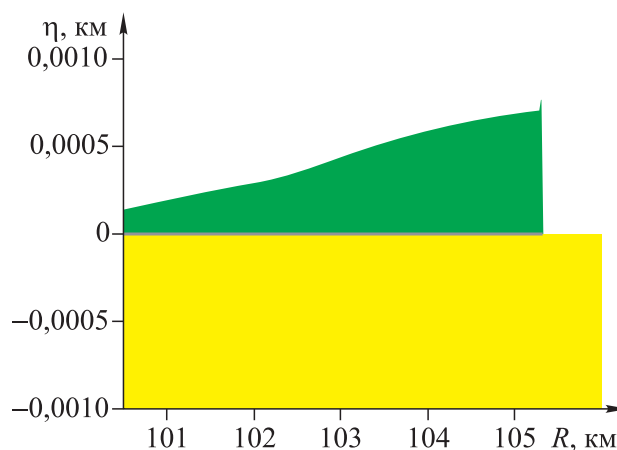


Рис. 7. Выброс воды на побережье: время 5000 с; высота волны $\sim 0,7$ м

осадочных отложений принята равной 1000 м согласно описанию в [15]. Проведены расчеты распространения цунами, образовавшегося от удара ОНТ диаметром 300 м со скоростью удара 12 км/с на расстоянии 100 км от побережья.

В результате взаимодействия каменного ОНТ на дне моря в момент времени ~9 с сформировалась воронка глубиной ~1800 м и диаметром ~1000 м. Технология расчетов такая же, как в случае падения астероида в Баренцево море. К берегу волна подошла со скоростью ~27 м/с, имея высоту ~32 м.

Глубина Японского моря (3500 м) и рельеф морского дна взяты из описания моря в [15]. Мощность осадочных отложений принята равной 2000 м согласно описанию в [15].

Проведены расчеты распространения цунами, образовавшегося от удара ОНТ диаметром 300 м со скоростью удара 12 км/с на расстоянии 400 км от побережья. Астероиду преодолеть водную толщу не удалось. Максимальная воронка в воде образовалась глубиной 3000 м и диаметром 2500 м. Максимальная высота волны 1200 м. К берегу волна подошла со скоростью ~25 м/с, имея высоту ~12 м.

Выброс воды

Оценки распространения воды по суше для случая падения астероида в Чёрное море показали, что на момент времени 3000 с волна высотой в 0,8 м распространилась по суше на расстояние ~8 км, имея скорость движения ~4,7 м/с. На рис. 8 представлено положение волны на время 3000 с, проникшей на расстояние ~8 км по суше.

Для случая падения астероида в Японское море оценки показали, что на момент времени 3500 с волна высотой в ~2,4 м распространилась по суше на расстояние ~3 км (рис. 9). Скорость волны на этот момент времени составила ~3 м/с.

Сценарий 3. Километровое ОНТ

Изменение рельефа

В качестве района падения ОНТ было взято Японское море. Глубина моря (3500 м) и рельеф морского дна взяты из [15]. Мощность осадочных отложений принята равной 2000 м

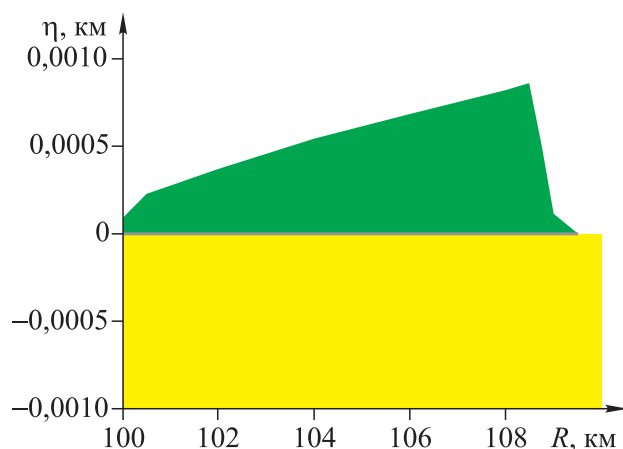


Рис. 8. Выброс воды из Чёрного моря: время 3000 с; высота волны ~0,8 м

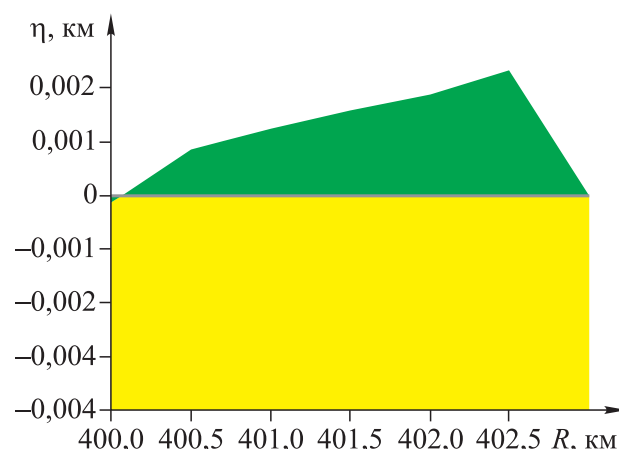


Рис. 9. Выброс воды из Японского моря: время 3500 с; высота волны ~2,2 м

согласно описанию в [15]. Проведены расчеты распространения цунами, образовавшегося от удара ОНТ диаметром 1000 м со скоростью удара 22 км/с на расстоянии 1000 км от побережья.

В результате взаимодействия каменного ОНТ на дне моря в момент времени ~11 с сформировалась воронка глубиной ~6800 м и диаметром ~6000 м. На этот момент времени сформировалась и максимальная высота волны ~7000 м. Результаты расчетов распространения волны представлены на рис. 10.

Выброс воды

Для случая, когда удар ОНТ происходил на расстоянии 1000 км от побережья, волна, преодолев это расстояние, к береговой линии подошла высотой ~60 м. Оценки распространения воды по суше показали, что на момент времени ~7000 с волна высотой ~6 м распространилась по суше на расстояние ~40 км. Результаты расчетов показаны на рис. 11–14 для различных моментов времени.

Для случая, когда удар ОНТ происходил на расстоянии 400 км от побережья, волна, преодолев это расстояние, к береговой линии подошла высотой ~150 м.

Оценки распространения воды по суше показали, что на момент времени ~4000 с волна высотой ~12 м распространилась по суше на расстояние ~118 км (рис. 15).

На расстоянии 50 км от береговой линии был поставлен барьер высотой 50 м и глубиной 100 км, имитирующий городские постройки. Как видно из рис. 16, волна успешно преодолела этот барьер.

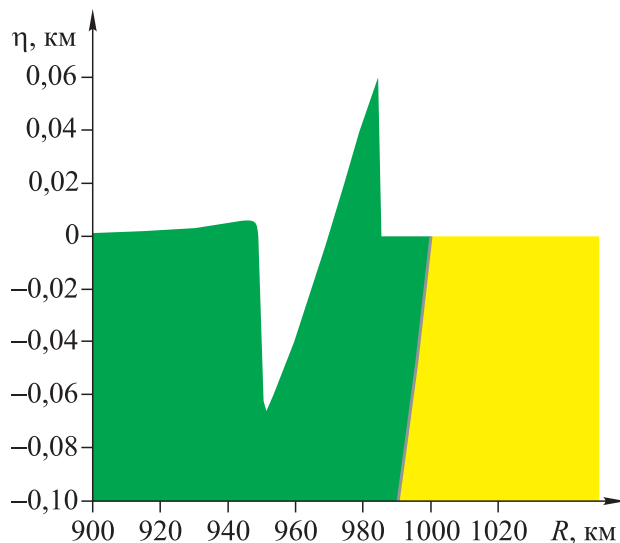


Рис. 10. Выброс воды из Японского моря: время 5800 с; высота волны ~60 м

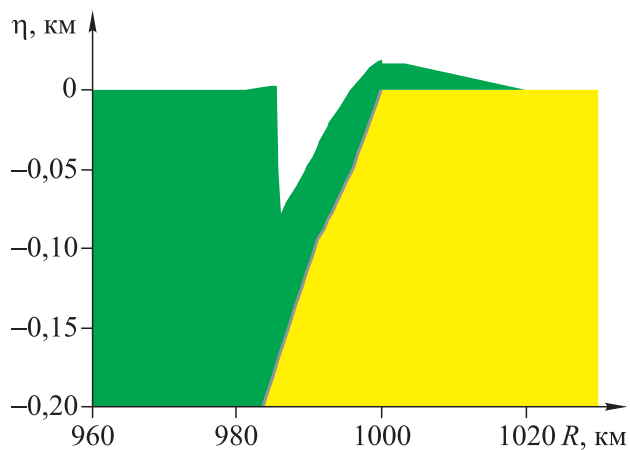


Рис. 11. Заплеск на сушу: время 6500 с; высота волны ~20 м

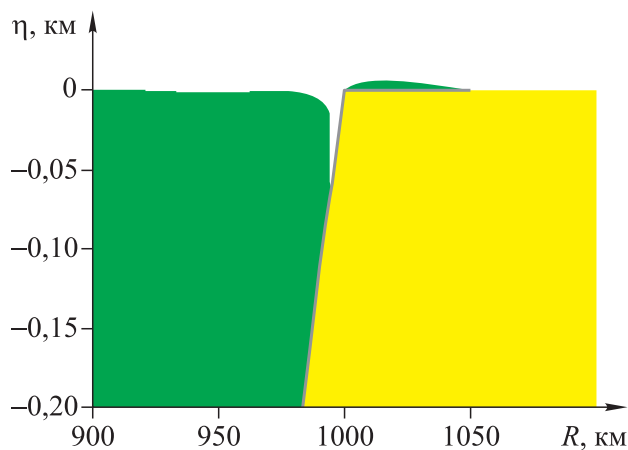


Рис. 12. Распространение воды по суше: время 7000 с; высота ~6 м

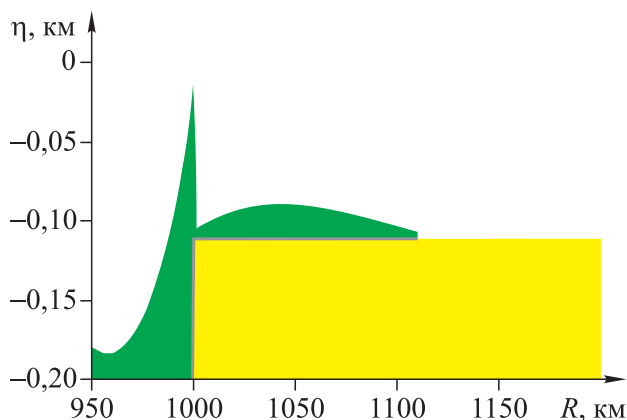


Рис. 13. Удар о берег заднего фронта цунами.
Время 8000 с

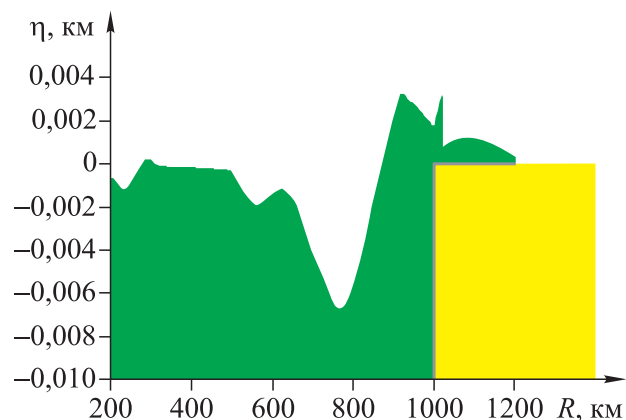


Рис. 14. Проникание на сушу 200 км.
На море сильное волнение. Кратное воздействие воды на берег. Время 9500 с

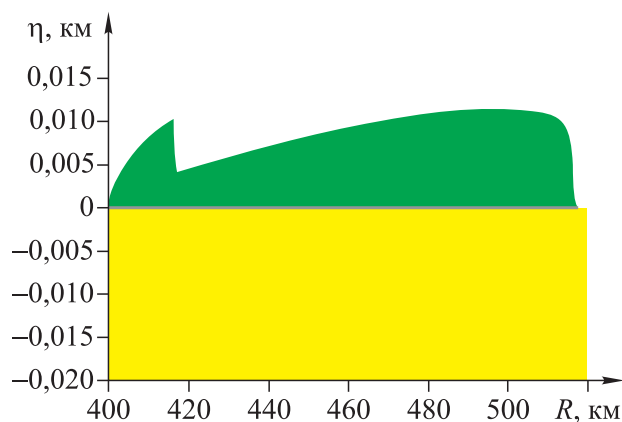


Рис. 15. Кратное воздействие воды на сушу.
Время 4000 с

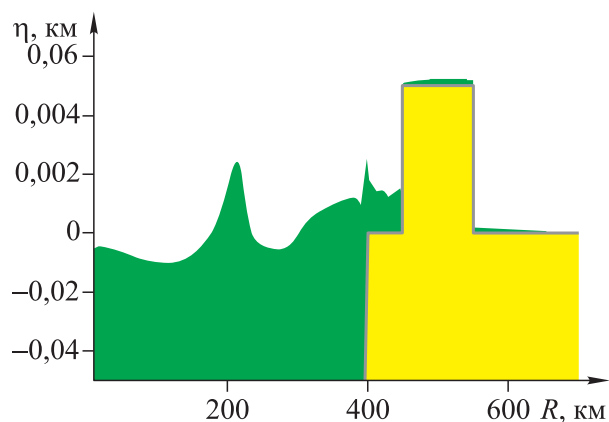


Рис. 16. Преодоление барьера высотой 50 м и глубиной 100 км, находящегося на расстоянии 50 км от берега.
Время 6000 с

4. Выводы

Все оценки, полученные расчетным путем, представлены в табл. 1 и 2. Важно отметить, что погрешность оценок, приведенных выше, определяется погрешностью физико-математической модели задачи и точностью расчетов. Если точность расчетов удовлетворительная, то погрешность модели (методическая погрешность) неизвестна, и определить ее достаточно точно проблематично. Эта методическая погрешность включает в себя, в частности, большую неопределенность в строении рельефа дна морей, приближенный характер описания геологического строения дна морей, большой разброс прочностных свойств морского грунта и т. п.

Предложения по развитию работ на последующие годы, включая международное сотрудничество

По части расчета цунами предлагается разработать двухмерный вычислительный код распространения поверхностной волны, в котором бы учитывалась реальная конфигурация

Таблица 1

Параметры цунами у береговой линии морей

Мишень	Удаление от берега точки удара астероида о поверхность воды, км	Скорость удара по воде, км/с											
		12											
		Диаметр ОНТ, м						Диаметр ОНТ, м					
60		100		300		1000		1000		1000		22	
η , м	V , м/с	η , м	V , м/с	η , м	V , м/с	η , м	V , м/с	η , м	V , м/с	η , м	V , м/с	η , м	V , м/с
Балтийское море	100	1,2	15										
Баренцево море	100			4,8	17,4								
	65			7,0	17,6								
Чёрное море	100					32	27						
Японское море	400							12	25	140	75		
	1000									64	49		

Примечание: η – высота волны (возвышение); V – скорость волны.

Таблица 2

Выброс воды на сушу

Мишень	Удаление от берега точки удара астероида о поверхность воды, км	Скорость удара по воде, км/с																													
		12																													
		Диаметр ОНТ, м																													
Мишень	Удаление от берега точки удара астероида о поверхность воды, км	60						100						300						1000						Диаметр ОНТ, м					
		S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с	S, км	η , м	V, м/с						
Балтийское море	100	5	0,7	2,5																											
Баренцево море	100						1,6	1,0	8,0																						
Чёрное море	100						1,5	1,6	6,4																						
Японское море	400																														
1000																															

Примечание: η – высота волны (возвышение); V – скорость волны; S – выброс волны.

В таблице приведены величины выброса волны S не на конечной стадии движения волны, а для некоторых расстояний вглубь суши. По таким данным функциональных зависимостей построить нельзя.

береговой зоны морей, неровности морского дна на шельфе, многокомпонентность среды типа «вода–песок–ил».

1. Требуется достаточно подробная информация о геологическом строении морского дна – мишеней для ОНТ. Для получения этой информации потребуется, возможно, участие работ иностранных специалистов.

2. На данный момент имеется теоретическая модель распространения поверхностной волны по земной поверхности. Модель двумерная, предстоит написать вычислительный код. Потребуется распараллеливание вычислительных кодов для современных суперкомпьютеров.

3. Необходима разработка быстрых инженерных методик расчета параметров падения ОНТ на Землю. Работы Г. Мелоса [10] в этом направлении имеются в достаточном количестве. Предстоит их воплотить в вычислительные коды.

Литература

1. **Liu, G. R.** Smoothed Particle Hydrodynamics [Text] / G. R. Liu and M. B. Liu // World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., London. – 2003.
2. **Симоненко, В. А.** Математическое моделирование мегацунами [Текст] / В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин и др. // Вестник ЮУрГУ. Сер. «Математика, физика, химия». – 2008. – Вып. 11, № 22 (122). – С. 58–65.
3. **Скоркин, Н. А.** Математическое моделирование цунами, обусловленных падением астероидов или комет [Текст] / Н. А. Скоркин, Е. В. Домбровская, В. П. Елсуков, Т. А. Иванкова, С. Г. Кутепова, В. А. Симоненко, А.С. Углов, В.В. Фёдоров // Доклад на Забабахинских научных чтениях, Снежинск, 2007.
4. http://esimo.oceanography.ru/esp1/index.php?sea_code=4.
5. <http://narval-sail.ru/download/Yaponskoe.doc>.
6. <http://www.drillings.ru/osadoch>.
7. <http://www.petroburservis.ru/article33.php>.
8. **Леонов, А. К.** Региональная океанография [Текст]. – Л. : Гидрометеиздат, 1960. – 765 с.
9. **Шамраев, Ю. И.** Океанология [Текст] / Ю. И. Шамраев, Л. А. Шишкина. – Л. : Гидрометеиздат, 1980. – 382 с.
10. **Melosh, G. J.** Образование ударных кратеров [Текст]. – М. : Мир, 1994. – 336 с.
11. <http://www.moemore.com/sea-black.html>
12. **Mader, Charles L.** Numerical Simulation of Tsunamis [Text] // Journal of Physical Oceanography. – 1974. – Vol. 4. – P. 74–82.
13. **Мазова, Р. Х.** Линейная теория набегания волн на берег [Текст] // Р. Х. Мазова, Е. Н. Пелиновский / Препринт ИПФ АН СССР № 3. – 1981.
14. **Федотова, З. И.** Численное моделирование наката цунами [Текст] // З. И. Федотова, Л. Б. Чубаров / Proceedings of International Conference RDAMM–2001. – 2001. – Vol. 6. – Pt. 2, Special Issue. – P. 380–387.
15. Яндекс. Словари. Большая советская энциклопедия.



Всё начиналось с порядка, им кончится и с него же начнется вновь, согласно законодателю порядка и мистической математике небесного города.

Т. Браун

РОЛЬ КУМУЛЯЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ КИМБЕРЛИТОВЫХ ТРУБОК

В. А. Симоненко, Н. И. Шишкин

Обсуждается возможный механизм образования кимберлитовых трубок. Показано, что они могут образоваться при ударе крупного космического тела о Землю в области антипода месту удара в процессе фокусировки поверхностных сейсмических волн. Установлено, что схождение поверхностной волны к области антипода сопровождается увеличением амплитуды и возрастанием плотности энергии в ней. При фокусировке такой волны происходит почти вертикальный разрыв земной коры и образуется расширяющийся к поверхности канал разрушения – трубка взрыва. По такому каналу кимберлитовая магма, дополнительно подогретая за счет глубинной фокусировки других волн, поднимается к поверхности Земли, образуя кимберлитовую трубку. Отсутствие идеальной цилиндрической симметрии, обусловленное неоднородностью земной коры на пути распространения волны, приводит к ее дефокусировке, формированию нескольких центров схождения, т. е. к образованию поля трубок.

Введение

В идеальном случае сходящейся цилиндрической волны в упругой среде происходит неограниченный рост амплитуды и плотности энергии в ней. В отечественной литературе такие явления получили название кумулятивных [1]. Кумуляция энергии при схождении волны к центру или оси фокусировки имеет место и в реальных средах, что характерно также для сходящихся сейсмических волн Рэлея и Лява, так как в окрестности осей их фокусировки движение становится осесимметричным.

Благоприятные условия для кумуляции сейсмических поверхностных волн создаются при ударах достаточно крупных космических тел о Землю. Поверхностные волны, порождаемые ударом, фокусируются в области, диаметрально противоположной месту удара – области антипода. Рост плотности энергии в волне по мере ее схождения приводит к разрушению пород земной коры вблизи оси фокусировки. Можно ожидать геофизических последствий этих явлений, в частности образования таких геологических структур, как кимберлитовые трубки (КТ) или другие трубки взрыва.

Кимберлитовые трубки являются разновидностью трубок взрыва, или диатрем, и представляют собой воронкообразные вертикальные каналы в земной коре, заполненные породами глубинного происхождения. Поперечные сечения их бывают округлой, удлиненной или неправильной формы площадью от 10^2 до $1,4 \cdot 10^6$ м². С увеличением глубины площадь сечения уменьшается, и на глубинах 1...3 км трубки обычно переходят в дайки – пластообразные крутопадающие тела большой протяженности и малой толщины [2]. Дайки служат подводными каналами для трубок и связывают их с глубинными разломами Земли.

Как правило, КТ располагаются на щитах (кратонах) древних платформ – самых прочных участках земной коры, ближе к блокам коры, горные породы которых обладают густой, изометрично ориентированной тектонической трещиноватостью. В пределах кимберлитовой провинции трубки группируются в кимберлитовые поля, характерные размеры которых составляют от единиц до десятков километров. В пределах одного поля может находиться от трех до нескольких десятков трубок. Например, в Центрально-Сибирской кимберлитовой провинции Малоботуобинское поле насчитывает 9 трубок, Далдынское поле – 55 трубок [2]. Расстояние между трубками составляет от сотен метров до нескольких километров.

Кимберлит является ультраосновной горной породой порфировой структуры, в состав которой входят пиропосодержащие породы: перидотиты, пироксены и др. Перидотиты являются главными составляющими вещества мантии Земли [3]. Кимберлитовые породы, заполняющие трубки и подводные дайки, помимо экономической ценности (месторождения алмазов) представляют значительный научный интерес. Они содержат информацию о происхождении алмазов, составе пород и термодинамических условиях в верхней мантии Земли.

Кимберлитовые трубки имеют следующие особенности [2, 4]. Верхняя часть их (раструб) имеет форму усеченного конуса, повернутого широким основанием к дневной поверхности, которая существовала к моменту образования трубки. Средняя часть трубки имеет близкое к круговому сечению, медленно сужающееся с увеличением глубины. Нижняя, корневая часть имеет не столь регулярное строение. Ее поперечное сечение с увеличением глубины уменьшается, трубка сплющивается и на глубине 1...3 км переходит в подводные дайки. Первоначально горизонтальные слои пород вблизи трубки бывают изогнутыми вверх, вниз или остаются горизонтальными. В прилегающей к трубке контактной зоне породы расчленены системами вертикальных, концентрических и радиальных трещин, распространяющихся на расстояние нескольких (иногда десятков) метров от контакта. Внедрившийся в трещины кимберлит образует апофизы – тонкие жилоподобные ответвления.

Кимберлиты в трубках преимущественно представляют собой брекчии, т. е. состоят из сцементированных обломков различных пород, в то время как в подводных дайках и силлах (пластообразных внедрившихся образованиях) они являются массивными. Кимберлиты верхних частей трубок содержат большие скопления обломков и глыб вмещающих пород, которые, по видимому, образовались при обрушении бортов канала и переместились вниз на несколько сотен метров, а иногда до 1 км. Глубинные ксенолиты, находящиеся в кимберлитах (оливин, гранат, диопсид, алмаз, кварц и др.), обнаруживают признаки метаморфизма – частичную или полную перекристаллизацию, изменение минерального состава и т. д. В них встречаются фазы кварца высокого давления (коэсит, стишовит), разновидность алмаза лонсдейлит, разновидности других минералов. Еще одной важной особенностью кимберлитов в рассматриваемых геологических

комплексах является отсутствие признаков термического воздействия на вмещающие породы и ксенолиты в трубках и наличие их на контактных границах даек и силлов. Это означает, что кимберлиты внедрялись в трубки в холодном состоянии [4].

Физические свойства и минералогический состав кимберлитов и содержащихся в них ксенолитов свидетельствуют о большой глубине их зарождения и скорости подъема. Лабораторные исследования мантийных пород при высоких давлениях показывают, что кимберлитовые магмы должны возникать в нижних слоях жесткой литосферы на глубинах 120...190 км [5].

Согласно оценке в [6] скорость подъема ксенолитов по каналу трубки могла достигать 100 км/ч. Внедрение кимберлитов в трубки Южной Африки, начиная с докембрия, происходило около 1700, 1200, 100, 80 млн лет назад. В трубки Сибирской платформы внедрение кимберлитов происходило 470, 375, 325 и 200 млн лет назад, а в трубки Русской платформы – 355 млн лет назад [7]. Принято считать, что кимберлитовые трубки являются конечными участками транспортных каналов, по которым вещество мантии поднималось на поверхность Земли.

Механизм образования КТ до настоящего времени остается неясным и является предметом дискуссий. Имеется ряд гипотез об их происхождении [2]. Перечислим основные из них.

Самая ранняя гипотеза – газозрывная [8], в соответствии с которой КТ образуются в результате ряда газовых взрывов. В [9] предполагается, что КТ образуются в результате диапирического протыкания пород, а кимберлитовые тела являются диапирами, или штоками. Авторы работы [10] считают, что диатремы образуются путем газовой абразии вмещающих пород. В [2, 8] утверждается, что КТ являются жерлами древних вулканов. Механизм образования КТ в процессе флюидизации, когда обломочный материал транспортируется быстро движущимся газообразным потоком (газ представляет собой смесь двуокиси углерода и паров воды, жидкость – обогащенная кальцитом кимберлитовая магма), обсуждается в [4]. В [11] также рассматривался механизм образования КТ путем флюидного брекчирования. Под флюидным брекчированием авторы [11] понимают совокупность процессов, играющих, по их мнению, важную роль в образовании трубок: гидравлическое дробление и раздвигание окружающих пород внедряющимся жидким или газообразным кимберлитом; адсорбционное уменьшение прочности и стрессовая коррозия окружающих пород, вызываемые флюидом кимберлита и ведущие к разрушению пород; газовая и газообразная абразия вмещающих пород. (Под стрессовой коррозией понимается коррозия на границах сред, обусловленная наличием напряжений.) Кроме того, авторы [11] считают, что одним из определяющих факторов образования КТ является трещиноватость окружающих пород, существовавшая до заполнения.

Согласно [12, 13] диатремы образуются в результате воздействия восходящих растворов, которые частично растворяют вмещающие породы вдоль субвертикальных каналов, что приводит к обрушению блоков пород и формированию трубок. По мнению авторов работ [2, 14], движущим агентом, осуществляющим перемещение вверх материала, заполняющего трубки, является водяной пар, возникающий при достижении магмой кимберлита горизонтов земной коры, насыщенных водой.

Из приведенного краткого обзора следует, что все указанные механизмы, предположительно приводящие к образованию КТ, являются постоянными в геологической истории Земли. Тектоническая трещиноватость горных пород коры развита повсеместно, наличие расплавленной магмы, насыщенной газами, в верхней мантии доказывается деятельностью вулканов. Стрессо-

вая коррозия, адсорбционное уменьшение прочности, растворение горных пород – непрерывно действующие процессы.

На первый взгляд КТ должны постоянно образовываться в земной коре. Однако найденные к настоящему времени трубки имеют возраст не менее 59 млн лет [4]. Как следует из геологических данных, образование КТ происходило в определенные промежутки времени, разделенные длительными периодами «молчания». Перечисленные гипотезы не объясняют, почему КТ не возникают в современную геологическую эпоху.

Каналы КТ в масштабах континентальных блоков являются тончайшими «проколами» земной коры. Нет оснований считать, что они образовались в коре при ее формировании. По-видимому, по некоторым причинам время от времени должен «включаться» механизм их возникновения. В течение длительного времени после образования такие каналы обладают повышенной проницаемостью и представляют собой потенциальные пути для выхода глубинных пород. При достижении определенных условий мантийные породы устремляются в них, наполняя и образуя тело трубок. В основе механизма образования каналов могут лежать волновые процессы, обусловленные ударами достаточно крупных космических тел, что характерно при смене геологических эпох.

Зоны с интенсивной трещиноватостью, имеющие форму удлиненных округлых конусов, образуются при фокусировке интенсивных поверхностных сейсмических волн. Такие волны возникают при ударе о Землю достаточно крупных космических тел: астероидов, комет, а также их фрагментов. Распространяясь вдоль поверхности Земли, эти волны фокусируются в области, диаметрально противоположной месту удара – области антипода. В этой области создаются вертикально ориентированные разрушения пород земной коры, представляющие собой заполненные ослабленными породами потенциальные каналы, по которым кимберлитовая магма может подниматься к поверхности Земли.

Причиной формирования каналов разрушения в горной породе является нарастание напряжений в сходящейся поверхностной волне (волне Рэлея) и образование разрывов при ее фокусировке. Следует отметить, что аналогичные кумулятивные явления имеют место, например: при фокусировке сходящихся акустических и ударных волн, при выходе волн цунами на береговой шельф, при сжатии конической оболочки в кумулятивном снаряде и т. д. (см., например, [1]).

Порода, разрушенная сходящимися волнами, обладает повышенной проницаемостью для флюидов из верхней мантии. При этом нарушается существовавшее до фокусировки волны равновесие между литостатическими напряжениями, с одной стороны, и весом столба породы и силами его сцепления с окружающей средой – с другой. В дальнейшем часть разрушенных пород, не сдерживаемая силами сцепления, выносится наверх поднимающимся флюидом кимберлита.

В данной работе рассматривается фокусировка поверхностных волн Рэлея (*R*-волн), играющих, по-видимому, основную роль в иницировании процесса образования КТ.

Параметры сходящейся волны Рэлея при ударе космического тела о Землю

Количественную оценку параметров волны Рэлея, сходящейся к точке антипода, можно получить, используя аналогию высокоскоростного удара и взрыва. По характеру протекающих механических процессов эти явления близки. Поэтому в некотором приближении можно считать, что удар аналогичен эффективному взрыву с определенной энергией и глубиной заложения. Этот

вопрос требует проведения дополнительных исследований. В настоящей работе ограничимся лишь грубыми оценками, определяющими исходные параметры поверхностной волны.

Доля энергии удара E_s , переходящая в сейсмическую энергию, пропорциональна кинетической энергии ударяющего тела: $E_s = k_s E_k$ (E_k – кинетическая энергия ударяющего тела; $k_s = 10^{-3} \dots 10^{-5}$ – сейсмическая эффективность удара, т. е. доля энергии удара, перешедшая в энергию сейсмического движения). Обычно принимается $k_s = 10^{-4}$ [15]. Сейсмическая эффективность взрыва зависит от вида грунта, в котором он происходит, и составляет от 0,1% для аллювия до 5% для гранита [16]. В данном случае в качестве сейсмической эффективности взрыва в указанном диапазоне выберем среднее значение $k_{s, \text{exp}} = 10^{-4}$. Таким образом, будем считать, что сейсмическая эффективность удара примерно в 100 раз меньше сейсмической эффективности взрыва. Приведенная оценка весьма грубая, поэтому в дальнейшем параметр k_s должен быть определен более точно.

Сделаем еще одно допущение, полагая, что распределение энергии между объемными и поверхностными волнами при ударе и взрыве одинаково. По-видимому, это предположение также приводит к некоторому занижению интенсивности R -волны, поскольку даже из качественного анализа следует, что удар космического тела о Землю является более эффективным генератором поверхностных волн, чем подземный взрыв.

Сейсмические поверхностные волны открыты Рэлеем [17]. Сведения об их свойствах сохранились также в [18, 19] и других работах, ниже приведены лишь некоторые из них.

1. Движение среды в R -волне происходит в приповерхностном слое, толщина которого имеет величину порядка длины волны λ .
2. Частицы среды движутся по эллиптическим траекториям так, что на фронте волны они начинают смещаться в сторону источника волны.
3. Амплитуда волны, генерируемой сосредоточенным источником, уменьшается с увеличением расстояния r , пройденного волной, по закону $r^{-1/2}$.
4. С увеличением глубины z амплитуда смещения уменьшается следующим образом. Горизонтальная компонента смещения убывает по линейному закону до глубины $z \approx \lambda/4$, при которой она меняет знак. После этого она увеличивается, а затем экспоненциально убывает. Вертикальная компонента смещения при $0 \lesssim z \lesssim \lambda/4$ почти постоянна, а при $z \gtrsim \lambda/4$ экспоненциально убывает. Из-за изменения знака горизонтальной компоненты смещения при $z \gtrsim \lambda/4$ направление вращения частиц меняется на противоположное.
5. При увеличении глубины, на которой находится источник ($z = z_0$), амплитуда волны уменьшается по экспоненте.
6. В случае R -волны, генерированной взрывным источником, смещение поверхности среды в зависимости от времени имеет вид одиночного волнового импульса (волнового пакета). Зависимости амплитуды колебаний от расстояния до эпицентра и глубин, на которых находятся точка наблюдения и источник, а также вид траекторий частиц, качественно такие же, как и для гармонической волны, основной период которой приблизительно равен длительности импульсной R -волны.
7. Движение в R -волне, распространяющейся вдоль поверхности однородного идеально упругого шара, приближенно симметрично относительно сечения большого круга, перпендикулярного оси, проходящей через источник и его антипод. На участке между источником и окружностью большого круга амплитуда R -волны убывает по закону $r^{-1/2}$ (r – расстояние от

источника, отсчитываемое вдоль поверхности шара). После прохождения волной окружности большого круга по мере приближения к точке антипода амплитуда возрастает по тому же закону $r^{-1/2}$, но теперь r представляет собой расстояние вдоль поверхности шара от фронта волны до точки антипода. Кроме того, фаза колебаний вертикальной компоненты около антипода сдвигается на 180° относительно фазы колебаний вблизи источника, что подтверждается данными, представленными на рис. 1, 2, взятых из работы [18]. На рис. 1 приведены зависимости смещений в R -волне от времени в двух точках поверхности однородного упругого шара радиуса $a = 6400$ км, расположенных симметрично относительно сечения большого круга и удаленных от источника и его антипода на расстояние, равное 1100 км. При этом угловое расстояние составляет $\theta = 10^\circ$.

На рис. 2 показаны траектории частиц в указанных точках. Источник – взрыв, генерирующий продольную P -волну. Источник находится на глубине $z_0 = 1$ км от поверхности шара.

На рис. 1 по оси абсцисс отложено безразмерное время $c_s t/a$ (a – радиус шара (Земли); c_s – скорость распространения поперечных S -волн в среде; t – время, отсчитываемое с момента взрыва). По оси ординат отложены вертикальная (U_R) и горизонтальная (U_θ) компоненты смещения, измеряемые в масштабе A^3/a^2 (A – параметр, имеющий размерность длины). Используется сферическая система координат (R, θ, ϕ). Движение предполагается осесимметричным.

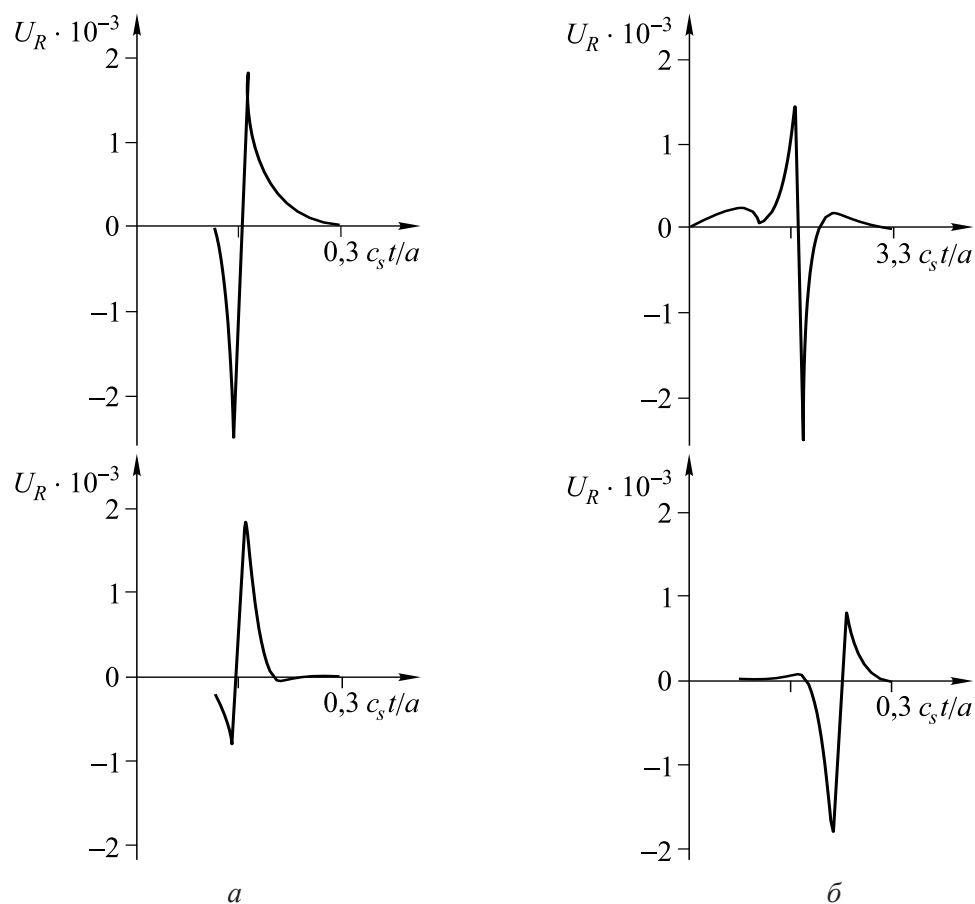


Рис. 1. Зависимости смещения поверхности Земли в волне Рэлея от времени вблизи источника (а) и антипода (б)

Значение параметра A в [18] не приводится. Сравнивая значение функции источника, использованное в [18], с полученным в [16] для подземного ядерного взрыва, имеем $A \approx 5 \cdot 10^3$ м. В этом случае масштабный множитель $A^3/a^2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ м, чему соответствует энергия взрыва $E_0 \approx 7,5 \cdot 10^{20}$ Дж. Данные на рис. 1, б и 2, б можно использовать в качестве начальных параметров для сходящейся R -волны при изучении ее дальнейшего схождения к антиподу.

Из рис. 1, 2 следует, что траектории частиц в R -волне мало отличаются от круговых, т. е. амплитуды компонент смещения примерно равны: $|U^\theta/U^R| \approx 0,8$. Поэтому в дальнейшем в качестве амплитуды R -волны принимается любая из них или, например, их полусумма $U = (U_R + U_\theta)/2$. В качестве длины волны примем величину $\lambda = c_s T$ (T – удвоенный интервал времени Δt между главными экстремумами на кривой зависимости смещения от времени).

В окрестности антипода будем использовать локальную цилиндрическую систему координат (r, z, φ) с началом отсчета в точке антипода A . Ось z направлена к центру шара, плоскость значений r лежит в плоскости, касательной к шару в точке A . При этом $r > 0$, $z \geq 0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Из геометрии задачи и характера движения R -волны вдоль поверхности шара следует, что вблизи антипода она представляет собой цилиндрическую сходящуюся волну, причем движение не зависит от угловой координаты φ . Осью фокусировки волны является прямая, проходящая через точку удара и точку антипода.

Амплитуды смещения u и скорости смещения v для точек, расположенных на поверхности Земли в окрестности антипода, можно представить в виде

$$u = u_1 (r_1/r)^{1/2}, \quad v = v_1 (r^1/r)^{1/2}, \quad (1)$$

где r – расстояние от точки антипода до фронта волны; u_1, v_1 , – амплитуды смещения и скорости в точке $r = r_1$.

В качестве начальных значений u_1 , и v_1 , возьмем амплитуды волны Рэлея, вычисленные в [18] при расстоянии от точки антипода $r_1 \approx 1100$ км.

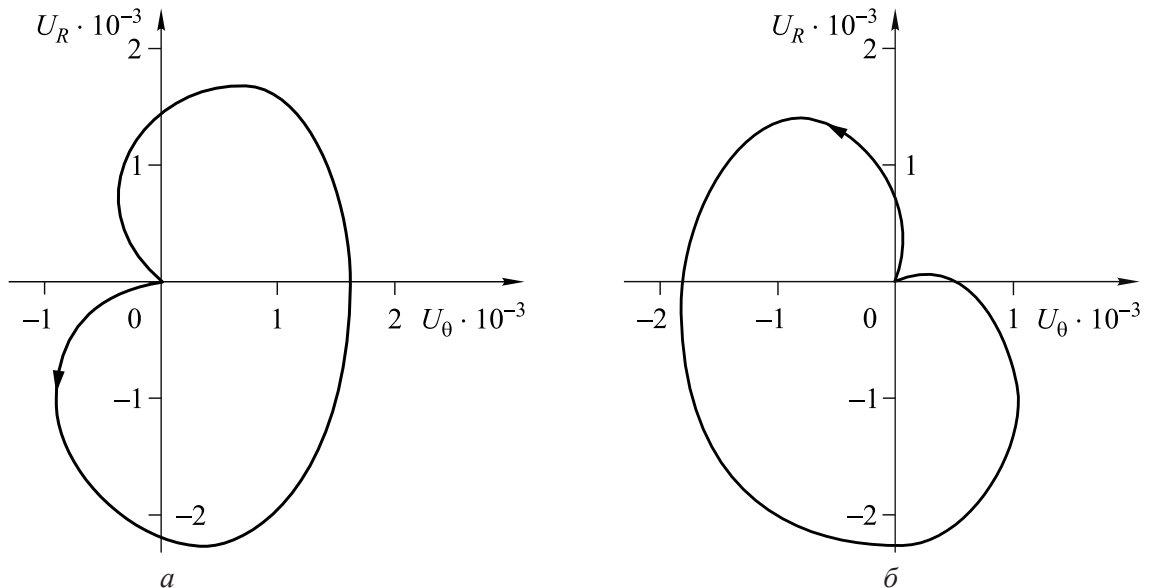


Рис. 2. Траектория частиц среды в волне Рэлея вблизи источника (а) и антипода (б)

Характерные значения u_1 и интервал Δt между соседними экстремумами зависимости $u = u(t)$ определяются по рис. 1, б и 2, б:

$$u_1 \approx 7,5 \text{ м}; \Delta t \approx 0,02a/c_s \approx 36 \text{ с.}$$

Зная Δt , находим период колебаний $T = 2\Delta t \approx 72 \text{ с}$ и, принимая скорость поперечных волн $c_s \approx 3,55 \text{ км/с}$, получаем $\lambda = c_s T \approx 250 \text{ км}$. Скорость смещения оценивается по формуле $v_1 = 2u_1/\Delta t \approx 0,04 \text{ м/с}$.

Напряженное состояние среды определяется тензором напряжений

$$\hat{\sigma} = \sigma_r n_r n_r + \sigma_z n_z n_z + \sigma_j n_j n_j + \sigma_{rz} n_r n_z,$$

здесь n_r, n_z, n_ϕ – орты цилиндрической системы координат, привязанной к точке антипода.

Амплитуды тензора напряжений в сходящейся R -волне имеют один и тот же порядок величины. Поэтому оценку напряжений будем производить по значению компоненты σ_ϕ напряжений, вызывающих возникновение радиальных трещин в среде при фокусировке R -волны:

$$\sigma_\phi = 2\rho c_s^2 \left(\frac{u_r}{r} + \frac{v}{1-2v} \operatorname{div} u \right),$$

здесь $u = u_r n_r + u_z n_z$ – вектор смещения.

В выражении для $\operatorname{div} u$ значения производной $\partial u_z / \partial z$ малы в соответствии с приведенными выше свойствами R -волны, поэтому

$$\operatorname{div} u = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \approx \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r}.$$

С учетом сделанного ранее замечания о близости значений u_r и u_z будем рассматривать только компоненту u_r , опуская для краткости индекс. Тогда рост амплитуды напряжений в сходящейся R -волне приближенно определяется выражением

$$\sigma_\phi \approx 2\rho c_s^2 \left[\frac{u}{r} + \frac{v}{1-2v} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) \right] \approx \rho c_s^2 \frac{2-3v}{1-2v} \frac{u_1}{r_1} \left(\frac{r_1}{r} \right)^{3/2} = \sigma_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{3/2}, \quad (2)$$

где $\sigma_1 = \rho c_s^2 \left[\frac{2-3v}{1-2v} \right] \frac{u_1}{r_1}$.

При оценке параметров волны Рэлея используем следующие усредненные характеристики земной коры: плотность $\rho = 2,84 \text{ г/см}^3$; скорость распространения продольных волн $c_l = 6,30 \text{ км/с}$; скорость распространения поперечных волн $c_s = 3,55 \text{ км/с}$; коэффициент Пуассона $\nu = 0,27$; толщина земной коры $H = 33 \text{ км}$. Тогда для рассматриваемого реперного взрыва на расстоянии от точки антипода $r = r_1 = 1100 \text{ км}$ характерное значение напряжения в сходящейся поверхностной волне составит $\sigma_\phi|_{r=r_1} = \sigma_1 = 0,65 \text{ МПа}$.

С использованием полученных характерных значений величин для взрыва вычислим значения параметров R -волны u_1, v_1, σ_1 , при $r_1 = 1,1 \cdot 10^6 \text{ м}$ и $z_0 = 103 \text{ м}$ в случае удара с кинетической энергией ударяющего тела $E_k = 4,2 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$. При этом будем учитывать, что согласно сделанному предположению сейсмическая эффективность удара примерно в 100 раз меньше

сейсмической эффективности взрыва, т. е. линейные и временные масштабы необходимо уменьшить в $(180 \cdot 100)^{1/3} \approx 26$ раз. Тогда для приведенных масштабов получаем

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ м/Дж}^{1/3}, \quad \bar{v}_1 = 0,40 \text{ м/с}, \quad \sigma_1 = 0,65 \text{ МПа}, \\ \bar{\lambda}_1 &= 6,6 \cdot 10^{-3} \text{ м/Дж}^{1/3}, \quad \bar{T} = 1,68 \cdot 10^{-6} \text{ м/Дж}^{1/3}, \\ \text{при } r_1 &= 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ м/Дж}^{1/3}, \quad \bar{z}_0 = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ м/Дж}^{1/3}, \end{aligned} \quad (3)$$

а для произвольной энергии E , выраженной в джоулях, имеем

$$\begin{aligned} u_1 &= 1,8 \cdot 10^{-7} E^{1/3} \text{ м}; \quad v_1 = 0,40 \text{ м/с}, \quad \sigma_1 = 0,65 \text{ МПа}, \\ \lambda_1 &= 6 \cdot 10^{-3} E^{1/3} \text{ м}; \quad T = 1,68 \cdot 10^{-6} E^{1/3} \text{ с}, \\ \text{при } r_1 &= 2,5 \cdot 10^{-2} E^{1/3} \text{ м}; \quad z_0 = 2,3 \cdot 10^{-6} E^{1/3} \text{ м}. \end{aligned} \quad (4)$$

Оценка диссипации энергии

Амплитуда R -волны уменьшается не только из-за геометрического расхождения, но и вследствие рассеяния на неоднородностях и внутреннего трения в среде. При малом отличии свойств вещества земной коры от свойств идеально упругого тела общее ослабление амплитуды волны может быть оценено введением в формулы (1), (2) дополнительного множителя вида $\exp[-\alpha(T)l]$, где $\alpha(T)$ – коэффициент затухания для колебаний с периодом T ; l – расстояние, пройденное волной. Коэффициент α выражается через диссипативную функцию $Q-1$ (Q – механическая добротность колебательной системы), групповую скорость c_R волнового пакета и период колебаний T по известной формуле

$$\alpha = \pi / (c_R T Q). \quad (5)$$

Для пород земной коры Q и c_R также являются функциями T . Зависимости $Q(T)$ и $c_r(T)$ для основной гармоники волны Рэлея в континентальной коре рассчитаны в [19]. Результаты расчета коэффициента α по формуле (5) с использованием данных из [19] представлены в таблице. Данные, приведенные в последней графе таблицы, показывают, во сколько раз уменьшит-

T , с	c_R , км/с	λ , км	$Q \cdot 10^{-2}$	$\alpha \cdot 10^4$, км ⁻¹	$\exp(2 \cdot 10^4 \alpha)$
12	3,10	37	5,10	1,67	28,0
23	3,10	71	3,10	1,40	16,4
43	3,60	155	2,50	0,81	5,1
72	3,80	270	1,25	0,92	6,2
108	3,75	400	1,00	0,78	4,8
215	3,70	800	0,94	0,42	2,3

ся амплитуда R -волны на пути от места удара до антипода ($l = 2 \cdot 10^4$ км). Например, R -волна с периодом $T = 43$ с и длиной $\lambda = 155$ км ослабляется в 5 раз, а волна с $\lambda = 800$ км – в 2,3 раза. Таким образом, вследствие диссипативных потерь закон геометрического подобия для ударов разного масштаба нарушается. В зависимости от силы удара для каждого удара необходимо вводить поправку в параметры волны, что можно сделать с использованием данных таблицы.

С учетом диссипативных потерь формулы для амплитудных параметров сходящейся R -волны принимают вид

$$u = u_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{1/2} \exp[-\alpha(\pi a - r)], \quad v = v_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{1/2} \exp[-\alpha(\pi a - r)],$$

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{3/2} \exp[-\alpha(\pi a - r)], \quad (6)$$

где коэффициент ослабления $\alpha = \alpha(T)$ определяется выражением (5); a – радиус Земли. В окрестности антипода $r \ll \pi a$, поэтому, пренебрегая вторым слагаемым в показателе экспоненты, получаем

$$u = u_1 (r_1/r)^{1/2} \exp[-\alpha(T)\pi a], \quad v = v_1 (r_1/r)^{1/2} \exp[-\alpha(T)\pi a],$$

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{3/2} \exp[-\alpha(T)\pi a], \quad (7)$$

где значения параметров $u_1, v_1, \sigma_1, T, r_1$ определяются выражениями (4).

Разрушение горной породы в окрестности антипода

Волна Рэлея движется по поверхности Земли к антиподу в виде кольцевого вала, диаметр $2r$ которого уменьшается и при фокусировке обращается в нуль. Высота вала (амплитуда смещения поверхности) растет по закону $r^{-1/2}$, напряжение и деформации увеличиваются по закону $r^{-3/2}$, а плотность упругой энергии – как r^{-3} при $r \rightarrow 0$. При этом движение в приповерхностном слое Земли распространяется на глубину, примерно равную длине R -волны. Таким образом, к оси фокусировки сходится сейсмическое возмущение в виде цилиндрической волны. На фронте волны грунт начинает двигаться от оси фокусировки. Он растягивается в радиальном, азимутальном и вертикальном направлениях. По мере схождения волны вследствие роста напряжений на некотором расстоянии от оси фокусировки $r = r_*$ напряжения превышают предел прочности грунта, и он начинает растрескиваться, разрушаться.

Система трещин, возникшая на расстоянии $r = r_*$ продвигается вместе с волной к оси фокусировки, а граница $r = r_*$ при этом отступает в противоположном направлении. Разбитая трещинами порода удаляется от оси. В результате вдоль оси фокусировки в течение некоторого времени существует цилиндрическая, сужающаяся с увеличением глубины полость, стенка которой состоит из разрушенных пород. Угол наклона стенки больше угла естественного откоса для разрушенных пород. Вследствие этого куски раздробленной породы падают вниз под действием гравитационной силы.

Оценим размеры зоны разрушения r_* , время существования полости t_* , радиус полости r_h и глубину падения кусков породы z_* . Пусть $\sigma = \sigma_*$ – прочность породы на разрыв. Образование радиальных трещин на расстоянии от антипода $r = r_*$ начнется при условии

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{3/2} \exp[-\alpha(T)\pi a] = \sigma_* + \sigma_g \quad (8)$$

($\sigma_g = \rho g z$ – литостатическое давление на глубине z ; g – ускорение свободного падения).

Из (8) получаем

$$r_* = r_1 \left(\frac{\sigma_1 \exp[-\pi a \alpha(T)]}{\sigma_* + \rho g z} \right)^{2/3}. \quad (9)$$

Смещение u_* и скорость v_* границы $r = r_*$ определяются соотношениями

$$u_* = u_1 \left(\frac{r_1}{r_*} \right)^{1/2} \exp[-\alpha(T)\pi a] = u_1 \left(\frac{\sigma_* + \rho g z}{\sigma_1} \right)^{1/3} \exp\left[-\frac{2}{3}\pi a \alpha(T)\right]; \quad (10)$$

$$v_* = u_1 \left(\frac{\sigma_* + \rho g z}{\sigma_1} \right)^{1/3} \exp\left[-\frac{2}{3}\pi a \alpha(T)\right]. \quad (11)$$

Максимальный радиус полости на уровне свободной поверхности можно оценить на основе закона сохранения массы. Порода, сместившаяся с границы $r = r_*$ в слое единичной толщины, освобождает объем, равный $2\pi r_* u_*$, который в свою очередь равен объему полости вблизи оси фокусировки πr_h^2 . Из этого условия с использованием соотношений (9) и (10) получаем

$$r_h = 2(r_* u_*)^{1/2} = 2(r_1^2 u_1^2)^{1/2} (\sigma_1 / \sigma_*)^{1/6} \exp[-(2/3)\pi a \alpha(T)]. \quad (12)$$

Время существования полости приблизительно равно длительности фазы растяжения в R -волне:

$$t_* = \frac{2u_*}{v_*} = \frac{2u_1}{v_1} = 10^{-6} E^{1/3} \text{ с}. \quad (13)$$

Разрушенная трещинами порода при расширении полости рассыпается на куски, которые падают вниз до тех пор, пока сдвигающиеся стенки полости не заклинят их на некоторой глубине z_* . За время t_* куски упадут на глубину

$$z_* = \frac{g t_*^2}{2} = 2g \left(\frac{u_1}{v_1} \right)^2 = 0,5 \cdot 10^{-12} g E^{2/3}. \quad (14)$$

Пример. Пусть космическое тело плотностью $\rho = 2750 \text{ кг/м}^3$ и радиусом $r_0 = 1 \text{ км}$ соударяется с Землей со скоростью $V = 20 \text{ км/с}$. Его кинетическая энергия

$$E = \frac{mV^2}{2} = \frac{4}{3} \frac{\pi \rho r_0^3}{2} = 2,3 \cdot 10^{21} \text{ Дж}.$$

В соответствии с (4) период колебаний в R -волне, порожденной ударом, $T = 23$ с. Ему соответствует длина волны $\lambda = 71$ км. В таблице находим коэффициент ослабления $\alpha = \alpha(T) = \alpha(23) = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$ и экспоненциальный множитель $\exp[\pi\alpha(T)] = \exp[2 \cdot 10^4 \alpha(T)] = 16,4$.

Характерное значение прочности горных пород на растяжение $\sigma_* \approx 30$ МПа. Тогда с учетом (4) и соотношений (9)–(14) радиус зоны разрушений вблизи поверхности ($z \approx 0$) $r_* \approx 4180$ м, смещение границы разрушения $u_* \approx 1,37$ м, скорость границы разрушения $v_* \approx 0,224$ м/с, радиус полости $r_h \approx 151$ м, время существования полости $t_* \approx 12,3$ с, глубина падения обломков $z_* \approx 740$.

Рассматриваемый процесс (образование конической области растрескавшейся горной породы и полости) происходит на глубине менее четверти длины волны Рэлея. Ниже этого уровня действие волны начинается с фазы сжатия, т. е. вещество движется к оси фокусировки и сжимается. Для исследования этой области движения модель упругого тела не подходит. Необходимо учитывать пластические свойства горных пород земной коры. Опишем качественно происходящие в дальнейшем процессы.

По окончании фазы растяжения выше уровня $z \approx \lambda/4$ горная порода начинает двигаться к оси фокусировки и сжимается. Происходит ее дальнейшее разрушение, при этом возможен переход в пластическое состояние. Закон схождения волны изменяется, но концентрация энергии вблизи оси фокусировки продолжает увеличиваться, хотя и в меньшей степени, чем в упругой волне [1]. При этом возможно формирование течения грунта в виде струи, направленной вверх, приводящее к выбросу грунта из области, прилегающей к оси фокусировки. В то же время ниже уровня $z \approx \lambda/4$ вещество начинает растягиваться. Это может привести к его разрушению и образованию полости в виде конуса, расширяющегося с увеличением глубины. Нижняя полость, как и верхняя, существует в течение времени $t_* \approx 10^{-6} E^{1/3}$. Ее закрытие может привести к подъему пород коры вверх.

При достаточно большой энергии удара и, следовательно, достаточно большой длине волны λ труба разрушенных пород коры может проникнуть в мантию. Образовавшийся канал разрушенной породы является тем первичным каналом, через который в дальнейшем мантийное вещество в виде кимберлитовой магмы может подняться к поверхности Земли и образовать кимберлитовую трубку.

Следовательно, условием образования КТ является следующее: длина сходящейся к антиподу R -волны должна быть больше толщины земной коры. Используя для длины волны выражение из (4), получаем, что кинетическая энергия ударяющего тела должна составлять $E \gtrsim 4,6 \cdot 10^6 H^3$ Дж, где H выражено в метрах.

Влияние неоднородности Земли

Полученные приближенные оценки параметров сходящейся R -волны и ее воздействия на породы земной коры в окрестности антипода справедливы для однородного упругого шара. Земной шар неоднороден: плотность и скорости распространения сейсмических волн в основном возрастают с увеличением глубины. Вследствие этого сейсмические лучи P - и S -волн, идущие от места удара, искривляются. Часть из них отражается от границы мантии и вновь попадает в слой земной коры. Другая часть движется в сторону свободной поверхности и отражается от нее. При каждом отражении возникают новые P - и S -волны, а также поверхностные

R-волны. Число отраженных волн растет в геометрической прогрессии. Они интерферируют, так что существенная часть энергии движения концентрируется вблизи свободной поверхности в приповерхностном волноводе. В результате в слое коры формируются системы поверхностных интерференционных волн: волны Рэлея, Лява и др.

Как и в случае однородного шара, амплитуды поверхностных волн, распространяющихся от источника до сечения большого круга, уменьшаются вследствие геометрического расхождения. После прохождения сечения большого круга амплитуды волн увеличиваются за счет схождения.

Характер колебаний в волнах Рэлея при этом изменяется. Вместо одиночного импульса распространяется цуг квазигармонических колебаний, а за ним – нерегулярные, более высокочастотные колебания. На область антипода одна за другой будут набегать растущие по амплитуде поверхностные волны. Их суммарное воздействие на породы коры, по-видимому, сильнее, чем в случае однородного шара.

В силу некоторой несферичности Земли и азимутально-широтной неоднородности трасс распространения поверхностных сейсмических волн будет происходить деформация их фронтов и возникать угловая неоднородность амплитуд. Фронт сходящейся волны может принять достаточно сложную форму, и фокусировка такого фронта может происходить вдоль нескольких осевых линий. Вероятно, фокусировка последующих *R*-волн в цуге будет происходить в местах, не совпадающих с местами фокусировки предыдущих. В результате в окрестности антипода может возникнуть семейство каналов разрушенных горных пород. При внедрении в них магмы кимберлита может образоваться поле КТ.

Внедрение магмы кимберлита по образовавшимся каналам разрушения облегчается и стимулируется не только поверхностными волнами. В более глубоких областях мантии, прилегающих к оси, проходящей через место удара и его антипод, фокусируется большое число других сейсмических волн. Их столкновение и взаимодействие с породами земной коры и мантии приводят к эффективной диссипации сейсмической энергии и переходу ее в тепло. Даже незначительное повышение температуры горных пород увеличивает их подвижность, ускоряет процессы перекристаллизации с выделением тепла [3]. По-видимому, именно эти глубинные процессы обуславливают подвижность мантийного вещества в основании кимберлитовых провинций. Последующее движение этого вещества вверх и по нормали к оси антипода приводит к последовательному заполнению каналов разрушения, созданных ранее при более слабых ударах. Предложенный сценарий является гипотетическим. Для его обоснования необходимы дополнительные исследования.

Заключение

Механизм образования КТ, рассмотренный в настоящей работе, позволяет объяснить многие особенности морфологии трубок и вмещающих пород, например, формы трубок, наличие на глубине обломочного материала верхних слоев вмещающих пород, брекчированность кимберлитов, метаморфизм ксенолитов, возникновение полей трубок и пр. Предлагаемый сценарий образования КТ допускает простираание каналов разрушения до мантии Земли, захват и продвижение мантийного вещества (кимберлита) по созданному *R*-волной каналу к дневной поверхности. Кумуляция поверхностных сейсмических волн является общим механизмом, инициирующим образование не только кимберлитовых, но и некоторых других видов диатрем.

Можно ожидать, что полей КТ на Земле столько же, сколько больших ударных кратеров и кольцевых структур, а количество диатремных полей определяется числом более слабых ударов. Существенная часть диатремных полей могла быть замаскирована активными геологическими процессами.

В антиподе областей известных алмазоносных провинций с учетом глобальных тектонических движений должны располагаться астроблемы и кольцевые структуры. Однако обнаружение их является непростой задачей, так как при этом необходимо учитывать движения земной коры. На современных картах Южно-Африканской алмазной провинции соответствует район Тихого океана к югу от Гавайских островов; Якутской провинции – район моря Уэддэлла у побережья Антарктиды; а Бразильской – район Тихого океана между Филиппинскими и Марианскими островами.

Изложенные в настоящей работе аргументы позволяют утверждать, что КТ и в общем случае поля диатрем являются свидетельствами и индикаторами бомбардировки Земли космическими телами. Наиболее крупные удары помимо образования конкретных полей диатрем обуславливали формирование глубинных мантийных потоков, которые в свою очередь приводили к заполнению ранее созданных каналов мантийным веществом. Представляет интерес разработка программы согласованных исследований движения земной коры, образования ударных кратеров и астроблем, генезиса диатремных полей. Результаты таких исследований могут внести существенный вклад в реконструкцию геологического прошлого Земли. Ценные результаты может дать изучение таких явлений на других планетах земной группы. На некоторых из них разрушения в антиподе ударов, по-видимому, будут выражены более ярко в силу меньшей интенсивности геологических процессов.

Литература

1. **Забабахин, Е. И.** Явления неограниченной кумуляции [Текст] / Е. И. Забабахин, И. Е. Забабахин. – М. : Наука, 1988.
2. **Милашев, В. А.** Кимберлиты и глубинная геология [Текст]. – Л. : Недра. Ленингр. отд-е, 1990.
3. **Ферхуген, Дж.** Земля. Введение в общую геологию [Текст] / Дж. Ферхуген, Ф. Тернер, Л. Вейс и др. – М. : Мир, 1974. – Т. 1, 2.
4. **Доусон, Дж.** Кимберлиты и ксенолиты в них [Текст]. – М. : Мир, 1983.
5. **Рябчиков, И. Д.** Расплавленные карбонаты в глубинах Земли [Текст] / И. Д. Рябчиков, И. Т. Расс // Природа. – 1998. – № 8. – С. 67–74.
6. **Frank, F. C.** Defects in diamonds [Text] // Proc. Of the Intern. Industry. Diamond conf., Oxford, 1966. – L. : Industr. Diamond Inform. Bureau, 1967. – P. 119–135.
7. **Белов, С. В.** Посланцы мантийных магм [Текст] / С. В. Белов, А. А. Фролов // Природа. – 1998. – № 11. – С. 44–56.
8. **Wagner, P. A.** Die Diamantfuhrenden gesteine Sudafricas, ihre Abban und ihre Aufbereitung, Berlin: S. n., 1909.
9. **Михеенко, В. И.** Механизм образования кимберлитовых трубок [Текст] // Докл. АН СССР. – 1972. – Т. 205, № 2. – С. 428–430.
10. **Новиков, Л. А.** Механизм формирования диатрем [Текст] / Л. А. Новиков, Р. М. Слободской // Сов. геология. – 1978. – № 8. – С. 3–14.



Без раны зверя не убьешь.

Не проткнув, не проколешь.

НИЗКОСКОРОСТНОЕ ПРОНИКАНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ В ГРУНТ

О. Н. Шубин, Д. В. Петров, И. Е. Забабахин

Рассматривается модель проникания осесимметричных заостренных тел в прочные малосжимаемые среды со скоростями много меньшими скорости звука в среде, а также в высокопористые среды. Рассматривается проникание в осесимметричный канал произвольной формы. Проводится сравнение с экспериментальными данными. Получены простые зависимости глубины проникания и перегрузок от параметров среды.

Введение

Известно, что заглубливание ядерного заряда в грунт приводит к значительному повышению эффективности взрыва по ударной волне в грунте, по сравнению с контактным взрывом. Поэтому одним из путей разрушения астероида является размещение ЯЗ в некоем снаряде, разогнанном до нескольких сотен метров, который необходимо загрузить на несколько метров таким образом, чтобы сохранить работоспособность ядерного устройства. Наибольшие трудности при этом реализуются в случае обеспечения проникания в высокоплотные и высокопрочные породы (типа гранитов, сланцев, известняков, доломитов), глубины проникания в которые невелики (~1 м), а ускорения могут достигать величины $10^4 g$.

Одним из технических решений этой задачи является обеспечение проникания в такие грунты по каналу, образованному взрывом кумулятивного заряда, расположенного перед снарядом. Дополнительный положительный эффект такой схемы – повышение устойчивости движения модуля при проникании.

Поэтому было бы полезно иметь в своем распоряжении простые аналитические соотношения для глубины проникания снаряда в различные среды, в том числе и по осесимметричному каналу с произвольным профилем, в зависимости от свойств среды. Оказалось, что такие приближенные соотношения можно получить в случае проникания заостренных осесимметричных тел в простые несжимаемые среды со скоростями много меньшими скорости звука в среде, а также в случае проникания в мягкие высокопористые среды.

1. Модель проникания осесимметричного тела в грунт

1.1. Проникание в прочный несжимаемый грунт

Рассмотрим задачу о низкоскоростном проникании абсолютно твердого снаряда массой m , диаметром $2R_M$, с оживалом в виде тонкого конуса (угол полураствора β , высота l_M) в прочный несжимаемый грунт с плотностью ρ (рис. 1).

Считаем, что скорость проникания $V \ll c_0$ (c_0 – скорость звука в грунте), угол β мал, а снаряд движется как целое. Малость угла β позволяет предположить, что массовая скорость частиц грунта направлена перпендикулярно оси снаряда. Условие $V \ll c_0$ позволяет считать, что ударной волны в грунте не образуется, и движение мгновенно передается на бесконечность.

Рассмотрим одномерную осесимметричную задачу о движении прочного несжимаемого грунта, на границе которого задан закон изменения массовой скорости от времени $U_\Gamma(t)$.

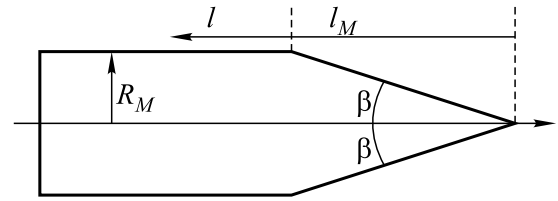


Рис. 1

Уравнение неразрывности в эйлеровой системе координат

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u\rho}{r} = 0$$

в случае несжимаемой жидкости принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} = 0,$$

откуда $u(r,t) = C(t)/r$, где $C(t)$ – определяется граничным условием

$$C(t) = u_\Gamma(t) R_\Gamma$$

$$R_\Gamma = \int_0^t u_\Gamma(t) dt.$$

Итак,

$$u(r,t) = u_\Gamma(t) \frac{R_\Gamma}{r}. \quad (1.1)$$

Уравнение движения в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} \right). \quad (1.2)$$

Предполагая грунт прочным, с пределом текучести равным Y_0 , будем считать, что главные напряжения и деформации связаны соотношением (условия Треска)

$$|\sigma_r - \sigma_\theta| = \begin{cases} 2\mu |\varepsilon_r - \varepsilon_\theta|, & \text{если } 2\mu |\varepsilon_r - \varepsilon_\theta| < Y_0; \\ Y_0, & \text{для } 2\mu |\varepsilon_r - \varepsilon_\theta| > Y_0, \end{cases} \quad (1.3)$$

где μ – модуль сдвига грунта.

Вещество вблизи поверхности конуса заведомо находится в пластичном состоянии. Тогда с учетом (1.1), (1.3) соотношение (1.2) примет вид

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} = \rho \left(\frac{\dot{u}_r R_r}{r} - \frac{(u_r R_r)^2}{r^3} + \frac{u_r^2}{r} \right) + \frac{Y_0}{r}.$$

Интегрируя, получим

$$\sigma_r = \left\{ \frac{1}{2} \rho \frac{u_r^2 R_r^2}{r^2} + \left[\rho (\dot{u}_r R_r + u_r^2) + Y_0 \right] \ln r \right\} \Big|_{R_e}^r + K(t). \quad (1.4)$$

Для нахождения функции $K(t)$ воспользуемся условием на границе пластичной и упругой зон $r = R_e$. Смещение частицы, находящейся на радиусе r в упругой области:

$$\xi(r, t) = \int_0^t u(r, t) dt = \frac{\int_0^t u_\Gamma(\tau) \int_0^\lambda u_\Gamma(\lambda) d\lambda d\tau}{r} = \frac{1}{2} \frac{\left[\int_0^t u_\Gamma(\tau) d\tau \right]^2}{r} = \frac{1}{2} \frac{R_\Gamma^2}{r}.$$

Компоненты деформации:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{\partial \xi}{\partial r} = -\frac{R_\Gamma^2}{2r^2}, \\ \varepsilon_\theta &= \frac{\xi}{r} = \frac{R_\Gamma^2}{2r^2}, \\ \varepsilon_z &= 0. \end{aligned}$$

Компоненты тензора напряжений в упругой области согласно закону Гука:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= 2\mu \left[\varepsilon_r + \frac{\nu}{1-2\nu} (\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z) \right] = -\mu \frac{R_\Gamma^2}{r^2}, \\ \sigma_\theta &= 2\mu \left[\varepsilon_\theta + \frac{\nu}{1-2\nu} (\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z) \right] = \mu \frac{R_\Gamma^2}{r^2}, \\ \sigma_z &= 2\mu \left[\varepsilon_z + \frac{\nu}{1-2\nu} (\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z) \right] = 0. \end{aligned}$$

На границе упругой области, при $r = R_e$

$$|\sigma_r - \sigma_\theta| = Y_0 = 2\mu \frac{R_\Gamma^2}{R_e^2}.$$

Откуда

$$R_e = \sqrt{\frac{2\mu}{Y_0}} R_\Gamma(t), \quad (1.5)$$

причем

$$\sigma_r|_{r=R_e} = -\frac{Y_0}{2}. \quad (1.6)$$

Подставляя (1.5), (1.6) в (1.4), получим зависимость $K(t)$, которая, очевидно, представляет собой $\sigma_r|_{r=R_e}$:

$$K(t) = \sigma_r(t)|_{r=R_\Gamma} = -\frac{Y_0}{2} + \frac{1}{2} \rho u_\Gamma^2 \left(1 - \frac{Y_0}{\mu}\right) + \frac{1}{2} \left[\rho (\dot{u} R_\Gamma + u_r^2) + Y_0 \right] \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right). \quad (1.7)$$

Следует сделать несколько замечаний относительно предположения о несжимаемости. Формально, согласно (1.4), при $r \rightarrow \infty$ напряжение $\sigma_r \rightarrow \infty$. Кроме того, расходится и интеграл

$$\int_{R_\Gamma}^{\infty} \frac{\rho u^2}{2} d(\pi r^2),$$

представляющий собой кинетическую энергию среды на единицу длины. Однако можно ожидать, что вблизи поверхности снаряда решение (1.4) близко к решению с учетом сжимаемости, поскольку для рассматриваемых скоростей проникания сжатия близки к единице. От расходимости кинетической энергии, радиального напряжения, в частности, можно избавиться, считая среду, начиная с некоторых значений

$$r > R_{e \max} = \sqrt{\frac{2\mu}{Y_0}} R_M,$$

упруго сжимаемой, что не меняет всех результатов приводимых ниже. Качественно эта ситуация проиллюстрирована на рис. 2.

Рассмотрим движение снаряда в грунте.

Давление, действующее на элемент конической поверхности снаряда: $p \approx -\sigma_r$. Тогда сила торможения, действующая на единицу площади конической поверхности заряда:

$$f = -\rho \sin \beta = \sigma_r, \quad (1.8)$$

где $\beta = \sigma_r$ определяется соотношением (1.7).

Пусть в момент времени t носик снаряда находится на глубине $H(t)$, скорость снаряда $\dot{H}(t)$. Тогда скорость любой точки конической поверхности в радиальном направлении

$$u_\Gamma(t) = \dot{H}(t) \operatorname{tg} \beta. \quad (1.9)$$

Таким образом, в соотношении (1.8) для f мы можем везде заменить $u_\Gamma(t)$ на $\dot{H}(t) \operatorname{tg} \beta$, но только интегрирование по t следует проводить не от $t = 0$, а от того момента t_1 , когда началось движение в соответствующем сечении.

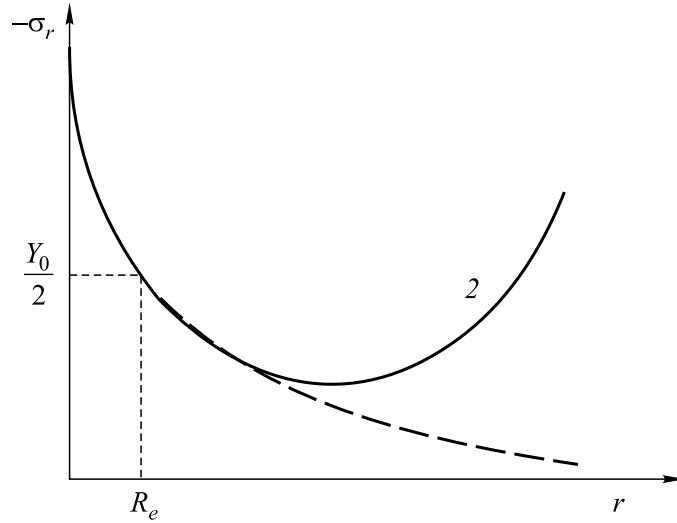


Рис. 2. Соотношение решений об одномерном расширении цилиндрической полости в сжимаемом (1) и несжимаемом (2) случаях

Введем систему координат, связанную с носиком снаряда. Тогда

$$\int_{t_1}^t u_{\Gamma} dt = \int_{t_1}^t \dot{H}(t) \operatorname{tg} \beta dt = \operatorname{tg} \beta [H(t) - H(t_1)] = l \operatorname{tg} \beta, \quad (1.10)$$

где l – координата рассматриваемого сечения. Подставляя (1.10) в (1.7) и интегрируя (1.8) по всей конической поверхности, получим полную силу торможения

$$F_{\text{торм}} = \int_0^l f 2\pi l \operatorname{tg} \beta \frac{dl}{\cos \beta} = 2\pi \operatorname{tg}^2 \beta \int_0^l l \sigma_r dl, \quad (1.11)$$

$$F_{\text{торм}} = \pi l_M^2 \operatorname{tg}^2 \beta \left\{ \frac{\rho l_M \ddot{H} \operatorname{tg}^2 \beta}{3} \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) + \frac{Y_0}{2} \left[\ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) - 1 \right] + \frac{1}{2} \rho \operatorname{tg}^2 \beta \dot{H}^2 \left[1 - \frac{Y_0}{2\mu} + \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \right] \right\}.$$

Ускорение снаряда определяется уравнением

$$F_{\text{торм}} = m \ddot{H}(t),$$

откуда получаем уравнение для движения снаряда

$$A \ddot{H} = B \dot{H}^2 + L, \quad (1.12)$$

где введены обозначения

$$A = m - \frac{\rho l_M S_M}{3} \operatorname{tg}^2 \beta \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right),$$

$$B = \frac{1}{2} \rho S_M \operatorname{tg}^2 \beta \left[1 - \frac{Y_0}{\mu} + \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \right], \quad (1.13)$$

$$L = S_M \frac{Y_0}{2} \left[\ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) - 1 \right],$$

где $S_M = \pi l_M^2 \operatorname{tg}^2 \beta = \pi R_M^2$ – площадь поперечного сечения снаряда.

Решение (1.12) имеет вид

$$t = -\frac{A}{\sqrt{BL}} \left[\operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} \dot{H} \right) - \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right) \right], \quad (1.14)$$

где v_0 – начальная скорость снаряда. Время проникания найдем, приравняв \dot{H} к нулю:

$$t_{\text{прон}} = \frac{A}{\sqrt{BL}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right). \quad (1.15)$$

Скорость снаряда получим, разрешая (1.14) относительно \dot{H} :

$$\dot{H} = \sqrt{\frac{L}{B}} \operatorname{tg} \left\{ -\frac{\sqrt{BL}}{A} t + \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right) \right\}. \quad (1.16)$$

Интегрируя (1.16), получим зависимость глубины проникания от времени

$$H = -\frac{A}{B} \ln \left| \frac{\cos \left\{ -\frac{\sqrt{BL}}{A} t + \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right) \right\}}{\cos \left\{ \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right) \right\}} \right|. \quad (1.17)$$

Максимальную глубину проникания найдем, подставив в (1.17) соотношение (1.15):

$$H_{\max} = -\frac{A}{2B} \ln \left(1 + \frac{B}{L} v_0^2 \right), \quad (1.18)$$

где мы воспользовались соотношением $\cos(\operatorname{arctg}(x)) = (1+x^2)^{-1/2}$.

Зависимость ускорения от времени дается соотношением

$$\ddot{H} = \frac{L}{A} \left\{ \cos \left[-\frac{\sqrt{BL}}{A} t + \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right) \right] \right\}^{-2}. \quad (1.19)$$

Максимальное ускорение достигается, очевидно, при $t = 0$:

$$\ddot{H}_{\max} = \frac{Bv_0 + L}{A}. \quad (1.20)$$

1.2. Проникание в твердый несжимаемый грунт по цилиндрическому каналу

Рассмотрим проникание снаряда в твердый несжимаемый грунт по цилиндрическому каналу радиусом $R_K < R_M$. Проводя рассуждения аналогично п. 1.1, получим в этом случае

$$R_\Gamma = R_K + \int_0^t u_\Gamma(t) dt. \quad (1.21)$$

Напряжение на границе $\sigma_r(t)|_{r=R_\Gamma}$ по-прежнему будет определяться соотношением (1.7), в которое теперь необходимо подставить зависимость (1.21).

При вычислении полной силы торможения снаряда необходимо проводить интегрирование не по всей конической поверхности, а лишь по той ее части, которая непосредственно взаимодействует с грунтом:

$$F_{\text{торм}} = \int_{l_K}^{l_M} f 2\pi l \operatorname{tg} \beta \frac{dl}{\cos \beta},$$

$$F_{\text{торм}} = S_M \left\{ \frac{\rho \dot{H} \operatorname{tg}^2 \beta}{3} \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \frac{l_M^3 - l_K^3}{l_M^2 - l_K^2} + \frac{Y_0}{2} \left[\ln \left(\frac{Y_0}{2} \right) - 1 \right] + \frac{1}{2} \rho \operatorname{tg}^2 \beta \dot{H}^2 \left[1 - \frac{Y_0}{\mu} + \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \right] \right\}, \quad (1.22)$$

где $S_M = \pi(R_M^2 - R_K^2)$, $l_K = R_K / \operatorname{tg} \beta$.

Таким образом, в уравнении (1.12) изменяются лишь коэффициенты

$$A = m - \frac{\rho S_M}{3} \operatorname{tg}^2 \beta \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \frac{l_M^3 - l_K^3}{l_M^2 - l_K^2},$$

$$B = \frac{1}{2} \rho S_M \operatorname{tg}^2 \beta \left[1 - \frac{Y_0}{\mu} + \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \right], \quad (1.23)$$

$$L = S_M \frac{Y_0}{2} \left[\ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) - 1 \right],$$

$$S_M = \pi(R_M^2 - R_K^2),$$

$$l_K = R_K / \operatorname{tg} \beta,$$

и все соотношения, полученные в п. 1.1, остаются в силе.

1.3. Проникание в прочный несжимаемый грунт по осесимметричному каналу произвольной формы

Рассмотрим проникание снаряда по осесимметричному каналу произвольной формы, в предположениях, принятых нами в п. 1.1. Пусть радиус канала меняется с глубиной по закону $R_K = R_{K0} f(H)$, где $R_K < R_M$, а $f(H) \leq 1$. Следует заметить, что соответствующее дифференциальное уравнение не интегрируется в квадратурах уже для канала конической формы. Поэтому

используем приближенный подход, предполагая, что изменение радиуса канала на расстояниях порядка длины оживала снаряда l_M – невелики.

Воспользуемся решением для канала с постоянным по глубине радиусом (п. 1.2). Из соотношений (1.16) и (1.17) для $H(t)$ и $\dot{H}(t)$ следует

$$v = \dot{H} = \sqrt{\frac{L}{B}} \left[\frac{\exp(2BH/A)}{\cos^2 \left(\arctg \left(\sqrt{\frac{B}{L}} v_0 \right) \right)} - 1 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.24)$$

откуда

$$\frac{dv}{dH} = \frac{L}{A} \left(\frac{B}{L} v^2 + 1 \right) \frac{1}{v}. \quad (1.25)$$

Предполагая, что для канала произвольной формы закон (1.25) остается справедливым, и, учитывая, что отношение B/L не зависит от S_M , а следовательно, и от H , получим

$$\int_{v_0}^v \frac{v dv}{\left(\frac{B}{L} v^2 + 1 \right)} = \int_0^H \frac{L}{A} dH, \quad (1.26)$$

где L зависит от H .

Введем обозначения:

$$\eta = \frac{B}{L} = \frac{\rho \operatorname{tg}^2 \beta}{Y_0} \frac{\left[1 - \frac{Y_0}{\mu} + \ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) \right]}{\left[\ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) - 1 \right]}, \quad (1.27)$$

$$k = \frac{Y_0}{2} \left[\ln \left(\frac{Y_0}{2\mu} \right) - 1 \right] \frac{\pi R_M^2}{m}.$$

Тогда

$$\frac{L}{A} = k \left(1 - \frac{R_{k0}^2}{R_M^2} f^2(H) \right). \quad (1.28)$$

Из соотношения (1.26) получим

$$\frac{1}{2\eta} \ln \left(\frac{\eta v^2 + 1}{\eta v_0^2 + 1} \right) = k \left(H - \frac{R_{k0}^2}{R_M^2} \int_0^H f^2(H) dH \right),$$

откуда найдем зависимость $v(H)$:

$$v = \left\{ \frac{1}{\eta} \left[\left(\eta v_0^2 + 1 \right) \exp \left(2k\eta \left[H - \frac{R_{k0}^2}{R_M} \int_0^H f^2(H) dH \right] \right) - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (1.29)$$

Зависимость $t(H)$ получим в виде

$$t(H) = \int_0^H \frac{dH}{v}, \quad (1.30)$$

а ускорение от глубины:

$$\begin{aligned} \ddot{H} &= \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dH} \frac{dH}{dt} = v \frac{dv}{dH}, \\ \ddot{H} &= k \left(\eta v_0^2 + 1 \right) \left(1 - \frac{R_{k0}^2}{R_M^2} f^2(H) \right) \exp \left(2k\eta \left[H - \frac{R_{k0}^2}{R_M^2} \int_0^H f^2(H) dH \right] \right). \end{aligned} \quad (1.31)$$

1.4. Проникание в мягкий сжимаемый грунт

Рассмотрим проникание в мягкий сжимаемый грунт, обладающий следующими свойствами: первоначально пористый грунт плотностью ρ_0 при любом давлении, отличном от нуля, сжимается до некоторой, близкой к кристаллической, плотности ρ_k и далее ведет себя как несжимаемая прочная среда с пределом текучести Y_0 .

В этом случае область течения ограничена фронтом ударной волны, на котором происходит разрушение каркаса породы.

Снова предполагаем, что массовая скорость частиц грунта направлена перпендикулярно оси снаряда. Тогда соотношение (1.4), полученное в п. 1.1., остается в силе, а в качестве граничного условия можно использовать зависимость радиального напряжения от времени на фронте ударной волны. Рассмотрим одномерную цилиндрическую задачу о расширении полости в таком грунте. Массовая скорость на границе грунта $u_\Gamma(t)$. Закон движения фронта найдем из условия сохранения массы в области охваченной течением:

$$\rho_k \left[R_\Phi^2(t) - \left(\int_0^t u_\Gamma dt \right)^2 \right] = \rho_k \left[R_\Phi^2(t) - R_\Gamma^2(t) \right] = \rho_0 R_\Phi^2,$$

откуда координата фронта

$$R_\Phi = \sqrt{\frac{\rho_k}{\rho_k - \rho_0}} R_\Gamma, \quad (1.32)$$

а его скорость

$$D_\Phi = \sqrt{\frac{\rho_k}{\rho_k - \rho_0}} u_\Gamma. \quad (1.33)$$

Из условия несжимаемости по-прежнему следует

$$u = \frac{u_{\Gamma} R_{\Gamma}}{r},$$

и распределение напряжений по радиусу, аналогично (1.4),

$$\sigma_r = \left\{ \frac{1}{2} \rho_k \frac{u_r^2 R_r^2}{r^2} + \left[\rho_k (\dot{u}_r R_r + u_r^2) + Y_0 \right] \ln r \right\} \Big|_{R_r}^r + K(t).$$

Функцию $K(t)$ найдем из условия на фронте ударной волны $\sigma_r|_{r=R_{\Phi}} = -\rho_0 u|_{r=R_{\Phi}} D_{\Phi} = -\rho_0 u_{\Gamma}^2$:

$$K(t) = \sigma_r|_{r=R_{\Gamma}} = -\frac{1}{2} u_{\Gamma}^2 \rho_0 - \frac{1}{2} \left[\rho_k (\dot{u}_{\Gamma} R_{\Gamma} + u_{\Gamma}^2 + Y_0) \right] \ln \left(\frac{\rho_k}{\rho_k - \rho_0} \right). \quad (1.34)$$

Таким образом, в случае проникания тонкого конуса мы снова приходим к дифференциальному уравнению (1.12) с коэффициентами

$$\begin{aligned} A &= m + \frac{l_M S_M \rho_k}{3} \operatorname{tg}^2 \beta \ln \left(\frac{\rho_k}{\rho_k - \rho_0} \right), \\ B &= -\frac{1}{2} S_M \rho_0 \operatorname{tg}^2 \beta \left(1 + \frac{\rho_k}{\rho_0} \ln \left(\frac{\rho_k}{\rho_k - \rho_0} \right) \right), \\ L &= -\frac{1}{2} S_M Y_0 \ln \left(\frac{\rho_k}{\rho_k - \rho_0} \right). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Соотношения (1.14)–(1.20) остаются справедливыми и в этом случае, с точностью до замены коэффициентов. Справедливыми, очевидно, остаются и все соотношения п.п. 1.2 и 1.3 для проникания по осесимметричному каналу, также с соответствующей заменой коэффициентов A, B, L .

1.5. Проникание в осесимметричный канал с постоянным ускорением

Рассмотрим задачу о профиле канала, обеспечивающего проникание снаряда с постоянным ускорением.

Дифференцируя выражение (1.31):

$$v = k \left(\eta v_0^2 + 1 \right) \left(1 - \lambda f^2(H) \right) \exp \left(2k\eta \left[H - \lambda \int_0^H f^2(H) dH \right] \right),$$

где мы обозначили $\lambda = R_{k0}^2 / R_M^2$ для зависимости ускорения от глубины, и приравнивая его к нулю, получим дифференциальное уравнение для функции $f(H)$, описывающее форму канала:

$$\lambda f' f - k\eta(1 - \lambda f^2)^2 = 0.$$

Интегрируя, с учетом $f(H)|_{H=0} = 1$, получим

$$f(H) = \left\{ \frac{1}{\lambda} \left[1 - \frac{1 - \lambda}{1 + 2(1 - \lambda)k\eta H} \right] \right\}^{1/2}, \quad (1.36)$$

представляющую собой искомую зависимость.

Длина канала H_k определяется из условия $f(H_k) = 0$:

$$H_k = \frac{\lambda}{2(\lambda - 1)k\eta}. \quad (1.37)$$

Значение λ в зависимостях (1.36), (1.37) будет определяться требуемым уровнем перегрузок \ddot{H}_0 :

$$\ddot{H}|_{H=0} = k(\eta v_0^2 + 1)(1 - \lambda) = \ddot{H}_0,$$

откуда

$$\lambda = 1 - \frac{\ddot{H}_0}{k(\eta v_0^2 + 1)}. \quad (1.38)$$

В зависимости от требуемого уровня перегрузок снаряд может проходить весь канал, а может останавливаться, не доходя конца канала.

Найдем скорость v_k в конце канала, подставляя (1.37) в соотношение (1.29):

$$v_k = \left\{ v_0^2(1 - \lambda) - \frac{\lambda}{\eta} \right\}^{1/2}, \quad (1.39)$$

она обращается в нуль при

$$\lambda = 1 - \frac{1}{\eta v_0^2 + 1}. \quad (1.40)$$

Этому значению λ соответствует уровень перегрузок $\ddot{H}_0 = k$. Таким образом, при $\ddot{H}_0 > k$ снаряд проникает на глубину, превышающую глубину канала H_k ; при $\ddot{H}_0 = k$ – останавливается на глубине, равной длине канала; а при $\ddot{H}_0 < k$ – не доходит до конца канала.

В практических расчетах по предлагаемой схеме необходимо учитывать, что прочностные свойства среды, окружающей канал и располагающейся за концом канала (в тех случаях, когда глубина проникания превышает длину канала), отличаются.

Если снаряд не доходит до конца канала, то глубина его проникания дается соотношением

$$H_{max} = \left[\frac{1}{\eta v_0^2 + 1} - 1 \right] \frac{1}{2(1-\lambda)k\eta}. \quad (1.41)$$

2. Сравнение модельных расчетов и экспериментальных результатов

2.1. Применение кумулятивного заряда

Снизить перегрузки и увеличить глубину проникания можно с использованием кумулятивного заряда, размещенного в носовой части боеприпаса, и обеспечивающего предварительное пробивание преграды. Наличие пробойны снимает пиковые перегрузки (максимальные на начальном участке для сплошной преграды).

Принципиальная схема компоновки представлена на рис. 3.

С целью проверки работоспособности указанной схемы Ю. В. Ольховским были проведены два модельных газодинамических опыта. В первом из них сплошной снаряд из термически обработанной стали диаметром 25 мм и длиной 200 мм, массой 700 г и длиной оживала 40 мм, при скорости 306 м/с проник в бетон марки 400 (т. е. с прочностью на одноосное сжатие 0,04 ГПа) на глубину 254 мм. Во втором опыте предварительно, с помощью кумулятивного заряда диаметром 50 мм, содержащего 200 г ВВ, был проделан осесимметричный канал. Зависимость его диаметра от глубины приведена в табл. 1.

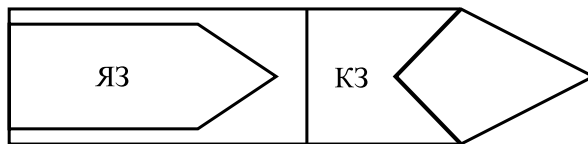


Рис. 3.

Таблица 1

Глубина, мм	0	200	410	570
Диаметр, мм	40	25	16	0

Проникание в канал снаряда с теми же параметрами, что и в первом опыте, составило 690 мм. Схематично результаты опытов приведены на рис. 4.

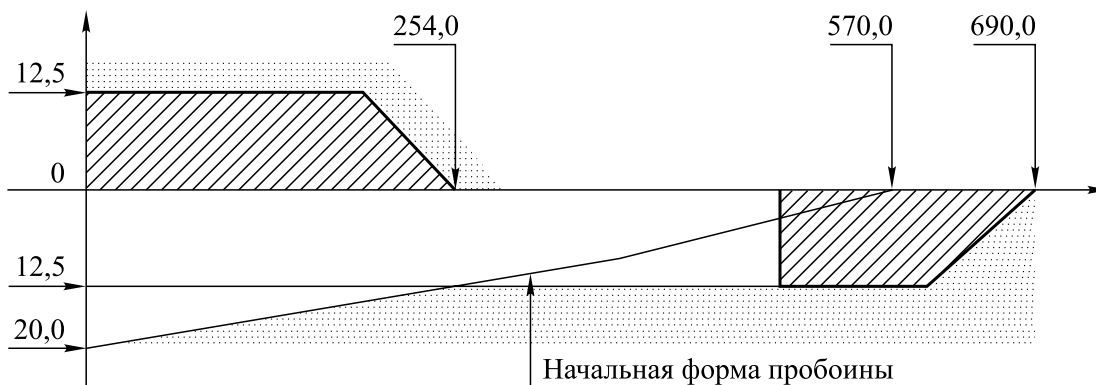


Рис. 4

Как видно из рис. 4, предварительная пробойна с диаметром при входе, равным калибру снаряда, увеличивает заглубление почти в 2 раза, а значит, и снижает перегрузки при торможении. Такую пробойну можно обеспечить с помощью кумулятивного заряда равного калибра с проникающим модулем.

Воздействие разлетающихся продуктов взрыва на снаряд, по-видимому, можно снизить до безопасного уровня, поместив кумулятивный заряд и модуль на достаточном расстоянии друг от друга.

2.2. Проникание в бетон

Для сравнения модельных расчетов с экспериментом воспользуемся вышеописанными результатами опытов (п. 2.1). Для оценки параметров проникания в первом опыте воспользуемся соотношениями (1.18), (1.20). Результаты расчетов по этим формулам приведены в табл. 2. Отметим, что оживало снаряда в этих опытах имело не строго коническую форму, и, следовательно, длина оживала (и, соответственно, угол β) является подгоночным параметром и может меняться в пределах $l_M = 3 \dots 5$ см. Модуль сдвига бетонов, согласно справочным данным [1], может меняться в пределах 10...20 ГПа. Однако, в опыте использовался бетон с наполнителем в виде крупной гранитной щебенки (размером 1...2 см) и эффективный модуль сдвига мог оказаться значительно выше (~2 раза). Это относится и к эффективной прочности. Плотность бетона в опыте не контролировалась и предположительно находится в пределах 2,0...2,5 г/см³.

Результаты вычислений позволяют сделать вывод о работоспособности соотношений (1.18), (1.20) в рассматриваемом случае. При этом некоторая необходимая для численного описания эксперимента коррекция параметров Y_0 , l_M , μ с учетом сделанных выше замечаний не противоречит условиям проведения опыта. В целом следует отметить, что глубина проникания слабо зависит от плотности среды и определяется в основном длиной оживала l_M (или углом β), модулем сдвига μ и особенно прочностью на сдвиг Y_0 .

При описании второго опыта будем предполагать, что канал, образованный с помощью кумулятивной струи, состоит из трех участков, причем два последних представляют собой отрезки прямых, проходящих через точки $H = 20$ см, $R_K = 1,25$ см; $H = 41$ см, $R_K = 0,8$ см и $H = 51,1$ см, $R_K = 0$ см.

Тогда интеграл в соотношении (1.29) принимает значение

$$\int_{20}^{57,7} f^2(H) dH \approx 16,64.$$

Результаты вычислений, согласно соотношению (1.29), приведены в табл. 3. В таблице также приведены значения скорости v_{Π} и ускорения \ddot{H}_{Π} , с которыми снаряд приходит в точку, где кончается канал. В расчетах учитывалась возможность изменения прочности бетона под воздействием кумулятивной струи, при этом прочность при движении снаряда по каналу принималась равной $Y_0^{(2)}$, а по сплошному бетону – $Y_0^{(1)}$.

Из табл. 2 и 3 видно, что для совместного описания результатов обоих опытов необходимо уменьшить прочность среды, окружающей канал в 2...3 раза.

В целом можно сделать вывод о работоспособности всей предлагаемой схемы явления низкоскоростного проникания в прочные малосжимаемые среды.

Таблица 2

Результаты расчетов максимальной глубины проникания
и максимального ускорения

Y_0 , ГПа	μ , ГПа	ρ , г/см ³	l_M , см	β , °	H_{max} , см	\ddot{H}_{max} , 10^4 g
0,04	20	2,2	4	17,2	33,0	1,66
0,02	20	2,2	4	17,2	53,2	1,16
0,03	20	2,2	4	17,2	40,51	1,41
0,05	20	2,2	4	17,2	27,93	1,91
0,06	20	2,2	4	17,2	24,3	2,15
0,07	20	2,2	4	17,2	21,6	2,38
0,04	10	2,2	4	17,2	36,0	1,52
0,04	15	2,2	4	17,2	34,2	1,6
0,04	30	2,2	4	17,2	31,4	1,75
0,04	40	2,2	4	17,2	30,4	1,81
0,04	20	2,0	4	17,2	33,4	1,62
0,04	20	2,1	4	17,2	33,2	1,64
0,04	20	2,3	4	17,2	32,8	1,69
0,04	20	2,4	4	17,2	32,6	1,71
0,04	20	2,2	3	22,4	29,8	2,02
0,04	20	2,2	3,5	19,4	31,6	1,8
0,04	20	2,2	4	17,2	33,0	1,66
0,04	20	2,2	4,5	15,3	34,0	1,57
0,04	20	2,2	5	14	34,8	1,5
0,047	30	2,2	3	22,4	25,5	2,3
0,045	40	2,2	3	22,4	25,4	2,33
0,059	20	2,2	4	17,2	24,6	2,13

Таблица 3

Результаты расчетов максимальной глубины проникания, скорости и ускорения на отметке 57,7 см

$Y_0^{(1)}$, ГПа	$Y_0^{(2)}$, ГПа	μ , ГПа	ρ , г/см ³	l_M , см	β , °	H_{max} , см	$v_{П}$, км/с	$\ddot{H}_{П}$, 10 ⁴ g
0,04	0,04	20	2,2	4	17,2	69,5	0,1735	1,35
0,02	0,02	20	2,2	4	17,2	89,7	0,223	0,92
0,03	0,03	20	2,2	4	17,2	77,1	0,200	1,14
0,05	0,05	20	2,2	4	17,2	64,5	0,143	1,56
0,06	0,06	20	2,2	4	17,2	60,9	0,105	1,77
0,07	0,07	20	2,2	4	17,2	58,1	0,0404	1,97
0,04	0,04	10	2,2	4	17,2	72,5	0,187	1,26
0,04	0,04	15	2,2	4	17,2	70,7	0,179	1,31
0,04	0,04	30	2,2	4	17,2	67,9	0,165	1,40
0,04	0,04	40	2,2	4	17,2	67,0	0,159	1,44
0,04	0,04	20	2,0	4	17,2	69,9	0,176	1,34
0,04	0,04	20	2,1	4	17,2	69,7	0,175	1,35
0,04	0,04	20	2,3	4	17,2	69,3	0,172	1,35
0,04	0,04	20	2,4	4	17,2	69,1	0,171	1,36
0,04	0,04	20	2,2	3	22,4	66,3	0,149	1,39
0,04	0,04	20	2,2	3,5	19,4	68,2	0,164	1,37
0,04	0,04	20	2,2	4,5	15,3	70,5	0,180	1,33
0,04	0,04	20	2,2	5	14,0	71,3	0,185	1,31
0,047	0,011	30	2,2	3	22,4	71,4	0,212	1,85
0,047	0,047	30	2,2	3	22,4	61,9	0,113	1,56
0,045	0,01	40	2,2	3	22,4	71,3	0,211	1,86
0,045	0,045	40	2,2	3	22,4	61,8	0,111	1,55
0,059	0,024	20	2,2	4	17,2	70,6	0,215	1,91

Заключение

В случае низкоскоростного проникания заостренных осесимметричных тел в высокопрочные малосжимаемые среды можно построить простую модель, которая позволяет получить приближенные аналитические соотношения для основных характеристик процесса: глубины проникания и перегрузок. С помощью этой же модели можно построить и зависимости в случае проникания в осесимметричный канал произвольной формы, а также получить зависимость для формы канала, обеспечивающей проникание с постоянным ускорением.

Основными предположениями модели являются:

1. Среда несжимаема.
2. Массовая скорость частиц среды направлена перпендикулярно оси канала.

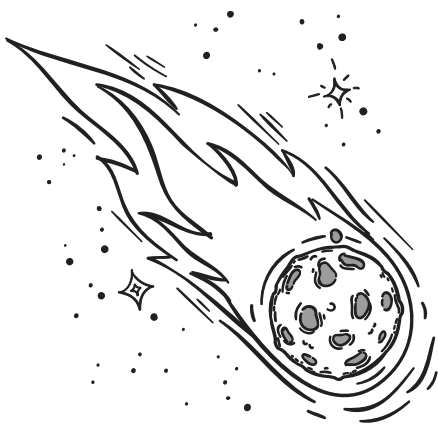
Оказалось, что характеристики проникания слабо зависят от плотности среды и определяются в основном длиной оживала (или углом раствора конуса 2β), модулем сдвига среды μ и в особенности прочностью на сдвиг Y_0 .

Сравнение с экспериментальными данными показало работоспособность полученных зависимостей.

Аналогичным образом строится и модель низкоскоростного проникания в высокопористые среды.

Литература

1. **Баженов, Ю. М.** Бетон при динамическом нагружении [Текст]. – М. : Изд-во литературы по строительству, 1970.



У кошки когти в рукавках.

КУМУЛЯТИВНЫЕ СТРУИ

И. Е. Забабахин, Д. В. Петров

Во время Второй мировой войны как бронбойное средство широко применялись так называемые кумулятивные снаряды, которые пробивали броню не сами, а металлической струей, выбрасываемой ими вперед при взрыве. Механизм образования и действия этой струи в упрощенной модели явления описали очень просто и изящно М. А. Лаврентьев и Г. И. Покровский (около 1943 г.), считая металл несжимаемой жидкостью. Рассматривалось столкновение двух металлических пластин, встречающихся под углом после взрыва лежащих на них слоев взрывчатого вещества (рис. 1).

Для скорости u пластин порядка 1 км/с сжатие металла при соударении невелико ($\Delta\rho/\rho \approx u/c$, где c – скорость звука, то есть для стали, где $c = 5$ км/с, $\Delta\rho/\rho \approx 0,2$), что позволяет считать их несжимаемыми. С другой стороны, напряжения в металле при столкновении намного превышают его прочность, и он ведет себя, как жидкость.

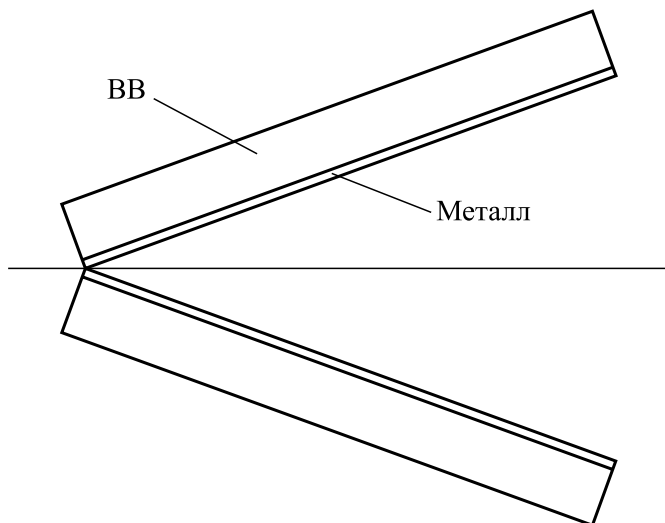


Рис. 1

1. Несжимаемая жидкость

Ввиду симметрии относительно плоскости соударения пластин явление эквивалентно удару одной из них о жесткую скользкую стенку (рис. 2), в результате которого пластина, летящая со скоростью u_{Π} растечется в две стороны: вперед – в виде струи со скоростью u_c и назад (эта часть называется молотом или пестом) – со скоростью u_M .

В системе отсчета, связанной с точкой О, течение стационарно, сама точка движется со скоростью $u_0 = u_{\Pi} / \sin \alpha$. В этой системе пластина сама движется как струя (в своей плоскости) со скоростью $w_{\Pi} = u_{\Pi} / \operatorname{tg} \alpha$, а струя и молот растекаются в разные стороны со скоростями w_c и w_M . Очевидно, что эти скорости по величине одинаковы, что следует из уравнения Бернулли

$$P_{\Pi} + \frac{\rho w_{\Pi}^2}{2} = P_c + \frac{\rho w_c^2}{2}$$

(ρ – плотность), где вдали от места столкновения $P_{\Pi} = P_c = 0$, то есть $w_{\Pi} = w_c$, а также $w_{\Pi} = w_M$. Отсюда же видно, что длина струи просто равна длине пластины. Таким образом,

$$w_{\Pi} = w_c = w_M = u_{\Pi} / \operatorname{tg} \alpha.$$

Возвращаясь к лабораторной системе координат, получим

$$u_c = w_c + u_0 = u_{\Pi} \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{1}{\sin \alpha} \right) = u_{\Pi} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2},$$

$$u_M = -w_M + u_0 = u_{\Pi} \left(-\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{1}{\sin \alpha} \right) = u_{\Pi} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}.$$

При малом угле столкновения пластин скорость струи велика и при $\alpha \rightarrow 0$ $u_c \rightarrow \infty$. Скорость молота мала ($u_M \rightarrow 0$ при $\alpha \rightarrow 0$), но летит он всегда в ту же сторону и в случае пробивания брони внедряется в пробоину, образованную струей.

Также просто описывается пробивание струей брони, схема которого показана на рис. 3.

Струя внедряется в броню с постоянной скоростью u_0 , и в системе отсчета связанной с головой пробоины, явление стационарно. В этой системе струя и броня текут навстречу друг другу, и если плотности их одинаковы, то $u_0 = u_c / 2$.

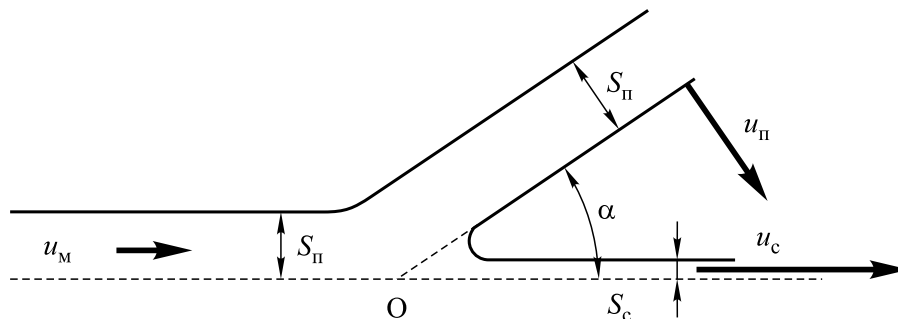


Рис. 2

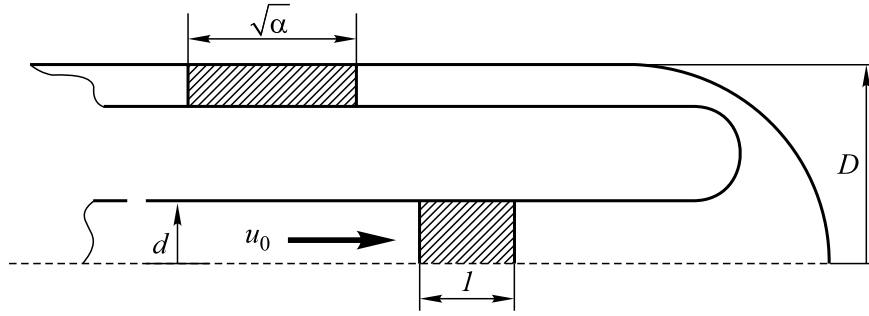


Рис. 3

При длине струи l_c пробивание длится время $t = l_c/u_0$, а глубина его $l_6 = tu_0 = l_c$, то есть глубина пробивания просто равна длине струи и не зависит от ее скорости, но чем больше скорость, тем пробоина шире.

Если плотности струи и брони различны, то они натекают на точку контакта с разными скоростями u_c и u_6 , причем $\rho_c u_c^2 = \rho_6 u_6^2$.

Время пробивания $t = l_c/u_c$, а глубина его

$$l_6 = tu_6 = l_c \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_6}} = l_c \sqrt{\alpha},$$

то есть тоже не зависит от скорости струи и определяется лишь ее длиной и плотностью – на единицу длины струи пробивается $\sqrt{\alpha}$ единиц брони.

Учет сжимаемости. Оценим влияние сжимаемости с помощью $(P-U)$ -диаграммы в системе отсчета, связанной с точкой контакта (рис. 4).

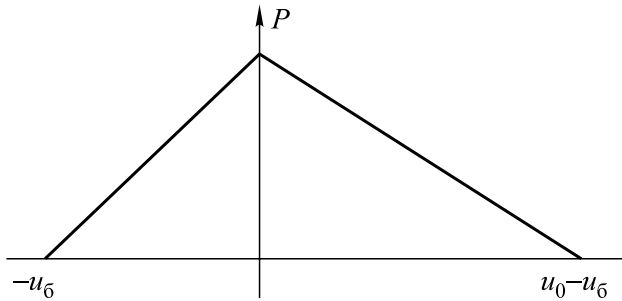


Рис. 4. $P-U$ диаграмма пробивания

В процессе пробития струя тормозится на броне от $u_c = u_0 - u_6$ до 0 с повышением давления до P , а броня тормозится от $-u_6$ до 0 с повышением давления также до P . Уравнение состояния брони и струи соответственно в «акустическом» приближении

$$P_6 = \rho_{06} c_{06}^2 (\delta_6 - 1) = P = P_c = \rho_{0c} c_{0c}^2 (\delta_c - 1),$$

где c_{06} и c_{0c} – скорости звука в броне и струе, δ_6 и δ_c – сжатие брони и струи.

С другой стороны, интегрируя уравнение Эйлера $u du = -dP/\rho$:

$$\frac{1}{2} u^2 \Big|_{-u_6}^0 = -\frac{1}{2} u_6^2 = -\int_{\delta_6}^{\delta_6} \frac{d(\rho_{06} c_{06}^2 (\delta_6 - 1))}{\rho_{06} \delta_6} = -c_{06}^2 \ln \delta_6 \Big|_1^{\delta_6} = -c_{06}^2 \ln \delta_6 \quad \text{– для брони;}$$

$$\frac{1}{2} u^2 \Big|_{u_0 - u_6}^0 = -\frac{1}{2} (u_6 - u_0)^2 = -\int_1^{\delta_c} \frac{d(\rho_{0c} c_{0c}^2 (\delta_c - 1))}{\rho_{0c} \delta_c} = -c_{0c}^2 \ln \delta_c \Big|_1^{\delta_c} = -c_{0c}^2 \ln \delta_c \quad \text{– для струи.}$$

Фактически мы здесь пренебрегли изменением тепловой энергии: считаем, что кинетическая энергия перешла в упругое сжатие материала. Деля одно на другое, получим

$$\left(\frac{u_0 - u_6}{u_{\text{пр}}} \right)^2 = \frac{c_{0c}^2 \ln \delta_c}{c_{06}^2 \ln \delta_6} = \frac{c_{0c}^2}{c_{06}^2} \frac{\ln \left(1 + \frac{\rho_{06} c_{06}^2}{\rho_{0c} c_{0c}^2} (\delta_6 - 1) \right)}{\ln \delta_6} = \frac{c_{0c}^2}{c_{06}^2} \frac{\ln \left(1 + \frac{\rho_{06} c_{06}^2}{\rho_{0c} c_{0c}^2} \Delta \delta_6 \right)}{\ln (1 + \Delta \delta_6)} \approx \frac{\rho_{06}}{\rho_{0c}} \frac{\Delta \delta_6}{\Delta \delta_6} = \frac{\rho_{06}}{\rho_{0c}}.$$

То есть в первом приближении результат от сжимаемости не зависит. Соответственно это и обуславливает универсальность и широкую применимость полученных зависимостей.

Реальная глубина пробивания определяется еще и тем, насколько компактна (не распылена) струя, а также откольными явлениями на тыльной стороне брони.

Практически в снарядах сходятся не плоские пластины, а полый конус, и струя в нем не плоская, а круглая. Качественная теория для нее совпадает с изложенной.

Кумулятивные пробоины часто имеют гладкие края, что служит почвой для предположения о прожигании брони. В действительности они имеют не термическое, а чисто механическое происхождение.

2. Расчет диаметра пробоины

Схема течения в окрестности головы пробоины показана на рис. 3. Движущийся элемент струи единичной длины в конечном состоянии остается в виде покоящейся облицовки пробоины с длиной $\sqrt{\alpha}$. Полагая, что прочность материала струи нулевая, можно считать, что вся кинетическая энергия струи расходуется на раздвигание цилиндрической пробоины в преграде с постоянной прочностью на сдвиг. Единичный элемент струи диаметром d , обладающей кинетической энергией

$$E_{\text{кин}} = \frac{\rho_c u^2}{2} \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2,$$

согласно М. А. Лаврентьеву полностью расходует ее на длине $\sqrt{\alpha}$, образуя пробоину диаметром D , на это требуется энергия

$$E_p = \tau \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 \sqrt{\alpha}.$$

(Другими словами, примем, что на образование каждого кубического сантиметра пробоины расходуется удельная энергия равная некоторой эффективной прочности на сдвиг τ .) Приравняв $E_{\text{кин}}$ и E_p , получаем соотношение размеров пробоины и струи

$$\frac{D}{d} = u \frac{(\rho_c \rho_6)^{1/4}}{\sqrt{\tau}}.$$

С уменьшением скорости струи диаметр пробойны сокращается и при некоторой $u_{гр}$ формально возникает ситуация, когда материал струи (налетающий и покоящийся) заполняет весь объем пробойны. Определенная из этого условия скорость струи есть

$$u_{гр} = \sqrt{2\tau \left(\frac{1}{\rho_c} + \frac{1}{\sqrt{\rho_c \rho_6}} \right)}.$$

При $u < u_{гр}$ пробивание невозможно.

Образовавшаяся облицовка каверны в гидродинамическом приближении неподвижна только в том случае, когда струя и преграда имеют одну и ту же плотность. Если плотность струи выше, чем плотность преграды, то материал облицовки движется в ту же сторону, что и струя. Отношение кинетической энергии материала облицовки к начальной кинетической энергии струи

$$\beta = \left(\frac{\sqrt{\alpha} - 1}{\sqrt{\alpha} + 1} \right)^2.$$

В соответствии с этим диаметр пробойны находим из соотношения

$$\frac{\rho_c u^2}{2} \pi \frac{d^2}{4} \left[1 - \left(\frac{\sqrt{\alpha} - 1}{\sqrt{\alpha} + 1} \right)^2 \right] = \tau \pi \frac{D^2}{4} \sqrt{\alpha}.$$

Отсюда вычисляем

$$\frac{D}{d} = u \sqrt{\frac{2\rho_c}{\tau}} \frac{1}{1 + \sqrt{\alpha}},$$

или

$$\frac{D}{d} = u \sqrt{\frac{2}{\tau}} \frac{\sqrt{\rho_c \rho_6}}{\sqrt{\rho_c} + \sqrt{\rho_6}}.$$

Если мы рассматриваем струи с одинаковыми скоростями, но с разными плотностями, так чтобы сохранить массу (одинаковые кинетические энергии), то максимальный диаметр пробойны будет определяться из максимума функции

$$\frac{D}{\sqrt{u^2 d^2 \rho_c}} \sim \frac{1}{1 + \sqrt{\alpha}}.$$

Отсюда видно, что при одинаковых кинетических энергиях струй больший диаметр получается при меньшей плотности струи. По техническим причинам, в случае скальных пород $\alpha \geq 1$. То есть максимальный диаметр получается в случае $\alpha = 1$.

Критическую скорость определяем аналогично вышеизложенному:

$$u_{гр} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\tau}{\rho_c}} \left(\frac{\rho_6}{\rho_c} \right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{\rho_6}{\rho_c} \right)^{1/2} \right]^{3/2}.$$

Полный объем образованной пробойны определяется только кинетической энергией переднего участка струи со скоростью больше $u_{гр}$ и равен в случае покоящейся облицовки

$$V_{пр} = \frac{E_{кин}^{u > u_{гр}}}{\tau}.$$

Если облицовка каверны не покоится, то

$$V_{пр} = \frac{E_{кин}^{u > u_{гр}}}{\tau} \left[1 - \left(\frac{\sqrt{\alpha} - 1}{\sqrt{\alpha} + 1} \right)^2 \right].$$

По-видимому, истина лежит между этими двумя предположениями, так как облицовка должна тормозиться о края каверны, которая в динамике не является цилиндром.

Прочность преграды τ , входящая в соотношения, является параметром эффективно учитывающим механические свойства как преграды, так и струи, и значительно отличается от статического значения. Количественную величину τ для каждого материала преграды, а точнее для каждой пары материалов «струя–преграда», можно определить экспериментально, измеряя глубину пробивания и диаметр пробойны стержнями с известной геометрией и скоростью. Также значение можно определить при пробивании струей с известными параметрами (приведенная длина l и скорость головы u_0 – об этом будет сказано ниже) при условии, что пробивание заканчивается по причине нехватки скорости, а не материала струи.

Грубые оценки на основании некоторых разрозненных опытов для металлических преград дают значение τ масштаба 100 кбар. При этом, экспериментальная глубина пробивания составляет 0,6–1 м, а граничная скорость лежит в пределах 2...3,5 км/с.

3. Расчет глубины пробивания

Реальный кумулятивный заряд формирует струю, вдоль которой имеется некое распределение скорости. Кроме этого, диаметр струи также не постоянен по длине. При расчетном определении основной характеристики кумулятивного заряда – глубины пробивания – требуется решить задачу о проникании струи с некоторыми конкретными параметрами: плотность материала, распределение скорости вдоль струи в преграду. Расчет явления значительно упрощается, если ввести следующие идеализации:

- при свободном движении (до удара о преграду) элементы струи движутся со своими начальными скоростями;
- распределение скорости вдоль струи монотонно (голова движется быстрее);
- материалы струи и преграды представляют собой несжимаемые жидкости;
- вплоть до достаточно больших удлинений струя не теряет сплошности, а ее сечение сокращается в соответствии с удлинением.

Из первых двух идеализаций, что подтверждается экспериментом, следует то, что распределение скорости вдоль струи спустя некоторое время будет близко к линейному. Действительно, пусть в некоторый момент времени t_0 распределение скорости описывается функцией $u(\xi)$,

где ξ – координата элемента струи изменяющаяся от ξ_1 до ξ_2 . Из требования инерциальности вытекает, что координата этого же элемента струи в момент времени t будет равна

$$x = u(\xi)t + \xi.$$

С другой стороны, значение скорости $u(x, t)$ этого же элемента струи в любой момент времени должно быть тождественно равно $u(\xi)$. Тогда

$$u(x, t) = \frac{x}{t} - \frac{\xi}{t}.$$

При достаточно больших временах, в силу ограниченности ξ , последним слагаемым можно пренебречь. Тогда

$$u(x, t) = \frac{x}{t},$$

что и говорит о линейности профиля в каждый момент времени при достаточно больших временах.

Для начала рассмотрим струю с линейным профилем скорости. Вследствие линейности профиля скорости вдоль струи ее можно считать истекающей из одной точки. Схема явления показана на рис. 5.

Уравнение «траектории» головы пробойны в плоскости (X, t) получим, приравнявая скоростные напоры струи и преграды на ней (по М. А. Лаврентьеву):

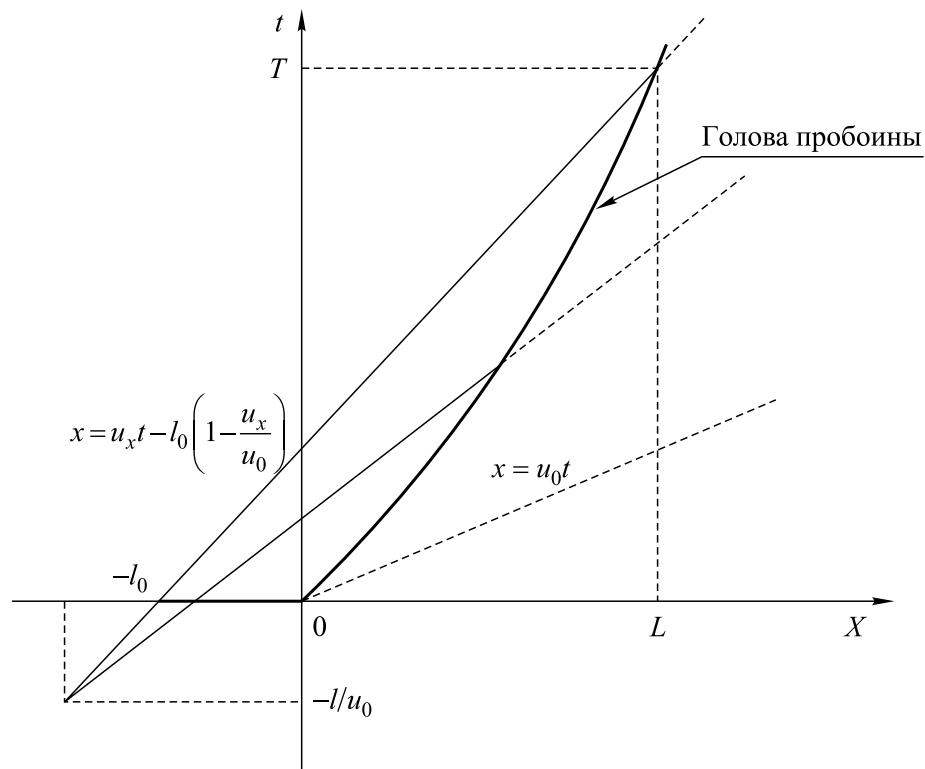


Рис. 5. (X, t) -диаграмма пробивания преграды кумулятивной струей:
 L – длина струи в момент удара $t = 0$; u_0 – скорость головы струи

$$\begin{cases} \rho_c (u - \dot{x})^2 = \rho_6 \dot{x}^2, \\ \text{где } u = \frac{x+l}{t+l/u_0}. \end{cases} \quad (1)$$

Проводя преобразования первого уравнения, получаем

$$u - \dot{x} = \sqrt{\frac{\rho_6}{\rho_c}} \dot{x} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \dot{x},$$

$$u = \dot{x} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \right) = \dot{x} \frac{\sqrt{\alpha} + 1}{\sqrt{\alpha}}.$$

Подставляя в полученное выражение значение u из второго уравнения, имеем

$$\frac{x+l}{t+l/u_0} = \dot{x} \frac{\sqrt{\alpha} + 1}{\sqrt{\alpha}} = \frac{dx}{dt} \frac{\sqrt{\alpha} + 1}{\sqrt{\alpha}},$$

$$\frac{dx}{x+l} = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha} + 1} \frac{dt}{t+l/u_0}.$$

Интегрируя уравнение, получим

$$\ln (x+l) \Big|_0^x = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha} + 1} \ln \left(t + \frac{l}{u_0} \right) \Big|_0^t,$$

$$\ln \frac{x+l}{l} = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha} + 1} \ln \left(\frac{t+l/u_0}{l/u_0} \right),$$

$$\frac{x+l}{x} = \left(\frac{t+l/u_0}{l/u_0} \right)^{\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha} + 1}},$$

$$\frac{x}{l} = \left(\frac{u_0 t}{l} + 1 \right)^{\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha} + 1}} - 1 \quad (2)$$

Из последнего выражения следует, что для струи с неподвижным левым концом пробивание длится бесконечно долго и уходит на бесконечную глубину. Если же скорость хвоста струи не нулевая (или имеется критическая скорость, введенная выше в п. 2), то глубина пробивания конечна (жирные линии на рис. 5). Вычислим ее. Время пробивания будет даваться временем подлета хвостового участка струи u_x :

$$T = \frac{L+l_0}{u_x} = \frac{L+l - u_x \frac{l}{u_0}}{u_x}.$$

Подставляя это время в формулу (2), путем несложных преобразований получим

$$\begin{aligned}\frac{L}{l} &= \left(\frac{u_0}{l} \frac{L+l-u_x \frac{l}{u_0}}{u_x} + 1 \right)^{\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}+1}} - 1, \\ \frac{L}{l} &= \left(\frac{u_0}{u_x} \left(\frac{L}{l} + 1 \right) \right)^{\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}+1}} - 1, \\ \frac{L}{l} + 1 &= \left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}+1}} \left(\frac{L}{l} + 1 \right)^{\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}+1}}, \\ \frac{L}{l} &= \left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{\sqrt{\alpha}} - 1.\end{aligned}\tag{3}$$

Время пробивания

$$\begin{aligned}T &= \frac{L+l_0}{u_x} = \frac{L+l-u_x \frac{l}{u_0}}{u_x} = \frac{l \left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{\sqrt{\alpha}} - l + l - u_x \frac{l}{u_0}}{u_x}, \\ T &= \frac{l}{u_0} \left[\left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{1+\sqrt{\alpha}} - 1 \right].\end{aligned}\tag{4}$$

В формулах (3) и (4) l – приведенная длина струи, отличающаяся от истинной $l_0 = l(1 - u_x/u_0)$, Перепишем формулы (3) и (4) через истинную длину струи:

$$\begin{aligned}L &= \frac{l_0}{1 - \frac{u_x}{u_0}} \left[\left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{\sqrt{\alpha}} - 1 \right], \\ T &= \frac{l_0}{u_0 - u_x} \left[\left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{1+\sqrt{\alpha}} - 1 \right].\end{aligned}\tag{3a}$$

Представляет интерес получить предельный переход из выражения (3a) для глубины проникания при $u_x \rightarrow u_0$. В этом случае в (3a) имеется неопределенность. Пусть $u_0 - u_x = \Delta u$, тогда

$$L = \frac{l_0}{1 - \frac{u_0 - \Delta u}{u_0}} \left[\left(\frac{u_0 - \Delta u}{u_0} \right)^{\sqrt{\alpha}} - 1 \right] = \frac{l_0 u_0}{\Delta u} \left[\left(1 - \frac{\Delta u}{u_0} \right)^{\sqrt{\alpha}} - 1 \right] = \frac{l_0 u_0}{\Delta u} \left[\left(1 - \sqrt{\alpha} \frac{\Delta u}{u_0} \right) - 1 \right],$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0.$$

Таким образом, предельный переход выполняется.

Изложенное решение, по существу, является небольшим обобщением Лаврентьевской теории пробивания. Для произвольного распределения скорости вдоль струи решение уравнения (1) можно получить в квадратурах, что и будет сделано ниже.

Линейное распределение скорости вдоль струи, приводящее к простым аналитическим оценкам глубины пробивания, вообще говоря, не является наилучшим. Мы определим, каким должно быть распределение скорости вдоль струи длины l_0 на момент подлета к преграде, чтобы она обладала максимальной пробивной способностью. Очевидно, что скорость должна монотонно возрастать от хвоста (u_x) к голове (u_0) на длине l_0 . Движение головы пробоины будет описываться следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \rho_c (u - \dot{x})^2 = \rho_6 \dot{x}^2, \\ x(t) = u(\xi)t + \xi, \\ x(0) = 0, \end{cases} \quad (5)$$

здесь $x(t)$ – текущая координата головы пробоины; $u(\xi)$ – профиль скорости вдоль струи, (ξ изменяется от 0 до $-l_0$, $u(0) = u_0$, $u(-l_0) = u_x$).

Проводя преобразования первого уравнения, аналогичные сделанным выше, и беря дифференциалы от каждой из частей второго уравнения, имеем

$$\dot{x} = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha} + 1} u,$$

$$dx = d(ut) + d\xi = t du + u dt + d\xi.$$

Вводя обозначение $k = \sqrt{\alpha}/(\sqrt{\alpha} + 1)$, запишем для первого уравнения:

$$\frac{dx}{dt} = ku, \quad dx = ku dt.$$

Приравнявая dx и проводя преобразования последовательно, получаем

$$ku dt = t du + u dt + d\xi,$$

$$(k-1)u dt = t du + d\xi,$$

$$(k-1)u \frac{dt}{du} = t + \frac{d\xi}{du},$$

$$\begin{aligned}\frac{dt}{du} &= \frac{t}{(k-1)u} + \frac{1}{(k-1)} \frac{d\xi}{du}, \\ \frac{dt}{du} - \frac{1}{(k-1)u} t &= \frac{1}{(k-1)u} \frac{d\xi}{du}.\end{aligned}\tag{6}$$

Сравнивая последнее уравнение (6) с уравнением вида

$$\frac{dy}{dx} - \varphi(x)y = \psi(x),$$

решением которого является следующее выражение

$$y = \exp\left(\int_0^x \varphi(x) dx\right) \left(\int_0^x \psi(x) \exp\left[-\int_0^x \varphi(x) dx\right] + C \right),$$

ВИДИМ, ЧТО

$$\varphi(u) = \frac{1}{(k-1)u},$$

а

$$\psi(u) = \frac{1}{(k-1)u} \frac{d\xi}{du}.$$

Тогда решение уравнения (6) можно записать как

$$t(u) = \exp\left(\int_{u(0)}^{u(\xi)} \frac{du}{(k-1)u}\right) \left(\int_{u(0)}^{u(\xi)} \frac{du}{(k-1)u} \frac{d\xi}{du} \exp\left[-\int_{u(0)}^{u(\xi)} \frac{du}{(k-1)u}\right] + C \right).$$

Константа C равна 0, так как в момент удара струи о преграду время равно 0. Вычислим интеграл в квадратных скобках:

$$\int_{u_0}^u \frac{du}{(k-1)u} = \frac{1}{k-1} \ln u \Big|_{u_0}^u = \frac{1}{k-1} \ln \frac{u}{u_0} = \ln \left[\frac{u}{u_0} \right]^{\frac{1}{k-1}}.$$

Тогда

$$t(u) = \frac{1}{k-1} \left(\frac{u}{u_0} \right)^{\frac{1}{k-1}} \int_{u_0}^u \frac{du}{u} \frac{d\xi}{du} \left(\frac{u}{u_0} \right)^{-\frac{1}{k-1}},$$

$$t(u) = \frac{1}{k-1} u^{\frac{1}{k-1}} \int_{u_0}^u \frac{d\xi}{du} u^{-\frac{1}{k-1}} du,\tag{7}$$

или

$$t(\xi) = \frac{1}{k-1} u(\xi)^{\frac{1}{k-1}} \int_0^{\xi} d\xi u(\xi)^{-\frac{1}{k-1}}.$$

Полное время пробивания в квадратурах

$$T = \frac{1}{k-1} u_x^{\frac{1}{k-1}} \int_{u_0}^{u_x} \frac{d\xi}{du} u^{-\frac{k}{k-1}} du = \frac{1}{k-1} u_x^{\frac{1}{k-1}} \int_0^{-l_0} d\xi u(\xi)^{-\frac{k}{k-1}},$$

или в более привычных обозначениях

$$T = (\sqrt{\alpha} + 1) u_x^{-(\sqrt{\alpha}+1)} \int_{u_x}^{u_0} \frac{d\xi}{du} u^{\sqrt{\alpha}} du = (\sqrt{\alpha} + 1) u_x^{-(\sqrt{\alpha}+1)} \int_{-l_0}^0 u(\xi)^{\sqrt{\alpha}} d\xi.$$

Вычислим глубину пробивания

$$x(t) = \int_0^x dx = \int_0^t ku dt = \int_{u_0}^u ku \frac{dt}{du} du.$$

Подставляя значение dt/du из дифференциального уравнения, имеем

$$\begin{aligned} x &= \int_{u_0}^u ku \left(\frac{t}{(k-1)u} + \frac{1}{(k-1)u} \frac{d\xi}{du} \right) du, \\ x &= \frac{k}{k-1} \int_{u_0}^u t du + \frac{k}{k-1} \int_0^{-l_0} d\xi, \\ x &= -\frac{k}{k-1} l_0 + \frac{k}{k-1} \int_{u_0}^u t du. \end{aligned}$$

Подставляя значение (7) в выражение, имеем

$$x(u) = -\frac{k}{k-1} l_0 + \frac{k}{(k-1)^2} \int_{u_0}^u du u^{\frac{1}{k-1}} \int_{u_0}^u dv \frac{d\xi}{dv} v^{-\frac{k}{k-1}}, \quad (8)$$

или в более привычных обозначениях

$$x = \sqrt{\alpha} l_0 + \sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1) \int_{u_0}^u du u^{-(\sqrt{\alpha}+1)} \int_{u_0}^u dv \frac{d\xi}{dv} v^{\sqrt{\alpha}}. \quad (9)$$

Формулами (7) и (8) решение задачи о пробивание струей с произвольным профилем в квадратурах исчерпывается.

Для нахождения конечной глубины проникания и оптимального профиля удобно перейти в (9) к интегрированию по скорости и к безразмерным координатам. Для удобства обозначим $\beta = u_x / (u_0 - u_x)$.

Обезразмериваем:

$$\bar{u} = \frac{u - u_x}{u_0 - u_x}, \quad \bar{\xi} = \frac{\xi + l_0}{l_0}, \quad \bar{u}(1) = 1, \quad \bar{u}(0) = 0.$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + \sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \int_0^1 d\bar{u} (\bar{u} + \beta)^{-(\sqrt{\alpha} + 1)} \int_{\bar{u}}^1 d\bar{v} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}}.$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + \sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \int_0^1 d\bar{u} \int_{\bar{u}}^1 d\bar{v} (\bar{u} + \beta)^{-(\sqrt{\alpha} + 1)} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}}.$$

Меняя порядок интегрирования, получим

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + \sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \int_0^1 d\bar{v} \int_0^{\bar{v}} d\bar{u} (\bar{u} + \beta)^{-(\sqrt{\alpha} + 1)} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}}.$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + \sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \int_0^1 d\bar{v} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}} \int_0^{\bar{v}} d\bar{u} (\bar{u} + \beta)^{-(\sqrt{\alpha} + 1)}.$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + \sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \int_0^1 d\bar{v} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}} \left[\frac{1}{\sqrt{\alpha}} (\bar{u} + \beta)^{-\sqrt{\alpha}} \right]_0^{\bar{v}}.$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \int_0^1 d\bar{v} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}} \left[(\bar{v} + \beta)^{-\sqrt{\alpha}} - \beta^{-\sqrt{\alpha}} \right].$$

$$L = \sqrt{\alpha} l_0 + (\sqrt{\alpha} + 1) l_0 \left[\int_1^0 d\bar{\xi} - \beta^{\sqrt{\alpha}} \int_0^1 d\bar{v} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}} \right].$$

$$L = -l_0 - l_0 (\sqrt{\alpha} + 1) \beta^{-\sqrt{\alpha}} \int_0^1 d\bar{v} \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{v}} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}}. \quad (10)$$

Возвращаясь к размерным переменным,

$$L = -l_0 + l_0 (\sqrt{\alpha} + 1) \left(\frac{1}{u_x} \right)^{\sqrt{\alpha}} \int_{-l_0}^0 u(\xi)^{\sqrt{\alpha}} d\xi. \quad (11)$$

Последнее выражение дает ответ в квадратурах для глубины проникания. Для того чтобы понять, какой профиль скорости по струе оптимальный, будем интеграл (10) преобразовывать дальше. Для этого проинтегрируем его по частям:

$$L = -l_0 - l_0 (\sqrt{\alpha} + 1) \beta^{-\sqrt{\alpha}} \left[\bar{\xi} (\bar{v}(\bar{\xi}) + \beta)^{\sqrt{\alpha}} \Big|_1^0 - \sqrt{\alpha} \int_0^1 \bar{\xi} (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}-1} d\bar{v} \right].$$

$$L = l_0 \left[-1 + (1 + \sqrt{\alpha}) \left(\frac{1 + \beta}{\beta} \right)^{\sqrt{\alpha}} - \frac{\sqrt{\alpha} (\sqrt{\alpha} + 1)}{\beta^{\sqrt{\alpha}}} \int_0^1 \bar{\xi} (\bar{v}) (\bar{v} + \beta)^{\sqrt{\alpha}-1} d\bar{v} \right]. \quad (12)$$

Выражениями (10), (11) и (12) дается ответ в квадратурах для глубины пробивания в случае произвольного профиля скорости. Из выражения (12) видно, что глубина максимальна, если интеграл, который есть величина неотрицательная, обращается в нуль. Этому условию удовлетворяет предельный профиль скорости, представленный на рис. 6.

Полученное распределение скорости технически неосуществимо, но при стремлении к нему глубина пробивания приближается к предельной для заданных u_0 и u_x величине

$$L_{\text{пред}} = l_0 \left[\left(1 + \sqrt{\alpha} \right) \left(\frac{u_0}{u_x} \right)^{\sqrt{\alpha}} - 1 \right].$$

Выигрыш в пробивании для струи с полученным предельным профилем скорости, по сравнению с другими, объясняется тем, что такая струя имеет максимальную возможность к растяжению в процессе пробивания.

4. Диаметр струи в процессе полета

Чтобы рассчитать диаметр пробойны согласно формулам п. 2 необходимо знать диаметр подлетающего участка струи (значение скорости берется согласно п. 3). Для этого воспользуемся уравнением непрерывности для несжимаемой жидкости.

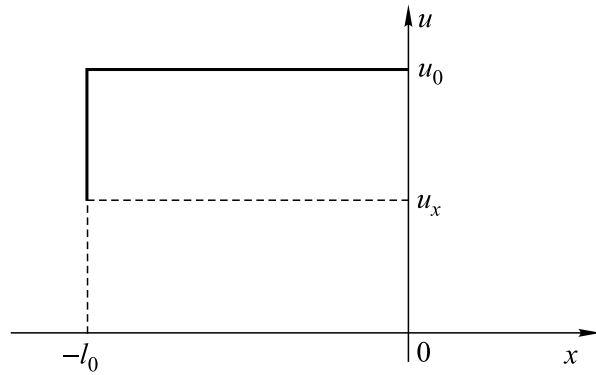


Рис. 6

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru_r) + \frac{\partial u_x}{\partial x} = 0,$$

где u_r – радиальная, а u_x – продольные скорости в струе; r – радиальная координата. Считаем, что в момент времени 0 распределение в продольном направлении нам известно: $u_x(x, 0) = u(\xi)$. Также считаем, что известно распределение радиуса струи: $r(x, 0) = r(\xi)$. Как было показано выше, распределение продольной скорости в произвольный момент времени будет даваться выражением

$$u_x(x, t) = \frac{x - \xi}{t}.$$

Преобразуя уравнение непрерывности, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r}(ru_r) &= -r \frac{\partial u_x}{\partial x}, \\ ru_r &= -\frac{r^2}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} + C, \\ u_r &= -\frac{r}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{C}{r}. \end{aligned}$$

В силу требования ограниченности скорости на оси $C = 0$. Тогда можно написать

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x}.$$

Интегрируя (с учетом того, что в правой части стоит полная производная):

$$\begin{aligned} \frac{dr}{r} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial u_x}{\partial x} dt, \\ \ln r \Big|_{r(\xi, 0)}^{r(\xi, t)} &= -\frac{1}{2} \int_0^t \frac{\partial u_x(x, t)}{\partial x} dt, \\ r(\xi, t) &= r(\xi, 0) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^t \frac{\partial u_x(x, t)}{\partial x} dt \right] = r(\xi, 0) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^t \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{x - \xi}{t} \right) dt \right], \\ r(\xi, t) &= r(\xi, 0) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^t \frac{1}{t} \left(1 - \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) dt \right]. \end{aligned}$$

Вычислим производную

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{d\xi}{d\xi + t du} = \frac{1}{1 + t \frac{du}{d\xi}}.$$

Подставляя значение производной

$$r(\xi, t) = r(\xi, 0) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^t \frac{1}{t} \frac{t \frac{du}{d\xi}}{1+t \frac{du}{d\xi}} dt \right] = r(\xi, 0) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^t \frac{\frac{du}{d\xi}}{1+t \frac{du}{d\xi}} dt \right],$$

$$r(\xi, t) = r(\xi, 0) \exp \left[-\frac{1}{2} \ln \left(1+t \frac{du}{d\xi} \right) \right],$$

$$r(\xi, t) = \frac{r(\xi, 0)}{\sqrt{1+t \frac{du}{d\xi}}}. \quad (13)$$

Полученной формулой (13) поставленная задача решена. В случае линейного профиля скорости формула (13) допускает еще ряд упрощений. Так, замечая, что под корнем в этом случае стоит удлинение струи n , имеем

$$r(\xi, t) = \frac{r(\xi, 0)}{\sqrt{n(t)}}.$$

С другой стороны, если за начало отсчета принять t_0 , то

$$n = \frac{l}{l_0} = 1 + \frac{l-l_0}{l_0} = 1 - \frac{(u_0 - u_x)(t-t_0)}{(u_0 - u_x)t_0} = \frac{t}{t_0}$$

и

$$r(\xi, t) = r(\xi, t_0) \sqrt{\frac{t_0}{t}}.$$

Последние формулы достаточно очевидны.

5. Диссипация энергии в кумулятивной струе

Поскольку кумулятивная струя растягивается, то естественно в ней происходят диссипативные процессы. Оценим потери в энергии на примере стержня, один конец которого закреплен, а другой – движется со скоростью u_0 . Так как стержень растягивается, то в нем реализуется нормальное напряжение равное пределу текучести τ (его следует отличать от τ использованного в п. 2). Таким образом, для того чтобы растянуть стержень, мы должны совершить работу против сил прочности. На растяжение стержня на длину dl мы должны затратить энергию $dE_{\text{дисс}}$, на которую будет уменьшена кинетическая энергия. Соответственно она будет равна

$$dE_{\text{дисс}} = \tau \pi r^2 dl.$$

Используя результаты предыдущего параграфа, можно написать

$$dE_{\text{дисс}} = \tau \pi r^2 dl = \tau \pi \frac{r_0^2}{n} dl.$$

И при растяжении от l_0 до l полные потери будут равны

$$E_{\text{дисс}} = \tau \pi r_0^2 l_0 \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} = \tau V \ln \left(\frac{l}{l_0} \right) = \tau V \ln n,$$

где V – объем стержня.

Кинетическая энергия стержня

$$E_{\text{кин}} = \int_0^{l_0} \frac{dm u^2}{2} = \int_0^{l_0} \frac{dx \pi r_0^2 \rho}{2} \left(\frac{u_0 x}{l_0} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{\pi r_0^2 \rho u_0^2}{l_0^2} \int_0^{l_0} x^2 dx = \frac{1}{6} \pi r_0^2 l_0 \rho u_0^2 = \frac{M u_0^2}{6},$$

где M – масса стержня.

Отметим, что если конец стержня не закреплен, то $E_{\text{кин}} = (M/6)(u_0^2 + u_x^2 + u_0 u_x)$.

Если $u \approx 8$ км/с, то удельная кинетическая энергия составляет порядка 10 кДж/г.

В таблице представлены основные теплофизические характеристики меди.

Свойства	Значение
Удельная теплоемкость	$\approx 0,1$ кал/(г · °С)
Температура плавления	1083 град °С
Скрытая теплота плавления	50,6 кал/г
Температура испарения	2595 град °С
Скрытая теплота испарения	858 кал/г

Как видно из таблицы, необходимая энергия для доведения грамма меди до полного испарения составляет порядка 5 кДж/г. То есть, формально, струя себя сама испарит. Понятно, что такого полного перехода кинетической энергии в тепло быть не может, и в реальности после некоторого нагрева до температуры порядка температуры плавления струя потеряет прочность и разрушится. Исходя из этого, оценим предельное растяжение сформировавшейся струи.

Для этого приравняем удельную энергию диссипации удельной энергии необходимой для нагрева до температуры плавления E_T . Тогда

$$E_T = \frac{\tau}{\rho} \ln n,$$

$$n = \exp(E_T \rho / \tau). \quad (14)$$

Беря $E_T \approx 0,21$ кДж/г (мы считаем, что предварительный нагрев от ударной волны от ВВ и деформации также 0,21 кДж/г) и $\tau \approx 1$ кДж/г (то есть на порядок выше статического), имеем

для меди $n \approx 6,48$. Понятно, что это оценка. Если взять $E_T \approx 0,1$ кДж/г, то $n \approx 2,44$, что ближе к экспериментальным значениям.

Из формулы (14) видно, что для того, чтобы струя имела максимальную способность к растяжению выгодно брать в качестве облицовки материал с большой плотностью, большой теплоемкостью и низким пределом текучести (хорошей пластичностью). В частности, понятно, почему для облицовок выгодно использовать медь и уран, и не выгоден свинец.

Из выше приведенных рассуждений ясно, что влиянием диссипации энергии на изменение скорости струи можно пренебречь, так как струя разрушится быстрее, чем это влияние скажется.

Тем не менее получим и это решение. Записываем баланс энергии

$$\frac{Mu_0^2}{6} - \frac{Mu^2}{6} = \tau V \ln n.$$

Здесь под u будем понимать текущую скорость головы струи. Тогда

$$\frac{\rho u_0^2}{6} - \frac{\rho u^2}{6} = \tau \ln n,$$

$$\frac{\rho}{6\tau} (u_0^2 - u^2) = \ln \left(\frac{l}{l_0} \right) = \ln \left(1 + \frac{1}{l_0} \int_0^t u dt \right).$$

Для удобства обозначим через A выражение $\rho/6\tau$. Тогда

$$1 + \frac{1}{l_0} \int_0^t u dt = \exp \left[A(u_0^2 - u^2) \right].$$

Дифференцируя последнее выражение, получим

$$\frac{u}{l_0} = \exp \left[A(u_0^2 - u^2) \right] (-2Au) \frac{du}{dt},$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{2Al_0} \exp(-Au_0^2) \exp(Au^2),$$

$$\int_u^{u_0} \exp(-Au^2) du = \frac{1}{2Al_0} \exp(-Au_0^2) t.$$

Вводя замену $u = z/\sqrt{A}$, имеем

$$\int_{u\sqrt{A}}^{u_0\sqrt{A}} \exp(-z^2) dz = \frac{1}{2l_0\sqrt{A}} \exp(-Au_0^2) t.$$

Левую часть выразим через интеграл вероятностей. По определению этот интеграл

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

Тогда

$$\operatorname{erf} \left(u \sqrt{\frac{\rho}{6\tau}} \right) = \operatorname{erf} \left(u_0 \sqrt{\frac{\rho}{6\tau}} \right) - \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{t}{l_0} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \exp \left(-\frac{u_0^2 \rho}{6\tau} \right). \quad (15)$$

В принципе это конечное решение в квадратурах. Далее находим для данного t скорость u , по ней – удлинение n , а по удлинению – положение головы струи x . Но с другой стороны формула (15) крайне неудобна для вычислений, так как при наших характерных величинах значение интеграла вероятности в правой части близко к 1, а «поправка» по времени исчезающе мала (это следствие малого влияния энергии диссипации на движение). Поэтому логично разложить интеграл вероятности в ряд

$$\operatorname{erf} \left(u_0 \sqrt{\frac{\rho}{6\tau}} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{u_0^2 \rho}{6\tau} \right) \sqrt{\frac{\rho}{6\tau}} (u_0 - u) = \operatorname{erf} \left(u_0 \sqrt{\frac{\rho}{6\tau}} \right) - \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{t}{l_0} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \exp \left(-\frac{u_0^2 \rho}{6\tau} \right),$$

$$u = u_0 - \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{t}{l_0} \frac{\tau}{\rho}. \quad (16)$$

Таким образом, при $t = 100$ мкс потеря в скорости головы струи составит (при длине струи 10 см) порядка 0,14 км/с, а растяжение порядка 11, что заведомо превышает предельное растяжение. Значит в наших приложениях формула (16) верна с очень хорошей точностью. Что касается глубины пробивания, то, соответственно, нет нужды вводить поправку на этот фактор.

6. Причины, ограничивающие пробивание

Одной из физических причин, ограничивающих пробивание, является прочность материала преграды. Как было показано в п. 2, прочность приводит к существованию критической скорости: для части струи, имеющей скорость ниже критической, пробивание в гидродинамическом режиме невозможно.

Другая возможная причина заключается в том, что в процессе пробивания с увеличением времени градиент скорости вдоль струи уменьшается, асимптотически стремясь к нулю, т. е. состояние струи как стержня стремится к статическому с предельным растягивающим напряжением. Такие условия могут приводить к разрыву струи, причем одновременно во многих местах, и, как следствие, нарушению симметрии и потери пробивной способности. Нагревание струи вследствие диссипации (п. 5) также может приводить к ограничению растягивающей способности струи и ее разрушению.

Разрушение струи на отдельные «капли» может, по-видимому, наступать и по достижении некоторого малого критического диаметра, обусловленного как динамикой растяжения, так

и механическими свойствами материала. Подобное явление возникает при истечении воды из крана – в нижней части струя дробится на отдельные капли.

Отметим, что несимметрия струи, вызванная исходным возмущением поперечной скорости или амплитуды, имеет колебательный характер, поскольку в любой момент времени удлиняющаяся струя представляет собой струну, натянутую до предела пластичности. Период колебаний есть

$$T = \lambda \sqrt{\frac{2\rho}{\tau}},$$

где λ – длина волны; ρ – плотность; τ – предел текучести на сдвиг. Если амплитуда колебаний превышает размер пробойны, то струя задевает ее стенки, теряет скорость и пробивную способность.

7. Анализ некоторых экспериментов

К сожалению, практически во всех опытах по пробиванию присутствует значительная несимметрия, обусловленная плохим качеством исполнения кумулятивного заряда. В результате, как правило, экспериментальная глубина пробивания меньше теоретической и сам ход $X(t)$ для головы пробойны описывается расчетной зависимостью (2) лишь для скоростных головных участков струи. Характер отклонения эксперимента от расчета свидетельствует о технических причинах ограничения пробивания. Так, например, в некоторых опытах пробивание продолжается даже после расчетного пролета всей струи, что может быть лишь при внутренних рикошетах хвостовых участков. Форма пробойны часто несимметрична (различие максимального и минимального размера составляет до двух раз), а полная глубина пробивания имеет большой статистический разброс. Всё это свидетельствует о несимметрии (исходной или возникающей в процессе разрушения струи). Ясно также, что на пробивание существенно влияют механические свойства материала струи, ответственные за ее максимальное растяжение.

В отдельных случаях короткого фокусного расстояния, когда пробивание заканчивается при небольшом удлинении струи, расчетные и экспериментальные результаты совпадают.

Выводы

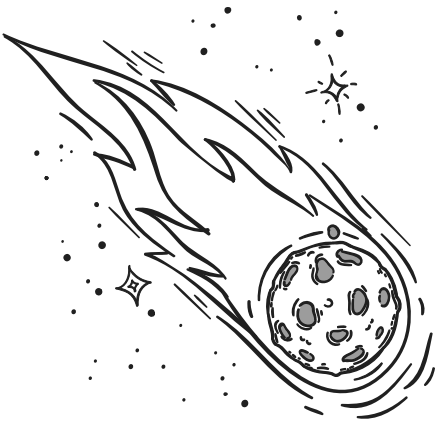
Описаны простейшие способы расчета действия кумулятивной струи на преграду практически пригодные для небольших расстояний кумулятивного заряда от преграды, когда к концу пробивания сплошность струи еще не нарушается.

Глубина пробивания фиксированным кумулятивным зарядом растет с увеличением расстояния его от преграды. При этом диаметр пробойны сокращается, а ее полный объем сохраняется.

Важным техническим фактором, влияющим на пробивную способность кумулятивного заряда, является его исходная симметрия, обусловленная технологией изготовления.

В заключение этого раздела необходимо сделать несколько замечаний. Буквально за несколько дней перед докладом на Забабахинских научных чтениях в 1987 году части данной работы (п. 3), авторы – И. Е. Забабахин и Д. В. Петров – узнали, что независимо повторили работу американцев (G. R. Abrahamson and J. N. Goodier «Penetration by shaped charge jets of nonuniform

velocity», *Journal of Applied Physics*, volume 34, number 1, January 1963) в части получения глубины пробивания кумулятивной струей с линейным и произвольным профилем. Несколько позже также стало известно, что решение для линейного распределения скорости вдоль струи было получено в конце 1950-х годов В. М. Титовым в кандидатской диссертации. В этом смысле принципиально новым п. 2 является результат об определении оптимального распределения скорости вдоль струи.



Один за другим или все сразу.

Джильберг. «Дворцовый страж»

Не держи посулом, одолжи отказом.

A civil denial is better than a rude grant/

Вежливый отказ лучше, чем грубое согласие.

ЗАДАЧА ОБ ОТСТРЕЛЕ ЛИДЕРА

Д. В. Петров

Предположим, нам захотелось предварительно сделать полость, каверну в астероиде для того, чтобы увеличить эффективность ядерного взрыва. С этой целью от космического аппарата (боевого блока) отстреливается лидер. Простейший лидер может представлять из себя компактное тело, длина и ширина поперечного сечения которого сравнимы. При космических скоростях соударения предполагается, что образуется кратер. То есть кинетическая энергия тратится на расширение полусферической полости от радиуса равного нулю до некоторого конечного радиуса R_0 [1]:

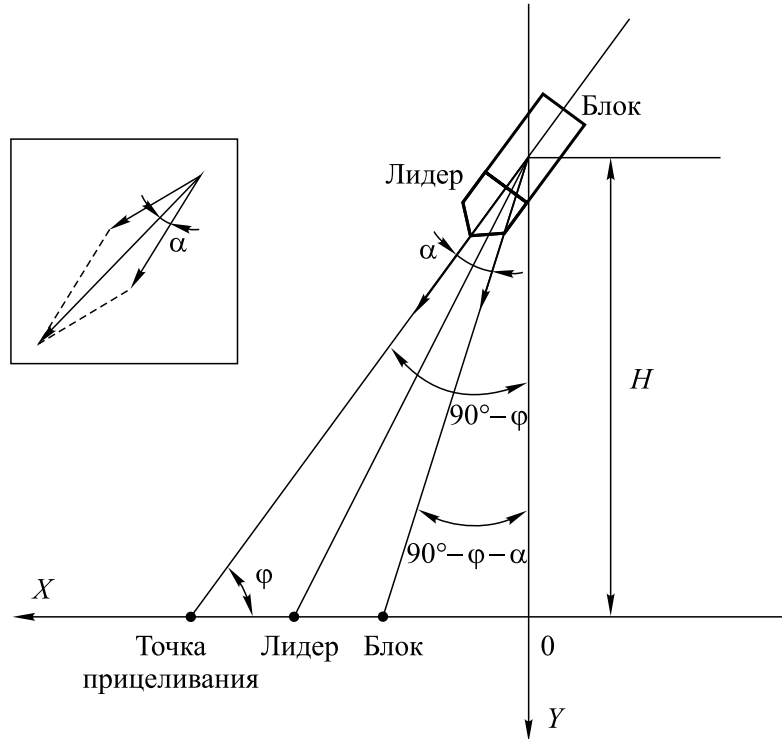
$$E_0 = 2\pi\tau \int_0^{R_0} r^2 dr = \frac{2}{3}\pi R_0^3 \tau,$$

где τ имеет смысл прочностного противодействия или удельной энергии, идущей на образование полости (см. предыдущую статью). Если R_0 будет больше характерных размеров линзы прогрева, то ожидать увеличения эффективности не придется. Если R_0 сравнимо с размерами ядерного устройства, то увеличение эффективности произойдет за счет увеличения эффективной площади поглощения излучения и уменьшения эффекта переизлучения. Можно также организовать лидер в виде «готовой» кумулятивной струи. При этом геометрия облучения будет еще более выгодная, так как устройство будет практически со всех сторон окружено грунтом.

Итак, считаем, что вектор скорости боевого блока (v_0) повернут относительно вектора скорости отстрела лидера ($v_0^{\text{Л}}$) на угол атаки α . Отстрел происходит на высоте H и угол прицеливания лидера составляет φ . Задача состоит в определении отклонения точки попадания боевого блока от точки попадания лидера (см. рисунок). Отдачей боевого блока вследствие отстрела лидера пренебрегаем.

Тогда, разлагая по осям, получим

$$\left. \begin{aligned} v_x^{\text{Б}} &= v_0 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi - \alpha\right) = v_0 \cos(\varphi + \alpha), \\ v_y^{\text{Б}} &= v_0 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi - \alpha\right) = v_0 \sin(\varphi + \alpha), \end{aligned} \right\} \text{— для блока;}$$



$$\left. \begin{aligned} v_x^{\text{Л}} &= v_x^{\text{Б}} + v_0^{\text{Л}} \cos \varphi, \\ v_y^{\text{Л}} &= v_y^{\text{Б}} + v_0^{\text{Л}} \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \text{— для лидера.}$$

Времена подлета

$$t_{\text{под}}^{\text{Л}} = \frac{H}{v_y^{\text{Л}}} = \frac{H}{v_y^{\text{Б}} + v_0^{\text{Л}} \sin \varphi}, \quad t_{\text{под}}^{\text{Б}} = \frac{H}{v_y^{\text{Б}}},$$

а разница между ними

$$\Delta t = \frac{H}{v_y^{\text{Б}}} - \frac{H}{v_y^{\text{Б}} + v_0^{\text{Л}} \sin \varphi} = H \left(\frac{1}{v_0 \sin(\varphi + \alpha)} - \frac{1}{v_0 \sin(\varphi + \alpha) + v_0^{\text{Л}} \sin \varphi} \right).$$

Разница в точках попадания

$$\begin{aligned} \Delta x &= x_{\text{Л}} - x_{\text{Б}} = v_x^{\text{Л}} t_{\text{под}}^{\text{Л}} - v_x^{\text{Б}} t_{\text{под}}^{\text{Б}} = \left(v_x^{\text{Б}} + v_0^{\text{Л}} \cos \varphi \right) \frac{H}{v_y^{\text{Б}} + v_0^{\text{Л}} \sin \varphi} - v_x^{\text{Б}} \frac{H}{v_y^{\text{Б}}}, \\ \Delta x &= H \left[\frac{v_0 \cos(\varphi + \alpha) + v_0^{\text{Л}} \cos \varphi}{v_0 \sin(\varphi + \alpha) + v_0^{\text{Л}} \sin \varphi} - \text{ctg}(\varphi + \alpha) \right]. \end{aligned}$$

Практический интерес представляют малые углы атаки, т. е. $\alpha \ll \varphi$. При этом

$$\cos(\varphi + \alpha) = \cos \varphi - \alpha \sin \varphi, \quad \sin(\varphi + \alpha) = \sin \varphi + \alpha \cos \varphi, \quad \operatorname{ctg}(\varphi + \alpha) = \operatorname{ctg} \varphi - \frac{\alpha}{\sin^2 \varphi}.$$

Произведя упрощения, последовательно получим

$$\Delta x = H \left[\operatorname{ctg} \varphi \frac{1 - \alpha \frac{v_0}{v_0 + v_0^{\text{Л}}} \operatorname{tg} \varphi}{1 + \alpha \frac{v_0}{v_0 + v_0^{\text{Л}}} \operatorname{ctg} \varphi} - \operatorname{ctg} \varphi + \alpha \frac{1}{\sin^2 \varphi} \right] = \frac{\alpha H}{\sin^2 \varphi} \frac{v_0}{v_0 + v_0^{\text{Л}}},$$

а для разницы по времени

$$\Delta t = \frac{H}{v_0 \sin \varphi} \frac{v_0}{v_0 + v_0^{\text{Л}}}.$$

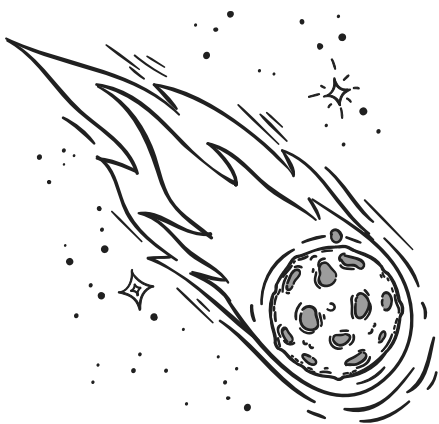
В итоге

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\alpha}{\sin \varphi} v_0,$$

а для «нормального» прицеливания $\Delta x / \Delta t = \alpha v_0$ и не зависит от скорости лидера. Из этих формул следуют важный вывод о том, что концепция отделяемого лидера практически вряд ли осуществима. Действительно, для устройства с диаметром 1 м, необходима каверна такого же размера. При этом допустим «промаха» 0,1 м, а необходимый временной промежуток – в 0,1 с. При скорости порядка 10 км/с требуется $\alpha < 10^{-4}$ радиан = $5,7 \cdot 10^{-3}$ град. Заметим также, что отдачей при отделении лидера мы пренебрегли, а это только усугубит ситуацию. Поэтому лидер должен быть неотделяемым или всё устройство перед применением необходимо затормозить. Торможение энергетически невыгодно, пропадает и сам смысл лидера: нет кинетической энергии – нет и каверны.

Литература

1. Физика взрыва [Текст] / под ред. Л. П. Орленко. – М. : Физматлит, 2002.



Сэр, я нашел для Вас довод, но я не обязан добиваться, чтобы Вы поняли его.

С. Джонсон

ЯДЕРНЫЕ СРЕДСТВА ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОПАСНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ. СОСТАВ И СХЕМА ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ

В. В. Родионов, В. В. Возовиков, Ю. А. Задворнов, Г. Д. Зеленкин, Е. Н. Петров, Г. Л. Сегал, А. Н. Сенькин, В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин, В. Ш. Хакимзянов, А. П. Шанин, О. Н. Шубин

Перечень сокращений

ВУ – временное устройство;
ИТ – источник тока;
КД – контактный датчик;
КПЗ – кумулятивный предзаряд;
ЛД – лазерный датчик;
ОКО – опасный космический объект;
РД – радиодатчик;
СЗЗ – система защиты Земли;
СУ – система управления;
ЯЗ – ядерный заряд;
ЯСВ – ядерное средство воздействия.

На данном этапе развития техники и технологий эффективным средством защиты Земли от ОКО являются ядерные средства воздействия, позволяющие обеспечить отклонение объекта с траектории или его разрушение.

Уровень технологического развития ведущих ядерных стран мира позволяет за достаточно короткое время создать ЯСВ с ЯЗ мощностью до 100 Мт, решить задачу их доставки к ОКО, и обеспечить эффективное использование энергии ядерного взрыва. При необходимости может быть обеспечено групповое применение ЯСВ.

К настоящему времени предложено множество методов и средств воздействия на ОКО [1]. Методы и средства воздействия на ОКО будут выбираться в зависимости от конкретной ситуации.

Поскольку действующие международные договоры запрещают размещение в космосе ядерных устройств, без использования которых создание системы защиты Земли, видимо,

будет невозможно, то, по крайней мере на первых этапах, средства ядерного воздействия на ОКО будут базироваться на Земле.

Очевидно, что СЗЗ должна обеспечивать перехват как тех небесных тел, падение которых можно будет прогнозировать за многие месяцы и годы вперед, так и тех, которые будут обнаружены за несколько суток, поэтому СЗЗ должна иметь по крайней мере два эшелона:

- дальнего перехвата;
- ближнего перехвата.

Первый эшелон должен перехватывать ОКО больших размеров (более 1 км в диаметре), которые должны быть заблаговременно обнаружены и каталогизированы, что позволит заранее прогнозировать возможность их столкновения с Землей и перехватывать их на значительном расстоянии.

При ближнем перехвате велик риск неполучения требуемого эффекта из-за ограниченности информации о характеристиках конкретного ОКО и дефицита времени. Для исключения риска должно быть подготовлено не менее двух ЯСВ.

Представляется, что на первом этапе работ по созданию системы защиты Земли от опасных космических объектов, для обеспечения ближнего перехвата ОКО следует основное внимание уделить варианту создания ЯСВ, которые будут базироваться на Земле и поддерживаться в постоянной готовности. При этом с учетом предлагаемой схемы эксплуатации и требований безопасности ЯСВ следует ограничить мощность используемых ЯЗ.

Эффект воздействия ЯСВ на ОКО в основном определяется режимом подрыва ЯЗ – приповерхностный, контактный, заглубленный. Предварительная оценка эффекта действия на ОКО единичных ЯСВ в различных режимах дана, в частности, в работе [2]. Из материалов работы следует, что наибольший эффект по величине сообщаемого ОКО импульса и по масштабам разрушения ОКО дает заглубленный подрыв ЯСВ. Для получения такого же воздействия при приповерхностном подрыве надо использовать ЯЗ на один-два порядка большей мощности. Однако возможность реализации заглубленного подрыва ограничивается необходимостью обеспечить сохранность ЯСВ при внедрении в ОКО. Действующие на ЯСВ перегрузки при внедрении в ОКО зависят от скорости встречи, материала ОКО и могут достигать десятков и сотен тысяч единиц.

Для обеспечения работоспособности ЯСВ необходимо или принять меры по снижению нагрузок на ЯЗ до приемлемого уровня путем ограничения скорости подхода к ОКО, или обеспечить подрыв ЯЗ до его разрушения.

С учетом вышеизложенного и учитывая: неопределенность условий обнаружения и перехвата ОКО, ограниченные возможности оперативного определения характеристик ОКО, незавершенность системных исследований эффективности ЯСВ в разных режимах подрыва, в условиях одиночного и группового применения, необходимость исследования особенностей функционирования систем ЯСВ и носителя в условиях перехвата ОКО и воздействия на них, а также жесткие требования по безопасности эксплуатации ЯСВ, для дальнейших проработок в рамках программы создания «Системы защиты Земли», – предлагается три варианта ЯСВ с зарядами мощностью 2, 10, 100 Мт.

Конструктивные схемы модулей ЯСВ представлены на рис. 1–3.

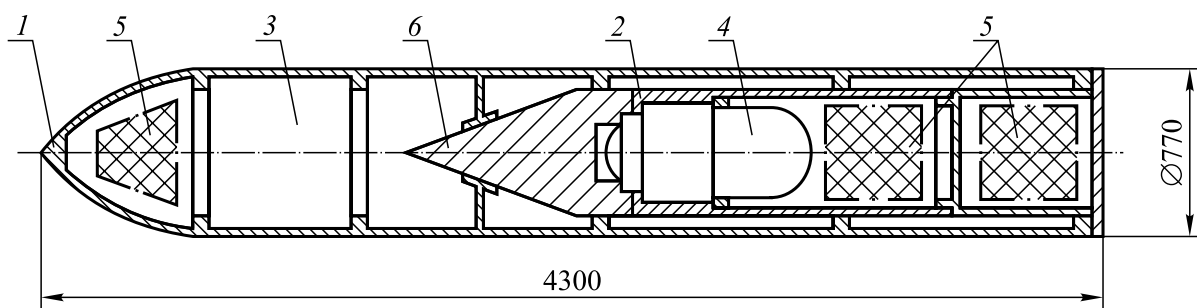


Рис. 1. Модуль ЯСВ (вариант 1):

1 – корпус; 2 – проникающий модуль; 3 – кумулятивный предзаряд; 4 – заряд; 5 – система автоматики; 6 – лидер

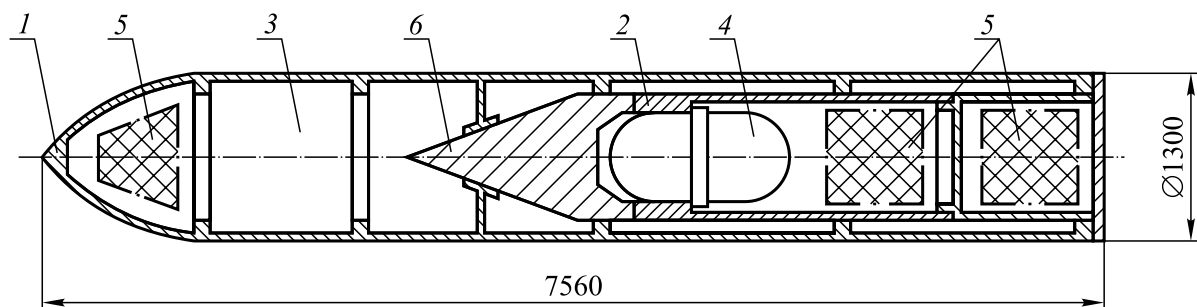


Рис. 2. Модуль ЯСВ (вариант 2):

1 – корпус; 2 – проникающий модуль; 3 – кумулятивный предзаряд; 4 – заряд; 5 – система автоматики; 6 – лидер

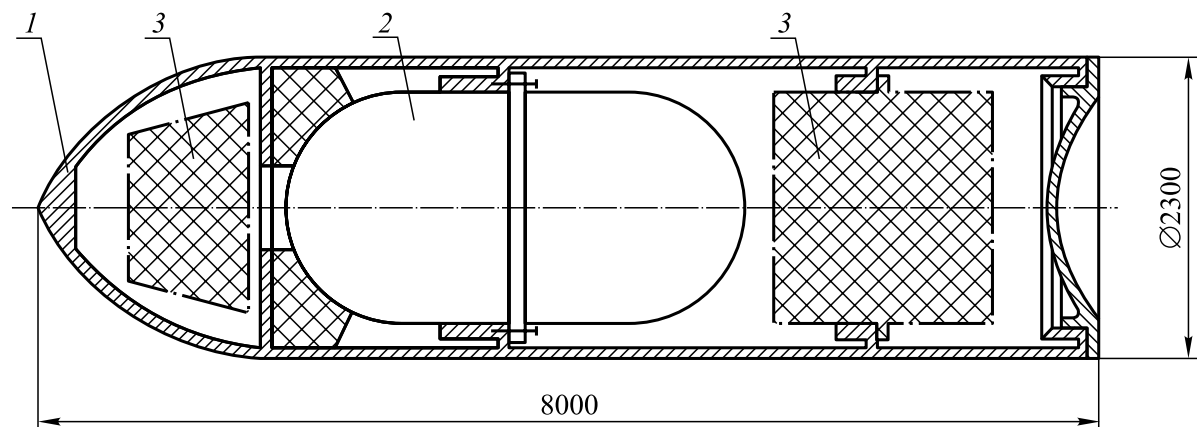


Рис. 3. Модуль ЯСВ (вариант 3):

1 – корпус; 2 – заряд; 3 – система автоматики

В состав ЯСВ входят:

- корпус;
- ядерный заряд;
- кумулятивный предзаряд (для вариантов 1 и 2 ЯСВ);
- система предохранения для обеспечения подрыва ЯЗ только в штатных условиях функционирования;

- система взведения и подрыва ЯЗ;
- система подрыва КПЗ;
- система ликвидации ЯСВ при реализации нештатных условий применения и/или функционирования;
- система автономного энергоснабжения (ИТ);
- система защиты от несанкционированного доступа.

Корпус представляет собой цилиндрическое тело с габаритно-массовыми характеристиками, представленными в таблице.

Вариант (№ рис.)	Диаметр, мм	Длина, мм	Масса, кг
1	720	4500	3500
2	1300	7600	16000
3	2300	8000	25000

Конструкция корпуса должна быть выбрана из условия обеспечения работоспособности ЯСВ при приповерхностном, контактном или заглубленном видах подрыва ЯЗ. Конструкция ЯСВ (рис. 1, 2) обеспечивает заглубление за счет собственной кинетической энергии ЯСВ с привлечением специальных средств – КПЗ и лидера.

Специальные требования к конструкции корпуса предъявляются только для обеспечения заглубленного подрыва ЯСВ, при приповерхностном и контактном видах подрыва требования к конструкции не предъявляются, т. к. при транспортировании к цели модуль ЯСВ закрыт обтекателем носителя.

Рассмотрены варианты применения ЯСВ в режимах приповерхностного, заглубленного и малоуглубленного подрывов, варианты конструкции ЯСВ, состав и схемы функционирования системы автоматики ЯСВ, обеспечивающие работоспособность ЯСВ в этих режимах.

Вариант применения ЯСВ в режиме приповерхностного подрыва не накладывает ограничений на условия подхода ЯСВ к ОКО, его реализация возможна на траекториях, близких к пролетным; не предъявляются специальных требований к прочности конструкции ЯСВ, к точности и быстродействию системы подрыва ЯЗ.

Вариант применения ЯСВ в режиме заглубленного подрыва, с обеспечением проникания ЯСВ в скальный грунт на глубину до ~7...9 м, наиболее эффективен, однако может быть реализован из-за ограниченной ударостойкости ЯСВ только при обеспечении подхода ЯСВ к ОКО со скоростью 800...1500 м/с, что является технически сложной задачей и может оказаться практически невозможным из-за требуемых на выполнение маневра сближения с ОКО затрат топлива и дефицита времени.

Конструкция ЯСВ для обеспечения работоспособности в режиме заглубленного подрыва выполняется ударостойкой. Специальных требований по быстродействию к системе подрыва не предъявляется, подрыв заряда производится в заданный момент времени после заглубления ЯСВ в грунт; может быть реализовано минирование ОКО одним или несколькими ЯСВ.

Для обеспечения требуемой глубины внедрения в грунт в состав ЯСВ входит КПЗ, подрываемый непосредственно перед встречей ЯСВ с ОКО на оптимальном расстоянии от последнего. Для задействования КПЗ используются датчики предконтактного подрыва.

На случай невозможности обеспечить подход ЯСВ к ОКО со скоростью 800...1500 м/с предлагается вариант применения ЯСВ в режиме малозаглубленного подрыва (заглубление в скальный грунт до 2,5...3 м), реализация которого принципиально возможна при скоростях подхода до ~30 км/с; при этом обеспечивается сопоставимая с заглубленным подрывом эффективность по величине сообщаемого ОКО импульса и масштабу разрушения.

Конструкция ЯСВ для реализации этого режима подрыва аналогична варианту для режима заглубленного подрыва. Существенным отличием является необходимость обеспечения специальных требований по быстродействию системы подрыва заряда. Подрыв заряда должен производиться на начальном участке внедрения ЯСВ в грунт до момента, когда действующие перегрузки превысят порог разрушения ЯЗ. Для подрыва заряда может быть использовано временное устройство, включаемое предконтактным датчиком цели; временная задержка определяется средствами автоматики ЯСВ или СУ носителя в зависимости от условий подхода ЯСВ к цели. Кроме того, для обеспечения срабатывания ЯЗ до его разрушения в систему подрыва ЯЗ целесообразно включить датчики предельных нагрузок.

Ниже рассматриваются отдельные основные элементы ЯСВ, обеспечивающие его функционирование на траектории сближения и взаимодействия с ОКО.

Система взведения ЯЗ предназначена для подготовки ЯЗ к подрыву. Взведение ЯЗ производится после снятия всех ступеней предохранения на конечном участке траектории подхода к ОКО по команде СУ носителя, формируемой в заданный момент времени, определяемый конкретными характеристиками ЯСВ.

Многоступенчатую **систему предохранения** предполагается формировать на основе применения включаемых последовательно в цепь управления подрывом ЯЗ приборов, принцип действия которых основан на использовании физических факторов полета ЯСВ и электрических включателей, срабатывающих по специальным сигналам, вырабатываемым в полете СУ носителя только в случае, если полет происходит нормально. При анализе построения системы предохранения рассмотрена возможность использования приборов инерционного типа, срабатывающих на участке работы ускорителей носителя, бароприборов и датчиков температуры, фиксирующих наличие космического вакуума.

В **системе подрыва КПЗ** предполагается использовать предконтактный датчик цели с ВУ задержки подрыва. Рассматриваются варианты предконтактного датчика подрыва на основе телескопического выдвижного контактного датчика, радиодатчика, лазерного датчика. Использование ВУ должно обеспечить задействование КПЗ на оптимальном расстоянии от поверхности ОКО. Временная задержка определяется в зависимости от скорости сближения ЯСВ с ОКО средствами СУ носителя. Предполагается дублирование команды на подрыв КПЗ контактным датчиком цели.

В **системе подрыва ЯЗ** для обеспечения приповерхностного подрыва рассматриваются варианты формирования команды на подрыв на заданном расстоянии от ОКО средствами СУ носителя, РД, ЛД.

При применении ЯСВ в режиме заглубленного подрыва для формирования команды на подрыв ЯЗ предполагается использовать ВУ, запускаемое предконтактным или контактным датчиком цели. Для дублирования команды на подрыв предполагается использовать малоинерционные датчики предельных нагрузок с порогом срабатывания, обеспечивающим подрыв ЯЗ до его разрушения, при превышении допустимого уровня перегрузок при внедрении ЯСВ в грунт ОКО.

В этом режиме подрыв ЯЗ может производиться как непосредственно после внедрения ЯСВ в грунт, так и в режиме минирования через заданное время после заглублиения.

В режиме малозаглубленного подрыва необходимо обеспечить подрыв ЯЗ на начальном участке внедрения ЯСВ в грунт раньше, чем действующие перегрузки превысят порог разрушения ЯЗ. Для формирования команды на подрыв ЯЗ в этом режиме предполагается использовать запускаемое при срабатывании предконтактного датчика высокоточное ВУ с переменным, зависящим от скорости подхода ЯСВ к ОКО временем задержки. Для дублирования команды на подрыв предполагается использовать малоинерционные датчики предельных нагрузок. Действование системы подрыва ЯЗ в этом режиме производится до встречи ЯСВ с грунтом ОКО на расстоянии, определяемом инерционностью системы подрыва ЯЗ и временем достижения, действующими при внедрении нагрузками порога разрушения ЯЗ.

Для обеспечения заглубленного и малозаглубленного подрыва в ЯСВ должны использоваться равнопрочные с ЯЗ элементы автоматики и ИТ.

При необходимости ликвидации или аварийного подрыва ЯСВ в случаях реализации нештатных ситуаций полета предполагается использовать специальную команду, формируемую СУ носителя. Рассматривается возможность формирования команды на ликвидацию или аварийный подрыв автономными средствами, используя для этой цели временное устройство, запускаемое по срабатыванию РД или ЛД при подходе к ОКО. Для выбора режима подрыва или принятия решения о ликвидации ЯСВ в зависимости от конкретной ситуации полета и сближения ЯСВ с ОКО в составе ЯСВ предполагается также использовать логическое устройство. Возможны и другие варианты построения системы ликвидации ЯСВ.

Блок-схема ЯСВ, определяющая состав и взаимодействие основных элементов ЯСВ, приведена на рис. 4; схемы функционирования ЯСВ в режимах приповерхностного и заглубленного подрывов представлены на рис. 5, 6.

Анализируя состав ЯСВ, следует отметить, что практически на все компоненты модулей ЯСВ имеются технические решения, позволяющие с твердой уверенностью заявить о возможности создания системы автоматики ЯСВ.

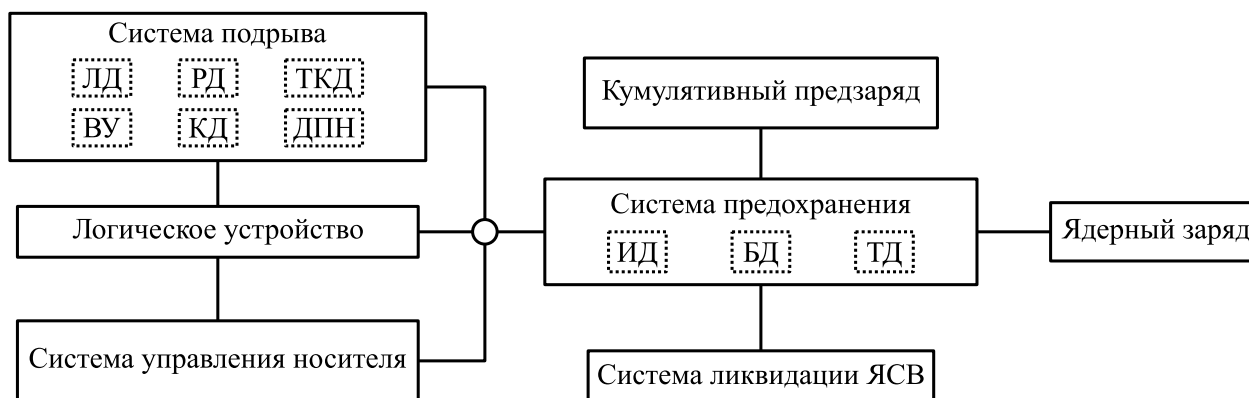


Рис 4. Блок-схема ЯСВ:

БД – датчик давления (бародатчик); ЛД – лазерный датчик; ВУ – временное устройство; РД – радиодатчик; ДПН – датчик предельных нагрузок; ТД – датчик температуры; ИД – инерционный датчик; КД – контактный датчик; ТКД – телескопический выдвижной контактный датчик.



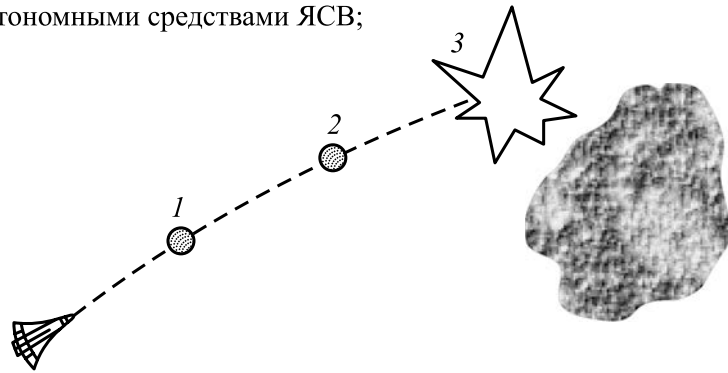
Рис. 5. Схема функционирования ЯСВ на траектории

На основании анализа уровня технологического развития ведущих ядерных стран мира, можно сделать вывод, что создание ЯСВ с учетом особенностей решения задачи доставки ЯСВ к ОКО принципиально возможно.

На последующих этапах работ по созданию ядерных средств воздействия на ОКО необходимо выполнить расчетно-теоретические и экспериментальные исследования в части:

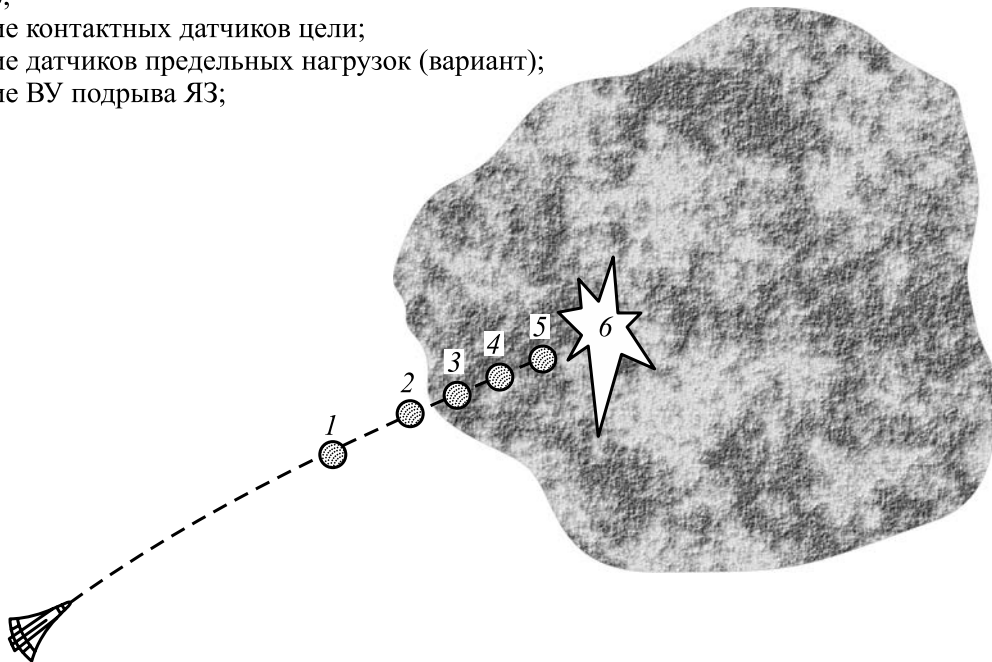
- исследования состава и структуры ОКО;
- разработки конструкции зондов для исследования характеристик ОКО;

- 1 – взведение ЯЗ;
- 2 – выдача команды на подрыв ЯЗ системой управления носителя или формирование ее автономными средствами ЯСВ;
- 3 – штатное срабатывание ЯЗ



Приповерхностный подрыв ЯСВ

- 1 – срабатывание предконтактного датчика и запуск ВУ системы подрыва КПЗ и ВУ системы подрыва ЯЗ;
- 2 – подрыв КПЗ;
- 3 – срабатывание контактных датчиков цели;
- 4 – срабатывание датчиков предельных нагрузок (вариант);
- 5 – срабатывание ВУ подрыва ЯЗ;
- 6 – подрыв ЯЗ



Заглубленный подрыв ЯСВ

Рис. 6. Схема функционирования ЯСВ для различных режимов подрыва

- определения характеристик взаимодействия ЯСВ при проникании в грунт во всём диапазоне возможных условий подхода к ОКО;
- оценки эффективности воздействия на ОКО разного состава ЯЗ различной мощности для всех режимов подрыва (с оценкой действия на ОКО светового и рентгеновского излучений, сейсмического воздействия);

- обоснования оптимального состава и схемы применения одиночных ЯСВ и наряда ЯСВ, в том числе для варианта минирования;
- обоснования дополнительных требований к ЯСВ в условиях группового применения для обеспечения взаимонепоражения и исключения преждевременного подрыва ЯСВ;
- оценки возможностей носителя по обеспечению требуемых условий подхода ЯСВ к ОКО;
- детальной проработки состава и логики функционирования системы автоматике ЯСВ;
- определения характеристик функционирования КПЗ при взаимодействии с грунтом; оценки воздействия КПЗ на элементы ЯСВ; оптимизации конструкции КПЗ и ЯСВ в целом;
- экспериментальной проверки работоспособности элементов ЯСВ при космических скоростях.

Литература

1. **Wood, L. L.** Problems of Earth Protection Against The Impact With Near-Earth Objects (SPE-94). Cosmic Bombardment IV: Averting Catastrophe In The Here-And-Now [Text] / L. L. Wood, R. Hyde, M. Y. Ishikawa, A. Ledebuhr // Russian Federal Nuclear Centre, Chelyabinsk 70, Chelyabinsk Region, Russia. – 1994.
2. **Нечай, В. З.** Ядерный взрыв вблизи поверхности астероидов и комет – II. Общее описание явления [Текст] / В. З. Нечай, В. Н. Ногин, Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин // Известия Челябинского научного центра. – 1997. – Специальный выпуск. – С. 179–182.



Хочешь мира – готовься к войне /
Si vis pacem, para bellum (лат.)

Эпаминонд

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ЯДЕРНОМУ ВЗРЫВНОМУ (ЗАРЯДНОМУ) УСТРОЙСТВУ (ЯЗУ) ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СИСТЕМЕ ЗАЩИТЫ ЗЕМЛИ (СЗЗ) ОТ АСТЕРОИДОВ И КОМЕТ

П. И. Коблов, В. А. Симоненко, Ю. А. Иванов, И. С. Карпов, А. Г. Юдов,
О. Н. Шубин, Ю. С. Подопригора, Д. В. Петров, В. М. Южанин

По одной из наиболее популярных гипотез на Земле 65 миллионов лет назад произошла массовая гибель представителей флоры и фауны в результате падения в северной части Атлантического океана астероида поперечником около 10 км.

По имеющимся оценкам подобные катастрофы могут происходить каждые 100 тысяч лет, однако столкновения с более мелкими телами, которые тем не менее представляют серьезную опасность, могут происходить значительно чаще.

Опасность подобного рода событий, если они произойдут в наше время, заключается не только в том, что они могут привести к человеческим жертвам и значительным разрушениям, но и главным образом в том, что они могут стать своеобразным спусковым крючком для возникновения военного конфликта.

Актуальность данного вопроса подтверждается и появлением в печати научных работ, посвященных этой теме. А современный уровень науки и техники дает основание утверждать, что в настоящее время идея создания системы защиты Земли (СЗЗ) от столкновений с астероидами и кометами не является фантастичной.

Основным назначением СЗЗ будет обнаружение небесных тел, движущихся по падающим в Землю траекториям, и разрушение этих тел или отклонение их с падающих траекторий.

Очевидно, что создание СЗЗ должно опираться на весь лучший опыт, накопленный человечеством. Поэтому эта система должна иметь международный статус и создаваться под эгидой ООН. Намечившаяся разрядка напряженности в мире (на момент написания доклада) способствует этому. К тому же, участие в создании СЗЗ военно-промышленных комплексов ведущих стран позволит более безболезненно переориентировать высвобождаемые мощности на мирные цели и повысить степень взаимного доверия между народами.

Наиболее реальным способом воздействия на опасный космический объект (ОКО), такой как астероид или комета, является ядерный взрыв вблизи его поверхности или после внедрения.

В составе ядерного средства воздействия (ЯСВ) располагается ядерное зарядное устройство (ЯЗУ), в результате задействования которого обеспечивается воздействие на ОКО.

В настоящем докладе приводятся основные требования, которым должно соответствовать ЯЗУ для использования в системе защиты Земли от астероидов и комет. Каждое требование рассматривается по схеме:

1. Задача, которую должно решить ЯЗУ, или свойство, которым должно обладать ЯЗУ, для выполнения поставленной задачи.
2. Обоснование требования.
3. Формулирование требования для ЯЗУ.

1. Мощность ЯЗУ

Взрыв ЯЗУ на заданном расстоянии от ОКО или после внедрения должен обеспечить:

- раздробление ОКО на фрагменты $<10...30$ м и придание им скоростей $>0,1...1$ м/с или
- придание ОКО (не разрушая его), импульса, который приведет к изменению его орбиты и обеспечит пролет на безопасном расстоянии от Земли.

В табл. 1 [3] в самой общей форме представлены основные эффекты воздействия ядерных взрывов на астероид.

Таблица 1

Вид воздействия	Импульс, приобретаемый астероидом	Размеры зоны дробления
Контактный ядерный взрыв	$\sim 10^8$ (т · м/с)/Мт	≈ 100 м/Мт ^{1/3}
Заглубленный ядерный взрыв	$\sim 10^9...10^{10}$ (т · м/с)/Мт	≈ 200 м/Мт ^{1/3}
Приповерхностный ядерный взрыв	$\sim 10^6...10^8$ (т · м/с)/Мт (для 1 Мт)	

Отсюда следует, например, что для изменения траектории или фрагментации астероидов с диаметром, превышающим 50...100 м, потребуется использование ЯЗУ мощностью от 1 Мт и выше. Однако физические габариты космических бомбардирующих объектов, угрожающих человечеству в целом, могут иметь диаметры >1 км, а «Великие разрушители» – около 5...10 км, для разрушения которых потребовалась бы мощность ЯЗУ порядка нескольких гигатонн.

Вероятнее всего в оперативной КСП (космической службе перехвата) наиболее часто будут применяться средства разрушения ОКО, т. к. отклонить его траекторию вблизи Земли будет уже практически невозможно. Энергия, необходимая для перевода ОКО с падающей траектории на пролетную, в этом случае будет сравнима с энергией разрушения объекта. Такой метод применим, конечно, к небольшим ОКО, которые из-за малости их размеров могут быть обнаружены уже на подлете к Земле.

Для астероида диаметром 100 м, состоящего из материала типа базальта, это будет соответствовать энергии порядка 10^{13} Дж. Такая энергия выделяется при взрыве ядерного заряда мощностью около 2 кт. Учитывая же то, что только небольшая доля энергии взрыва пойдет

на сообщение дополнительного импульса скорости, потребуется заряд существенно большей мощности.

Имеющиеся данные показывают, что для разрушения базальтового астероида $\varnothing 0,5$ км потребуется заряд мощностью порядка $\sim 3 \dots 5$ Мт.

Для повышения надежности перехвата, очевидно, будут запускаться несколько КА. Это позволит не только обеспечить надежный перехват в случае промаха одного из КА, но и дополнительно разрушит крупные фрагменты, которые еще могут представлять опасность.

К настоящему времени передовыми странами созданы ЯЗУ с уровнем мощности до $50 \dots 100$ Мт. Вместе с этим для воздействия на ОКО можно, по-видимому, использовать несколько ЯЗУ вблизи ОКО, посаженных на ОКО или внедренных в ОКО и затем подорванных одновременно от КА-наблюдателя.

Учитывая вышеизложенное, можно сформулировать требование по мощности ЯЗУ.

Мощность ЯЗУ для использования в системе защиты Земли от астероидов и комет должна составлять:

- 1 Мт – для воздействия на ОКО диаметром $\sim 50 \dots 100$ м;
- 10 Мт – для воздействия на ОКО $\sim 0,5 \dots 1$ км;
- $50 \dots 100$ Мт – для воздействия на ОКО $\sim 5 \dots 10$ км

2. Габаритно-массовые характеристики ЯЗУ

Требования к габаритно-массовым характеристикам ЯЗУ могут быть выставлены с учетом параметров полезного груза, выводимого в космос известными ракетносителями (РН), ориентировочных габаритно-массовых затрат на ЯСВ, мощностей, заданных в п. 1, и исходя из опыта разработки ядерного оружия передовыми странами.

Энергетические возможности существующих РН позволяют выводить на околоземные орбиты КА массой от нескольких сотен килограммов до 100 тонн, а на межпланетные траектории – до 25 т при использовании разгонных блоков (РБ) на традиционных химических компонентах топлива.

Габаритно-массовые характеристики ЯЗУ должны соответствовать характеристикам, указанным в табл. 2.

Таблица 2

Мощность, Мт	Диаметр/длина, см/см	Масса, кг
~ 1	$\leq 60/120$	~ 600
~ 10	$\leq 120/180$	~ 3000
$\sim 50 \dots 100$	$\leq 200/500$	$\sim 16\ 000$

3. Требования по безопасности к ЯЗУ

Безопасность ЯЗУ – один из важнейших параметров. Безопасность ЯЗУ, как автономного, так и в составе ЯСВ, ракеты и стартового ракетного комплекса, должна включать несколько аспектов и учитывать особенности СЗЗ от ОКО, в частности:

- должен быть обеспечен минимальный экологический ущерб, в случае аварии на старте;
- должна быть исключена возможность задействования ЯЗУ на Земле или в атмосфере Земли в случае аварии или стихийных бедствий, злонамеренных действий.

Известно, что большей безопасностью обладают устройства без Pu, при этом в качестве ядерного топлива могут использоваться U^{235} и другие традиционные компоненты.

Это обосновывается существенно меньшей активностью U^{235} по сравнению с Pu^{239} . В табл. 3 приведены значения удельной C и относительной δ_C α активностей Pu^{239} и U^{235} [5].

Таблица 3

Сравнительные характеристики делящихся материалов

Характеристика \ Тип ДМ	Pu^{239}	U^{235}
C , Ки/кг	70	$3,4 \cdot 10^{-3}$
δ_C	1	$2,05 \cdot 10^4$
$70/3,4 \cdot 10^{-3} = 2,05 \cdot 10^4$		

Кроме этого, целесообразно с целью повышения безопасности в составе ЯЗУ использовать низкочувствительные к удару и высокой температуре (пожару) взрывчатые составы.

Что касается второго аспекта безопасности, то здесь могут быть использованы следующие решения:

1. Разделение компонентов, т. е. раздельное хранение ракетносителя, ЯЗУ и компонентов ЯЗУ до момента старта ракеты, минус время на сборку и подготовку старта. Однако такой подход, по-видимому, может быть приемлем только для СЗЗ, которая предназначена для воздействия на достаточно крупные ОКО, которые могут быть обнаружены с временным упреждением до момента встречи с Землей. В течение этого времени должна быть произведена доставка компонентов к месту старта, сборка ЯЗУ, ЯСВ, ракетносителя и подготовка к старту.

2. Метод разделения компонентов неприменим к СЗЗ от небольших ОКО, которые из-за малости их размеров могут быть обнаружены уже на подлете к Земле. Результаты расчетов показывают, что для перелета КА-перехватчика в точку перехвата на удалении 40 тыс. км (дальность геостационарной орбиты) потребуется около 6 часов, для случая старта с опорной орбиты в 4 км/с потребуется около 6 часов, в район орбиты Луны – около 4 суток. Поэтому ракетносители с ЯЗУ для перехвата малых астероидов должны практически всегда находиться в постоянной боевой готовности.

3. Построение в составе СЗЗ организационных и технических охранных зон к особоважным объектам и элементам комплекса.

4. Построение ЯЗУ по принципу сближения масс активного материала. При этом в ЯЗУ может использоваться незначительное количество взрывчатого вещества, в этом случае зона радиоактивного загрязнения местности при и после аварии будет минимальной.

5. Целесообразно, чтобы в составе СЗЗ и ЯСВ имелись предохранительные устройства, которые бы позволяли переводить ЯЗУ в боевое состояние после старта РН и отлета его от Земли на безопасное расстояние.

6. Наиболее радикальным было бы построение ЯЗУ на принципе физфакторного задействия.

Такое решение позволило бы исключить возможность использования ЯЗУ для СЗЗ в военных целях.

Требования по безопасности ЯЗУ:

- оно не должно содержать Рн;
- ЯЗУ и элементы его задействия должны быть расположены в зоне недоступности.

Прорабатывается возможность:

1. Построения ЯЗУ с устройствами предохранения – недопущения ядерной реакции до момента отлета от Земли на безопасное расстояние.

2. Построения ЯЗУ на принципе физфакторного задействия.

4. Требования по прочности ЯЗУ

С помощью ядерного взрыва можно обеспечить очень интенсивное воздействие на астероиды. При этом наиболее эффективным будет воздействие заглубленных взрывов. Контактные и приповерхностные взрывы обеспечивают примерно одинаковое воздействие с точки зрения импульса, передаваемого астероиду, при этом, контактный взрыв обеспечивает более интенсивную фрагментацию астероида.

Максимальные значения скоростей сближения КА с кометой или астероидом могут достигать ~28 км/с, при пролете таких тел вдоль орбиты Земли (из передней и задней полусферы) скорость сближения составляет – 8...9 км/с. Вместе с этим, скорость сближения КА-перехватчика может быть уменьшена путем маневрирования – в пределе до «мягкой» посадки.

Учитывая это, конкретное требуемое значение уровня прочности ЯЗУ будет определяться траекторией КА, и видом взрыва. Более высокий уровень прочности ЯЗУ расширяет возможности его использования в ЯСВ.

Требования по прочности ЯЗУ:

- Уровень прочности ЯЗУ не должен налагать ограничения для выполнения главной задачи СЗЗ.
- Прорабатывается возможность максимально возможного увеличения уровня ударостойкости ЯЗУ.

5. Требования по надежности ЯЗУ

Требования по надежности ЯЗУ вытекают из требований, предъявляемых к КСП (Космической службе перехвата). В частности, КСП должна удовлетворять множеству требований, среди важнейших можно назвать следующие:

- высокая степень готовности и надежность;
- эшелонированность;
- возможность воздействия на ОКО с широким диапазоном физических и баллистических характеристик;

- возможность повторного перехвата в случае промаха, неполного разрушения или недостаточного изменения траектории ОКО;
- безопасность применения для окружающей среды;
- максимальное использование существующего потенциала и т. д.

Одной из отличительных особенностей КСП является необходимость иметь в постоянной боевой готовности или в законсервированном виде несколько КА, РН и средств воздействия на ОКО (ядерных устройств и т. п.), которые могут быть подготовлены к запуску в срок от нескольких дней до нескольких месяцев.

Требования к надежности ЯЗУ:

- ЯЗУ должно иметь высокую степень надежности по срабатыванию и взведению в боевую готовность (при наличии) после удаления от Земли на безопасное расстояние;
- конкретная цифра надежности определяется на этапе эскизного проекта и согласовывается с разработчиком КСП.

Остальные требования к ЯЗУ, такие как стойкость к ионизирующему излучению, удобство обслуживания и т. д., по-видимому, целесообразно формулировать на этапе эскизного проектирования.

Литература

1. Сайкс, Л. Р. О мощности советских стратегических вооружений [Текст] / Л. Р. Сайкс, Д. М. Дэвис // В мире науки (Scientific American. Издание на русском языке). – 1987. – № 3. – 13 с.
2. Зайцев, А. В. Некоторые принципы построения системы предотвращения столкновений Земли с астероидами и кометами [Текст] // Труды двадцать третьих чтений К. Э. Циолковского. Секция «Проблемы ракетной и космической техники», Калуга, 1988.
3. Нечай, В. З. Ядерный взрыв вблизи поверхности астероидов и комет – II. Общее описание явления [Текст] / В. З. Нечай, В. Н. Ногин, Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин // Известия Челябинского научного центра. – 1997. – Специальный выпуск. – С. 179–182.
4. Вуд, Л. Л. Космическая бомбардировка IV: предотвратить катастрофу уже сегодня [Текст] / Л. Л. Вуд, Р. Хайд и др. // Доклад на конференции «Проблемы защиты Земли от столкновения с околоземными космическими объектами», Снежинск, 23–30 сентября 1994 г.
5. von Hippel, F. The Hazard from Plutonium Dispersal by Nuclear-warhead accidents [Text] / F. von Hippel and S. Fetter // Science and Global Security. – 1990. – No 2. – P. 21–40.
6. Киддер, Р. Е. Оценка безопасности ядерного оружия США и требуемые для обеспечения безопасности ядерные испытания [Текст] // Доклад конгрессу США, LLNL.



«Всё это – низкая шутка, сыгранная с нашей благородной доверчивостью». – сказал Сэм.

Н. Линдсей «Волшебный пудинг»

В чужой монастырь со своим уставом не ходят.

When in Rome, do as the Romans do/
Когда ты в Риме, поступай как римляне.

ЕСТЬ ЛИ БУДУЩЕЕ У ПРОЕКТА ЯДЕРНОГО ЩИТА ЗЕМЛИ? (Защита от ОКО и запрещение ядерных взрывов)

В. Н. Ногин, О. Н. Шубин

Обсуждаются перспективы осуществления проекта защиты Земли от ОКО на основе использования ядерных взрывов в свете существующих и вновь разрабатываемых договоров о запрещении ядерных испытаний. Показано, что практические шаги по реализации проекта в условиях отсутствия непосредственной угрозы столкновения с ОКО могут быть уже в ближайшем будущем ограничены уровнем теоретических изысканий. Рассмотрены пути легализации экспериментов с использованием взрывной ядерной энергии в целях подготовки к отражению угрозы столкновения Земли с ОКО.

Введение

В настоящее время широко обсуждается возможность организации системы защиты Земли от ОКО, основанной на использовании ядерных взрывов в космическом пространстве, для воздействия (разрушения или отклонения) на опасные космические тела. Очевидно, что реализация этого проекта немислима без предварительной подготовки, в частности исследования эффективности воздействия ядерного взрыва на космическое тело. Если начальную стадию таких исследований можно выполнить на теоретическом уровне, то дальнейшее продвижение в данном направлении требует экспериментального моделирования воздействия. Могут рассматриваться различные возможности, начиная от моделирования отдельных процессов, влияющих на эффективность воздействия при проведении подземных ядерных взрывов и заканчивая полномасштабным экспериментом в космическом пространстве с использованием специальных ядерных взрывных устройств (ЯВУ). В любом случае такие эксперименты предполагают проведение ядерных взрывов.

Учитывая неприемлемые для человечества последствия столкновения ОКО с Землей, система защиты должна обладать высокой степенью надежности. Соответствующие требования по надежности должны предъявляться и к применяемым ЯВУ. По-видимому, специфика использования ЯВУ в целях защиты Земли (например, выполнение требований по обеспечению экологической чистоты) сделает необходимым разработку специальных конструкций ЯВУ, хотя

может рассматриваться и возможность применения стоящих на вооружении у ядерных стран боевых ядерных зарядов. В обоих случаях требуется экспериментальное подтверждение работоспособности выбранных ЯВУ и измерение характеристик взрыва, то есть полномасштабное ядерное испытание.

Таким образом, осуществление проекта ядерного щита Земли предполагает неоднократное проведение ядерных взрывов. Возникает вопрос: не вступает ли в противоречие такая деятельность с требованиями уже действующих и перспективных договоров об ограничении испытаний ядерного оружия? Ниже сделана попытка ответить на этот вопрос. При этом мы не будем рассматривать экстремальных ситуаций, связанных с непосредственной угрозой столкновения с ОКО. Как правило, международные договора содержат статью, которая позволяет выйти из соглашения, если «чрезвычайные события, имеющие отношение к предмету настоящего Договора, поставили под угрозу его высшие интересы». Очевидно, что угроза падения крупного космического тела может рассматриваться как чрезвычайное событие.

Применение данной статьи предполагает подачу заблаговременного уведомления о выходе из договора (шесть или двенадцать месяцев). Учитывая, что подготовка к проведению испытания требует времени, данное ограничение не будет серьезным препятствием для осуществления проекта.

Московский Договор 1963 года о запрещении испытаний ядерного оружия в трех средах

Договор о запрещении ядерных испытаний в трех средах: в атмосфере, в космическом пространстве и под водой, был подписан в Москве в августе 1963 года министрами иностранных дел СССР, США и Великобритании и вступил в силу 10.10.63 года. К настоящему времени участниками Договора являются около 120 государств. Франция и Китай не присоединились к этому Договору, хотя в последнее время проводили только подземные испытания. Договор прямо запрещает «проводить любой испытательный взрыв ядерного оружия или любой другой ядерный взрыв» в космическом пространстве, в атмосфере и под водой. Таким образом, данный Договор не закрывает полностью возможность экспериментальной отработки ЯВУ, однако ограничивает область деятельности специалистов Англии, России и США подземными экспериментами.

Договор о нераспространении ядерного оружия

Договор о нераспространении ядерного оружия вступил в силу 5 марта 1970 года. Положения договора запрещают ядерным государствам «передавать кому бы то ни было ядерное оружие или другие ядерные взрывные устройства». Соответственно, неядерные государства обязуются не разрабатывать и не приобретать ядерное оружие или другие ядерные взрывные устройства (статья I Договора). В соответствии с этими положениями собственно разработка ЯВУ (включая их испытания) возможна только в ядерных государствах. Возможность участия специалистов неядерных государств в экспериментах с ЯВУ предусматривается IV статьей Договора:

– участники обязуются способствовать *«возможно самому полному обмену оборудованием, материалами, научной и технической информацией об использовании ядерной энергии в мирных целях»*

и V статьей Договора:

– *«потенциальные блага от любого мирного применения ядерных взрывов должны быть доступны государствам-участникам настоящего Договора, не обладающим ядерным оружием на недискриминационной основе».*

Таким образом, Договор, в принципе, допускает организацию международного сотрудничества по проблеме создания ядерного щита. При этом, однако, следует внимательно рассмотреть вопрос об объеме информации, которую могут получить специалисты неядерных государств при совместном проведении экспериментов с ЯВУ, чтобы обеспечить выполнение статьи I Договора.

Договора между СССР и США об ограничении мощности подземных ядерных взрывов

В 1974 году СССР и США заключили Договор об ограничении подземных испытаний ядерного оружия. В 1976 году был заключен Договор о подземных ядерных взрывах в мирных целях. Особенность этих Договоров заключалась в том, что было проведено четкое различие ядерных взрывов в мирных целях и испытаний ядерного оружия по формальному признаку: «все подземные ядерные взрывы, проводимые вне национальных ядерных испытательных полигонов, считаются подземными ядерными взрывами в мирных целях». Оба Договора ограничивают мощность одиночного ядерного взрыва величиной в 150 кт, при этом Договор о подземных взрывах в мирных целях при определенных условиях допускает проведение групповых взрывов с суммарной мощностью свыше 150 кт.

Наиболее существенным является ограничение на мощность одиночного взрыва, так как для реализации проекта ядерного щита могут понадобиться существенно более мощные ЯВУ. Групповые ядерные взрывы могут быть полезны для целей моделирования воздействия ка ОКО, поэтому запрет на проведение таких взрывов на полигоне с учетом фактически введенного моратория на ядерные взрывы вне полигона может стать серьезным ограничивающим фактором.

С другой стороны, эксперименты с ЯВУ в целях поддержки программ защиты Земли целесообразно проводить именно на ядерных полигонах, на которых имеются соответствующие возможности по постановке и проведению экспериментов и обеспечению экологической безопасности. В подходе, реализованном в Договорах 1974 и 1976 года, такие эксперименты автоматически будут рассматриваться как испытания ядерного оружия со всеми вытекающими последствиями. Однако отмеченное затруднение не является следствием несовершенства рассматриваемых Договоров. Дело в том, что различить испытание ядерного оружия и мирный ядерный взрыв по внешним признакам, не имея доступа к информации о конструкции ЯВУ, принципиально невозможно. В то же время раскрытие информации о конструкции ЯВУ является прямым нарушением Договора о нераспространении ядерного оружия. Поэтому ужесточение требований по отношению к ядерным испытаниям автоматически ограничивало возможности по мирным применениям ядерных взрывов.

Договор о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний

В 1993 году в Женеве в рамках Конференции по разоружению были начаты переговоры по заключению Договора о всеобъемлющем запрещении ядерных испытаний (ДВЗЯИ). В настоящее время текст Договора практически согласован, и весьма вероятно, осенью этого года Договор будет открыт для подписания. Основными обязательствами участников Договора являются:

1. «Не производить какие-либо взрывы ядерного оружия или другие ядерные взрывы и запретить или предотвращать подобные ядерные взрывы в любом месте, находящемся под его юрисдикцией или контролем».
2. «Воздерживаться от побуждения, поощрения или от других форм осуществления испытательных взрывов ядерного оружия или каких-либо других ядерных взрывов».

Как видно, в Договоре не проводится различие между испытаниями ядерного оружия и мирными ядерными взрывами. Ради достижения указанной в преамбуле цели Договора («прекращение всех испытательных взрывов ядерного оружия и всех других ядерных взрывов посредством ограничения разработки и качественного совершенствования ядерного оружия и прекращения разработки усовершенствованных новых типов ядерного оружия представляет собой эффективную меру ядерного разоружения и нераспространения во всех его аспектах») участники переговоров пожертвовали возможностью мирного использования ядерных взрывов. Отдельные предложения по выделению мирных ядерных взрывов в особую категорию, не подлежащую безусловному запрещению, не нашли поддержки на переговорах. Связано это было прежде всего с отмеченной выше трудностью разделения испытаний ядерного оружия и ядерных взрывов в мирных целях.

Предполагается, что участниками Договора станут ядерные страны (и они об этом публично заявили), а также все «пороговые» государства. Таким образом, государства, подписавшие Договор, через весьма небольшой промежуток времени (согласно положениям Договора, через 2 года) лишатся возможности вести полномасштабные экспериментальные исследования в интересах создания ядерного щита Земли.

Следует отметить, что значительный рост интереса к проблемам ДВЗЯИ и защиты от ОКО начался практически одновременно (1992–1993 года). В дальнейшем обсуждение на международном уровне данных проблем шло параллельно, практически не пересекаясь. В результате через 4 года мы видим, что правительства большинства государств считают опасность, связанную с совершенствованием ядерного оружия, несоизмеримо выше опасности, которую несут ОКО. До тех пор, пока положение не изменится и существование проблемы ОКО не будет признано на государственном уровне хотя бы в нескольких странах, реальных перспектив у проекта ядерного щита не существует.

Допустим, что отношение к проблеме ОКО изменится. Как совместить выполнение программы экспериментальных исследований с запретом на любые ядерные взрывы? Хотя Договор о ВЗЯИ бессрочный, однако положения Договора в принципе позволяют легализовать эксперименты с ЯВУ, при этом предусмотренная процедура является сложной и длительной по времени:

«Через десять лет после вступления в силу настоящего Договора проводится Конференция государств-участников по рассмотрению действия и эффективности настоящего Договора с целью удостовериться, что задачи и цели преамбулы и положения Договора реализуются.

На основе запроса любого государства-участника Конференция по рассмотрению действия Договора рассматривает возможность разрешить проведение подземных ядерных взрывов в мирных целях. Если Конференция по рассмотрению действия Договора решает консенсусом, что такие ядерные взрывы могут быть разрешены, то она безотлагательно начинает работу с целью рекомендовать государствам-участникам соответствующую поправку к настоящему Договору, которая исключает любые военные выгоды от таких ядерных взрывов».

Таким образом, экспериментальные работы с ЯВУ откладываются минимум лет на 15. Ядерные взрывы в космосе запрещены навсегда. В сочетании с требованием достижения консенсуса по вопросу разрешения подземных ядерных взрывов в мирных целях возможность осуществления проекта ядерного щита становится призрачной. Тем не менее допустим, что через 15...25 лет мирные взрывы будут разрешены. Необходимо будет преодолевать новые препятствия, которых сейчас нет.

Проблемы, которых сейчас нет

1. Где проводить экспериментальные работы с ЯВУ?

В настоящее время функционируют три испытательных ядерных полигона (Новая Земля, Невада, Лобнор). Никто не даст гарантию, что они сохранятся через 10...20 лет (конечно, речь не идет о названиях полигона, а об их возможностях).

2. Как проводить экспериментальные работы с ЯВУ?

Проведение испытаний ЯВУ по программе создания ядерного щита предполагает разработку специальной физической установки, применение сложных диагностических методик, в которых используется уникальная специализированная аппаратура. Поддержание методик в работоспособном состоянии возможно только в течение ограниченного периода времени, да и то при условии существования ясно просматривающихся перспектив. Срок в 15...20 лет с неясными перспективами в дальнейшем представляется слишком большим, чтобы рассчитывать на возможность использования существующих в настоящее время методик и аппаратурного обеспечения.

3. Кто будет проводить экспериментальные работы?

В настоящее время в ядерных странах имеются специалисты как в области конструирования ЯВУ, так и в области организации и проведения их испытаний. Имеется положительный практический опыт взаимодействия специалистов ядерного комплекса из разных стран (например, подготовка и проведение в короткие сроки совместного советско-американского эксперимента на Невадском и Семипалатинском полигонах). Через 15 лет эти специалисты уйдут на отдых. Более молодые могут сами отойти от работ в данной области из-за отсутствия реальной перспективы.

Проблемы, которые нужно решать сейчас

1. Должно измениться отношение к проблеме ОКО и, в частности, быть осознана необходимость создания ядерного щита. Возможно, наиболее быстрый путь в данном направлении – это придание международного статуса программе исследований.

2. Должна быть решена проблема мирных ядерных взрывов. До тех пор, пока мировая общественность будет обеспокоена возможностью использования мирных ядерных взрывов для разработки нового поколения ядерных вооружений, шансы изменить Договор о ВЗЯИ невелики. Как отмечалось выше, на 100% доказать, что ЯВУ не является ядерным оружием, невозможно. Однако можно разработать процедуры проведения международных экспериментов с ЯВУ таким образом, чтобы свести к минимуму возможность достижения каких-либо преимуществ одной из участвующих сторон. Очевидно, что такие процедуры должны разрабатываться совместно специалистами разных стран, в том числе и неядерных. Так как в настоящее время наиболее заинтересованы в международных экспериментах с ЯВУ ученые, занимающиеся проблемой ОКО, то они и должны заняться решением проблемы мирных ядерных взрывов, подготовив соответствующие предложения для Конференции государств-участников ДВЗЯИ.



Дурная голова ногам покоя не дает.

МНОГОЦЕЛЕВЫЕ ЭКСПЕДИЦИИ К АСТЕРОИДАМ, ПРОЛЕТАЮЩИМ ВБЛИЗИ ЗЕМЛИ

А. В. Зайцев, Д. В. Петров, В. Н. Ногин, В. П. Елсуков, Д. А. Краснослабодцев,
В. А. Симоненко, А. И. Сорока

Обосновывается возможность организации многоцелевых экспедиций к астероидам, пролетающим в околоземном космическом пространстве, с целью изучения их планетофизических характеристик, а также одновременной отработки методов и средств для создания Системы планетарной защиты от таких объектов. Приведены характеристики космического аппарата для осуществления этих экспедиций и состав его исследовательской аппаратуры. Рассмотрены методы дистанционных и прямых исследований, включающие измерения гравитационных параметров объектов и проведение гиперскоростных ударных экспериментов, а также вопросы интеграции полученных измерений для оценки свойств этих объектов.

Наличие угрозы катастрофических столкновений с Землей астероидов и ядер комет обуславливает необходимость создания Системы планетарной защиты (СПЗ) от астероидно-кометной опасности (АКО). Для этого потребуются осуществить не только отработку всех компонентов СПЗ, но и провести детальные исследования планетофизических характеристик этих небесных тел. Для этих целей уже осуществлен ряд космических проектов – Deep Impact, Stardust, Rosetta и др. – и разрабатываются новые. Одним из них может стать проект «Космический патруль» [1], предусматривающий запуски относительно недорогих космических аппаратов (КА) малого класса к астероидам, пролетающим в сфере притяжения Земли. При этом будет одновременно осуществляться не только изучение астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), но также отработаться методы и средства их разведки и перехвата.

Возможность организации экспедиций к астероидам, пролетающим вблизи Земли

По данным NASA [2], в настоящее время обнаружено свыше 18 000 АСЗ, причем многие из них были обнаружены, когда они находились вблизи или во время пролета сферы притяжения Земли. Например, в 2016 году было обнаружено 143 таких астероида, 52 из которых приблизились

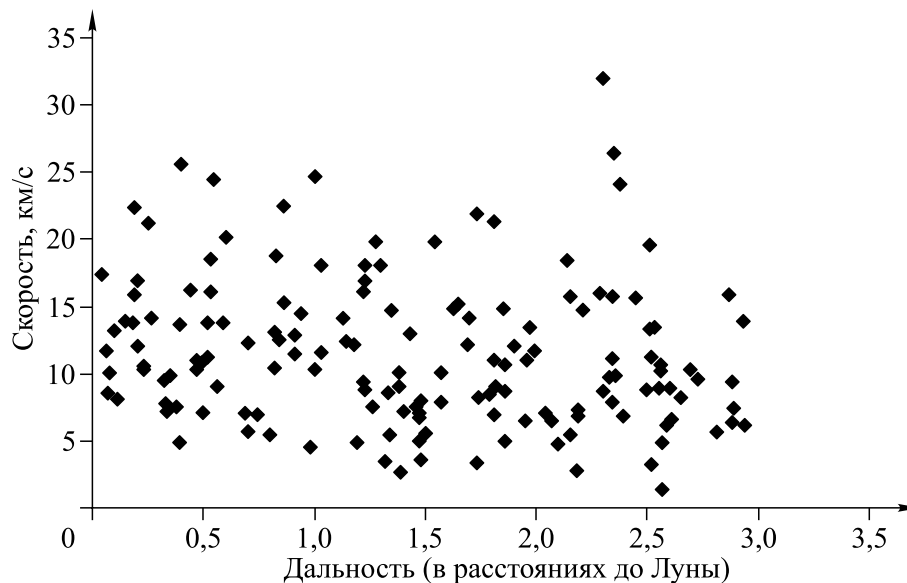


Рис. 1. Скорости пролета АСЗ в сфере притяжения Земли в 2016 году

к Земле на расстояние меньшее, чем до Луны. При этом диапазон их скоростей в момент максимального сближения с Землей составлял от 1,44 до 32 км/с (рис. 1), а размеры – от 2 до 90 м.

Интервал времени от их обнаружения до минимального сближения с Землей составил от 1 до 17 суток, что позволяет в ряде случаев осуществить запуск КА для их изучения. Конечно, для этого необходимо будет иметь в состоянии готовности КА и средства для их оперативного запуска. Анализ длительности операций по подготовке к пуску существующих ракет-носителей (РН) показывает, что подготовка технических средств и разработка программно-алгоритмического обеспечения запуска могут быть выполнены в течение нескольких суток. Длительность же подготовки РН на старте может составлять, как показано на примере возможностей РН «Зенит», около 1,5 часов [3], а при использовании конверсионной РН «Днепр» – еще меньше.

Кроме подготовки к запуску КА, потребуется и время для его перелета к АСЗ. Энергетически оптимальным будет перелет к АСЗ по эллиптической траектории. Например, длительность полета до орбиты Луны составит около 5 суток. При необходимости, перелет к АСЗ может осуществляться также и по ускоренным гиперболическим траекториям.

Таким образом, вполне реальной является возможность полета к астероидам, обнаруженным примерно за 7...10 суток до их сближения с Землей. Кроме того, можно будет заранее выбрать из числа уже известных астероидов те из них, которые будут пролетать вблизи Земли в ближайшие годы, и заблаговременно подготовить экспедиции к ним.

Проект «Космический патруль»

В ходе реализации проекта «Космический патруль» при проведении экспедиций к АСЗ планируется:

- изучение свойств АСЗ, включая доставку их грунта на Землю;
- изучение физики гиперскоростного удара (до 70...80 км/с);

- отработка кинетических средств воздействия на астероиды;
- отработка средств перехвата астероидов – КА-разведчиков и КА-перехватчиков.

При этом в ходе выполнения одной многоцелевой экспедиции могут быть осуществлены следующие эксперименты (рис. 2):

- «Пролет» – по отработке КА-разведчика и дистанционных средств изучения небесных тел;
- «Перехват» – по отработке средств перехвата опасных небесных тел (ОНТ);
- «Удар» и «Внедрение» – по отработке кинетических средств воздействия на ОНТ и изучению их характеристик прямыми (контактными) методами при внедрении в грунт специальных зондов-пенетраторов [4, 5];
- кроме того, в ряде случаев, можно будет осуществить посадку КА на поверхность АСЗ, в частности для отбора и доставки образцов его грунта на Землю – эксперимент «Возврат».

Таким образом, околоземное космическое пространство можно будет использовать как своеобразный полигон для изучения свойств АСЗ и отработки средств воздействия на ОНТ с целью отражения угрозы их столкновений с Землей.

Космический аппарат-разведчик

Для реализации проекта необходимо создать КА-разведчик, на борту которого должны быть приборы для проведения траекторных измерений, получения изображений и ряд других. В частности, для осуществления эксперимента «Пролет» необходима установка лазерного

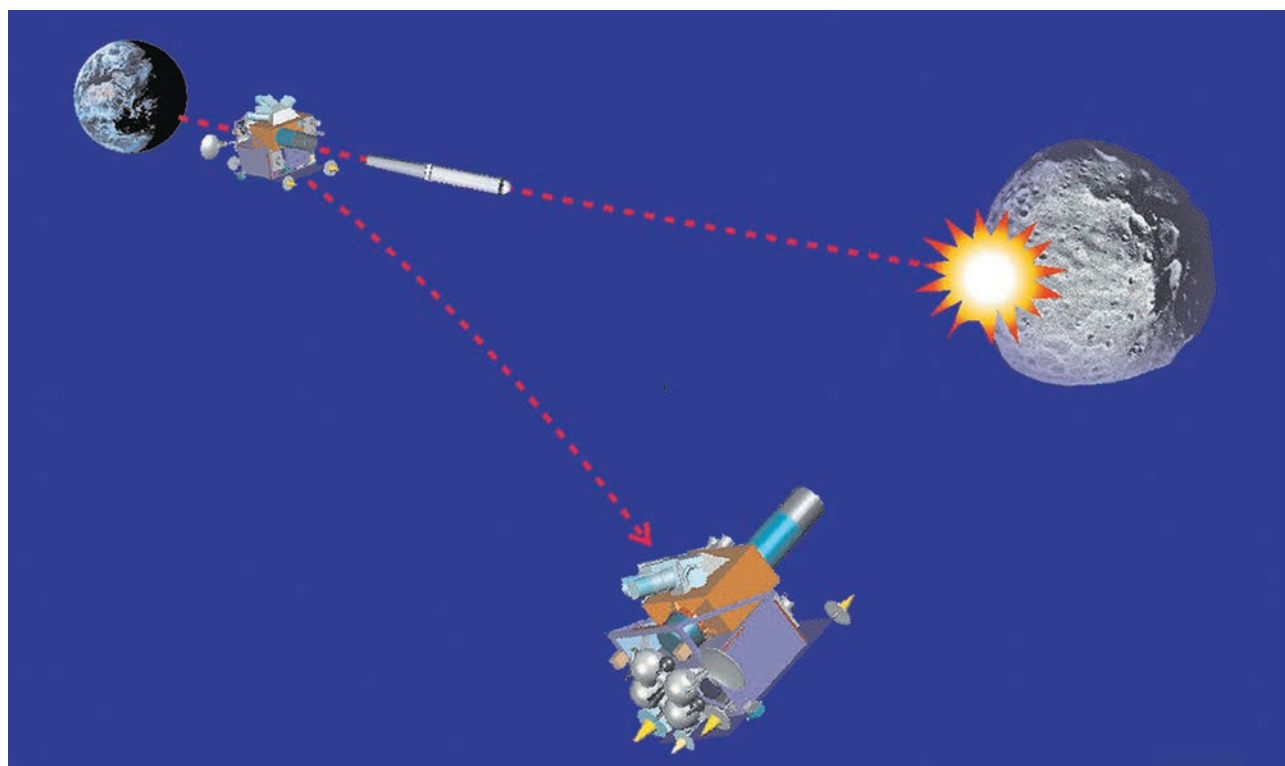


Рис. 2. Схема многоцелевой экспедиции к АСЗ

дальномера и ротационного гравитационного вариометра [6], позволяющего определять плотностную неоднородность и массу ОНТ с погрешностью 5–10% в зависимости от величины относительной скорости сближения (5...75 км/с) и на дальностях 5...50 км.

Для проведения экспериментов «Удар» и «Внедрение» в состав КА предполагается включить зонды-пенетраторы, предназначенные для проникания в грунт и изучения его свойств. В качестве базового образца низкоскоростного (до 80 м/с) пенетратора может быть использован

пенетратор, разработанный для экспедиции «Марс–96». Высокоскоростной пенетратор, рассчитанный на внедрение в грунт со скоростями до 2,6 км/с, может быть создан на основе пенетратора для экспедиции «Луна–Глоб» [7]. Он может выдерживать перегрузки при соударении с поверхностью до 10 тыс. ед.

Основой для создания КА-разведчика может послужить проект КА, представленный в работе [8]. Его масса составит 262 кг, включая бортовую исследовательскую аппаратуру массой 48 кг и два зонда-пенетратора массой по 15 кг. Общий вид КА-разведчика с высокоскоростными зондами-пенетраторами приведен на рис. 3.

Весьма перспективным для запуска КА-разведчиков представляется использование РН «Днепр» – конверсионного варианта стратегической ракеты РС-20 («Воевода»). В случае дооснащения ее разгонным блоком она обеспечит выведение КА не только на околоземные, но и на межпланетные траектории.

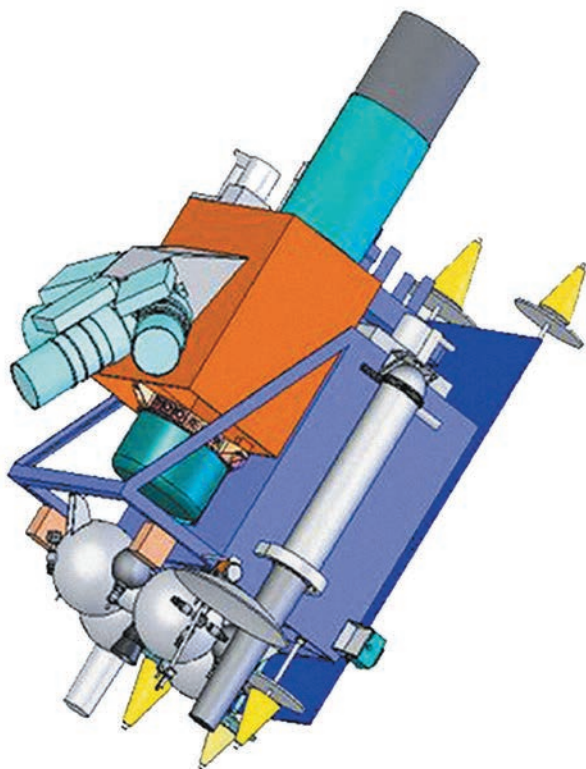


Рис. 3. КА-разведчик с зондами-пенетраторами

Эксперименты

Определение свойств пролетающего тела – комплексная задача. Конечной целью является знание тех свойств, которые нужны для расчетно-теоретического предсказания результатов воздействия выбранными средствами. По современным представлениям наиболее вероятными средствами противодействия для малых тел будут кинетические ударники, для крупных тел – ядерные взрывные устройства. Для использования надежно прогнозируемых результатов воздействия необходимы локальные свойства пород (в каждой точке объекта) и обобщенные, характеризующие укрупненную структуру тела. К локальным свойствам относятся данные о сжимаемости и разгрузке, которые систематизируются в виде уравнений состояния пород, упругие и прочностные характеристики пород. При получении локальных свойств ценными являются данные о химическом, оксидном и минералогическом составе пород. Обобщенные свойства отражают наличие неоднородностей (по плотности пород и составу), наличие разломов и пустот.

Ввиду трудностей получения образцов для лабораторных исследований на начальном этапе с необходимостью придется обращаться к образцам-аналогам, накопленным при падениях метеоритов. Именно для подбора аналогов ценными являются данные по химическому, оксидному и минералогическому составу. Они могут быть получены с помощью оптических наблюдений результатов столкновений ударников малой массы с исследуемыми телами. Для изучения распределения плотности вещества могут быть использованы пенетраторы большой длины (5...10 м и более). Определение уравнения состояния, упругих и прочностных характеристик на раннем этапе будет осуществляться по образцам-аналогам, взятым из метеоритов, имеющихся в запасниках. Дополнительно прочностные характеристики будут контролироваться по размерам кратеров, образованных ударниками, а уравнения состояния контролироваться по разлету вещества в ударных экспериментах.

Перечислим и прокомментируем предлагаемые методики (в дальнейшем их состав будет расширяться). Первая – оптические измерения. Они позволяют определить геометрию объекта и его размеры, а также при наличии соответствующего оборудования дают возможность определять спектральный состав излучения вещества, разогретого при ударе. Еще одна методика – это гравиметрия. Она позволяет определить массу тела вдоль траектории пролета, что в совокупности с геометрическими данными дает возможность определить усредненную плотность вещества. С помощью гравиметрии можно также обнаружить местонахождение разломов и оценить пористость. Третья методика – это ударное воздействие на объект с помощью ударников. В качестве ударника может выступать, например, металлический шар. Удар таким телом приводит к образованию кратера. С помощью математического моделирования рассчитывается весь процесс образования кратера. Такие расчеты достаточно хорошо откалиброваны. Окончательные форма и глубина кратера определяются значением прочности, что представляет ценность для задач о разрушении тела. Дополнительный интерес представляет оценка прочности тела в зависимости от масштаба взаимодействия. Поэтому предполагается серия из трех-четырех ударников для проверки влияния масштабного эффекта.

Помимо оптических наблюдений общей картины развития явления удара большую ценность представляют оптические измерения в разных спектральных диапазонах. По горячей части спектра определяется поэлементный состав вещества, по холодной – состав и минеральный.

Планируется использовать также технологию проникания металлического стержня в грунт. Скорость проникания будет существенно зависеть от плотности грунта. По ходу проникания измеряется расход (длина) стержня во времени. Изменения скорости расхода будут обусловлены

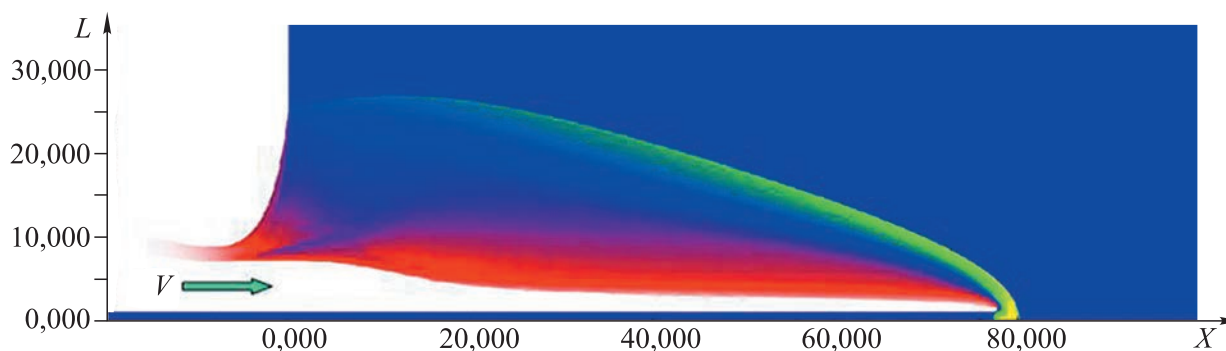


Рис. 4. Проникание металлического стержня в породу

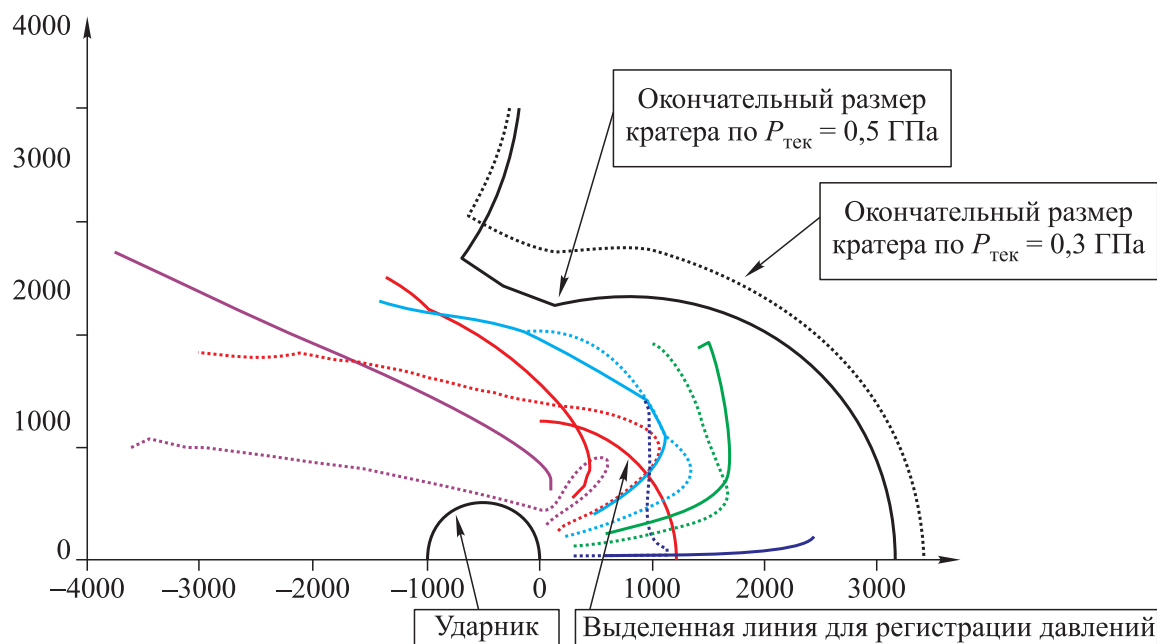


Рис. 5. Траектории движения выделенных элементов грунта на фоне окончательного размера кратера (в относительных единицах)

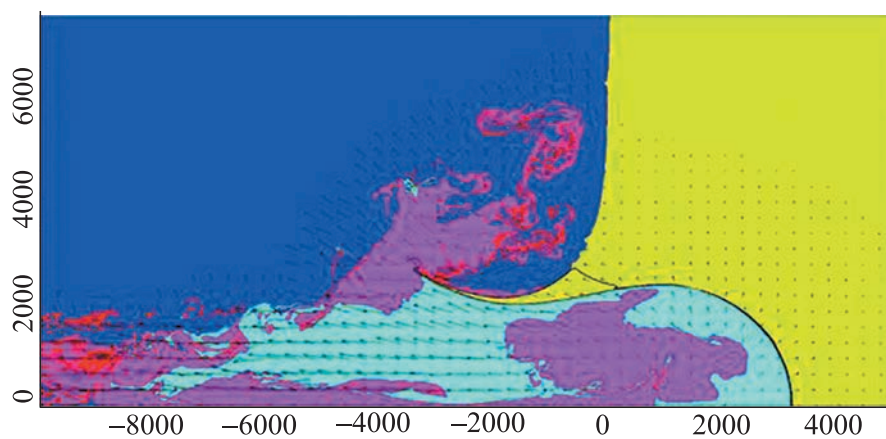


Рис. 6. Поля областей и векторы скоростей при образовании кратера

изменением плотности. Математическое моделирование позволит рассчитать весь процесс образования каверны и в этом случае (см. рис. 4).

На рис. 5 представлены схемы образования кратера, траектории движения выделенных элементов грунта и размеры в зависимости от прочности в случае удара сферическим телом; на рис. 6 – поля расчетных областей и векторы скоростей при образовании кратера.

Выводы

1. Рост числа обнаруженных АСЗ открывает возможности для организации многоцелевых экспедиций к ним при их пролетах в околоземном космическом пространстве.

2. В ходе проведения этих многоцелевых экспедиций возможно проведение широкого спектра экспериментов как по изучению АСЗ дистанционными и прямыми (контактными) методами, включая доставку образцов грунта на Землю, так и одновременно по отработке методов и средств Системы планетарной защиты.

3. При проведении ударных экспериментов, в частности с применением зондов-пенетраторов, могут быть обеспечены скорости соударения от десятков метров в секунду до десятков километров в секунду.

4. Экспериментальные программы, включающие эксперименты с ударниками, пенетраторами, оптическими средствами и гравиметрией, в совокупности с накопленными данными по метеоритам дадут возможность определять локальные и обобщенные свойства малых тел, необходимые для предотвращения катастрофических последствий в случае сближения их с Землей по столкновительной орбите.

5. Осуществление многоцелевых экспедиций к пролетающим вблизи Земли астероидам существенно сократит сроки, снизит стоимость и повысит эффективность проведения космических экспедиций к малым небесным телам и отработки средств планетарной защиты.

Литература

1. **Kovtunen**, V., Rogovsky G., Chesnokov A., Sukhanov K., Papkov O., Bojor Ju., Zaitsev A., Kotin V., Maglinov I., Feshin I. // Spase Patrol Project as a First Stage of the Earth Asteroid Protection System Deployment. – IAF-95-Q.5.09. – 1995. – 10 p.
2. <https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html> (Дата обращения: 17.04.2018).
3. **Меньшиков, В.** Байконур [Текст] // Авиация и космонавтика. – 1993. – № 4. – С. 8.
4. **Петров, Д. В.** Способы экспериментального исследования свойств астероидов при космических миссиях [Text] / Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин // Известия Челябинского научного центра. – Спец. выпуск «Космическая защита Земли». – Снежинск : Изд-во РФЯЦ – ВНИИТФ, 1997. – 4 с.
5. **Zaitsev, A. V.** Impact experiment for project Space Patrol [Text] / A. V. Zaitsev, A. V. Dobrov, V. A. Kotin, I. V. Simonov // International Journal of Impact Engineering. – 1997. – Vol. 20. – Proceedings of the 1996 Hypervelocity Impact Symposium. – P. 839–848.
6. **Сорока, А. И.** Гравитационно-градиентные методы исследования плотностной неоднородности космических тел естественного и искусственного происхождения [Текст] // Околоземная астрономия и проблемы изучения малых тел солнечной системы. – М. : Издательство «Косминформ», 2000. – С. 308–318.
7. **Галимов, Э. М.** Космические исследования в ГЕОХИ им. В. И. Вернадского. Достижения, проблемы, перспективы. Режим доступа: <http://testpilot.ru/space/bibl/ziv/1999/6/geohi.html> (Дата обращения: 17.04.2018).
8. **Asushkin, V. A.**, Ishin S. V., Pichkhadze K. M., Tikhonov V. A., Vlasenko O. V., Zaitsev A. V. (2005) Some Issues on Development of Space Defense Facilities Against Asteroids and Comets. Proceedings of European Conference For Aerospace Sciences (EUCASS). 2005. CD, EUCASS, 2.01.04.



Обстоятельства переменчивы,
Принципы – никогда.

Оноре де Бальзак

МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ КОМПЕТЕНЦИИ

Д. В. Петров, Н. Р. Пушкарёва, А. В. Старцев

В статье приведены результаты разработки математической модели развития компетенции человека в зависимости от изменения его личного состояния в течение жизни, применимой для анализа в широких слоях общества: от «детей-маугли» до гениальности и ортобиоза.

Показан возможный разброс компетенции в течение жизни индивида как от его врожденных способностей (интеллектуальный потенциал, физическое и психическое здоровье), так и от смещения самооценки, вызванного различными внешними обстоятельствами.

Обоснована возможность применения предложенной модели развития компетенции в психиатрии, прикладной психологии, различных областях качественно-продуктивной деятельности человека, экономике и управлении организациями.

Введение

В 1986 году академик В. Л. Гинзбург писал [1]: «Проблема зависимости научной продуктивности (а также активности и работоспособности) от возраста не только любопытна и интересна, но имеет актуальное значение для развития науки и техники и с точки зрения ускорения научно-технического прогресса». В современных условиях увеличения средней продолжительности жизни и пенсионного возраста, а также тенденции экономики к повышению эффективности труда, создание математической модели, описывающей зависимость продуктивности от возраста человека в различных областях деятельности, приобретает особую актуальность и практическую ценность.

По мнению авторов, наиболее надежным фундаментом при построении такой математической модели могут служить достижения научной психологии и богатый статистический материал, накопленный в различных отраслях деятельности человека.

1. Построение модели

Если рассматривать процесс изменения качественно-продуктивной деятельности в течение всей жизни человека, то можно представить его в виде трех составляющих:

- состояние личности $\alpha(t)$ – физическое здоровье, интеллектуальные способности, обучаемость, удовлетворенность социальными условиями;
- внешние обстоятельства $\beta(t)$ – экономическая составляющая, психологический климат в коллективе, повышение/понижение по службе;
- компетенция $K(t)$ – совокупность взаимосвязанных качеств личности, включающая в себя способность применения знаний, умений и навыков в качественно-продуктивной деятельности.

Данное утверждение можно представить в виде математического выражения

$$\frac{dK}{dt} = \alpha(t)\beta(t)K(t).$$

Отсюда можно выразить развитие компетенции во времени

$$\int \frac{dK}{K(t)} = \int \alpha(t)\beta(t) dt,$$

тогда $K(t) = e^{\int \alpha(t)\beta(t) dt}$.

Можно перейти к относительному времени $\tau = t/T_0$, изменяющемуся от 0 до 1 ($\tau \in [0; 1]$), где T_0 – среднее время жизни человека. В простейшем случае, при $\alpha(\tau) = \text{const} = \alpha_0$ и $\beta(\tau) = \text{const} = \beta_0$, получаем

$$K(\tau) = e^{\alpha_0\beta_0\tau} -$$

экспоненциальный рост компетенции в течение жизни человека, что, конечно же, не соответствует действительности.

При нарастающей с возрастом социальной ответственности (беззаботное детство–детсад–школа–вуз–работа–семья) личное состояние вряд ли улучшается, скорее $\alpha(t)$ – это убывающая во времени функция. Тогда в первом приближении можно рассмотреть линейную функцию $\alpha(\tau) = 1 - \alpha_0\tau$, которая дает

$$K(\tau) = e^{\beta_0 \left(\tau - \frac{\alpha_0\tau^2}{2} \right)}.$$

Графики данных функций при $\beta_0 = 1$ и $\alpha_0 = 2$ представлены на рис. 1. Также на рис. 1 приведены графики развития компетенции во времени при нелинейных функциях личного состояния

$$\alpha(\tau) = 1 - \alpha_0\tau^2 \text{ и } \alpha(\tau) = 1 - \alpha_0\sqrt{\tau} \text{ (} K(\tau) = e^{\beta_0 \left(\tau - \frac{\alpha_0\tau^3}{3} \right)} \text{ и } K(\tau) = e^{\beta_0 \left(\tau - \frac{2\alpha_0\sqrt{\tau^3}}{3} \right)} \text{ соответственно)}.$$

Для сравнения полученных зависимостей компетенции от времени на рис. 1 проведена горизонталь, пересекающая $K(\tau)$ для линейной функции личного состояния при $\tau = 0,1$ (в детстве). Данный уровень компетенции $K \approx 1,1$ можно считать минимально необходимым для качественно-продуктивной деятельности индивида. Тогда

- при $\alpha(\tau) = 1 - \alpha_0\tau^2$ человек к моменту времени $t = T_0$ не утрачивает способности качественно-продуктивной деятельности;

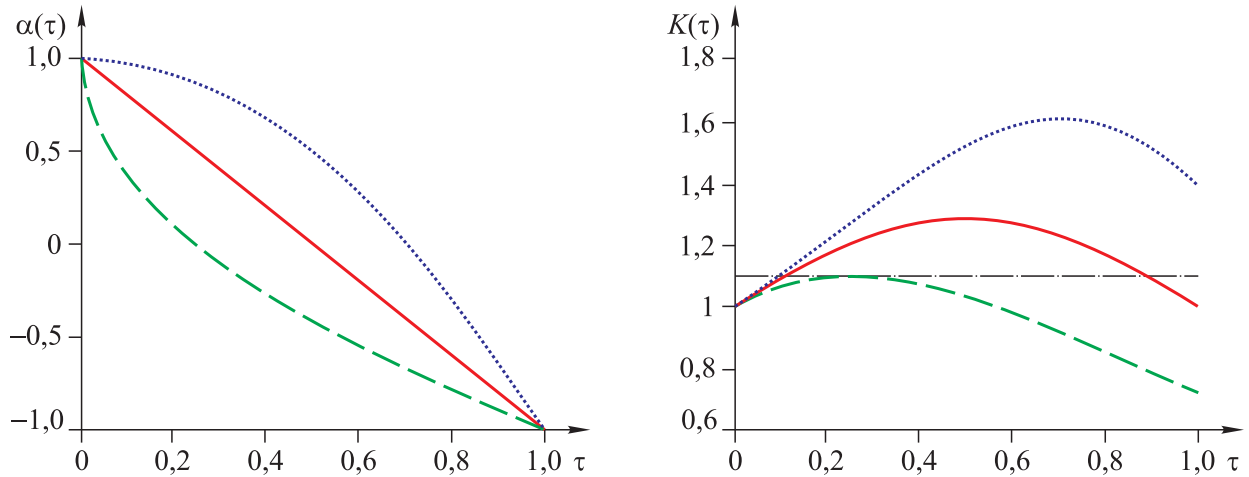


Рис. 1. Зависимости личного состояния α и компетенции K от времени τ

- при $\alpha(\tau)=1-\alpha\tau$ человек после $\tau \approx 0,9$ утрачивает данную способность и впадает в старческое слабоумие (сенильная деменция);
- изменение компетенции при $\alpha(\tau)=1-\alpha\sqrt{\tau}$ описывает патологическое развитие личности (например, тяжелая форма аутизма или ранние болезни мозга и центральной нервной системы), поэтому исключим данную функцию личного состояния из построения нашей модели, при этом отметив далее по тексту возможность ее применения в психиатрии и прикладной психологии.

Из оставшихся (линейной и квадратичной) зависимостей личного состояния функция $\alpha(\tau)=1-\alpha_0\tau^2$ более предпочтительна, так как ухудшение здоровья, во многом определяющее состояние индивидуума, минимально в детстве и максимально в преклонном возрасте, а обучаемость максимальна в детстве/юношестве и снижается к старости.

Интересное сравнение зависимостей компетенции $K(\tau)$ для рассмотренных функций личного состояния дает приведение их к виду $K(1) = 1$, путем подбора значения коэффициента α_0 .

В этом случае компетенция $K(\tau)$ достигает своего максимума на момент времени:

- $t = 0,44T_0$ при $\alpha(\tau)=1-\alpha_0\sqrt{\tau}$ и $\alpha_0 = 1,5$;
- $t = 0,5T_0$ при $\alpha(\tau)=1-\alpha_0\tau$ и $\alpha_0 = 2$;
- $t = 0,57T_0$ при $\alpha(\tau)=1-\alpha_0\tau^2$ и $\alpha_0 = 3$.

Сравнение графиков рис. 1 и 2 показывает, что чем больший спад в детстве индивидуума имеет функция $\alpha(t)$, тем ниже максимальное значение достигаемой им компетенции. Нижним пределом этой зависимости являются «дети-маугли» (феральные дети) – дети, которые росли в условиях крайней социальной изоляции, вне контакта с людьми с раннего возраста и не имели опыта социального поведения и общения. Те, кто жил в обществе животных первые 3,5...6 лет жизни, практически не могут освоить человеческий язык [2], ходить прямо, осмысленно об-

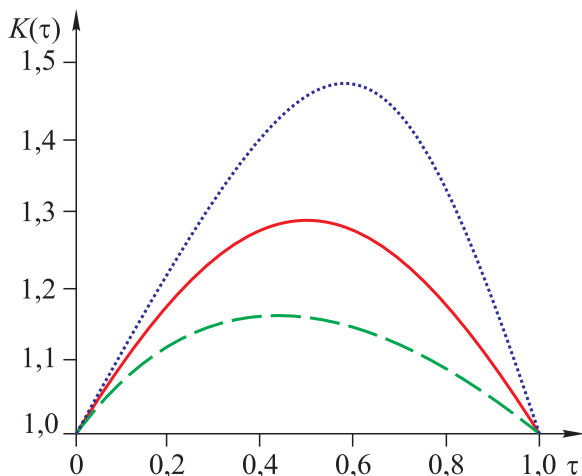


Рис. 2. Зависимости компетенции K от времени τ при условии $K(1) = 1$

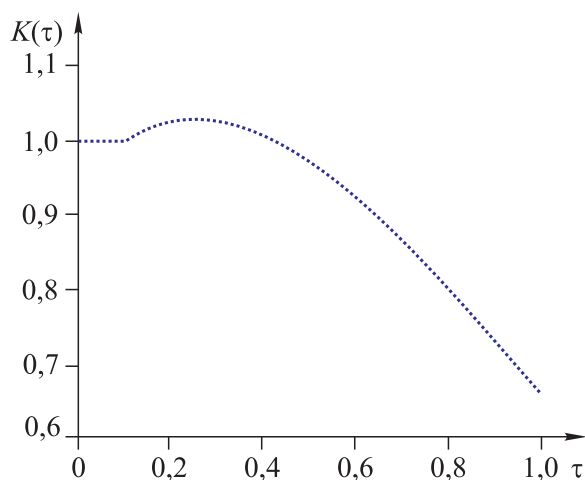


Рис. 3. Развитие компетенции «детей-маугли»

щаться с другими людьми, несмотря даже на годы, проведенные впоследствии в человеческом обществе. Развитие компетенции $K(\tau)$ таких детей можно получить, обнулив функцию внешних обстоятельств $\beta(\tau) = \text{const} = 0$ в детстве (до $\tau = 0,1$).

Рисунок 3 иллюстрирует приведенный тезис работы [2]: феральные дети не достигают минимально необходимого (для качественно-продуктивной деятельности) уровня компетенции $K \approx 1$.

Последний пример показывает еще одну возможность применения предложенной модели в прикладной психологии: оценку снижения уровня развития личности/компетенции в зависимости от времени лечения от какого-либо тяжелого заболевания в детстве. Проведение такой оценки возможно путем задания на протяжении болезни ребенка значения коэффициента внешних обстоятельств $\beta_0 \in [0; 1]$ в зависимости от степени социальной изоляции.

Возвращаясь от патологии к нормальному развитию личности, рассмотрим подробнее, как можно уточнить выбранную (исходя из общих соображений) функцию личного состояния $\alpha(\tau) = 1 - \alpha_0 \tau^2$. В научной литературе по психологии имеются различные модели состояния личности (З. Фрейд, В. Н. Мясищева, А. М. Вейна, Г. И. Гурджиева, А. А. Табидзе и др.) [3]. Наиболее известная двухчастная модель психики (З. Фрейд, 1923 г.) представляет собой следующий образ: наездник (сознание) на лошади (бессознательное). В этой модели, как и во всех вышеперечисленных, сознание/интеллект выделяется в качестве автономной инстанции психики/личного состояния. При этом очевиден существенный недостаток двухчастной модели – отсутствие физиологической (телесной) составляющей личного состояния.

Данное упущение преодолевается в трех- и четырехчастных моделях. Так, модель личности академика РАМН А. М. Вейна [4] можно представить в виде следующего образа: лошадь – наездник – тележка (рис. 4). Здесь выделяются две автономные инстанции личного состояния: интеллект и тело, связанные с третьей инстанцией – психоэмоциональным состоянием.

Движение такой образной модели в течение жизни по дороге качественно-продуктивной деятельности складывается из положительных (предусмотрительность наездника, свежесть лошади) и отрицательных (износ тележки, взбрыкивание лошади) факторов. Т. е., переходя от

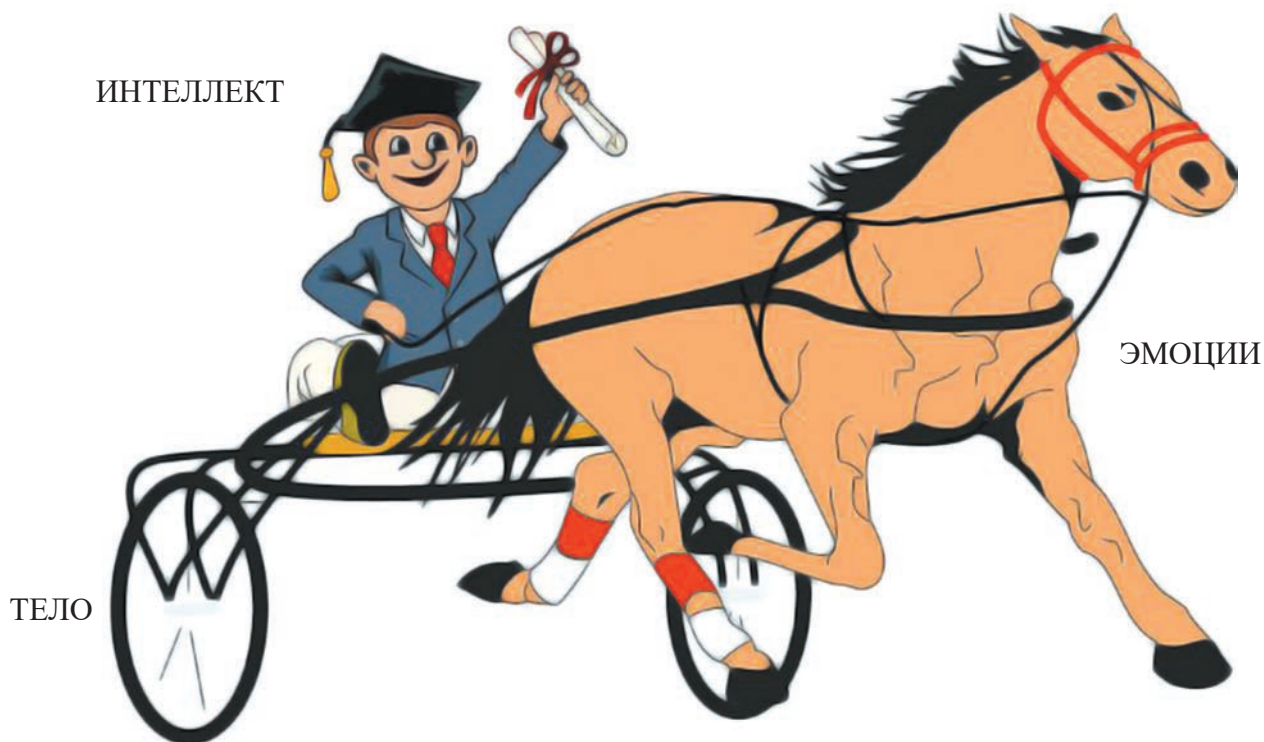
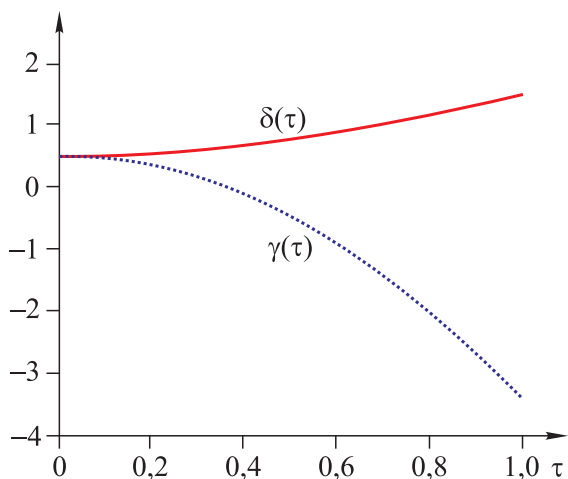


Рис. 4. Образная модель личного состояния А. М. Вейна, 1994 год

аналогии к математике, в соответствии с моделью А. М. Вейна выбранную функцию личного состояния $\alpha(\tau) = 1 - \alpha_0 \tau^2$ можно разложить на две составляющие:

- «положительные» факторы (например: обучаемость, интеллект, положительные эмоции) $\delta(\tau) = 0,5 + \delta_0 \tau^2$;
- «отрицательные» факторы (например: ухудшение физического здоровья, отрицательные эмоции) $\gamma(\tau) = 0,5 - \gamma_0 \tau^2$.



Более вероятно, что обучаемость (способность к накоплению знаний, умений, навыков) и интеллектуальный потенциал индивидуума имеют максимальный рост в детстве и после достижения максимума в некотором возрасте идут на спад. Т. е. $\delta(\tau) = 0,5 + \delta_1 \tau - \delta_2 \tau^2$, а функция развития компетенции имеет следующий вид:

$$K(\tau) = e^{\beta_0 \left(\tau + \frac{\delta_1}{2} \tau^2 - \frac{\gamma_0 + \delta_2}{3} \tau^3 \right)}. \quad (1)$$

Рис. 5. Разложение функции личного состояния $\alpha(\tau) = \gamma(\tau) + \delta(\tau)$

Зависимости $\delta(\tau)$, $\alpha(\tau)$ и $K(\tau)$ представлены на рис. 6.

В этом случае компетенция $K(\tau)$ достигает своего максимума в момент времени $t = 0,6T_0$ при $\delta_1 = \delta_2 = 2$ и $\gamma_0 = 4$.

Таким образом, на основе модели личности А. М. Вейна сформулирована «простая» математическая модель развития компетенции в течение жизни человека, зависящая от изменения его личного состояния.

Параметры данной модели (постоянные коэффициенты в формуле (1)) для конкретного вида деятельности могут быть определены на основе статистического анализа зависимости продуктивности профессиональной деятельности от возраста.

Примерами такого анализа для научных сотрудников различной специализации могут служить работы Г. Лемана и С. Коула [5, 6], рассматривавшиеся в статье академика В. Л. Гинзбурга [1]. Нельзя не отметить, что проведение таких статистических оценок затруднено рядом объективных обстоятельств:

- разделение работ по научной значимости;
- разделение оригинальных работ и обзоров, популярных статей;
- оценка индивидуального вклада соавторов в проделанную работу;
- недостатки повсеместно используемых наукометрических показателей активности ученого (например, индекс Хирша) [7–10].

Преодоление вышеперечисленных обстоятельств возможно путем введения соответствующих весовых коэффициентов при статистическом анализе продуктивности научной деятельности в течение жизни.

Очевидно, что построение зависимостей развития компетенции от времени потребует обработки большого объема статистического материала, накопленного в различных отраслях продуктивной деятельности. Затраченные при этом усилия многократно окупятся обретением научно обоснованного метода определения таких значимых для эффективной деятельности государства и крупных корпораций кадровых параметров, как пенсионный возраст, возрастные рамки руководящих должностей, минимально необходимый стаж в квалификационных требованиях. Решение данной задачи для конкретных областей деятельности ждет своих исследователей.

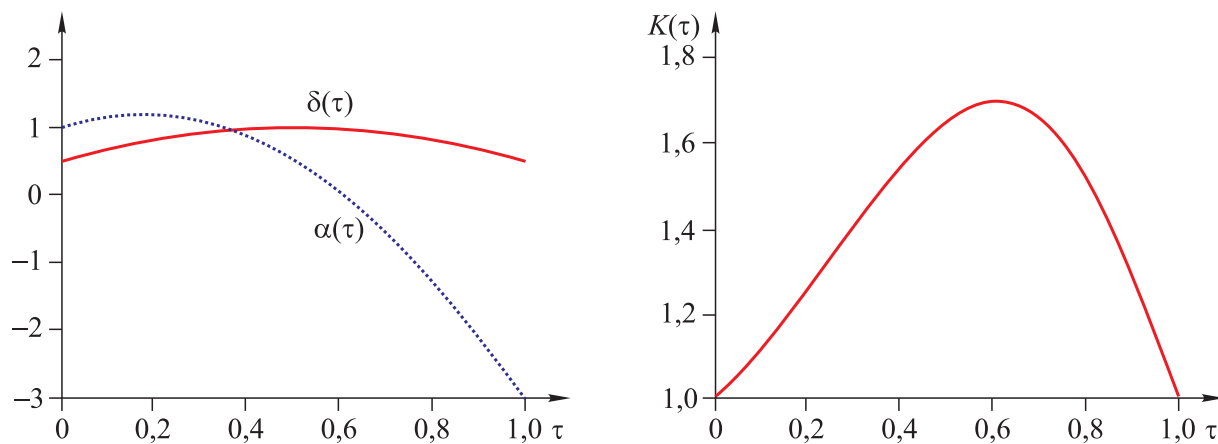


Рис. 6. Зависимости $\delta(\tau)$, $\alpha(\tau)$ и $K(\tau)$

2. Примеры применения разработанной модели развития компетенции

Рассмотрим такую сферу деятельности, как профессиональный спорт. Выбор данного примера не случаен. В зависимости от вида спорта, момент достижения максимума компетенции варьируется в широких пределах. Крайние значения достигаются в таких видах спорта, как художественная и спортивная гимнастика, с одной стороны, и шахматы и бильярд (А. Пуанкаре называл эту игру «шахматами в движении») – с другой.

Так, например, средний возраст олимпийских чемпионов по художественной гимнастике в индивидуальном многоборье с 1984 по 2016 год составляет 20,2 года, средний возраст чемпионов мира по снукеру (разновидность бильярдной игры) в этом же временном периоде равен 29,6 года, по шахматам – 31,6 и 33,5 года (по версиям ПША и ФИДЕ соответственно).

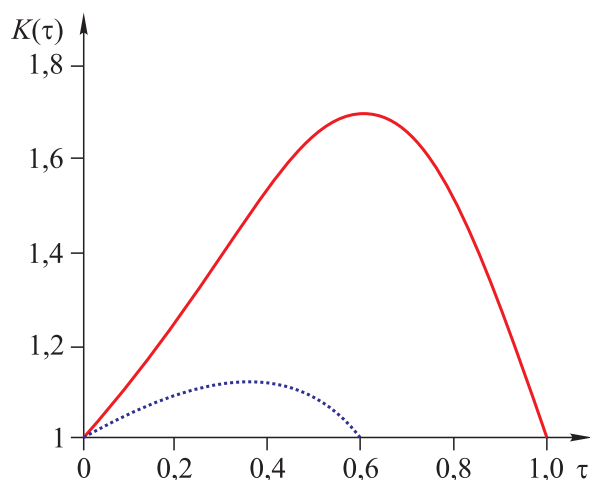
Очевидным различием рассматриваемых видов спорта является соотношение физической и интеллектуальной составляющих. В предельном случае для «абсолютно физических» видов деятельности в формуле функции личного состояния $\alpha(\tau) = \gamma(\tau) + \delta(\tau)$ можно отбросить «интеллектуальную» составляющую $\delta(\tau)$. Тогда $\alpha(\tau) = 0,5 - \gamma_0 \tau^2$, а

$$K(\tau) = e^{\beta_0 \left(0,5\tau - \frac{\gamma_0 \tau^3}{3} \right)}. \quad (2)$$

На рис. 7 представлены графики функций развития компетенции (1) и (2) при одинаковых коэффициентах.

Данный рисунок иллюстрирует разброс (как по максимальному значению, так и по времени его достижения) компетенции $K(\tau)$ в зависимости от «интеллектуальной» составляющей и, соответственно, возможность применения разработанной математической модели в различных областях деятельности. Пользуясь образной моделью личного состояния А. М. Вейна (рис. 4), можно сказать, что чем меньше человек, двигаясь по жизни, будет выбирать дорогу (пользоваться интеллектом), тем меньший перевал он сможет преодолеть по причине «износа тележки и усталости лошади».

Художественной иллюстрацией зависимости компетенции K от времени может служить следующая картина XVI века (рис. 8).



Интересно отметить, что «ученый» на верхней ступени изображен справа от «солдата», что также может служить художественной иллюстрацией разброса зависимостей рис. 7.

В свою очередь, зависимости рис. 7 могут служить иллюстрацией развития человечества в целом. Человек на протяжении тысячелетий двигался от «абсолютно физических» к всё более интеллектуальным видам деятельности: древний человек «читал» книгу природы (собирательство,

Рис. 7. Зависимость компетенции $K(\tau)$ от «интеллектуальной» составляющей



Рис. 8. «Ступени жизни человека», XVI век

примитивная охота) – ... – современный человек «читает» компьютер (виртуальное пространство, станки с ЧПУ, системы искусственного интеллекта). В ходе этого процесса с очевидностью увеличивается как время достижения пика компетенции, так и максимальное значение $K(\tau)$, что соответствует зависимостям рис. 7, т. е. описывается предложенной моделью развития компетенции.

Процесс развития человечества можно представить как непрерывное увеличение размерности пространства его качественно-продуктивной деятельности и, соответственно, компетенции отдельных индивидов. Однако на этом пути возникают участки остановок и обратного движения (закаты цивилизаций/империй, крупные войны, мировые финансовые кризисы и т. п.). В современных условиях ограничений, вызванных пандемией коронавирусной инфекции COVID-19, происходит подобный процесс уменьшения размерности пространства компетенции. Так, в научной деятельности практически прекращено проведение очных семинаров, конференций, симпозиумов, публичных обсуждений и защит диссертаций, многие вузы перешли на

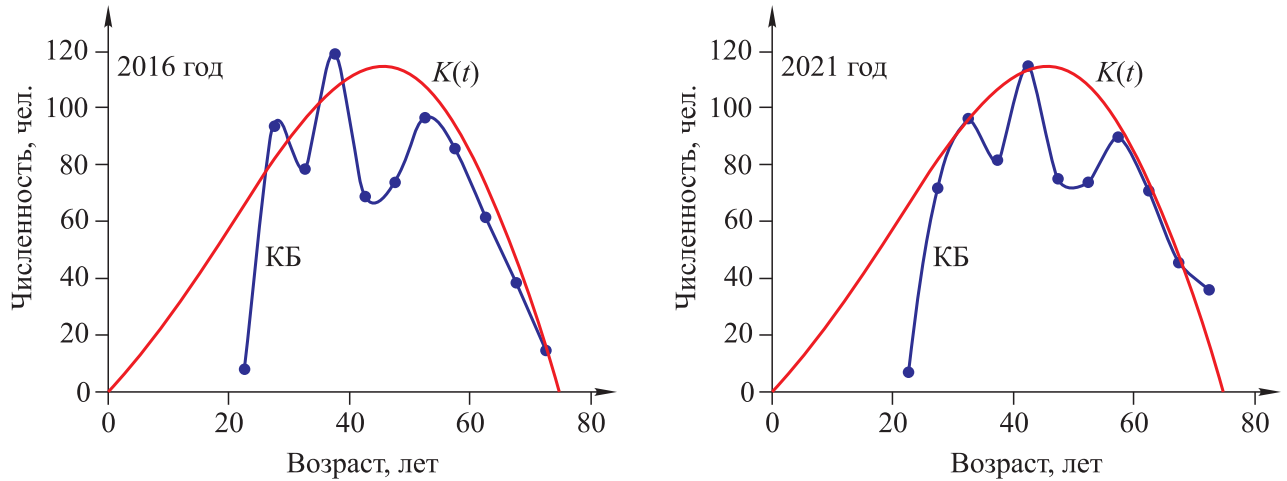


Рис. 9. Численность сотрудников КБ по возрастам и модель развития компетенции $K(t)$

дистанционное обучение, а научные сотрудники институтов – на дистанционную работу, отменены стажировки, затруднено проведение экспериментов на внешних исследовательских площадках. Оценка тяжести последствий пандемии принадлежит будущему, но уже сейчас очевидно, что этот период значительно упрочит практику научного обсуждения в Internet-пространстве, что ослабит навыки очной дискуссии – неотъемлемой части образования и научной деятельности.

Еще одним примером применения предложенной модели развития компетенции может служить ее использование при оценке необходимого кадрового пополнения организации на основе анализа динамики ее численности. На рис. 9 приведена численность научных и инженерных сотрудников крупного конструкторского бюро в зависимости от возраста в 2016 и 2021 году. Также на рисунке представлена фиксированная зависимость развития компетенции от возраста $K(t)$, условно приведенная к численности.

Сопоставительный анализ данных о численности сотрудников в зависимости от возраста с моделью развития компетенции позволяет не только оптимизировать процесс набора молодых специалистов, но и прогнозировать возможное снижение эффективности деятельности организации за счет несбалансированности ее возрастного состава и предпринимать обоснованные парирующие действия.

3. Разброс развития компетенции

Построенная модель развития компетенции (1) справедлива в отношении некоего среднего статистического человека. В реальности, врожденные способности людей неодинаковы и лежат внутри некоторого интервала $[K(0) - \Delta K; K(0) + \Delta K]$. Впоследствии это приводит к разбросу максимально достигнутого уровня компетенции (заштрихованная область рис. 10).

При этом необходимо понимать, что распределение компетенции, представленное на рис. 10, достаточно условно, так как врожденные способности не всегда проявляются сразу. Например, такие светила теоретической физики, как А. Эйнштейн и Н. Бор, в школе далеко не выделялись. Противоположным примером могут служить В. Паули, Л. Д. Ландау, В. Моцарт.

Оценка индивидом своей компетенции вследствие внешних воздействий может быть смещенной в ту или иную сторону относительно «идеальной» модели. Данное явление графически можно представить в виде скачкообразного увеличения/уменьшения предполагаемой индивидом собственной компетенции вблизи момента воздействия внешнего обстоятельства (рис. 11).

Смещения самооценки компетенции (1–6 на рис. 11) могут быть вызваны различными внешними обстоятельствами:

1 – окончание вуза;

2, 3 – победа в конкурсе работ, получение патента на изобретение, совершение открытия, защита диссертации, повышение по службе, получение государственной награды;

4, 5, 6 – недостижение поставленной цели, последующее разочарование при выборе тупикового направления исследований, служебное взыскание, тяжелая травма.

Данные смещения (положительные и отрицательные) могут чередоваться в пределах некоторой области (заштрихована на рис. 11) разброса «истинной» функции компетенции. Причем сама эта область смещена вверх (несимметрична относительно «истинной» функции компетенции) вследствие свойственного человеку стремления оправдывать собственные неудачи непреодолимыми внешними обстоятельствами.

Развитие компетенции по оптимистическому пути может идти и без «кажущихся» скачков. Примером этого (безусловно исключительным, но при этом укладывающимся в предложенную модель) может служить научная деятельность профессора А. А. Любищева [11, 12]. Расширение его кругозора (знаний, умений и навыков) шло планомерно, в соответствии с новыми задачами, встававшими на пути к изначально поставленной цели. И это систематическое развитие компетенции позволило ему достичь колоссальной, удивлявшей всех научной продуктивности, сохранившейся до самого конца жизни, а прожил он 82 года.

Также небезынтересна интерпретация нижней кривой графика (выделена синим цветом на рис. 11) как «кажущейся», с точки зрения руководства, компетенции. В этом случае смещения внешней оценки компетенции (4–6 на рис. 11) могут быть вызваны следующими

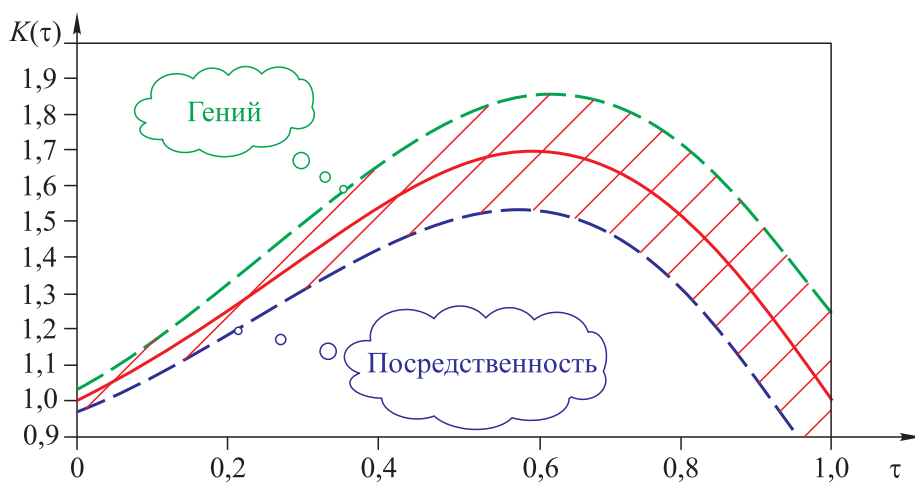


Рис. 10. Разброс компетенции $K(\tau)$ от врожденных способностей

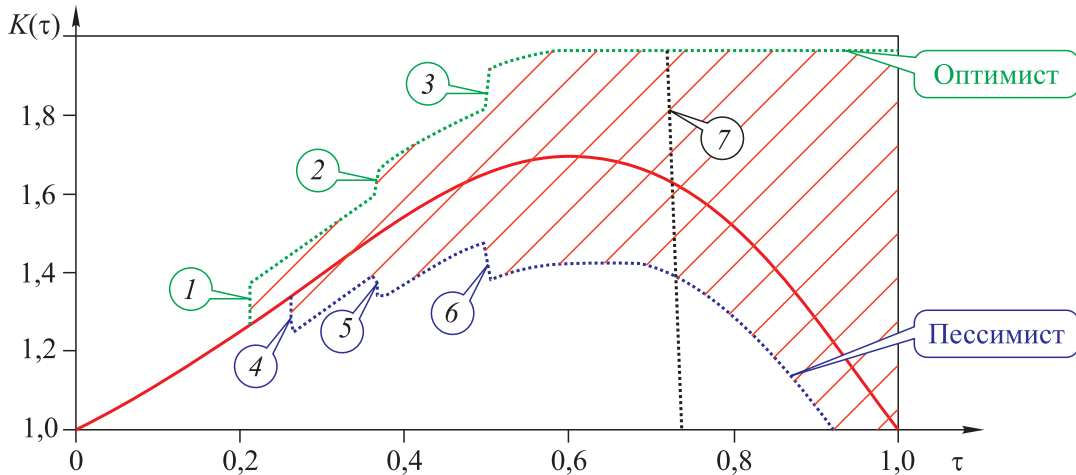


Рис. 11. Разброс зависимости компетенции K от времени τ

обстоятельствами: невыполнением поставленного задания, срывом плановых сроков, обнаружением подлога/фальсификации, невыходом к защите диссертации после обучения в аспирантуре.

Выноской 7 на рис. 11 показано возможное катастрофическое падение как «истинной», так и «кажущейся» компетенции, вызванное тяжелым заболеванием, приводящим к инвалидности или смерти.

4. О средней продолжительности жизни

При разработке модели развития компетенции (1) использовалось относительное время $\tau = t/T_0$ ($\tau \in [0; 1]$). При этом средняя продолжительность жизни T_0 – величина далеко не постоянная и варьируется по многим параметрам [13]:

- по странам (например, в 2017 г. в России $T_0 = 72,5$ года, в Швеции – более 80 лет);
- у женщин T_0 выше, чем у мужчин;
- по времени (например, в России в середине 1990-х гг. у мужчин $T_0 = 59$ лет, в 2017 г. – 66,5 лет). Член-корреспондент РАН, президент европейской ассоциации геронтологии и гериатрии (201 –2015 гг.) В. Х. Хавинсон «уверен, что в XXI в. нам удастся добиться, чтобы 70 лет для человека считались средним возрастом, а старость отошла за 90-летний рубеж» [14].

Средняя продолжительность жизни T_0 входит в виде коэффициента в сформулированную математическую модель развития компетенции в течение жизни человека (1). При статистическом выводе параметров данной модели для конкретного вида деятельности представляется целесообразным принять за величину T_0 некоторое максимально возможное фиксированное значение. Фиксация T_0 позволит исключить из рассмотрения флуктуации, вызванные, например, различными уровнями экономики и развития медицины в разных странах/регионах. А выбор максимально возможного значения обусловлен тем, что ресурс работы человеческого организма не исчерпывается современной средней продолжительностью жизни [14, 15].

Основатель научной геронтологии И. И. Мечников считал, что «естественная старость неизбежна, но обычно наступает значительно ранее естественного предела, и человек должен найти средства к тому, чтобы продлить свою жизнь до естественного конца» [16]. По наблюдению еще одного известного русского биолога, Н. К. Кольцова, «особенно часто мы видим, что глубокие мыслители и ученые достигают преклонных лет, сохраняя до самой старости ясность ума и способность работать – психическую молодость. Для таких молодых стариков источником их вечной молодости их постоянного омоложения является наука, искание истины. Каждый шаг вперед на этом пути дает глубокое удовлетворение и в то же время не позволяет останавливаться, открывая новые горизонты, создавая новые планы дальнейших исследований» [17]. Таким образом, занятие научной деятельностью является одним из способов достижения ортобиоза – «полного и счастливого цикла жизни, заканчивающегося спокойной естественной смертью» [16] и позволяет следовать при этом по оптимистическому пути развития компетенции во времени, описываемому предложенной моделью.

Выводы

Сформулирована математическая модель развития компетенции человека в зависимости от изменения его личного состояния в течение жизни, применимая для анализа в широких слоях общества: от «детей-маугли», до гениальности и ортобиоза.

Показан возможный разброс компетенции в течение жизни индивида как от его врожденных способностей (интеллектуальный потенциал, физическое и психическое здоровье), так и от смещения самооценки, вызванного различными внешними обстоятельствами.

Обоснована возможность применения предложенной модели развития компетенции

- в психиатрии: описание патологического развития личности (например, феральные дети, тяжелая форма аутизма или ранние болезни мозга и центральной нервной системы);
- прикладной психологии: оценка снижения уровня развития личности/компетенции в зависимости от времени лечения от какого-либо тяжелого заболевания в детстве;
- различных областях качественно-продуктивной деятельности человека: определение максимальной возрастной продуктивности;
- экономике: определение таких значимых кадровых параметров, как пенсионный возраст, возрастные рамки руководящих должностей, минимально необходимый стаж в квалификационных требованиях;
- управлении организациями: оптимизация процесса пополнения молодыми специалистами, прогнозирование возможного снижения эффективности деятельности организации за счет несбалансированности ее возрастного состава и принятие обоснованных парирующих действий.

Параметры (постоянные коэффициенты) данной математической модели для различных видов деятельности могут быть определены на основе статистического анализа зависимости продуктивности профессиональной деятельности от возраста. Решение данной задачи для конкретных областей деятельности ждет своих исследователей.

Литература

1. **Гинзбург, В. Л.** Заметки по поводу юбилея [Текст] // Природа. – 1986. – № 10. – С. 80–94.
2. **Лубовский, В. И.** Развитие словесной регуляции действий у детей (в норме и патологии) [Текст]. – М. : Педагогика, 1978. – 224 с.
3. **Табидзе, А. А.** Новая образная четырехчастная модель психики, содержащая два бессознательных [Текст] // Антология российской психотерапии и психологии. – 2017. – Вып. 3 (материалы итогового международного конгресса). – С. 148–154.
4. Вегетативные расстройства. Клиника, диагностика, лечение [Текст] / под ред. акад. А. М. Вейна. – ООО «Медицинское информационное агенство», 2003. – 752 с.
5. **Leman, H. C.** Age and achievement [Text]. – Princeton, 1953.
6. **Cole, S.** Age and scientific performance [Text] // Amer. J. Sociology. – 1979. – Vol. 84, No 4. – P. 958–973.
7. Как сравниться с Эйнштейном [Текст] // Природа. – 2011. – № 7. – 81 с. – <http://perst.issp.ras.ru> (2010. – Т. 17, Вып. 24).
8. **Gott, J. R. III** [Text] // Phys. Today. – 2010. – Vol. 63, No 11. – 12 p.
9. **Шишков, С.** Наука и жизнь в эпоху позднего СССР [Текст] // Наука и жизнь. – 2016. – № 7. – С. 98–107.
10. **Мотыляев, А.** Кризис доверия? [Текст] // Химия и жизнь. – 2021. – № 6. – С. 63.
11. **Любищев, А. А.** Такая добровольная каторга [Текст] // Химия и жизнь. – 1976. – № 12. – С. 9–14.
12. **Гранин, Д.** Эта странная жизнь: документальная биографическая повесть об А. А. Любищеве [Текст]. – М. : Советская Россия, 1974.
13. **Заридзе, Д.** Смертность от злокачественных опухолей снижается, а заболеваемость растет [Текст] // Здоровье. – 2017. – № 11. – С. 36–39.
14. **Чумаков, В.** Хавинсон В. Х. Лет до ста расти нам без старости [Текст] // В мире науки / Scientific American. – 2017. – № 8/9. – С. 74–83.
15. **Медведев, Ж. А.** Проблемы долголетия [Текст] // Природа. – 2019. – № 4. – С. 80–92.
16. **Мечников, И. И.** Этюды оптимизма [Текст]. – М. : Наука, 1988. – 328 с.
17. **Кольцов, Н. К.** Опыты Штейнаха по омоложению организма [Текст] // Природа. – 1921. – № 1–3. – С. 3–26.



Наука – это удовлетворение собственного любопытства за государственный счет

Я. Б. Зельдович

В своей земле никто пророком не бывает.
A prophet is not without honour save in his own country/
Пророк не без уважения, за исключением собственной страны.

Каков барин, таков и крестьянин.
Like master, like man.
Каков хозяин, таков и слуга.

ЗАЧЕМ РОССИИ НУЖНЫ МЕГАПРОЕКТЫ, ИЛИ К ВОПРОСУ О РАЗВИТИИ НАУКИ

Д. В. Петров, Н. Р. Пушкарёва

Введение

Как известно, если в игре, будь то карты, шахматы, бильярд, не проявлять инициативу или, другими словами, не иметь стратегии и тактики навязывания своей воли, то заведомо проиграешь (случайности в расчет не берем). Современное общество тоже играет. Только ставки и риски здесь существенно выше. И самая высокая из них – это национальная безопасность страны.

Даже если вы обладаете мощной экономикой, но не предпринимаете мер по ее усилению, то неизбежно будете терять позицию за позицией и в конечном итоге спад/упадок неизбежен.

Для развития экономики нужны стимулы. При капиталистической системе таковым является получение прибыли, а при социалистической – стремление победить капитализм. В реальности, как мы видели и видим, борьба (игра) экономик выливается в открытые военные действия. Обсуждая стимулы в широком (глобальном) смысле, необходимо заметить, что основной вопрос на самом деле не в них (они очевидны), а в методе их реализации на практике. Как сделать так, чтобы из «хочу» (здесь мы подразумеваем методологию стимулирования) получился реальный результат? Предположим, вы говорите: для начала мы перегоним какую-нибудь страну или несколько взятых стран по производству какого-либо продукта. Вы можете это действительно сделать путем перераспределения ресурсов и соответствующего премирования, но вследствие этих действий реальной экономике может быть нанесен вред.

Рассмотрим конкретный пример. Увеличиваем добычу угля с целью выплавить больше стали. Куда идет сталь? Сталь идет на производство вагонов для перевозки угля, крепь для шахт и на угледобывающие механизмы. Круг замкнулся. Получается, люди работают исключительно для внутренних нужд отрасли или нескольких отраслей и для поддержания жизнедеятельности, удовлетворения физиологических потребностей: надо кормить, одевать, обеспечивать жильем. С точки зрения физики, образуется некоторый уединенный (паразитный) вихрь (циклон), энергия которого подпитывается всем остальным обществом. Если же его не снабжать материальными дотациями, то он становится социальным ураганом: безработица, преступность, социальная

напряженность, деградация поколений – явления, которые в конечном итоге могут привести к полному упадку в экономике и обществе.

Когда наша страна переходила от концепции социализма-коммунизма к концепции капитализма (капитализма ли на самом деле?), то, наверное, ее руководство полагало, что приватизацией эти вопросы решатся автоматически. Вопросы не решились, «эксперимент» не принес ожидаемого результата. На эту тему можно рассуждать бесконечно, но вряд ли это имеет смысл делать в коротком эссе.

Поскольку авторы данной статьи не являются специалистами в области экономики, то они и не претендуют на то, чтобы пытаться решать ее конкретные задачи как на краткосрочный, так и на долгосрочный периоды. Здесь мы хотели бы только с точки зрения научного подхода предложить некоторые методики и приемы: как и через что можно стимулировать экономику страны, повлиять на эффективность производственной и социальной сфер жизни общества в целом.

Конкретно возьмем физику. Как-то уже принято, что люди у нас сами по себе, а физика сама по себе. Уединились исследователи в лабораториях, что-то там измеряют, считают, ведут бесконечные дискуссии, фактически в отрыве от социально-технологических процессов реальной жизни общества. При этом мало кто задается вопросом, а почему в Европе, США и Китае тратятся огромные средства (и откуда у них такие деньги?) на строительство и эксплуатацию современных физических установок? Попробуем ответить.

Модель эффективной научной организации

Рассмотрим модель эффективной научной организации в виде иерархической структуры, изображенной на рис. 1

К научным сотрудникам организации предъявляются следующие требования:

- проводить экспериментальные работы;
- на основе проведенных экспериментов делать теоретические выводы;
- оформлять результаты деятельности в виде научных публикаций, статей, опытных образцов.

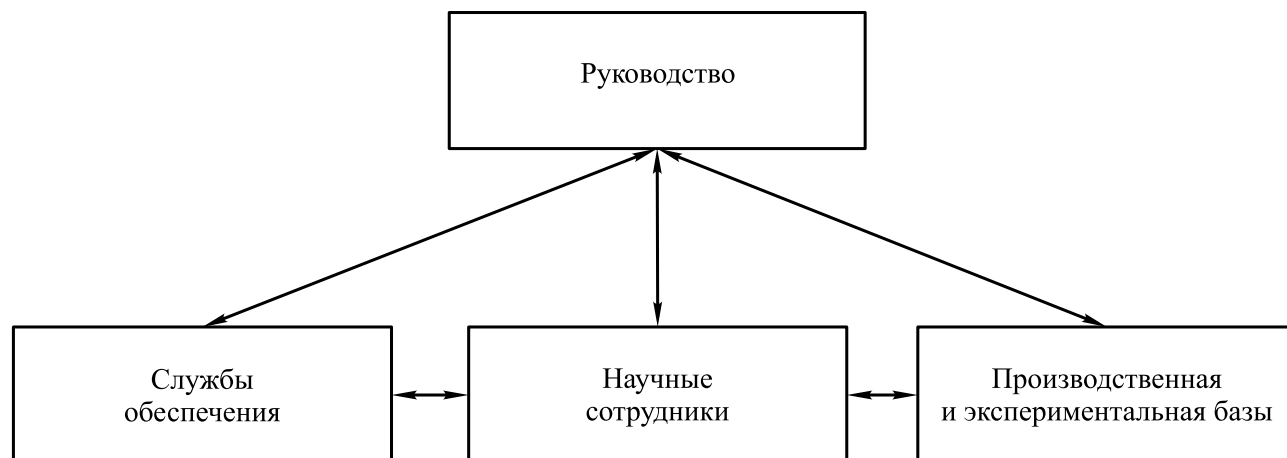


Рис. 1

Перед руководством научной организации стоят более сложные задачи. Основные из них:

- обеспечить внедрение полученных коллективом теоретических и практических результатов в производство в сотрудничестве с другими предприятиями и научно-исследовательскими институтами;
- подтвердить эффективность работы научной организации;
- в исключительных случаях – получить фундаментальный научный результат – «Открытие»;
- сделать возможным «воспроизводство» научных школ, инженерных и управленческих кадров;
- нести ответственность за результативное взаимодействие со смежными и вышестоящими организациями;
- поддерживать и развивать экспериментальную и производственную базу организации.

При этом следует учитывать возможные риски:

- неверный выбор и назначение руководящего работника;
- неправильную постановку задачи;
- игнорирование факта физического и морального старения технологического оборудования.

Обеспечивающие службы призваны полностью освободить научных сотрудников от непрофильной деятельности: решения финансовых вопросов, материального обеспечения, проблем быта.

Наверное, нет смысла комментировать важность такой составляющей научной организации, как «Экспериментальная и производственная база». Потому что нет орудий производства – нет и результата, и государство не получит новых образцов техники.

Финансовая схема представлена на рис. 2.

Из этой схемы видны две определяющие роли субъектов процесса:

- руководства – в роли организаторов работ;
- научных сотрудников – в роли «несущих золотые яйца».

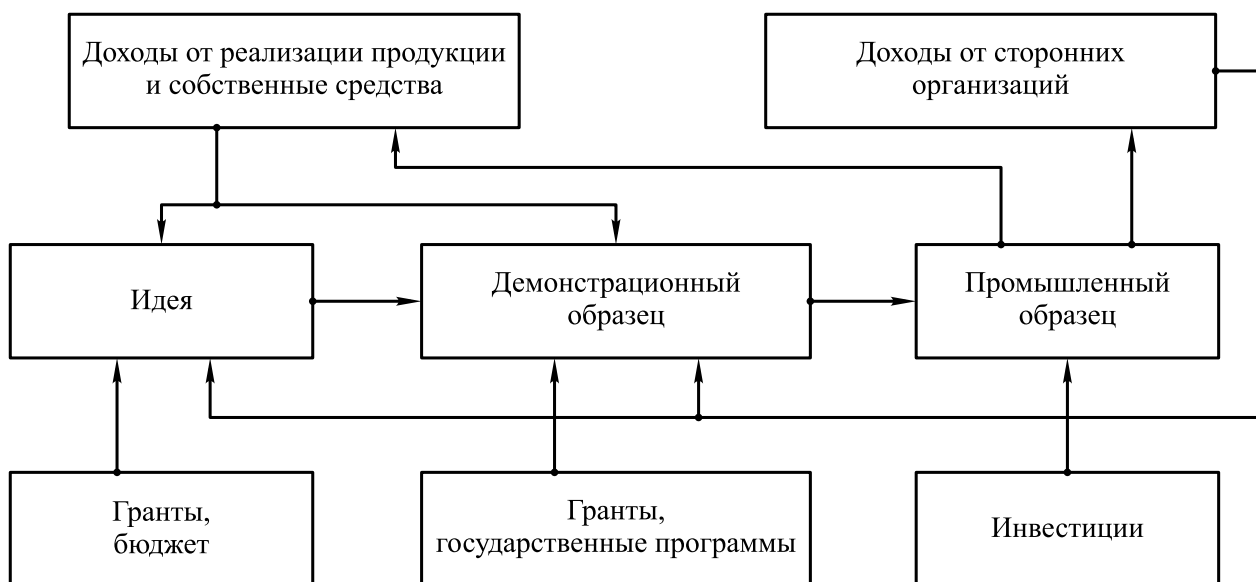


Рис. 2

Применительно к организациям Российской академии наук (РАН) и предприятий оборонно-промышленного комплекса (ОПК) эта схема имеет некоторые существенные особенности:

1. Финансирование осуществляется по плану в рамках государственного задания (ГЗ). Данное обстоятельство, безусловно, облегчает работу руководителя: нет острой необходимости в обеспечении работой сотрудников, заработная плата достаточна и стабильна. Это – с одной стороны.

2. В силу устоявшейся практики и традиций деятельность научной организации может быть весьма консервативна и сводится к «перелицовыванию старого пиджака». Такая ситуация приводит к шаблонности мышления у сотрудников, а работы носят в значительной степени «ремесленный характер». Это – с другой стороны.

Описанные выше факторы порождают опасность деградации как руководства организации (под девизом: «на мой век хватит»), так и ее научных сотрудников (с убеждением: «инициатива наказуема»). Создаются, если можно так сказать, условия «лагерной» системы, в которой выгоднее и безопаснее не совершать никаких самостоятельных движений и/или возникают упомянутые выше «уединенные вихри».

Отсутствие постановки новых задач приводит к утрате профессиональных знаний и навыков, умений и компетенций сотрудников. Как следствие этого падает общий уровень организации, который уже не позволяет выполнять свою основную функцию с максимальной эффективностью.

По нашему мнению, для научных организаций в России одной из наиболее острых проблем является смена поколений в управленческом составе на всех структурных уровнях.

Особым вопросом, который следует рассмотреть в отдельной самостоятельной статье, является воспроизводство кадров как внутри научных организаций, находящихся вдали от столичных центров, так и в ведущих профильных вузах страны.

Пути решения

Лобовой путь решения задачи повышения эффективности по-дилетантски очевиден: давайте заменим руководство, и наступит светлое будущее. Отметим сразу, что прямой путь в теории оказывается не самым прямым на практике. О рисках выбора руководителя было сказано выше. Есть еще риски внешних обстоятельств и наличие субъективных факторов.

На поприще подбора руководящего состава процветает огромное количество консалтинговых фирм, которые с тем или иным качеством и результативностью обучают руководителей и сотрудников организаций-«заказчиков» эффективным методам управления. На практике, как правило, консультантам («на все руки мастерам») всё равно, кого готовить – заведующего ли детского сада, сетевых ли менеджеров, руководителей оборонных предприятий или же деятелей науки. В специфику работы профессиональные традиции коллективов и их историю консалтинговые тренеры не стремятся углубляться. Но самое главное, что при таком подходе нет гарантированного результата в верном подборе и расстановке руководящих кадров организации.

Системные связи в организациях настолько сложны в своем переплетении, что дорога к «светлому будущему» не просматривается даже на ближайшее будущее. И в случае неудачной расстановки сотрудников управленческого звена придется начинать всё сначала, а это приведет к очередной перестроечной лихорадке в коллективах, нестабильности и регрессу организации

в целом. Такой процесс мы наблюдали и продолжаем наблюдать на примере реструктуризации институтов РАН и выборов ее президента.

Нас же интересует не столько конкретные рецепты улучшения эффективности, сколько механизм, при котором «всё должно работать». Первое, что мы должны сделать – это подать на вход механизма топливо, а в нашем случае – это идея (назовем ее идеей первого уровня). Как и двигатель работает не на всяком топливе, так и идея должна быть реалистичной/верной для конкретной организации. Правильная идея – это постановка задачи, решение которой позволит нам получить новое знание. Под новым знанием мы будем понимать открытие новых, ранее неизвестных законов природы в форме уравнений, значений физических величин, сведений об устройстве планет, об элементарных частицах. Кто будет являться источником этих идей? Предполагаем, что идеи генерируются руководителями ведущих институтов, которые уже показали свою эффективность. А дальше, выражаясь военным языком, нам необходим расчет сил и средств для ее реализации.

Расчет сил и средств

Предположим, мы решили реализовать некоторую идею на практике, например слетать в космос к комете. С какой целью? Зачем? Нас интересует ее химический состав, форма, структура. Для чего нам это? Ну, во-первых, просто любопытно, как она устроена. А во-вторых? А во-вторых, одна из комет рано или поздно столкнется с Землей, и последствия этого столкновения могут быть трагическими для всего человечества. Поэтому хотелось бы узнать, а что можно и нужно сделать, чтобы этого не произошло (рис. 3).

Для осуществления этого проекта нам нужны профессионалы, обладающие фундаментальными знаниями в области астрономии (небесной механики), физики, химии, производства (для простоты ограничимся этим списком). Специалистов должно быть определенное, необходимое, количество (один в поле не воин) и, кроме этого, должна быть соответствующая производственная база. Для удобства представления данного положения на диаграмме (рис. 4) ограничимся вышеперечисленными четырьмя.

Длина вектора на диаграмме соответствует уровню наших знаний и возможностей в данной области.

Соединив концы векторов, мы получим четырехугольник компетенции. Применительно к нашей идее возможно два варианта ответа: либо наших знаний достаточно для ее реализации, но имеется проблема в организации взаимодействия, либо нам чего-то не хватает.

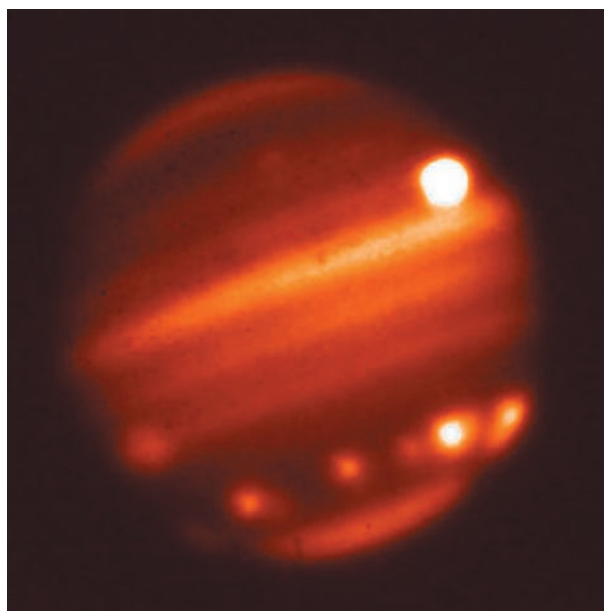


Рис. 3. Комета Шумейкеров–Леви 9 сталкивается с Юпитером

Вначале кажется, что во втором случае мы ничего не можем сделать, и остается только опустить руки. Но это не так. Если есть желание решить задачу, то в процессе работы компетенции нарабатываются, развиваются, знания расширяются, отрабатываются организационные схемы и, в результате, задуманный полет осуществляется с получением значимой экспериментальной информации. Что же мы имеем в итоге?

В первом случае мы научились взаимодействовать и комплексно решать задачи. То есть мы имеем не физиков, астрономов, химиков и производственников по отдельности, которые функционировали сами по себе, обособленно, а единый научный организм способный решать задачи государственного уровня.

Во втором случае результат еще более впечатляющий. Кроме решения оргвопросов и конкретной технической задачи, мы создали существенный задел на будущее, расширили и усилили фундамент своей науки. Классическими примерами успешного решения таких задач были Атомный проект, Ракетный проект, с помощью которых мы стали державой мирового уровня.

На вопросе механизма расширения компетенций следует остановиться особо, поскольку он связан с достаточно сложной системой взаимодействия в научных кругах и традициями административных построений в «национальных» науках. Слово «национальные» мы сознательно взяли в кавычки, потому что, с одной стороны, национальной науки нет – она по определению интернациональна, но, с другой стороны, есть определенные особенности ее функционирования в каждой конкретной стране.

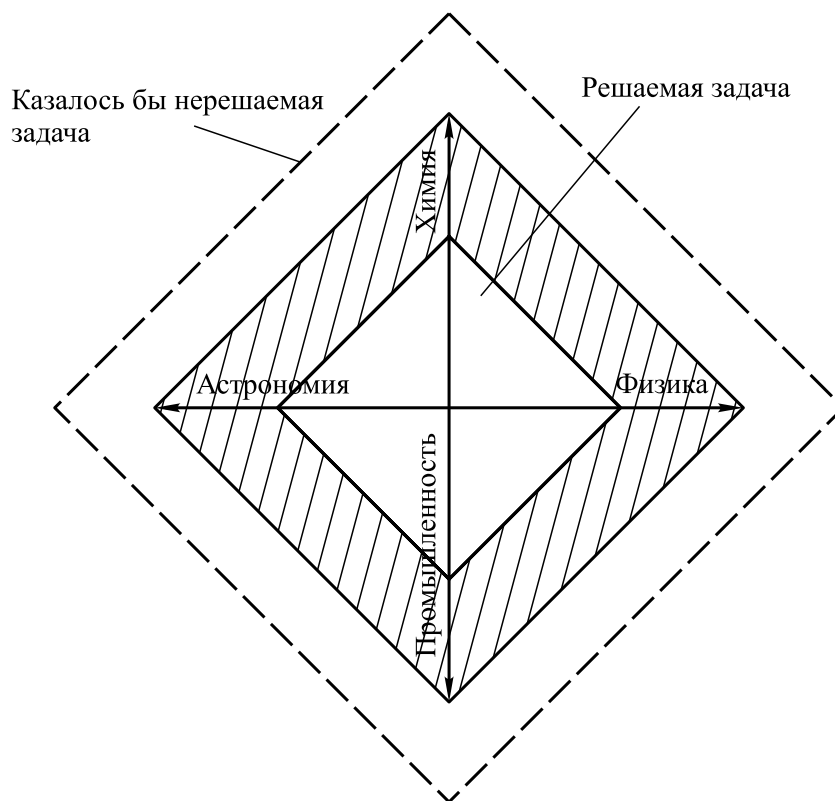


Рис. 4

Механизм роста компетенций

Для простоты, в отличие от многомерных компетенций (рис. 4), рассмотрим задачу об одномерной компетенции, то есть один вектор.

Наглядно это можно представить следующим образом. Пусть один тип дифференциальных уравнений умеет решать N_1 человек, два типа N_2 человек и так далее. Ясно, что $N_2 < N_1$. Тогда это положение мы можем изобразить на графике (рис. 5).

Уровень науки в этом случае будет характеризоваться площадью под кривой. Почему площадь? Потому что современные задачи требуют усилий многих людей. Каким бы отдельно взятый человек не был грамотным профессионалом, он физически не может выполнить весь требуемый объем работы, ему требуется коллектив единомышленников и учеников, который способен осилить весь спектр поставленных задач.

Таким образом, уровень решаемых задач является произведением некоторой средней компетенции (K_{cp}) и количества научных сотрудников. Отсюда следуют два вывода.

Первый: необходимо иметь в наличии стабильный штат научных сотрудников, преодолеть негативную тенденцию отъезда их на запад.

Второй: необходимо развивать их компетенции, профессиональные навыки, личностные качества.

Развитие компетенций также может идти двумя путями.

Первый путь очевиден – давайте повышать уровень образования. Это задача Министерства образования и науки, но и здесь есть подводные камни. Один из них – действия Минобрнауки, которые, мягко выражаясь, не всегда направлены на положительные изменения в образовании. Попытки привить западные модели российской образовательной системе могут быть не только бесплодными, но и наносящими вред в силу наших отечественных традиций. В отсутствии реальной работы над проектами уже в части практической деятельности (следующий подводный камень) мы вольно или невольно заставляем молодых ученых смотреть в сторону запада, а может быть, и востока. При этом с нашего образования «снимаются сливки», и в итоге российская система работает на чужой, зачастую враждебный нам интерес.

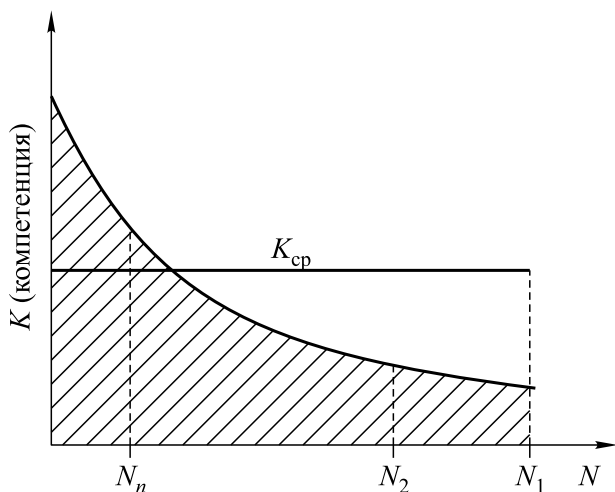


Рис. 5

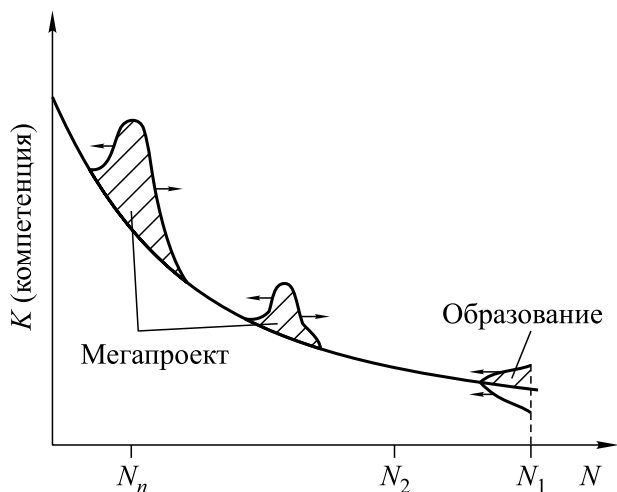


Рис. 6

Второй путь – давайте создавать мегапроекты с целями, превышающими достигнутый нами уровень. Такой путь представляется нам более конструктивным по следующим соображениям:

- при реализации этого проекта возникают локальные точки роста компетенций, которые распространяются вверх и вниз по кривой компетенций и, более того, генерируют образование волны (рис. 6) со стороны университетов и организаций промышленности (динамическая картина развития компетенций в группах);
- при этом парируется фактор оттока квалифицированных кадров на запад и восток.

Практическая апробация и «подводные камни» (вместо заключения)

Осталось обсудить наиболее сложный вопрос о том, по каким критериям отбирать мегапроекты и их руководителей.

Понятно, что административный аппарат сам по себе не способен разработать мегапроект. Он может, например, из предложенных выше соображений профинансировать мегапроект «в общем». А дальше начинается жесткая конкурентная борьба: какому, собственно, головному исполнителю достанется «лакомый кусок»/«долгожданные средства». В данной ситуации, к сожалению и как правило, эта борьба носит абсолютно беспринципный характер: забываются вышеобозначенные цели, присутствует желание оттянуть все ресурсы в одну организацию, финансирование кооперации производится по остаточному принципу, руководствуясь «сохранением лица» перед правительством и контрольными органами и созданием видимости масштаба работ. Такова печальная действительность, и этому есть многочисленные примеры в прошлом и настоящем.

Поэтому во главе мегапроекта должен стоять человек государственного мышления, имеющий опыт организации кооперации, пользующийся уважением в научных кругах. По сравнению с «золотым веком» советской науки, генералитет – преемник российской – выглядит весьма и весьма... Это не означает, что в науке нет масштабно мыслящих профессионалов. Просто им достаточно тяжело себя проявить по причине высокой порядочности и просто отсутствия школы такой деятельности в России.

Личный опыт одного из авторов говорит о том, что первым шагом, или ситом отбора таких людей, является их участие в реализации проектов Госкорпорации «Росатом» (мегапроекты Госкорпорации). В частности, ярким примером является проект, в котором одним из основных исполнителей является Институт ядерной физики РАН им. Г. И. Будкера. Задача, которая была поставлена институту, успешно решена в кратчайшие сроки. На высочайшем научно-техническом уровне создана установка с наилучшими в мире параметрами. Важным результатом можно считать то, что произошел качественный рост квалификации сотрудников РФЯЦ – ВНИИТФ, принимавших участие в данном проекте. Более того, через взаимодействие двух исследовательских институтов наметилось сотрудничество и с образовательной системой в лице Снежинского отделения НИЯУ МИФИ. Данный факт подтверждает работоспособность вышеописанной схемы генерации научного потенциала.

Пользуясь предоставленной возможностью этой публикации, хотелось бы выразить глубокую благодарность всем сотрудникам ИЯФ, участвовавшим в совместных работах, и лично академику П. В. Логачеву.

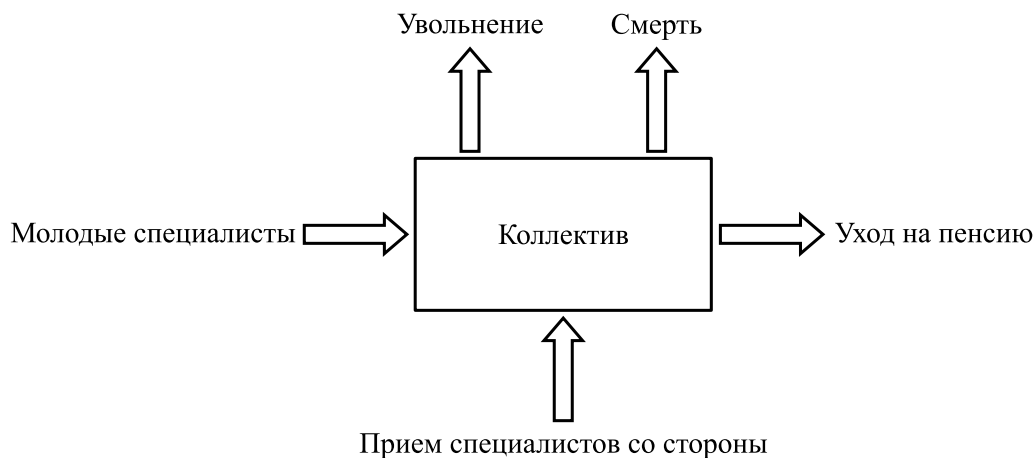
В заключение важно отметить, что перед российской наукой и промышленностью, если мы, конечно, хотим, чтобы Россия оставалась великой державой, необходимо ставить амбициозные цели и задачи. В настоящий момент задачи такого уровня пока не сформулированы ни Правительством РФ – Академии наук, ни РАН – Правительству.

Цель нашего эссе – пробудить интерес российской общественности к науке и ученым, способным делать открытия и развивать страну. Не всё еще потеряно. Однако с каждым днем решение задач высокого уровня будет реально усложняться, если не предпринимать соответствующих кадровых, организационных и финансовых решений. И хотелось бы выразить надежду, что, преодолев тернии реализации идей первого уровня, Россия сможет выйти на идеи второго уровня. Суть идей второго уровня заключается в планировании взаимодействия разных мегапроектов в различных областях деятельности (физики, химии, электроники и других). Это в свою очередь позволит добиться создания новых и динамичного развития традиционных направлений экономики в России.

Приложение

Поддержание среднего возраста коллектива научной организации

Для успешного функционирования научной организации ее коллектив должен быть оптимальным образом распределен по возрасту. Это распределение нами было определено выше в статье о развитии компетенций в предположении, что коллектив по временной структуре должен соответствовать развитию компетенций «отдельного» человека. Соответственно максимум распределения коллектива по возрасту должен совпадать с возрастом максимальной продуктивности «отдельного» человека. То есть в оптимуме средний возраст коллектива должен совпадать с возрастом достижения максимальной продуктивности и быть в первом приближении величиной постоянной по времени. Соответственно, так как коллектив живет определенной жизнью (приходят молодые специалисты, сотрудники увольняются, уходят на пенсию, см. рисунок), то для поддержания среднего возраста должен выполняться принцип «водопровода»: сколько ушло – столько и должно прийти. Предположим, коллектив отвечает требованиям оптимальности. Вопрос: сколько надо брать молодых специалистов?



Рассмотрим i -й год существования организации. Пусть средний возраст сотрудников \bar{b}_i , а текущая численность N_i . Из организации выбыло N_{iout} сотрудников со средним возрастом \bar{b}_i и приходит N_{iin} молодых специалистов с возрастом, $\bar{b} \approx 22$ года, тогда

$$\bar{b}_i = \frac{(N_i - N_{iout})\bar{b}_{i-} + N_{iout}\bar{b}_i}{N_i}.$$

«Новый» средний возраст

$$\bar{b}_{i+1} = \frac{(N_i - N_{iout})(\bar{b}_{i-} + 1) + N_{iin}\bar{b}_i}{N_i - N_{iout} + N_{iin}},$$

$$\frac{\bar{b}_{i+1}}{\bar{b}_i} = \frac{N_i}{N_i - N_{iout} + N_{iin}} \frac{(N_i - N_{iout})(\bar{b}_{i-} + 1) + N_{iin}\bar{b}_i}{(N_i - N_{iout})\bar{b}_{i-} + N_{iout}\bar{b}_i}.$$

Обозначим

$$k_{1i} = \frac{N_i}{N_i - N_{iout} + N_{iin}} - \text{коэффициент численности,}$$

$$k_{iin} = \frac{N_{iin}}{N_i - N_{iout}} - \text{коэффициент прихода,}$$

$$k_{iout} = \frac{N_{iout}}{N_i - N_{iout}} - \text{коэффициент ухода;}$$

$$\frac{\bar{b}_{i+1}}{\bar{b}_i} = k_{1i} \frac{\bar{b}_{i-} + 1 + k_{iin}\bar{b}_i}{\bar{b}_{i-} + k_{iout}\bar{b}_i}.$$

Если поставить условие сохранения среднего возраста и численности, то $k_{1i} = 1$, $k_{iin} = k_{iout} = k_i$.

$$1 = k_i \left(\frac{\bar{b}_{i-}}{\bar{b}_i} - \frac{\bar{b}_i}{\bar{b}_i} \right) = \frac{N_{iin}}{N_i - N_{iout}} \left(\frac{\bar{b}_{i-}}{\bar{b}_i} - \frac{\bar{b}_i}{\bar{b}_i} \right),$$

отсюда

$$\frac{N_{iin}}{N_i} = \frac{1}{1 + \frac{\bar{b}_{i-}}{\bar{b}_i} - \frac{\bar{b}_i}{\bar{b}_i}} = \frac{1}{1 + 65 - 22} = 0,023.$$

То есть принимать надо 2,3% от численности.



Весело создали себе трудности,
весело их преодолели

О ВОПРОСАХ РЕСУРСНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ПРОЕКТОВ

П. А. Дятлов, Д. В. Петров

Введение

Необходимой стороной выполнения проектов и мегапроектов является ресурсное обеспечение выполняемых работ. Под ресурсами в данном контексте этого термина принято считать: научный потенциал для генерации и развития идеи, технические возможности для реализации (в первую очередь, возможность изготовления), время, отводимое на решение поставленной задачи, обеспеченность материальными ресурсами в виде их физического наличия как такового, а также, конечно же, деньги, выступающие в данном случае не только (и не столько) в качестве самостоятельного ресурса, но и как составляющая для получения и развития всех вышеперечисленных ресурсов.

Как показала практика выполнения отдельных проектов, принципиальное наличие одного или нескольких ресурсов не является достаточным условием для обеспечения возможности выполнения проекта, необходимо решение целого спектра организационно-административных вопросов для превращения имеющихся ресурсов в движущую силу проекта. Другими словами, без выполнения руководящей функции, ресурсы сами по себе обладают лишь потенциальной энергией. Придание им кинетической силы – вот одна из главных задач, стоящих перед руководителем проекта или административно-управленческим аппаратом.

Принадлежность данного вопроса к отдельному человеку или целой совокупности людей напрямую зависит от типа управления проектом. В зависимости от того, к каким конкретно формами собственности относится руководство проекта, определяется и форма влияния на ресурсы и способ их распределения.

Типы управления проектами

Принципиально различаются два варианта управления проектами. Первый тип – функциональное управление, при котором задачи распределены по их функционалу между структурными единицами предприятия (рис. 1), при этом каждое из подразделений-«владельцев» задачи самостоятельно принимает решение по закрепленному за ним направлению. Конечное решение

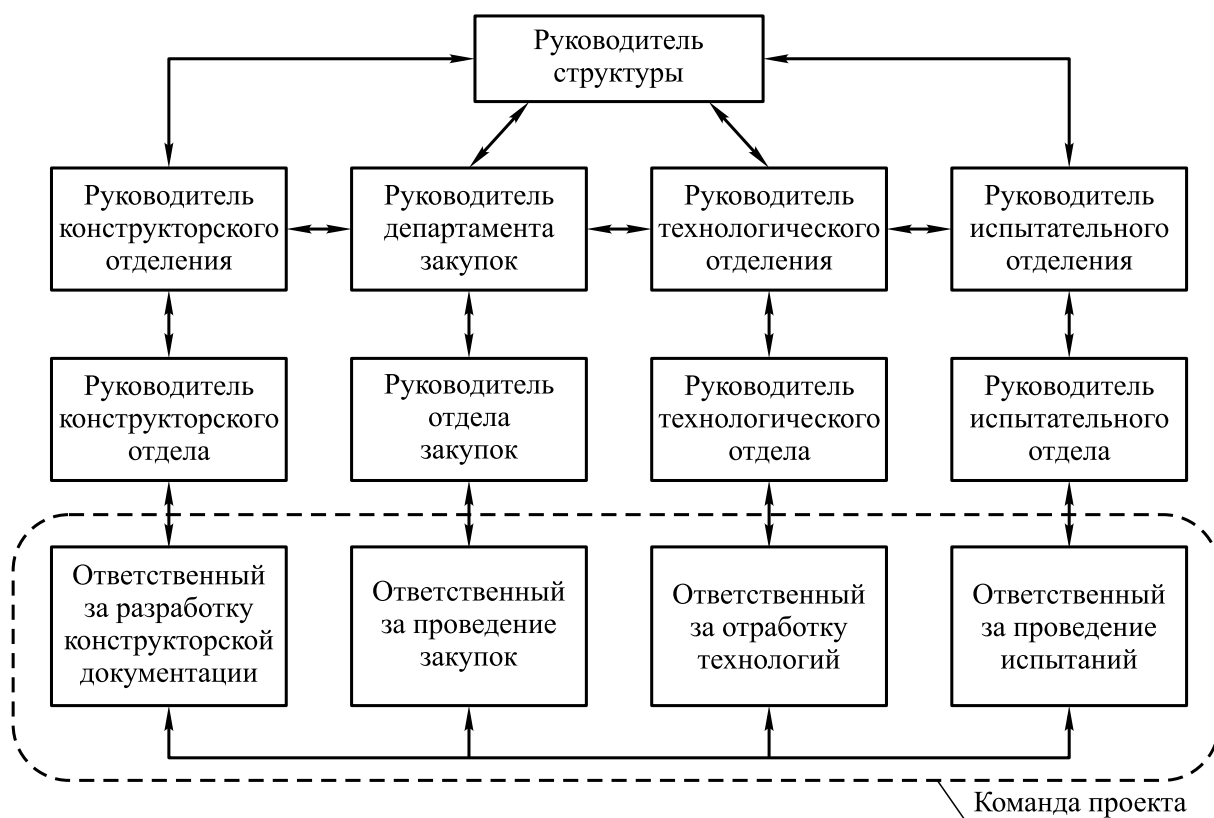


Рис. 1. Тип 1. Функциональное управление

в данном случае принимает руководитель структуры, которому подчиняются все функциональные составляющие, влияющие на конечный результат. Уровень руководителя структуры в данном случае определяется уровнем вопросов, на которые необходимо оказать влияние при реализации проекта. В разных проектах это может быть как руководитель предприятия, так и руководитель корпорации предприятий или непосредственно ведущий государственный деятель (вспомним знаменитый Атомный проект и его руководителя Л. П. Берию). Всё зависит от того, проект какого масштаба необходимо реализовывать и, соответственно, ресурсы каких направлений завода/института/страны необходимо в нем задействовать.

В приведенной схеме взаимосвязь внутри команды отражена горизонтальными связями, но при этом принцип функционального управления предполагает преимущественное решение вопросов по вертикальным связям внутри соответствующих структурных единиц вплоть до руководителей отделений или руководителя всей структуры, далее – по нисходящей, до исполнителя другого структурного отделения. Таким образом, выстраивается цепочка, вносящая существенные временные коррективы в сроки решения вопросов и выполнение этапов проекта.

Для снижения временных потерь целесообразно управление проектами осуществлять по второму типу (рис. 2).

При данном варианте управления руководство конкретными направлениями проекта осуществляется руководителем напрямую, это позволяет оперативно получать необходимую информацию и принимать нужные решения. Также данный подход позволяет выстраивать приоритеты

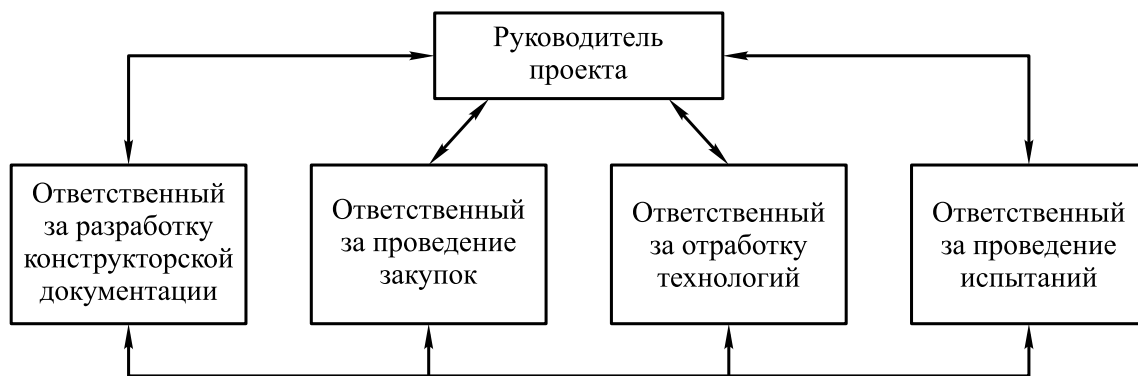


Рис. 2. Тип 2. Проектное управление

и высвобождать ресурсы в пользу конкретного направления. При этом к возможным минусам можно отнести как проявляющиеся сложности в условиях многозадачности (т. е. при одновременной реализации нескольких независимых друг от друга проектов), так и невозможность осуществления постоянного контроля руководителем основных направлений взаимодействия внутри проекта при их значительном количестве (более пяти).

На практике при выполнении крупных мегапроектов можно наблюдать комбинацию типов управления, когда единый мегапроект разбивается на несколько подпроектов, каждый из которых реализуется независимо от других направлений по собственному типу (рис. 3). Как видно из представленной схемы, задачи 1 и 3 решаются по проектному типу, 2 и 4 – по функциональному.

Примером подобного подхода может служить проект по созданию ядерного заряда, когда задачей 1 являлась добыча урановой руды; задачей 2 – ее обогащение; задачей 3 – изготовление заготовок и так далее; конечным продуктом являлось создание заряда. При этом задачи могли выполняться предприятиями в рамках как функционального, так и проектного управления.

В зависимости от формы собственности организации можно сказать, какой тип управления ей преимущественно присущ. В большинстве случаев проектное управление характерно для предприятий с частной формой собственности, будь то ИП, АО, ООО и т. д. В данном случае основным моментом является непринадлежность государству. Вторая форма собственности,

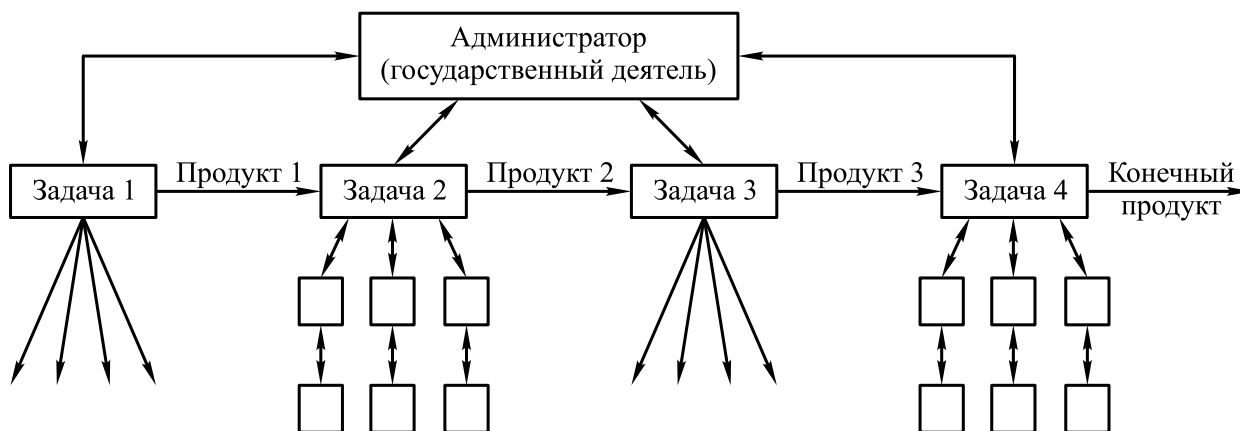


Рис. 3. Тип 3. Комплексное управление

характерная для функционального управления, объединяет организации с преимущественным государственным участием, как то: госкорпорация, ФГУП, НИИ, МУП и т. д. Конечно, возможны и обратные ситуации, когда частная компания работает по функциональному типу или государственная – по проектному. При этом для реализации последнего из указанных вариантов необходимо, чтобы руководителем проекта являлся руководитель структуры, либо проектный руководитель был наделен соответствующими полномочиями по управлению структурой в части, касающейся реализации проекта.

Этапы реализации проекта

Каждый проект как по своей сути, так и нормативно разделяется на этапы. Как правило, в промышленности выполнение проектов регламентировано соответствующими характеру выполняемых работ ГОСТами: для НИР это – ГОСТ 15.101 и ГОСТ РВ 15.105, для ОКР – ГОСТ РВ 15.203-2001. Необходимость руководствоваться конкретным ГОСТом определяется в техническом задании проекта. При этом на разных этапах реализации руководитель сталкивается с различными задачами, каждая из которых свойственна именно этому этапу и требует определенных ресурсов для ее решения. Исходя из ставящихся задач, можно выделить основные ресурсы, являющиеся приоритетными для данной стадии проекта. Взаимосвязь между этапами проекта и необходимыми для его реализации ресурсами представлена на рис. 4.

В приведенной схеме отражены основные этапы, которые проходит проект от начала его реализации до завершающей стадии. Первый этап условно обозначен как подготовительный. В качестве него может выступать, к примеру, отдельная НИР или аванпроект. Результатом подготовительного этапа будет решение о принципиальной возможности создания образца изделия и переходе к ОКР. Возможен и такой вариант, когда подготовительные работы проводятся без привязки к конкретной ОКР, а выполняются в рамках работ по другому проекту, которые со временем выделяются в отдельный подпроект. В части обеспечения финансирования подготовительный этап отличается от основных этапов проекта тем, что на него могут быть выделены как средства заказчика, так и собственные средства предприятия. Вообще, финансы, как и кооперация с соисполнителями, в данной схеме выделены отдельно. Эти ресурсы влияют не только на текущий, но и на все последующие этапы проекта и для удобства представления изображены на первом этапе, при этом взаимосвязи от них направлены на входы процессов – начало каждого последующего этапа. Очень важно в ходе реализации проекта обеспечить своевременное распределение финансирования по остальным ресурсам, т. к. деньги, по сути, являются промежуточным звеном в цепочке обеспечения проекта материалами и оборудованием, организацией кооперации и т. д.

Выстраивание кооперации является одним из ключевых моментов реализации проекта, поскольку ошибки на начальном этапе могут привести к возникновению в дальнейшем серьезных рисков как смещения сроков реализации проекта, так и его выполнения в принципе. На таких этапах, как подготовка, разработка рабочей конструкторской документации (РКД) и изготовление опытного образца, остро стоит вопрос обеспечения материалами и комплектующими. Ввиду значительно объема документации, разрабатываемой на всех стадиях проекта, но в особенности – на этапе эскизного (технического) проектирования и разработки РКД, особую

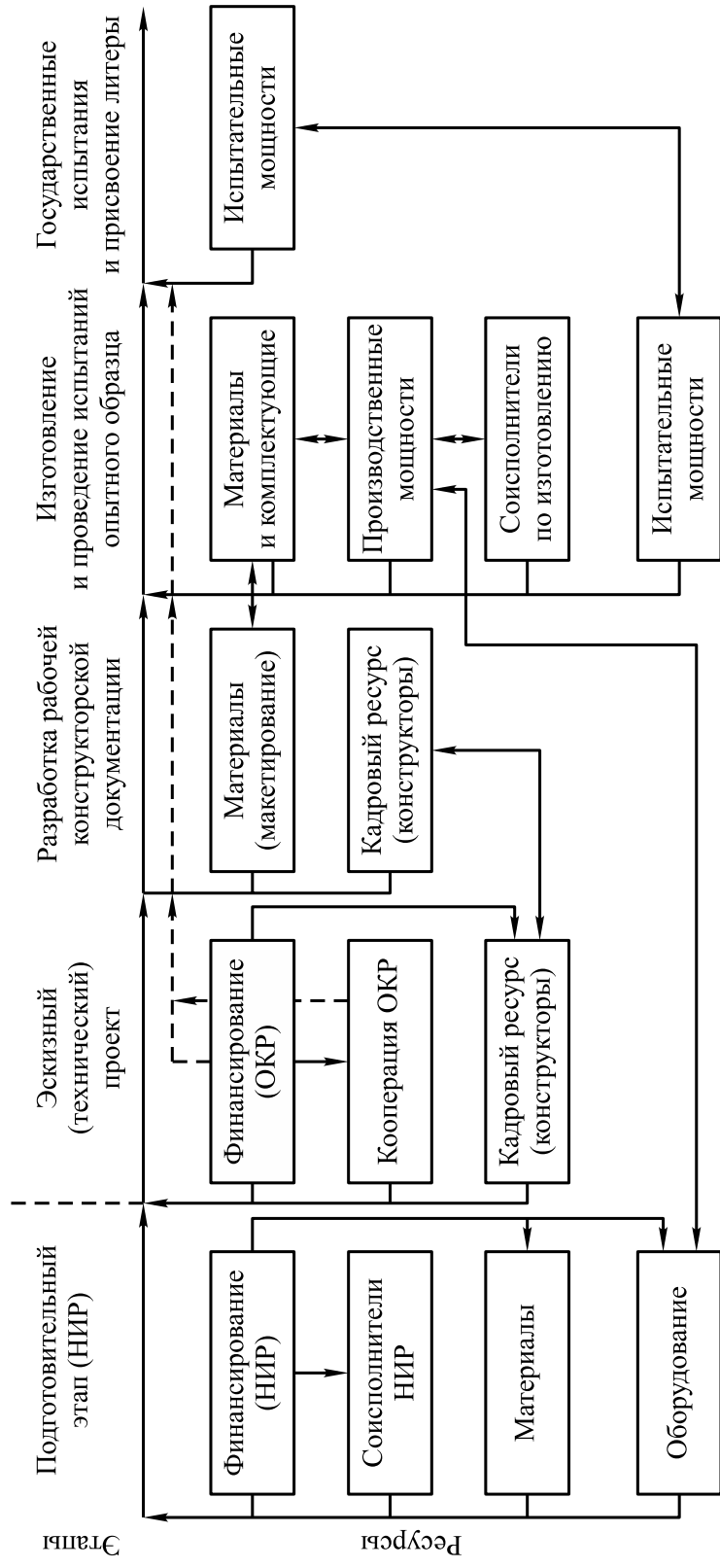


Рис. 4. Ресурсное обеспечение этапов выполнения проекта

роль играет кадровое обеспечение проекта, в первую очередь разработчиками (конструкторами). При изготовлении опытного образца актуально не только материальное обеспечение, но и наличие средств производства либо непосредственно у исполнителя проекта, либо в цепочке кооперации по изготовлению.

В представленной схеме отражены наиболее значимые для конкретного этапа проекта ресурсы. Безусловно, их список можно расширить, т. к. в каждом конкретном проекте есть свои особенности, выражающиеся в потребностях, в том числе в специфических ресурсах. Приведенное на рис. 4 представление можно назвать «типовым» при разработке изделия в машиностроении.

Как видно из представленной схемы, большинство вопросов ресурсного обеспечения связано с задачами своевременного оформления взаимоотношений с соисполнителями проекта, заключения договоров и контрактов на поставку материалов и комплектующих. Скорость решения этих вопросов напрямую влияет на сроки выполнения проекта, а возможность выбора конкретных поставщиков и участников кооперации является необходимым условием для реализации технической составляющей проекта.

Управление ресурсным обеспечением

Исходя из представленной на рис. 4 схемы, постараемся ответить на вопрос: как обеспечиваются этапы проекта ресурсами при различных типах управления? Ответ, на первый взгляд, не кажется очевидным и скорее даже противоречив, т. к. при воспоминаниях о выполненных в исторической ретроспективе страной мегапроектах приходят на ум такие проекты, как: освоение околоземного пространства, полет на Луну, создание ядерного оружия. Все эти направления были реализованы в условиях жесточайшей экономии внутри страны, но при этом сами проекты получали все возможные на тот момент ресурсы, необходимые для их реализации. В настоящий момент ситуация принципиально иная. В погоне за возможностью «справедливого» распределения финансовых ресурсов на высшем уровне принято множество нормативных актов, регулирующих сферу деятельности причастных к государству компаний и предприятий. Цели данного регулирования, безусловно, благородны – добиться равномерного распределения финансового ресурса, предотвратить утечку капитала через коррупционные схемы и сформировать единые условия для множества предприятий с целью формирования здоровой конкуренции. Это в теории. На практике мы видим: в общем – перекалывание ответственности в виде чрезмерной зарегулированности с законодательной ветви власти на исполнителей в лице госпредприятий и в частности – на руководителей проектов. В чём же заключается эта зарегулированность и как она отражается на рядовой работе исполнителей? Поясним сразу, данная статья основана на собственном опыте работы авторов в данной сфере, и все обозначенные здесь «прикладные» проблемы пройдены на личной практике.

Возьмем, к примеру, старт реализации проекта. Как это часто бывает у нас в стране, необходимые вводные данные для реализации проекта поступают на вход процесса непосредственно перед фактическим началом его реализации. Времени на полноценную подготовку нет. Сроки устанавливаются директивно и обсуждению не подлежат. Или беретесь, или нет – вместо вас найдутся другие. Что делать в такой ситуации руководителю, заинтересованному в развитии, когда перспективная работа может служить потенциалом и точкой роста компетенций

(развитие кадрового ресурса) для дальнейших, новых направлений работ? Здесь возникает некий парадокс: соглашаясь на условия, по сути навязанные с одной стороны, наталкиваешься на вопросы ресурсного обеспечения, которые встречают тебя с другой стороны. В данном аспекте долгосрочные ресурсы: кадровые и технологические, как правило, или есть, или их нет, при этом участие в проекте предполагает лишь развитие этих ресурсов для поднятия до соответствующего уровня компетенций/технологий, необходимых для реализации проекта. Безусловно, речь не идет о сиюминутной готовности этих ресурсов к реализации проекта на момент его старта, но основная база по этим ресурсам, как правило, к моменту начала проекта должна быть сформирована. В данном вопросе нас более интересуют «тактические» ресурсы, необходимые для создания конечного изделия, поскольку крупные проекты имеют своей целью решение поставленной задачи в виде создания опытного образца по изначальному техническому заданию. «Тактическими» ресурсами (из представленной на рис. 4 схемы) являются, в первую очередь, финансы, а также непосредственно материальные объекты, из которых или с помощью которых будет создаваться изделие: сырье, материалы, комплектующие изделия, оборудование. Как уже говорилось выше, отдельно в качестве ресурса выделена кооперация, т. е. комплекс взаимоотношений с предприятиями по соисполнению проекта, выполняемых сторонними организациями в его финансово-организационных рамках, в первую очередь – кооперация по выполнению СЧ НИР, СЧ ОКР или изготовлению изделия, также сюда можно отнести работы и услуги, которые не всегда, но могут потребоваться в зависимости от специфики проекта, к примеру: ремонт или строительство зданий или помещений, транспортные услуги, хранение и т. д.

Нормативное государственное регулирование и его влияние на проекты

Объединяющим фактором перечисленных «тактических» ресурсов и кооперации является необходимость создания условий обеспечения этими ресурсами в рамках действующей нормативно-правовой базы. И здесь мы подходим к принципиальному различию в подходах к реализации проекта для организаций с частной формой собственности и для аналогичных по функционалу организаций с преимущественным (более 50%) государственным участием. Если правовая база (законы) в части налогового и уголовного законодательства для организаций всех форм собственности – едина, т. е. формально все находятся в равных условиях по оценке их действий с точки зрения закона, то по части проведения закупочных процедур есть огромное неравенство в условиях их осуществления между частными компаниями и государственными предприятиями. Речь идет, в первую очередь, о необходимости выполнения требований 44-ФЗ и 223-ФЗ. Это в настоящий момент основные документы, в соответствии с которыми осуществляется закупочная деятельность предприятий, т. е. в нашем случае по которым происходит ресурсное обеспечение проекта. Конечно, это не единственные нормативные документы, существует огромное множество документов более низкого уровня. Так, в силу статьи 2 223-ФЗ предприятия самостоятельно разрабатывают положения о закупках, регламентирующие соответствующие процедуры на каждом конкретном предприятии. Данные положения разрабатываются соответствующими функциональными службами, цель которых ввиду их специализации внутри предприятия – неукоснительное соблюдение федеральных законов в части закупок.

Цель, безусловно, правильная и стратегически верная, только прямое ее достижение не может не сказаться на ресурсном обеспечении проектов. Сроки выполнения всех закупочных процедур, выполняемые в соответствии с положениями, не могут устраивать руководителей проектов и для особых случаев требования положения формально предусматривают возможность проведения закупочных процедур по неким упрощенным вариантам, однако на практике применение подобных вариантов крайне затруднительно ввиду ограниченности лимита подобных операций для каждого предприятия, исходя из общего объема договоров. Также подобные варианты существенно не упрощают саму процедуру подготовки документов, т. к. принципиально не вносят различий в процесс их подготовки относительно общего порядка ввиду задействования одних и тех же служб, сам факт участия которых вносит временные коррективы в процесс ресурсного материального обеспечения.

Как показала практика выполнения закупок в условиях соблюдения всех необходимых процедур, сроки их выполнения в последнее время увеличились более чем в 2 раза: с 2 до 5 месяцев. Стоит отметить, что проведение закупок и на более раннем этапе (в рамках срока порядка двух месяцев) предполагало оформление необходимых документов, подтверждающих возможность проведения и обосновывающих закупку. Со временем процесс становится еще более трудоемким и продолжительным. Особое значение сроки оформления закупок начинают приобретать при поэтапном выполнении проекта, когда на каждой стадии возникает потребность в осуществлении закупки материалов или услуг, при этом предварительное оформление закупки не всегда возможно до завершения предыдущего этапа, поскольку отсутствует необходимая информация. В данных условиях увеличение каждого из этапов на срок порядка одного квартала увеличивает длительность всего проекта не менее чем на год. И это при условии, что необходимые закупки будут реализованы в принципе, а вместо надежного контрагента не будет привлечен к выполнению проекта неизвестный исполнитель.

В погоне за неукоснительным соблюдением требований положения о закупках, в обоснование заключения каждого договора выпускается целый ряд документов, которые не оказывают сколь бы то ни было существенного влияния на суть процесса (содержание работ и научно-техническую составляющую), при этом они требуются ввиду бюрократизированности процедуры. Возможно, это было бы не столь затратно по времени, если бы документы проходили процесс параллельного согласования, в идеале мог бы быть организован принцип «единого окна» при подаче документов. На практике мы видим процесс итерационного согласования пакета документов службами, связанными с закупками. Как правило, исполнитель, занимающийся подготовкой пакета документов, проходит согласование не менее пяти, а зачастую до десяти сотрудников разного уровня – от рядовых специалистов до руководителей служб предприятия, каждый из которых выдвигает новые требования к рассматриваемым документам; зачастую эти требования бывают противоречивыми. Нередко, после устранения некоторых замечаний на одном этапе подготовки документа, у той же службы возникают замечания, но уже по другой части. К сожалению, большая часть замечаний устраняется только методом перевыпуска документа, т. е. приводит к необходимости повторного согласования уже пройденных ранее этапов.

Ситуация осложняется тем, что затормаживая процесс заключения договоров по ключевой цепочке кооперации, прерывается и цепочка ресурсного – финансового обеспечения всего проекта,

т. к. средства на выполнение СЧ ОКР или на производство и поставку основных комплектующих не могут быть доведены к исполнителям до завершения формально необходимых закупочных процедур. Одной из немногих возможностей, позволяющих в таком случае нивелировать временные риски в отношении исполнителя, является направление в его адрес гарантийного письма с обязательством оплаты работ по еще не заключенному договору. Однако на практике это действие не приносит необходимого результата, поскольку реальные деньги, необходимые для реализации проекта, соисполнителю не поступают, а собственные оборотные средства зачастую не позволяют ему профинансировать свою часть проекта. Таким образом, неизбежно приходится ждать завершения закупки, тем самым вынужденно создавая разрыв в ресурсном обеспечении проекта. Если отвлечься от тематики реализации проектов, то иллюстрацией подобной ситуации служат примеры из современной действительности, когда выделенные для конкретного направления бюджетные средства попросту не успевают дойти до исполнителей в течение финансового года.

Проанализировав сложившуюся ситуацию, становится очевидно, что при действующем подходе, характерном для функционального управления, каждый из участников процесса заинтересован в выполнении своих задач: руководитель проекта – в безусловной реализации проекта, службы – в выполнении требований своих нормативных документов. Данный подход находит отражение также в принципах материального стимулирования, определяющих дополнительные выплаты по итогам выполнения установленных показателей в конце года. Эти показатели назначаются для каждого подразделения в зависимости от его функционала, соответственно прямая финансовая зависимость у участников реализации проекта различна, т. к. различны установленные показатели эффективности. Таковую ситуацию было бы трудно себе представить на предприятии с частной формой собственности, где все структурные составляющие задействованы в решении единой задачи в виде организации разработки и выпуске конечного продукта или достижении иной цели.

Но основное противоречие кроется не только и не столько в экономических показателях, сколько в самих подходах к выполнению задач. Излишняя забюрократизированность процесса, заложенная на высшем – законодательном уровне, порождает дополнительные, в нашем случае далеко не основные для проекта, функции, которые рано или поздно выливаются в соответствующий функционал в виде новых структур на предприятиях и организациях. Причем отвечать (или перекладывать ответственность) данные структуры будут именно за соблюдение законодательства, сколь бы излишне требовательным оно ни было. В данном случае интересы исполнителей проекта и функционала, являющегося далеко не основным в реализации проекта, могут вылиться, по сути, в противостояние – за ресурсную (материальную) обеспеченность проекта.

Парадокс ситуации заключается в том, что финансирование для организации – головного исполнителя проекта в большинстве случаев не является сдерживающим фактором, т. е. предприятие, выполняющее проект, по сути сдерживает себя само, не позволяя набирать необходимый темп для его своевременной реализации. Тем сильнее это противостояние, чем сильнее влияние и авторитет одной из сторон. Применяя одну из методик теории решения изобретательских задач, можно сказать, что в предельном случае предприятие не будет выполнять своей основной функции, но при этом все необходимые требования как закупок, так и иных ограничивающих

факторов (требования безопасности, трудового законодательства и пр.) будут соблюдены. Это означает фактический отказ от реализации проекта в угоду выполнения второстепенных функций.

Выводы

Затронутые в настоящей работе вопросы, характерные для ресурсного обеспечения проектов, реализуемых в рамках государственных предприятий, призваны, в первую очередь, привлечь внимание к проблеме взаимодействия в рамках материального обеспечения на внутренних уровнях организаций при реализации проектов. Из представленного материала следует, что система закупок является существенным сдерживающим фактором для реализации проектов.

Не секрет, что распорядителем финансов по части выполнения НИОКР в нашей стране в преимущественном большинстве случаев является государство. Соответственно выполнение проектов в условиях фактически минимального присутствия на данном рынке малого и среднего бизнеса также ложится на плечи компаний с преимущественным государственным участием, считайте – предприятий с функциональным управлением. Позволяет ли принятая политика в области закупок достигать целей в рамках обеспечения конкурентоспособности и снижения коррупционной составляющей – большой вопрос, но то, что она создает значительные проблемы в реализации проектов – это факт.

Подводя итог, можно сказать, что при выполнении требований законодательства необходима организация вдумчивого выполнения этих требований чиновниками, иначе усилия по реализации научной и технической составляющей проекта нивелируются бюрократическими препонами и формализмом. На выполнение второстепенных задач приходится отвлекать основные силы проекта, которые должны задействоваться в решении действительно важных вопросов. Налицо распыление основного – кадрового – ресурса, что грозит потерей компетенций и ставит под вопрос возможность реализации проектов в дальнейшем.

**МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА
ПЛАНЕТАРНОЙ ЗАЩИТЫ «ЦИТАДЕЛЬ».
КОНЦЕПЦИЯ СОЗДАНИЯ**



От международных организаций

А. Дзикики	Президент Всемирной федерации ученых, профессор, доктор.	Швейцария
А. И. Агеев	Генеральный директор Международного научно-исследовательского института проблем управления, академик РАЕН и ЕАЕН, доктор экономических наук, профессор.	РФ
А. В. Дегтярев	Руководитель Украинского отделения Международной академии астронавтики, академик МАА.	Украина
В. Ф. Хюбнер	Руководитель постоянной наблюдательной комиссии «Космические объекты» Всемирной федерации ученых, доктор.	США

От ведомств и академий

И. В. Бармин	Президент Российской академии космонавтики им. К. Э. Циолковского Член-корреспондент РАН	РФ
Н. А. Махутов	Председатель РГ РАН «Риск и безопасность» Член-корреспондент РАН.	РФ
Т. А. Мусабаяев	Председатель Национального космического агентства республики Казахстан, генерал-лейтенант авиации, Герой России, Народный Герой РК Академик МАА, РАКЦ и Национальной инженерной академии РК, член-корреспондент НАН РК, доктор технических наук.	Казахстан
А. А. Таранов	Заместитель начальника управления программно-целевого планирования МЧС России, кандидат технических наук.	РФ

От институтов и организаций

А. И. Агеев	Генеральный директор Института экономических стратегий, академик РАЕН и ЕАЕН, доктор экономических наук, профессор.	РФ
В. В. Адушкин	Советник РАН, академик РАН.	РФ
В. А. Акимов	Начальник ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ) МЧС России, доктор технических наук, профессор.	РФ
А. П. Арцебарский	Глава представительства АО «НК «Казахстан Гарыш Сапары» в г. Москве, летчик-космонавт СССР, Герой Советского Союза.	Казахстан
О. Д. Бакланов	Министр ракетно-космической отрасли СССР (МОМ) 1983–1988 г., председатель Совета директоров ОАО «РОСОБЩЕМАШ».	РФ
А. С. Башилов	Генеральный директор ОАО «НПО Молния», академик РИА и РАКЦ	РФ
В. Р. Болов	Начальник Центра «Антистихия» МЧС России, доктор геологических наук.	РФ
И. П. Волк	Президент международной ассоциации «Земля и космонавтика», летчик-космонавт СССР, Герой Советского Союза.	РФ
Э. М. Галимов	Директор института геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН, академик РАН.	РФ

А. В. Зайцев	Генеральный директор НП «Центр планетарной защиты», академик МАИБ, почетный член РАКЦ.	РФ
С. Н. Конюхов	Генеральный конструктор – генеральный директор ГП «КБ «Южное» им. М. К. Янгеля», академик НАНУ.	Украина
В. И. Ларионов	Заместитель генерального директора Центра исследований экстремальных ситуаций», доктор технических наук.	РФ
Д. Ф. Лупишко	Ведущий ученый НИИ астрономии Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина, доктор физико-математических наук, профессор	Украина
Ю. М. Окунев	Директор НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, кандидат физико-математических наук.	РФ
Д. В. Петров	Главный конструктор ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ им. академ. Е. И. Забабахина», доктор физико-математических наук.	РФ
К. А. Победоносцев	Генеральный директор ОКБ МЭИ, академик РАКЦ.	РФ
Г. М. Полищук	Генеральный конструктор и генеральный директор НПО им. С. А. Лавочкина, академик РАКЦ, доктор технических наук.	РФ
В. А. Симоненко	Заместитель научного руководителя ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ им. академ. Е. И. Забабахина», доктор физико-математических наук.	РФ
С. А. Суханов	Генеральный конструктор ОАО МАК «Вымпел», доктор технических наук.	РФ
С. П. Суцев	Директор НОЦ ИЭС МГТУ им. Н. Э. Баумана, доктор технических наук.	РФ

Благодарности

Глубокая благодарность всем, кто своими работами в различных областях науки и технологий сделал возможным появление данной Концепции. Мы надеемся, что она послужит росту взаимопонимания между специалистами и лицами, принимающими решения, что необходимо для организации эффективного международного взаимодействия по созданию средств защиты Земли от астероидно-кометной опасности.

МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА ПЛАНЕТАРНОЙ ЗАЩИТЫ «ЦИТАДЕЛЬ». КОНЦЕПЦИЯ СОЗДАНИЯ

А. В. Зайцев

Введение

Настоящая Концепция содержит краткое обоснование существования астероидно-кометной опасности (АКО) и основных подходов к созданию международной Системы планетарной защиты (СПЗ) «Цитадель» для защиты Земли от этой угрозы.

Реальность АКО была научно обоснована в конце XX столетия. Доказано, что столкновения с Землей многокилометровых небесных тел способны практически в одно мгновение ока уничтожить нашу цивилизацию или отбросить ее на столетия назад в своем развитии. Тела размером в десятки и сотни метров при падении в океанской акватории могут вызвать цунами, способные смыть прибрежные поселения, а при падении на сушу - уничтожить крупный город или государство, дезорганизовать работу телекоммуникационных, энергетических и других систем, разрушить ядерные объекты, химические комбинаты, хранилища токсичных отходов и т. п.

Именно поэтому данной проблеме уделяют все большее внимание научные, общественные и правительственные круги многих государств мира, а также международные организации (ООН, Парламентская Ассамблея Совета Европы, Организация экономического сотрудничества и развития и др.)

В России Рабочая группа «Риск и безопасность» при Президенте РАН также признала, что АКО должна рассматриваться как один из приоритетных вопросов национальной безопасности, а МЧС России включило разработку мер по ее предупреждению в план работ по снижению рисков чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера. Кроме того, прошедший 12.03.2013 г. в Совете Федерации Федерального Собрания Российской Федерации круглый стол на тему «О разработке мер по обеспечению планетарной защиты от космических рисков и угроз», в своих рекомендациях отметил необходимость создания комплексной системы противодействия космическим рискам и угрозам.

Поскольку АКО является серьезнейшим фактором риска для нашей цивилизации, то разработка мер по ее предотвращению должна стать одной из важнейших задач, которые необходимо решить человечеству в XXI веке. Свидетельством возможности ее решения является то, что

в свое время в ведущих технологически развитых странах были созданы практически все базовые компоненты СПЗ – образцы ракетно-космической техники, ядерного оружия, средства связи, навигации, управления и т. п. И сейчас представляется уникальная возможность применения этих средств, многие из которых разрабатывались в военных целях, уже не для уничтожения, а для защиты всего человечества.

Очевидно, что СПЗ должна создаваться усилиями всего человечества. Поэтому предлагаемая Концепция создания международной СПЗ «Цитадель», изложенная в тезисной форме, базируется на исследованиях и разработках, выполненных специалистами различных стран. Детальное обоснование различных аспектов создания СПЗ содержится в их работах, список которых приведен в библиографическом разделе.

1. Астероидно-кометная угроза

1.1. Характеристики астероидов и комет

Астероиды

Название «астероид» («звездоподобный») происходит от греческих слов *aster* – звезда и *eidos* – вид. Так назвали малые тела Солнечной системы, которые, из-за своих относительно небольших размеров, даже в телескопы выглядят как звезды.

Астероиды представляют собой тела неправильной формы (рис. 1), размером от нескольких метров до 1000 км. Они бывают каменными, железо-каменными и железными. Плотность их вещества составляет примерно от 1 до 6 г/см³.

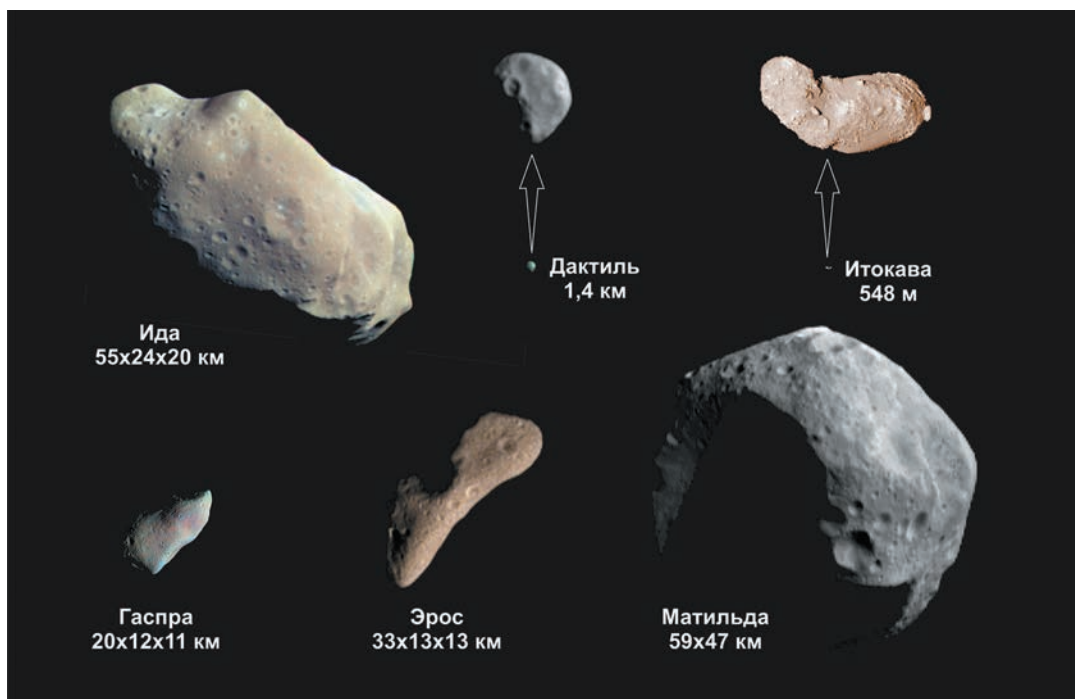


Рис. 1. Снимки астероидов, полученные с помощью космических аппаратов.
Фото: NASA, JAXA

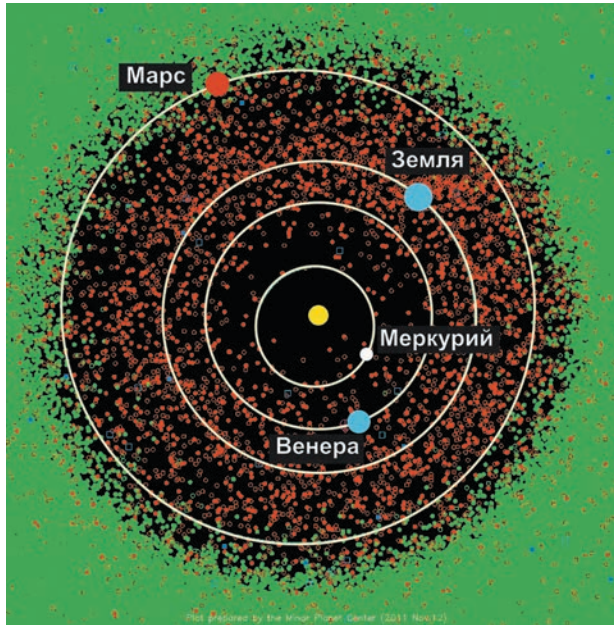


Рис. 2. Положение астероидов на 11.11.2011 г.
Данные Центра малых планет

Большинство астероидов сосредоточено в поясе астероидов, находящемся между орбитами Марса и Юпитера (зеленые точки на рис. 2).

Однако, некоторые из астероидов имеют орбиты, приближающиеся к орбите Земли и даже пересекающие ее. Их называют астероидами, сближающимися с Землей (АСЗ) (красные точки на рис. 2).

Периодически АСЗ сталкиваются с нашей планетой, что приводит к катастрофам различного масштаба. Скорости АСЗ при таких столкновениях могут достигать от 12 до 50 км/с.

Количество АСЗ размером более 50 м, что примерно соответствует размеру Тунгусского метеорита, взорвавшегося над сибирской тайгой в России в 1908 году, составляет около 2-х миллионов. За 15-летний период осуществления программ обнаружения АСЗ к настоящему времени обнаружено всего около 8 500

из них (рис. 3). Большинство из них открыто в США в рамках программы «Spaceguard survey». Таким образом, мы знаем орбиты только ничтожной доли АСЗ. Следовательно, в любой момент времени существует угроза столкновения с неизвестными нам астероидами.

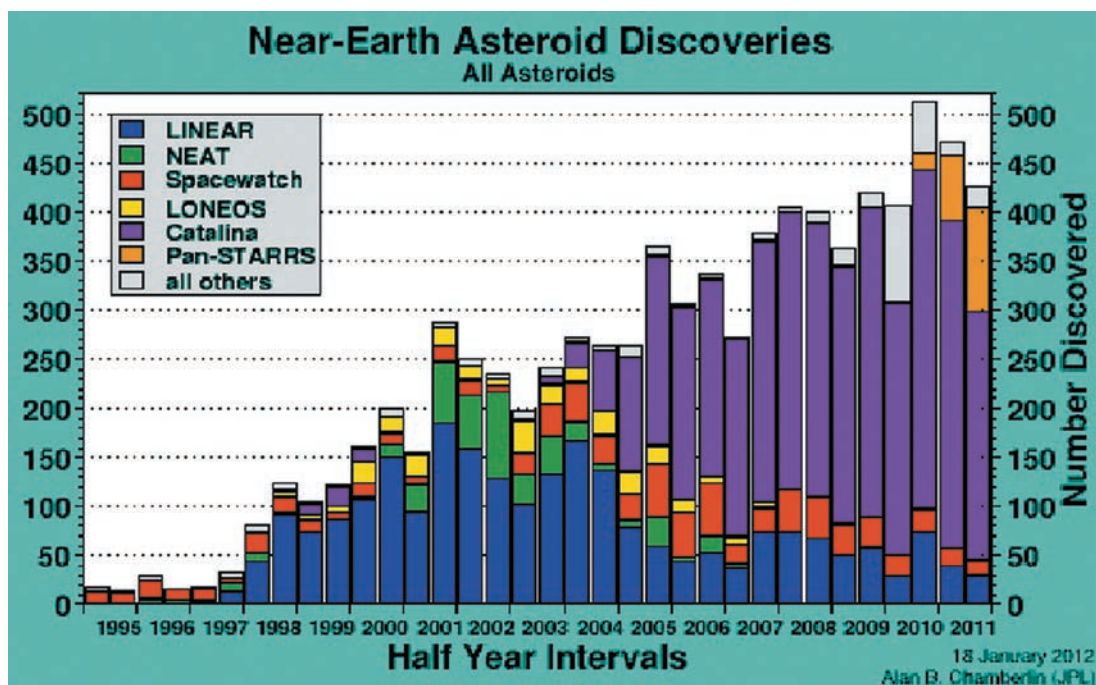


Рис. 3. Динамика открытий АСЗ

Кометы

Название «комета» происходит от греческого слова *kometes*, что означает «звезда с хвостом». Так называют малые тела Солнечной системы, состоящие из ядра и газопылевой оболочки ее окружающей. Ядра комет состоят из смеси водяного льда и пыли с замороженными легколетучими веществами. Когда они приближаются к Солнцу, то начинается испарение этих веществ и вокруг ядра образуется газопылевая оболочка – кома. Ее диаметр может достигать до 2-х миллионов километров.

Ядро вместе с комой составляют голову кометы. Под действием светового давления газопылевая компонента начинает удаляться от ядра кометы в сторону, противоположную направлению на Солнце и вытягивается в длинный шлейф, называемый хвостом кометы (рис. 4). Длина хвоста может достигать 200 миллионов километров.



Рис. 4. Комета Хэйла-Боппа

Ядра комет представляют собой тела неправильной формы (рис. 5), размером от сотен метров до 50 км и возможно больше. Их поверхность покрыта пылевой коркой, толщиной до 1 м.

Плотность вещества ядер составляет от 0,1 до 1,5 г/см³, Плотность же газопылевой компоненты головы и хвоста комет ничтожно мала.

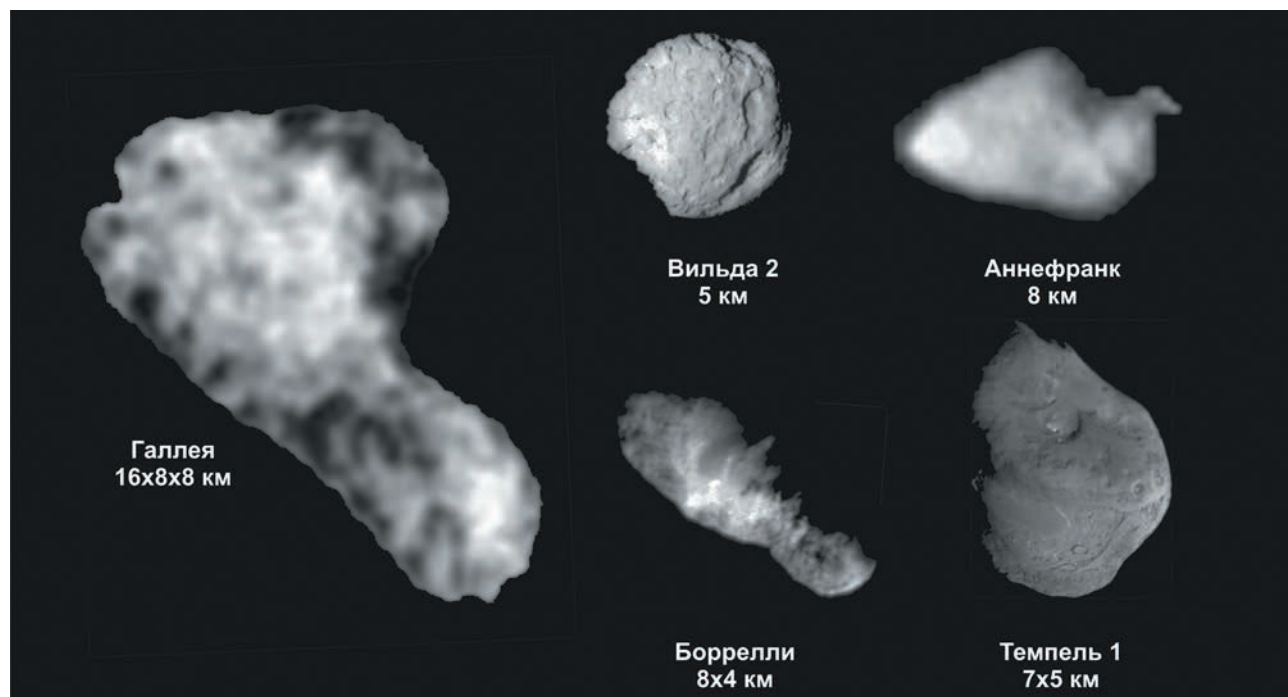


Рис. 5. Изображения ядер комет, полученные с помощью космических аппаратов
Фото: ИКИ РАН, NASA

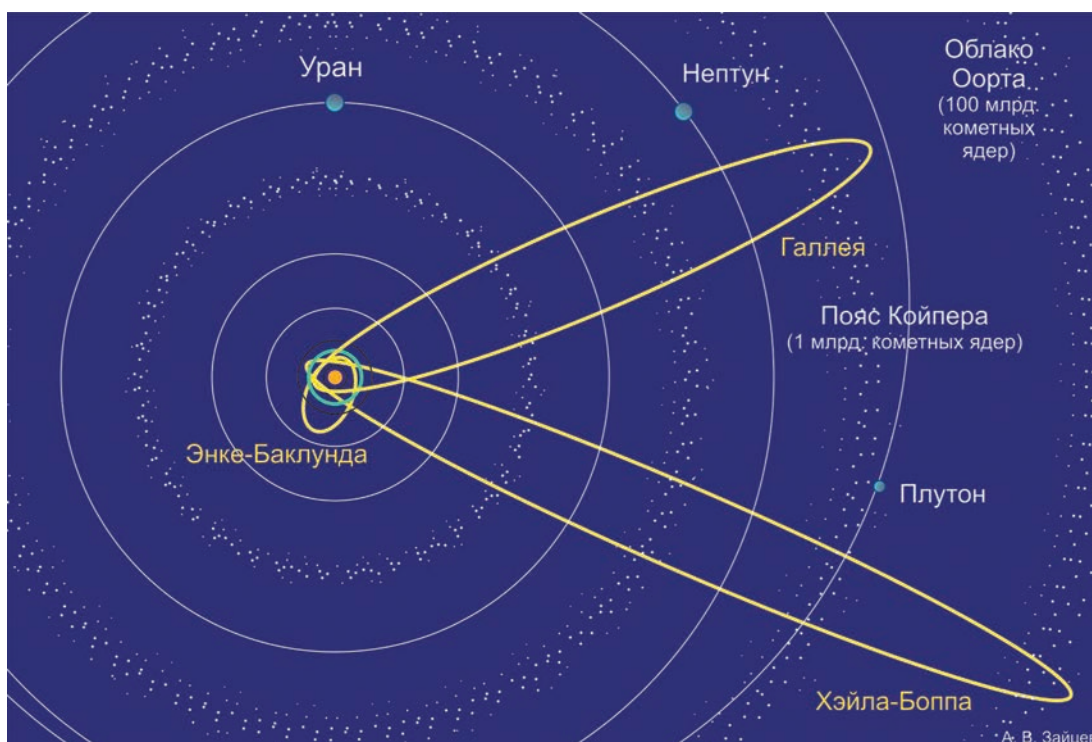


Рис. 6. Области концентрации кометных ядер в Солнечной системе и орбиты некоторых комет

Большинство ядер комет сосредоточено за границами Солнечной системы в облаке Оорта, в поясе Койпера, расположенном за орбитой Нептуна, а также между планетами-гигантами (рис. 6). В облаке Оорта и в поясе Койпера находятся более ста миллиардов кометных ядер.

За счет возмущающего воздействия планет и ближайших к нам звезд, а также столкновений друг с другом, ядра комет сходят со своих орбит и приближаются к Солнцу. Среди них имеются кометы, сближающиеся с Землей (КСЗ). Такие кометы могут сталкиваться с Землей со скоростями от 12 до 72 км/с.

В настоящее время обнаружено более 200 КСЗ. Общее же число КСЗ размером более 100 м может составлять более 20 тысяч.

1.2. Последствия столкновений астероидов и ядер комет с Землей

В зависимости от размеров, скорости и других параметров астероидов и кометных ядер, их столкновения с Землей приводят к катастрофам глобального, регионального или локального масштабов.

Глобальные катастрофы

За последние 600 млн лет произошло около 60 столкновений с небесными телами диаметром более 5 км, что приводило к глобальным катастрофам. Одна из них произошла 65 млн лет назад в районе полуострова Юкатан. В результате удара небесного тела размером около 10 км образовал кратер Чиксулуб диаметром 180 км. Этот удар стал причиной вымирания 75% животных и растительных видов, включая динозавров

Предполагается, что Всемирный Потоп мог быть следствием падения небесного тела в океан и образования гигантской волны цунами, прокатившейся по континентам.

Региональные катастрофы

Столкновения с объектами размером от сотен метров до километров, которые происходят с интервалами от десятков до сотен тысяч лет, приводят к региональным катастрофам. Одна из них произошла 12 900 лет назад. Тогда над Северной Америкой взорвалось ядро кометы диаметром в несколько километров. В результате этого взрыва была выжжена биосфера континента, а вместе с ней прекратила свое существование и культура древних индейцев кловис.

Локальные катастрофы

Локальные катастрофы, вызванные падением объектов размером от десятков до сотен метров, происходят с интервалами от десятков до тысяч лет. Зона поражения при этом может превышать территории крупнейших мегаполисов мира и даже небольших государств. Примерами этому могут послужить падения Аризонского и Тунгусского метеоритов.

В штате Аризона находится кратер Берингера диаметром около 1,3 км и глубиной 170 м. Он образовался около 50 000 лет назад при падении железо-никелевого астероида размером порядка 40–60 м и массой около 300 тысяч тонн.

Взрыв Тунгусского метеорита над сибирской тайгой произошел 30 июня 1908 г. Его мощность составила от 10 до 100 мегатонн. Он произвел вывал леса на площади около 2000 км², что вдвое превышает территорию Москвы, и вызвал пожары в тайге, длившиеся около двух лет.

Столкновения за последние 100 лет

В течение 100 лет на материковой части Земли отмечено падение четырех небесных тел размером до 40–60 м. Это означает, что с учетом акватории Океана, столкновения с Землей подобных объектов происходят примерно через

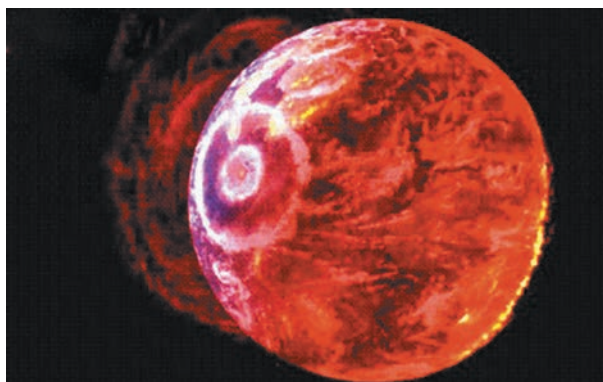


Рис. 7. Глобальная катастрофа 65 млн лет назад.
А. Kring and D. D. Durda, 2003



Рис. 8. Региональная катастрофа 12 900 лет назад.
Сайт www.boulder.swri.edu



Рис. 9. Кратер Берингера
Фото: D. Roddy

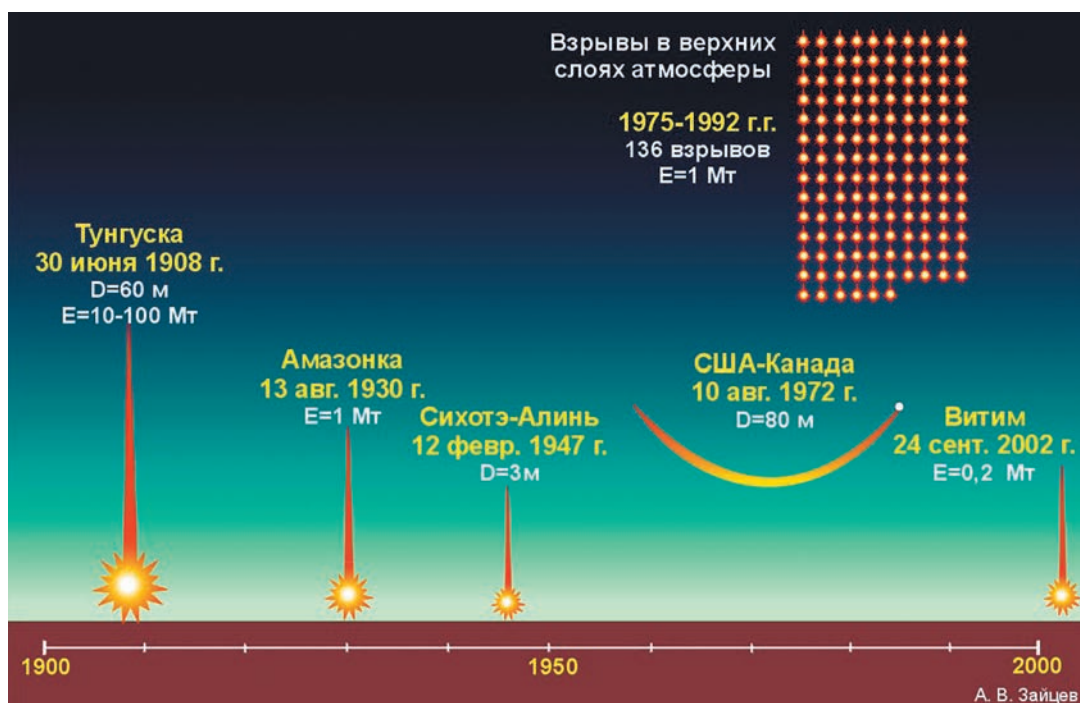


Рис. 10. Наиболее известные события за период 100 лет

каждые 10 лет. А взрывы в верхних слоях атмосферы мощностью до 1 Мт происходят почти ежемесячно.

Падение таких небесных тел на военные и гражданские атомные объекты, химические комбинаты, хранилища токсичных отходов и т.п., может привести не только к большим человеческим жертвам и материальному ущербу, но и стать «спусковым крючком» для глобального экологического кризиса или военного конфликта.

Столкновения в 21 веке

В начале 21 века уже произошло шесть заметных событий, связанных с падением небесных тел.

5 июля 2002 г. Взрыв крупного болида в небе Украины около г. Днепропетровска был ошибочно интерпретирован как обстрел пассажирского самолета зенитной ракетой.

24 сентября 2002 г. В бассейне сибирской реки Витим взрыв мощностью около 0,2 Мт. Повалено около 100 км² тайги.

28 сентября 2003 г. Сгорела индийская деревня Судусудия в результате падения фрагментов крупного болида. Погиб один ее житель и 20 ранено.

7 июня 2006 г. Взрыв в горах Норвегии, сравнимый по мощности с атомной бомбой, сброшенной на Хиросиму.

15 сентября 2007 г. Взрыв около деревни Каранкас в Перу, в результате чего образовался кратер диаметром 30 и глубиной 6 метров.

15 февраля 2013 г. При взрыве Челябинского метеорита мощностью около 0,5 Мт ранено 1613 человек и нанесен ущерб около 1 миллиарда рублей.



Рис. 11. События в 21-м веке

Астероидно-кометная опасность является серьезнейшим фактором риска для нашей цивилизации, поскольку в любой момент может произойти катастрофа от локального до глобального масштабов. Для защиты от астероидно-кометной опасности должна быть создана международная система планетарной защиты.

2. Международная система планетарной защиты «Цитадель»

Система планетарной защиты «Цитадель» предназначена для предотвращения столкновений астероидов и ядер комет с Землей.

СПЗ «Цитадель» должна включать в себя два эшелона:

- эшелон краткосрочного (оперативного) реагирования (ЭКР) «Цитадель-1»;
- эшелон долгосрочного реагирования. (ЭДР) «Цитадель-2».

Необходимость создания ЭКР обусловлена невозможностью заблаговременного обнаружения всех опасных небесных тел (ОНТ). Подавляющее число ОНТ имеют небольшие размеры, что затрудняет их обнаружение. Например, среди астероидов, сближающихся с Землей, примерно 99,5% имеют размеры от десятков до сотен метров (рис. 12). Обнаружение таких объектов



Рис. 12. Распределение АСЗ по размерам

наиболее вероятно на подлетной к Земле траектории за несколько дней – месяцев до столкновения. Поэтому необходим находящийся в постоянной готовности ЭКР для оперативного отражения такой космической угрозы.

На базе ЭКР, в случае необходимости, можно будет достаточно быстро сформировать эшелон долгосрочного реагирования для противодействия более крупным ОНТ.

2.1. Эшелон краткосрочного реагирования «Цитадель-1»

Эшелон краткосрочного реагирования предназначен для защиты от ОНТ, которые могут быть обнаружены за несколько суток/недель/месяцев до столкновения.

2.1.1. Состав и назначение компонентов ЭКР

В состав ЭКР должны входить (рис. 13):

- наземно-космическая служба наблюдения (НКСН), предназначенная для обнаружения и изучения ОНТ;
- два сегмента службы разведки и перехвата – «Восток» и «Запад», предназначенные для уточнения характеристик ОНТ и защиты от них;
- два региональных Центра планетарной защиты (ЦПЗ) «Восток» и «Запад», предназначенные для управления службами ЭКР.

Кроме того, в состав ЭКР должна войти вспомогательная (резервная) служба:

- службы прогнозирования районов и последствий падений ОНТ.



Рис. 13. Состав эшелона краткосрочного реагирования «Цитадель-1»

2.1.2. Схема функционирования ЭКР «Цитадель-1»

Работа ЭКР будет включать следующие основные операции:

Обнаружение ОНТ

Обнаружение ОНТ будет осуществляться средствами НКСН. Основу НКСН составит космический сегмент наблюдения (КСН). В его состав войдут космические аппараты (КА)-наблюдатели, снабженные телескопами, работающими в видимом и инфракрасном диапазонах спектра. Эти КА могут размещаться на околоземных и межпланетных орбитах и, в перспективе, на Луне.

КСН обеспечит гарантированное обнаружение ОНТ, приближающихся даже со стороны Солнца, как минимум, за несколько суток до столкновения. Наземными телескопами это сделать невозможно.

Изучение и разведка

После обнаружения ОНТ к изучению его характеристик подключатся наземные и космические средства наблюдения, в зоне контроля которых оно находится. Для этого будут использоваться как оптические телескопы, так и планетные радиолокаторы. Для более детального изучения характеристик ОНТ к нему будут запущены КА-разведчики малого класса (массой порядка 100–200 кг).

В результате комплексной обработки полученной информации в ЦПЗ будет построена инженерная модель ОНТ и выбран оптимальный вариант защиты от него.

Перехват

Для воздействия на ОНТ с целью его отклонения с попадающей траектории или, в случае необходимости, разрушения будут запускаться КА-перехватчики со средствами воздействия. При этом будут применяться, главным образом, средства импульсного (сильного) воздействия – кинетические ударники и ядерные взрывные устройства. Это связано с краткостью времен подлета ОНТ к Земле и высокими скоростями встречи с ними КА-перехватчиков,

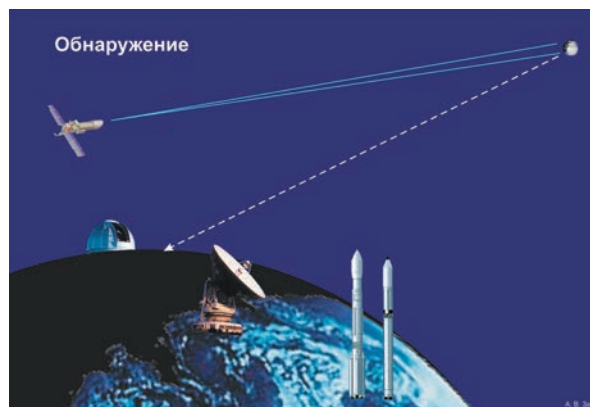


Рис. 14. Обнаружение ОНТ

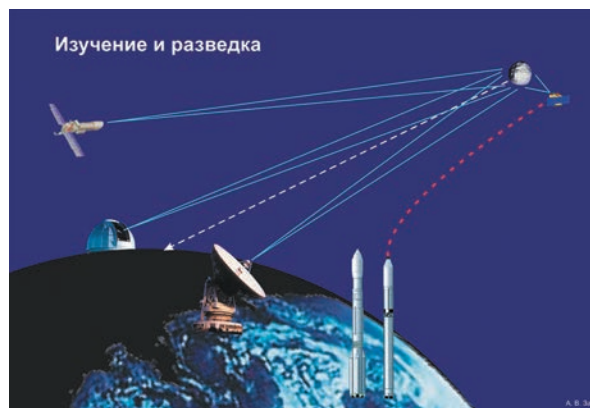


Рис. 15. Изучение и разведка ОНТ

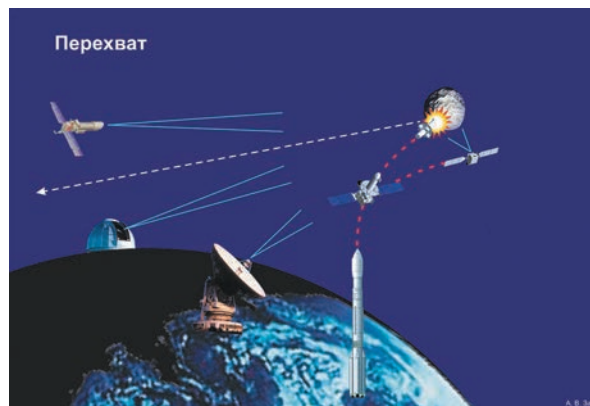


Рис. 16. Перехват ОНТ

Современные ракетно-космические и ядерные технологии позволяют организовать оперативную защиту от ОНТ размером до нескольких сотен метров, то есть, примерно от 99,5% АСЗ. Защита от остальных 0,5% более крупных АСЗ и кометных ядер, которые будут обнаруживаться за многие годы до столкновения, будет осуществляться средствами ЭДР.

2.1.3. Вспомогательные службы ЭКР

Вспомогательные (резервные) службы ЭКР предназначены для подстраховки основных средств ЭКР, в случаях:

- угрозы падения на Землю крупных фрагментов (декаметрового масштаба) разрушенного вблизи Земли ОНТ;
- малого резерва времени до столкновения ОНТ с Землей, не позволяющего использовать основные средства ЭКР для его перехвата.

Службы региональной защиты

Для защиты некоторых регионов от ОНТ декаметрового масштаба возможно использование, при соответствующей доработке, систем ракетно-космической обороны (РКО) в районах их дислокации. При этом могут быть использованы средства: системы предупреждения о ракетном нападении (СПРН), системы контроля космического пространства (СККП) и системы противоракетной обороны (ПРО). В частности, сопровождение ОНТ может осуществляться высокопотенциальными радиолокаторами СПРН с фазированными антенными решетками, а их перехват – ракетами-перехватчиками ПРО.

Роль ЭКР и его наблюдательных средств, в этом случае, будет состоять в передаче обнаруженного ОНТ на сопровождение СККП.

Службы прогнозирования

В случае невозможности предотвратить столкновение с Землей ОНТ, необходимо предпринять комплекс мер по минимизации ущерба от этой космической катастрофы. К ним относятся эвакуация населения, материальных и культурных ценностей, а также опасных материалов и объектов из ожидаемого района падения ОНТ. Для осуществления этих мер необходимо создать Службу прогнозирования районов падений ОНТ и последствий этих падений.

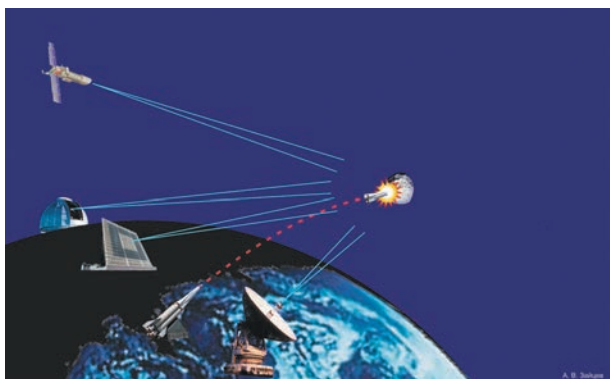


Рис. 17. Перехват средствами ПРО

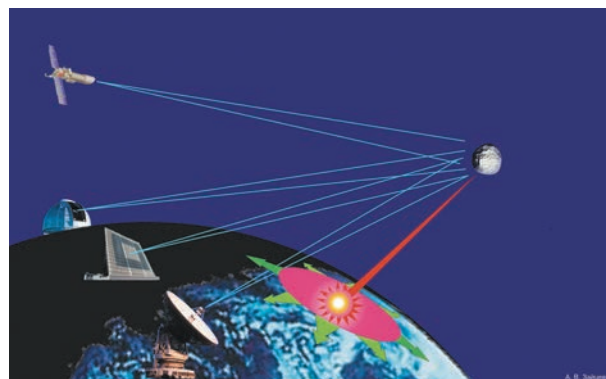


Рис. 18. Прогноз района падения ОНТ и эвакуация

Данная Служба будет осуществлять прогноз районов падений ОНТ на основе информации средств наземно-космической службы наблюдения ЭКР «Цитадель-1» и СККП. После комплексной обработки этой информации будет выдаваться прогноз условий входа ОНТ в атмосферу Земли, проводиться моделирование его движения в атмосфере, определяться район предполагаемого падения, моделироваться процесс взрыва ОНТ и связанных с этим возможных последствий. На основании этих данных будут разрабатываться мероприятия по снижению возможного ущерба и ликвидации чрезвычайных ситуаций силами и средствами национальных и международных служб гражданской обороны.

2.2. Эшелон долгосрочного реагирования «Цитадель-2»

Эшелон долгосрочного реагирования предназначен для защиты от ОНТ, обнаруженных за многие годы до столкновения с Землей.

2.2.1. Состав и назначение компонентов ЭДР

Состав и назначение компонентов ЭДР будут такими же, как в ЭКР. Однако, ввиду того, что столкновения с многокилометровыми объектами, для защиты от которых он предназначен, происходят чрезвычайно редко, то ряд компонентов ЭДР могут существовать в «виртуальной» форме. Для них в рамках «Мобилизационного плана защиты Земли» должны быть разработаны соответствующие проекты, которые, при возникновении угрожающей ситуации, могут быть быстро реализованы.

2.2.2. Схема функционирования ЭДР «Цитадель-2»

Работа ЭДР, как и ЭКР, будет включать следующие основные операции.

Обнаружение ОНТ

Обнаружение ОНТ будет осуществляться, в основном, средствами НКСН ЭКР. Для обнаружения комет за много лет до их возможного столкновения с Землей потребуются осуществлять обзор всей небесной сферы с интервалами от нескольких недель до нескольких месяцев. Основу этой службы в ближайшее время будут составлять, главным образом, астрономические обсерватории всего земного шара, обладающие телескопами с высокой проникающей способностью.

Изучение и разведка

Для изучения ОНТ будут использоваться, как и в ЭКР, наземные и космические средства наблюдения, а также КА-разведчики. Для запуска КА-разведчиков в некоторых случаях будут применяться самые мощные средства выведения, которыми располагают космические агентства мира.

Перехват

Схемы перехвата ОНТ будут аналогичны уже многократно осуществлявшимся схемам межпланетных экспедиций к астероидам, кометам и другим телам Солнечной системы. При этом, средства перехвата будут выполнять задачи, как правило, отклонения объектов с попадающей в Землю траектории.

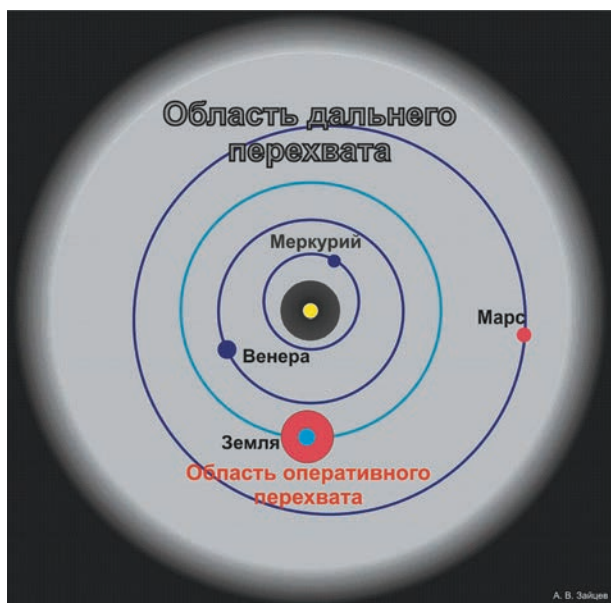


Рис. 19. Области перехвата ОНТ

между орбитами Меркурия и Марса (рис. 19). Со временем, по мере появления более эффективных средств выведения, она будет увеличиваться.

2.3. Базовые средства для создания СПЗ «Цитадель»

Создание ЭКР будет базироваться, главным образом, на уже существующих в мире технологиях. Для создания ЭДР потребуется разработать некоторые новые технологии. Это относится, главным образом, к сверхмощным средствам выведения, перехвата и воздействия.

Космические средства наблюдения (обнаружения)

Для создания КА-наблюдателей может быть использован опыт создания множества космических телескопов, созданных и создаваемых космическими агентствами мира, таких, например, как «IRAS» (NASA/SERC/NIVR), «Астрон-1» (ИКИ РАН), «Hipparcos», «ISO», «Herschel» (ESA), «COBE», «Spitzer», «Kepler», «WISE» (NASA). «HST» (NASA/ESA), «AKARI» (JAXA), «COROT» (CNES/ESA) и других.

Наземно-космические средства изучения и разведки

Сопровождение и изучение обнаруженных ОНТ может осуществляться телескопами всемирной сети астрономических обсерваторий. С целью более точного определения их характеристик могут применяться планетные радиолокаторы, расположенные в Евпатории и Усурийске (Россия), Голдстоуне (США) и Аресибо (Пуэрто Рико) совместно с мировой сетью радиотелескопов. Для этих целей могут быть использованы также оптические и радиолокационные средства СККП, имеющиеся в распоряжении военных ведомств ряда государств. При создании КА-разведчиков будет использован опыт создания КА и их научной аппаратуры, предназначенных для изучения астероидов, комет и планет Солнечной системы. Такими КА являются: «Vega-1 и 2», «Фобос-2» (ИКИ РАН), «Giotto», «Rosetta» (ESA), «Galileo», «NEAR Shoemaker», «Deep Space-1», «Stardust»,

«Deep Impact», «Dawn» (NASA), «Clementine» (BMDO/NASA), «Cassini» (NASA/ESA/ASI), «Hayabusa» (ISAS) и ряд других. КА-разведчики должны быть разработаны с учетом возможности их запуска РН различных стран, обеспечения связи с ними, управления и т. д.

Средства перехвата

При создании КА-перехватчиков будет использован опыт создания тех же КА, что и КА-разведчиков, а также опыт, полученный при создании средств ПРО.

Средства воздействия

Создание кинетических и ядерных средств воздействия на ОНТ будет базироваться на опыте создания подобных устройств для военных целей. Для ЭДР потребуются разработка новых сверхмощных средств воздействия и других технологий.

Средства выведения и наземная инфраструктура

Для выведения КА на рабочие орбиты может быть использован широкий спектр ракет-носителей, имеющийся в космических агентствах мира, и наземная инфраструктура, обеспечивающая подготовку, запуск и управление этими КА, а также прием и обработку получаемой с них информации. Для создания сверхмощных средств выведения в ЭДР должен быть использован опыт разработки таких ракет-носителей, как «Сатурн-5», «Энергия», ядерных ракетных двигателей, разрабатываемого в России транспортно-энергетического модуля на основе ядерной энергодвигательной установки мегаваттного класса и т.п.

Человечество имеет все необходимые базовые технологии для создания ЭКР СПЗ и, частично, ЭДР.

3. Организационное, финансовое и международно-правовое обеспечение

Создание СПЗ будет сопряжено с решением не только серьезных научно-технических проблем, но и широкого спектра организационных, правовых, финансовых, этических и других проблем, имеющих международный характер. Для этого необходимо разработать соответствующее международно-правовое обеспечение, которое может быть представлено в формате международного договора «О принципах обеспечения защиты Земли от астероидно-кометной опасности» (далее в тексте – Договор).

При подготовке проекта Договора необходимо будет исходить из следующих общих принципов:

1. Формирование Договора целесообразно вести применительно к предварительно согласованной международным сообществом концепции СПЗ, одним из вариантов которой может послужить концепция СПЗ «Цитадель».

2. Правовой основе создания и эксплуатации СПЗ должен быть придан международный статус.

3. Международной деятельности по созданию СПЗ должен быть придан высший приоритет, и она должна осуществляться на основе специально созданных международных механизмов управления.

4. Правовая основа должна иметь юридически обязывающий характер для государств, участвующих в создании СПЗ.

5. Правовая основа может быть структурирована применительно к областям решаемых задач (научные, технические, организационные, финансовые и др.), этапам создания СПЗ и др.

6. Договор должен предусматривать комплекс мер, гарантирующих защиту любого государства или объекта от ОНТ (исключать «дилемму неприменения», заключающуюся в возможности отказа от защиты каких-либо государств или оказания на них давления в целях изменения геополитической ситуации или даже их уничтожения). Для этого должна быть исключена возможность создания СПЗ силами государств, объединенных в один военно-политический или иной блок.

7. Договор должен содержать основные принципы создания и использования международного фонда (Страхового фонда человечества) для финансирования разработки, эксплуатации и модернизации СПЗ.

8. В Договоре необходимо будет включить положения, регламентирующие работу региональных Центров планетарной защиты.

9. В Договоре должны быть отражены механизмы технической и правовой интеграции действующих и перспективных ракетно-космических и других средств (компонентов СПЗ), находящихся под национальной юрисдикцией государств, в глобальную международную инфраструктуру.

Кроме того, в соответствии с задачами этапов работ, в проект Договора необходимо заложить следующие принципы:

Этап разработки проекта СПЗ

1. СПЗ должна формироваться на основе специально создаваемых международных компонентов и национальных средств, в том числе средств космических отраслей, военных ведомств и гражданской обороны.

2. Должны быть предусмотрены меры, исключаящие возможность разработки новых видов оружия под прикрытием создания средств СПЗ, в частности, использования небольших астероидов для «бомбардировки» объектов на Земле («астероидного оружия»).

3. Необходимо присвоить используемым в СПЗ технологиям статус «Достояние человечества» в целях гарантированного сохранения и обеспечения состояния «постоянной готовности» СПЗ до их замены новыми технологиями (модернизации).

5. Должна предусматривать возможность утилизации средств СПЗ после истечения их гарантийных ресурсов.

4. На случай возникновения угрозы глобальной катастрофы необходимо разработать «Мобилизационный план защиты Земли» в целях привлечения всех необходимых ресурсов человечества, а при невозможности избежать катастрофы – предусмотреть возможность спасения максимально возможного числа жителей Земли.

Этап создания и отработки компонентов СПЗ

1. Необходимо будет пересмотреть некоторые международно-правовые документы в области космической деятельности, чтобы обеспечить проверяемость (контроль) предлагаемых методов защиты и возможных последствий их применения. Это же относится и к этапу эксплуатации СПЗ.

Этап «Боевого дежурства»

1. Должны быть разработаны меры, гарантирующие оперативное информирование соответствующих органов о возникновении космической угрозы (исключающие возникновение «дилеммы извещения»), заключающейся в возможности задержки или скрывания информации об обнаружении ОНТ).

2. Необходимо разработать положения, регламентирующие порядок оповещения населения об угрозе из космоса в целях исключения возможности возникновения массовой паники («дилемма оповещения»).

Этап применения средств СПЗ

1. Должны быть разработаны механизмы, гарантирующие своевременное принятие на международном уровне решения о применении средств СПЗ. При этом должно быть исключена возможность возникновения «дилеммы неприменения».

2. Необходимо предусмотреть возможность привлечения для целей планетарной защиты технических средств военных ведомств, например, средств ракетно-космической обороны.

3. При применении средств СПЗ должно гарантированно исключаться применение средств СПЗ в военных целях (исключение «дилеммы применения»).

Этап последствий применения СПЗ

1. Должны быть разработаны меры по компенсации возможного ущерба отдельным странам или регионам в случае возможного выпадения осколков при разрушении ОНТ вблизи Земли

Наряду с разработкой данного Договора должны быть приняты дополнительные согласованные понимания к имеющимся международным договорам и соглашениям, положения которых соприкасаются с проблемой защиты от АКО.

4. Этапы создания системы планетарной защиты «Цитадель»

Основные этапы разработки и создания СПЗ представлены в таблице.

Этапы	Годы							
	1	2	3	4	5	6	...	10
1. Организационный	■							
2. Системный проект		■						
3. Создание ЭКР СПЗ			■	■	■	■		
4. Создание ЭДР СПЗ			■	■	■	■	■	■

Данные этапы будут включать следующие работы.

Этап 1. Организационный

- формирование Страхового Фонда человечества;
- разработка международно-правового обеспечения;
- формирование Центров планетарной защиты «Восток» и «Запад».

Этап 2. Системный проект

- разработка международного Системного проекта СПЗ;
- уточнение стоимости создания СПЗ.

Этап 3. Создание ЭКР СПЗ

- разработка проекта ЭКР;
- создание и отработка компонентов ЭКР;
- постановка ЭКР на «боевое дежурство».

Этап 4. Создание ЭДР СПЗ

- разработка проекта ЭДР;
- создание и отработка компонентов ЭДР;
- постановка ЭДР на «боевое дежурство».

На этапе 3 будут разработаны КА-наблюдатели, -разведчики и -перехватчики с использованием лучших достижений мировой космонавтики, и с учетом возможности их запуска ракетами-носителями различных стран, обеспечения связи с ними, управления и т. д. Также будут осуществляться имитационные эксперименты в целях отработки схем взаимодействия средств обнаружения и сопровождения ОНТ, а также демонстрационные проекты в целях отработки методов и средств изучения и перехвата ОНТ.

На этапе 4 основное внимание будет уделено разработке новых сверхмощных средств выведения и воздействия,

На последующих этапах работ будет осуществляться модернизация компонентов СПЗ при появлении более совершенных технологий.

Затраты на создание ЭКР СПЗ составят около 15–20 млрд долларов.

Объем затрат на создание ЭДР составит существенно большую величину и будет определен на этапе разработки проекта.

Заключение

Исследования и разработки, выполненные специалистами различных стран, позволяют сделать следующие выводы:

1. Возможность катастрофических столкновений астероидов и ядер комет с Землей обуславливает необходимость принятия мер по предотвращению или минимизации последствий от этих столкновений.

2. Современные технологии позволяют приступить к практическим шагам по разработке средств защиты от астероидно-кометной опасности.

3. Одним из возможных путей обеспечения планетарной безопасности может стать создание Международной Системы планетарной защиты «Цитадель». Основу этой Системы должен составить Эшелон оперативного реагирования «Цитадель-1».

4. Эшелон оперативного реагирования может быть создан уже в ближайшие 5–7 лет, что позволит обеспечить гарантированную защиту Земли от астероидной и, частично, кометной опасности.

5. Система планетарной защиты должна создаваться усилиями и средствами всего человечества, в том числе финансовыми. Для этого должен быть создан «Страховой фонд человечества».

6. Решение проблемы защиты от астероидно-кометной опасности требует разработки международно-правового обеспечения, которое может быть представлено в формате международного договора «О принципах обеспечения защиты Земли от астероидно-кометной опасности».

7. Координирующие функции по созданию и эксплуатации Системы планетарной защиты могла бы взять на себя ООН в лице специально созданного под ее эгидой международного Центра планетарной защиты и его региональных отделений.

8. Решение проблемы обеспечения безопасности нашей планеты можно рассматривать как своеобразный тест для человечества на способность решения стоящих перед ним глобальных проблем. И предлагаемый проект Системы планетарной защиты «Цитадель» может стать первым глобальным проектом человечества в третьем тысячелетии, который защитит Землю от космической угрозы.

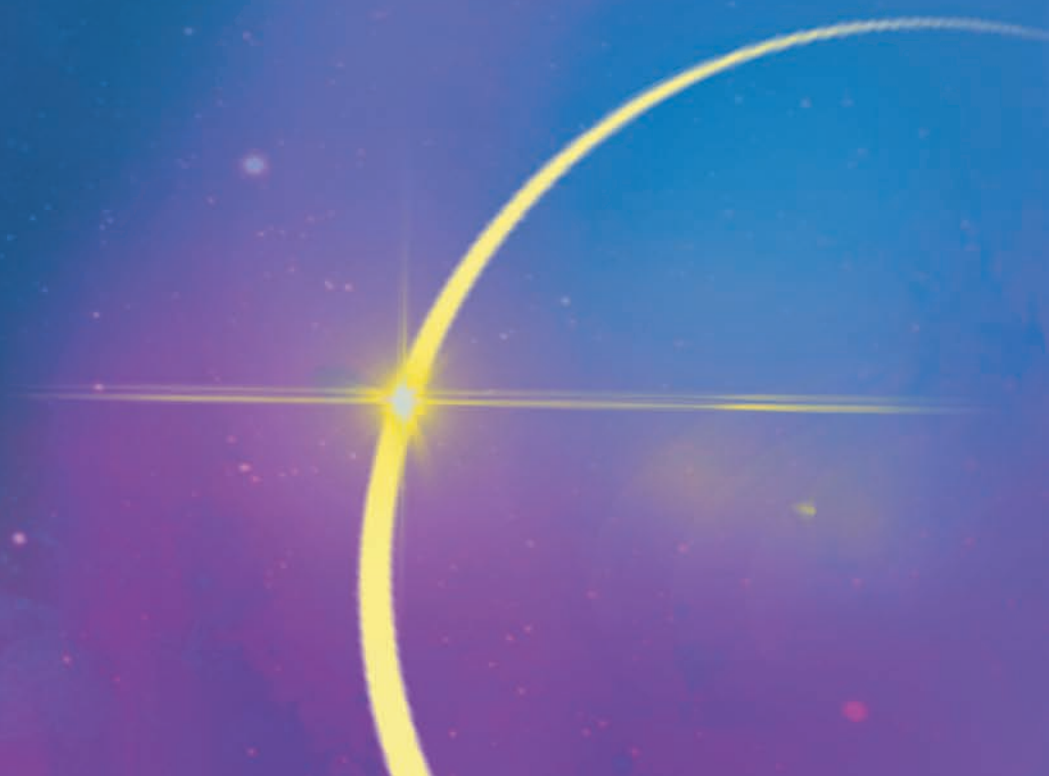
9. Для реализации проекта нужно будет, прежде всего, преодолеть главную, нравственную проблему, заключающуюся в необходимости осознания населением планеты, и в первую очередь, государственными лидерами, общей ответственности за сохранение человечества и биосферы Земли, а также культурных, духовных, материальных и других ценностей, создававшихся усилиями миллиардов жителей Земли.

Сокращения

АКО	– астероидно-кометная опасность
АСЗ	– астероид, сближающийся с Землей
ИКИ РАН	– Институт космических исследований Российской академии наук
КА	– космический аппарат
КСЗ	– комета, сближающаяся с Землей
КСН	– космический сегмент наблюдения
НКСН	– наземно-космическая служба наблюдения
НОЦ ИЭС	– Научно-образовательный центр исследований экстремальных ситуаций
ОНТ	– опасное небесное тело
ПРО	– противоракетная оборона
РКО	– ракетно-космическая оборона
РАН	– Российская академия наук
РН	– ракета-носитель
СККП	– система контроля космического пространства
СПЗ	– Система планетарной защиты
ЦПЗ	– Центр планетарной защиты
ЭДР	– эшелон долгосрочного реагирования
ЭКР	– эшелон краткосрочного (оперативного) реагирования
ASI	– Итальянское Космическое Агентство
CNES	– Национальный центр космических исследований, Франция

- ESA – Европейское Космическое Агентство
- ISAS – Институт Космоса и Науки, Япония
- JAXA – Японское агентство аэрокосмических исследований
- NASA – Национальное Аэрокосмическое Агентство, США
- NIVR – Нидерландское Агентство Космических Программ
- SERC – Научный и Инженерный Исследовательский Совет, Великобритания

**МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИЙ
ПО КОСМИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЕ ЗЕМЛИ**



HAZARDS DUE TO COMETS AND ASTEROIDS
JANUARY 4-9, 1993
TUCSON, ARIZONA, USA

FINAL MAILING



October 29, 1992

Dear Colleague:

This is to invite you to an exciting meeting. It is the last mailing before the January 4-9 conference on "Hazards Due to Comets and Asteroids." The program of the meeting is enclosed. It is still preliminary. If you would like to have any changes made, please call me (602/621-6970), but not between November 15-23 and December 21-27, when I will be Spacewatching.

The program is running so full that we have to do the following:

1. Try to have all contributed papers presented as posters, with title and authors read by session chairs;
2. Hold the Concluding Discussion on Saturday morning;
3. Move the Toutatis Workshop to the evening of Monday, January 4, 19:30-21:30.

We encourage additional author participation in the book chapters (C); "shotgun marriages" have always added special strength to the Space Science Series. Anyone interested in being a chapter co-author should contact its lead author.

We are striving to hold an open meeting, so please do not advertise the meeting to reporters, science writers, etc., as we have intense work to do and should not be interrupted by television cameras or reporters. There will be a pool reporter at the conference, and he may interview you during breaks. If reporters contact you about the meeting, please inform them of the above stated wish to conduct a scholarly meeting. If necessary, we will hold a Press Conference on Saturday. Refer any questions about this to me.

Posters should be approx. 4' x 4'. We will provide slide projectors, overhead projectors and a VCR and monitor. Supplies such as tape and tacks will be made available. Any special AV needs or other requirements should be communicated well before the meeting to M. Guerrieri so that we can try to accommodate them.

If you wish to have your abstract included in the abstract book, which serves as a guide to the meeting, please provide us with an abstract of not longer than one page before December 11, 1992. They should be sent to: "Hazards due to Comets and Asteroids" c/o Mary Guerrieri, P.O. Box 44221, Tucson, AZ 85721; Phone: 602/621-2902; FAX: 602/621-4933; Internet: mary@lpl.arizona.edu; SPAN: LOONEY::GUERRIERI.

We are considering publishing contributed papers in a special section of *JGR-Planets*. Details will

be provided later. If you have suggestions about the format, please contact Clark Chapman, editor at 602/881-2031.

Preliminary chapter manuscripts are due at the meeting. Of course, they may be updated at or after the meeting. The final manuscript is to be submitted in TeX. Authors will be provided with template instructions. Contact me if you are planning a chapter of more than 9,000 words.

LOCAL ARRANGEMENTS

The conference, as well as the press conference and Toutatis Workshop will be held in Room 204 of the new Chemistry-Biological Sciences Building (CBS), on the University of Arizona campus. A campus map is enclosed.

A block of rooms is being held for us at the Plaza International Hotel, 1900 E. Speedway Blvd 800-843-8052, at the University rate of \$50.28 (inclusive) per night, single/double occupancy, until December 4, 1992. Registration envelopes were sent in the last mailing. The Hotel is located directly across the street from the University campus. Alternate hotels include: Arizona Inn, 2200 East El St., 800-933-1093, approx. a 15-min walk to the University, \$75.00/single or \$85.00/double (plus 9.5% tax and Inn service charge), rate held until two weeks before meeting, mention "asteroid conference" when making reservations; Hotel Park Tucson, 5151 E. Grant, 800/257-7275, approx. 15 minutes on a direct bus into campus, \$55.00 single/double (plus 9.5% tax and \$1.00 per night city tax), include full American buffet breakfast and two drink coupons per night, mention "asteroid conference" when making reservations. All hotels are served by the *Arizona Stagecoach*, clearly seen at the Tucson airport; rental cars are not needed for this meeting.

WEATHER

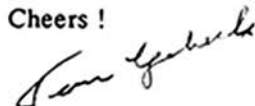
January in Tucson is generally sunny and cool. Average temperatures are High 64°F (18°C) and Low 36°F (2°C). The average rainfall for January is .83" (21 mm) so you may want to bring rain gear. Bring warm clothes for Kitt Peak, which is typically 15°F cooler.

REGISTRATION

Registration will begin Monday, January 4, 18:30–19:30, in the CBS Building. The registration fee is \$95.00, or \$25.00 per day for up to two days (\$50.00). A pre-registration form is enclosed. We encourage you to pre-register to avoid lines at the registration desk. Those who have already sent in a registration form should not fill out the enclosed form.

See you at the meeting.

Cheers !



Tom Gehrels

Handwritten signature

Handwritten signature

РЕЗОЛЮЦИЯ
участников конференции SPE-94

Участники конференции, рассмотрев представленные материалы доклады
решили :

1. Опасные космические объекты (ОКО), такие как астероиды и кометы, орбиты которых пересекают орбиту Земли, представляют серьезную угрозу существованию человеческой цивилизации.
2. Накопленных знаний о поведении космических тел и их взаимодействии с планетами, а также знаний и опыта в области ракетно-космических, ядерных и общепромышленных технологий достаточно, чтобы приступить к разработке международного проекта создания системы защиты Земли от опасных космических объектов.
3. Важнейшей задачей на ближайший период является уточнение оценки риска столкновения ОКО с Землей:
 - выявление астрономическими средствами ОКО особо крупных размеров - порядка 1 км и выше, определение параметров их орбит и составление соответствующих каталогов;
 - оценка числа более мелких ОКО и распределение их по размерам;
 - оценка возможности обнаружения ОКО в зависимости от их размера и типа;
 - оценка последствий столкновений ОКО с Землей в зависимости от размера и типа.
4. Необходимо вести комплексные исследования механических, физических и химических свойств ОКО, включая изучение необходимости и возможности проведения экспериментов на астероидах и кометах с использованием ядерных устройств.
5. Необходимо провести работы и исследования по оценке возможности предотвращения столкновений ОКО с Землей существующими в распоряжении человечества техническими средствами и технологиями.
6. Необходимо определить облик системы защиты Земли от столкновения с ОКО, оценить эффективность такой системы и социально - политические и экологические последствия ее создания интернациональными усилиями.
7. Конференция рекомендует "Программу научно-технических исследований по созданию системы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами" и рекомендует сопредседателям конференции SPE-94 подготовить предложения об образовании координационного совета для ее реализации.

Handwritten signature

Handwritten signature

Handwritten signature

Handwritten signature

Конференция обращается к широкой общественности, правительствам и научным организациям с призывом обратить внимание на данную проблему и способствовать скорейшему ее решению. Конференция отмечает, что любые дополнительные предложения и замечания к Резолюции и "Программе..." будут приняты и сообщены участникам конференции.

Multiple handwritten signatures and initials

Handwritten signatures and notes in the top left corner.

Вз

ОБРАЩЕНИЕ
участников Международной конференции SPE-94

Мы, участники Международной конференции "Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94)", состоявшейся в городе Снежинск (Челябинск-70) в сентябре 1994 года, обращаем внимание мирового сообщества на потенциальную опасность для человечества будущих неминуемых столкновений Земли с объектами космического происхождения, такими как астероиды и кометы.

Реальность этой опасности была наглядно продемонстрирована в июле 1994 года при падении фрагментов кометы Шумейкер-Леви 9 на Юпитер. Для Земли подобное столкновение означало бы конец существующей человеческой цивилизации.

Осознавая грозящую опасность таких явлений в будущем,

констатируя уровень научно-технических знаний и технологий;

подтверждая приверженность общечеловеческим идеалам и ценностям;

сознавая ответственность перед своими народами и международным сообществом за предупреждение катастрофических явлений;

убежденные в необходимости консолидации усилий ученых и специалистов всех стран,

обращаем Ваше внимание на данную проблему и предлагаем развернуть в рамках международного проекта работы и исследования по оценке грозящей опасности и возможностям ее предотвращения.

Мы, подписавшие настоящее Обращение, призываем ученых, сотрудников и руководителей научных учреждений, промышленных предприятий, общественных организаций, фондов, компаний и фирм, бизнесменов, всех обеспокоенных граждан, Правительства всех стран с просьбой поддержать наше начинание.

Россия, Снежинск (Челябинск-70), 30 сентября 1994 года.

Extensive handwritten signatures and notes in blue and red ink, covering the bottom half of the page.

Handwritten signature

Handwritten signature

APPEAL
BY THE PARTICIPANTS OF
THE INTERNATIONAL CONFERENCE SPE-94

We, the participants of the International Conference "Problems of the Earth Protection against Collision with Dangerous Near-Earth Objects (SPE-94)" held in Snezhinsk (Chelyabinsk-70) in September 1994, attract attention of world community to the potential danger for the mankind of the Earth collision with the space objects, such as asteroids and comets.

The reality of this danger was clearly shown in July 1994 by Shoemaker-Levy-9 comet fragments impact with Jupiter. Similar collision with the Earth would mean the extinction of our human civilization.

Realizing the impending danger of such phenomena in future;

acknowledging high level of scientific research and technical capabilities of modern missile and nuclear systems and means of space body observation;

confirming devotion for human ideals and values;

realizing responsibility in the face of our nations and world community for averting catastrophic phenomena;

being convinced in the necessity of consolidation of world scientists and specialists efforts,

attract your attention to the given problem and propose starting works and researches into the assessment of impending danger and feasibility of its prevention within the framework of international project.

We, who signed this document, appeal to scientists, staff and leadership of scientific institutions, industry enterprises, public organizations, funds, companies and firms, businessmen, all worried people, governments of all countries for support of our initiative.

Vertical handwritten signature

Vertical handwritten signature

Vertical handwritten signature

Handwritten signature: I. Grigorian

Russia, Snezhinsk (Chelyabinsk-70), September 30, 1994

Multiple handwritten signatures and initials in various colors (blue, red, black) surrounding the date.

Это научно-популярное издание написано группой специалистов из Российского федерального ядерного центра – Всероссийского научно-исследовательского института технической физики и Государственного ракетного центра – Конструкторского бюро машиностроения им. академика В. П. Макеева. Оно посвящено проблеме защиты Земли от столкновений с опасными космическими объектами – астероидами и кометами. Именно такую направленность имела конференция, которая проходила по инициативе ученых этих центров в конце сентября 1994 года в г. Снежинске, бывшем Челябинске-70. В его основу легли материалы конференции.

В форме, доступной для широкого круга читателей, рассказывается, в чем состоит суть опасности катастрофических столкновений, каковы неопределенности прогнозов, об источниках современных научных данных и путях их пополнения. Однако, сегодня мы не только можем оценить вероятность и масштабы космической опасности. Новая принципиальная возможность заключается в том, что впервые в распоряжении человечества появились средства, способные предотвратить столкновения и представить облик будущей системы космической защиты Земли.

Составители стремились донести до читателя свою увлеченность грандиозной задачей, которая бесспорно станет в будущем жизненно важной для земной цивилизации. Человечество не может не учитывать опасности столкновений с космическими телами. Оно не должно откладывать разработку средств для ее предотвращения, ибо альтернативой этому могут быть опустошительные региональные катастрофы или даже гибель цивилизации.

КОСМИЧЕСКАЯ УГРОЗА И ЗАЩИТА ЗЕМЛИ

В последние годы в научных кругах многих стран и среди мировой общественности увеличивается интерес к проблеме предотвращения столкновений с Землей космических тел – астероидов и комет. Наука убедительно доказала, что катастрофические столкновения неоднократно происходили в прошлом.

Из астрономических наблюдений, геологических данных, информации об эволюции биосферы Земли и результатов космических исследований планет следует, что космическая бомбардировка планет продолжается и в современную эпоху эволюции Солнечной системы. Свидетельством тому является Тунгусская катастрофа 1908 г. с энергией взрыва более 10 Мт. Здесь и далее для

Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики



КОСМИЧЕСКАЯ УГРОЗА

И

ЗАЩИТА ЗЕМЛИ



по материалам конференции

26–30 сентября 1994г.

г. Снежинск
1995г.

измерения энергии взрыва или столкновения в качестве единицы измерения используется количество энергии, выделяемой при взрыве миллиона тонн тротила.

Яркой демонстрацией реальности и грандиозности масштабов космических ударов по планетам была серия взрывов в атмосфере Юпитера, обусловленная падением на эту планету фрагментов кометы Шумейкеров–Леви 9 в июле 1994 г. Столкновение такого масштаба с Землей привело бы не только к гибели человечества, но и к вымиранию многих более примитивных видов живых организмов и растений, как, по мнению ряда ученых, это уже неоднократно происходило в истории нашей планеты.

В памяти человечества среди различных опасностей запечатлено и падение небесных тел. Страх испытывали наши предки при приближении к Земле комет. И не случайно... Понимание реальности и масштабов опасности космических столкновений начало приходить в XX веке. Особенно оно усилилось в последние десятилетия благодаря накоплению

- астрономических данных о кометах и астероидах, орбиты которых пролегают в окрестностях Земли;
- свидетельств прошлых космических ударов на поверхностях Земли, Луны и других планет.

Существенную роль в понимании катастрофических для цивилизации последствий столкновений астероидов и комет с Землей сыграло также углубленное изучение возможных сценариев «ядерной зимы», которая могла бы возникнуть в результате глобального ядерного конфликта.

Новые перспективы открыло создание ракетных систем и мощных ядерных взрывных источников энергии. Человечество впервые получило принципиальную возможность организации системы защиты Земли от катастрофических столкновений с космическими телами.

Интенсивные исследования по проблеме опасности космических столкновений и возможности их предотвращения начались в конце 80-х – начале 90-х годов.

Ценным организационным стимулом явилось внимание к рассматриваемой проблеме Палаты представителей Конгресса США. В сентябре 1990 г. она приняла директиву, в которой Национальной Аэрокосмической Администрации (НАСА) было предписано провести исследования для оценки угрозы от столкновений с астероидами и кометами и возможности ее предотвращения. Выполняя распоряжение Конгресса НАСА провела три международных конференции, на которых впервые широко обсуждались вопросы обнаружения опасных космических объектов:

- 30 июня – 3 июля 1991 г. в исследовательском институте в Сан Хуан Капистрано, Калифорния;
- 24–25 сентября 1991 г. в исследовательском центре НАСА в Эмсе;
- 5 ноября 1991 г. в Паоло Алто, Калифорния.

Вопросы предотвращения космической угрозы были рассмотрены на симпозиуме, который по предложению НАСА был проведен Лос-Аламосской Национальной Лабораторией в январе 1992 г. На нем впервые, с широким привлечением ученых американских ядерных лабораторий, были рассмотрены принципиальные возможности и перспективные средства воздействия на ОКО, обсуждены некоторые вопросы систем доставки средств воздействия.

В последующем был проведен целый ряд международных научных встреч, посвященных космической угрозе:

- заседание рабочей группы по околоземным объектам Международного Астрономического Союза (Буэнос-Айрес, Аргентина, август 1991 г.);

- симпозиум по угрозе столкновений (Санкт-Петербург, Россия, октябрь 1991 г.).
- симпозиум «Опасность, обусловленная кометами и астероидами» (Тусон, Аризона, январь 1993);
- семинар «Столкновения астероидов и комет с Землей» (Эриче, Сицилия, май 1994 г.);
- коллоквиум Международного Астрономического Союза по астероидам, метеорам и кометам (Бельжерате, Италия, июнь 1994 г.).

На основе материалов симпозиума в Аризоне подготовлена к изданию коллективная монография под редакцией профессора Т. Герелза. Монография будет первым всеохватывающим трудом по проблеме космической угрозы и защиты Земли, хотя и не все стороны этой проблемы в ней высвечены равноценно. Более полно в ней освещены вопросы наблюдений и прогноза космической опасности, с меньшей полнотой – вопросы предотвращения угрозы и создания систем защиты.

Пристальное внимание проблемам космической опасности продолжает уделять Палата представителей Конгресса США. Опираясь на подготовленные по ее поручению документы и материалы специальных слушаний, в 1994 г. Палата адресовала НАСА новое поручение: представить к февралю 1995 г. предложения по выделению средств, которые необходимо направить в ближайшие десять лет на обеспечение работ по составлению Каталога опасных астероидов и комет, включая организацию и создание дополнительных систем наблюдений.

В круг вопросов, относящихся к проблеме защиты Земли от опасных космических объектов, попадают и такие, в которых опыт российских ракетных и ядерных центров может быть весьма полезным. К ним относятся вопросы

- опасности столкновений;
- прямых экспериментальных исследований астероидов и комет;
- физики воздействия на опасные тела;
- создания и применения средств воздействия, включая кинетические снаряды и ядерные взрывные устройства;
- разработки и применения ракетных средств доставки и наведения.

Чтобы оценить современное состояние российских исследований в этих областях и объединить ученых России, которые могут способствовать решению рассматриваемой проблемы, Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики (РФЯЦ – ВНИИТФ) и Государственный ракетный центр – Конструкторское бюро машиностроения им. академика В. П. Макеева (ГРЦ-КБМ) взяли за организацию международной конференции «Проблемы защиты Земли от опасных космических объектов (КЗЗ- или SPE-94)». Партнеров связывала не только их географическая близость – оба центра расположены на восточных склонах Южного Урала примерно в 150 км друг от друга – но и традиционное сотрудничество в решении важнейших оборонных задач. Опыт этого сотрудничества может оказаться благоприятным и при решении проблем космической защиты Земли. Местом проведения конференции был выбран г. Снежинск – место расположения РФЯЦ – ВНИИТФ.

Ниже рассказывается о сути проблемы столкновений с опасными космическими телами, так как она была представлена на конференции, и о ходе самой конференции SPE-94.

В чем заключается опасность?

В солнечной системе находится громадное количество небольших тел – астероидов и комет – свидетелей и продуктов той эпохи, когда происходило образование планет. Время от времени они переходят на орбиты, сближающиеся с орбитами Земли и других планет. При этом возникает потенциальная опасность их столкновений с планетами.

Доказательством реальности такой опасности являются гигантские кратеры, которыми испещрены поверхности Марса, Меркурия, Луны. На Земле с ее мощной атмосферой и с интенсивными эрозионными процессами, кратеры со временем разрушаются и некоторые из них исчезают. Однако и на поверхности Земли выявлено более сотни таких кратеров.

Возможно, с ударами больших космических тел связано и появление жизни на Земле. Однако несомненно то, что именно такие удары обусловили некоторые крутые повороты в ходе эволюции земной жизни. Так, все больше становится научных свидетельств в пользу того, что столкновение с Землей астероида или кометы явилось причиной вымирания динозавров и многих других видов животных и растений 65 млн лет тому назад на границе мелового и третичного периодов. Последовавшее похолодание климата способствовало эволюционному восхождению класса млекопитающих. Вершиной этой эволюции явился человек.

Столкновения астероидов и комет с Землей будут происходить и в будущем. Астероиды и кометы, орбиты которых сближаются с орбитой Земли и представляют для нее угрозу, называют опасными космическими объектами (ОКО).

Последствия столкновений зависят от размеров ОКО, его состава, скорости столкновения и от места падения (суша или океан, густонаселенный промышленный район или пустынная местность). Опасными являются астероиды, начиная с диаметров несколько десятков метров. Наибольшие астероиды и потухшие кометы семейства ОКО достигают в поперечнике несколько километров. Скорости сближения этих тел с Землей составляют около 20 км/с. Опасность могут также представлять действующие кометы. Скорости их сближения с Землей еще больше и достигают 70 км/с.

При входе космического тела в атмосферу Земли, начиная с высоты около 100 км, перед ним образуется воздушная ударная волна. Температура на фронте этой волны столь высока, что с ее поверхности излучается мощный тепловой поток. В области между фронтом ударной волны и поверхностью летящего тела устанавливаются высокое давление и повышенная температура. Это приводит к разрушению относительно малых летящих тел на отдельные фрагменты и абляции этих фрагментов. Для разрушения при пролете в атмосфере малых тел (диаметром до нескольких десятков метров) существенное значение имеет угол входа в атмосферу: чем длиннее будет путь его в атмосфере, тем больше будут возможности разрушения такого тела в атмосфере. Фрагменты падают на Землю либо полностью испаряются в атмосфере, либо падают на Землю в виде метеоритов. При этом основная часть их кинетической энергии передается верхним слоям атмосферы. Поэтому, хотя в крайних случаях выделяющаяся энергия может достигать значений в несколько мегатонн, при выделении ее на большой высоте она может не приводить к тяжелым последствиям на поверхности Земли. Такие явления хорошо известны как огненные шары или болиды.

Начиная с поперечников в несколько десятков метров (около 50 м для каменных тел и 20 м для железных), разрушение ОКО происходит либо в непосредственной близости от поверх-

ности Земли, либо при ударе о ее поверхность. Такое разрушение имеет характер взрыва. Тепловое излучение способно вызвать крупные пожары, как это было при Тунгусском явлении. Воздушная ударная волна и сейсмическая волна, возникающие при «столкновительном взрыве», могут вызвать крупные (на площади в несколько тысяч квадратных километров и более) и даже катастрофические разрушения. При попадании ОКО в океан образуются цунами, способные опустошить тысячи километров побережья на сотни километров вглубь материков.

При столкновении с Землей больших космических тел (диаметром сотни метров и более) будет происходить вынос в атмосферу огромного количества мелких частиц вещества – аэрозолей, пыли, продуктов горения. Особенно сильным становится воздействие крупных космических тел диаметром 1 км и больше. При этом, помимо обширной области прямых разрушений в окрестности падения, существенное значение начинает приобретать дополнительный фактор воздействия – подъем вещества в атмосферу, оказывающий влияние на всю планету. Запыление атмосферы приводит к потере ее прозрачности. Это в свою очередь ведет к глобальному похолоданию, наступлению космической зимы. Следствием такой зимы, в зависимости от масштабов, может быть деградация или даже гибель цивилизации, вымирание многих видов животных и растений.

Какова вероятность столкновений?

Вероятность столкновений той или иной силы прежде всего зависит от количества ОКО соответствующего размера и типа.

Со времени открытия первого астероида, орбита которого пересекает орбиту Земли, прошло около 60 лет. В настоящее время количество открытых астероидов размером от 10 м до 20 км, которые относятся к ОКО составляет около 300 и увеличивается на несколько десятков в год. По современным оценкам астрономов общее количество ОКО диаметром более 1 км, несущих опасность глобальных катастроф, составляет от 1200 до 2200. Количество ОКО диаметром свыше 100 м составляет около 100 000.

Оценки показывают, что около 30% ОКО в конце концов столкнутся с нашей планетой. Остальные – либо столкнутся с другими планетами, либо уйдут под воздействием их гравитационного поля в область, неопасную для Земли. Однако, происходит непрерывное пополнение семейства ОКО за счет более многочисленного семейства астероидов основного пояса, расположенного между орбитами Марса и Юпитера, за счет потухших комет, а также малых тел из других областей солнечной системы.

Общее представление о грозящей опасности столкновения ОКО с Землей можно получить из таблицы, опубликованной американскими учеными Дэвидом Моррисоном и Кларком Чепманом, которую мы воспроизводим.

Хотя вероятность столкновения с ОКО, приводящая к глобальным последствиям, невелика, но, во-первых, такое столкновение может произойти в следующем году точно так же, как и через миллион лет, а во-вторых, губительные последствия будут сравнимы или даже превзойдут последствия глобального ядерного конфликта. (В частности, по этим причинам, несмотря на низкую вероятность столкновения, число жертв от такой катастрофы становится столь велико,

что в расчете на год сравнивается с числом жертв от авиакатастроф, убийств и т. п.). Поэтому задача предотвращения столкновений с ОКО должна встать в один ряд с самыми главными проблемами человеческой цивилизации.

Таблица 1

Диаметр ОКО	Энергия удара, Мт	Типичный интервал между событиями, лет	Среднее число жертв на одно событие	Число жертв в год
Взрыв в высоких слоях атмосферы				
<50 м	<9	–	~0	~0
Столкновения типа Тунгусского				
50–300 м	9–2000	250	$5 \cdot 10^3$	20
События, не приводящие к глобальной катастрофе (падение в океан)				
300–600 м	$2000-1,5 \cdot 10^4$	$35 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^5$	8
300–1,5 км	$2000-2,5 \cdot 10^5$	$25 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^5$	20
300–5 км	$2000-10^7$	$25 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^6$	45
Глобальная катастрофа (деградация цивилизации)				
>600 м	$>1,5 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^4$
>1,5 км	$>2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^3$
>5 км	$>10^7$	$6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^9$	250
Гибель цивилизации				
>10 км	10^8	10^8	$5 \cdot 10^9$	50

Как можно предотвратить космическую угрозу?

Если будет установлено, что какой-либо космический объект лежит на курсе катастрофического столкновения с Землей, мы должны будем воздействовать на опасный объект таким образом, чтобы

- либо изменить траекторию его движения и обеспечить гарантированный пролет мимо Земли;
- либо разрушить его таким образом, чтобы часть фрагментов пролетела мимо Земли, а остальные сгорели бы в атмосфере без ущерба или с минимальным ущербом для планеты и ее обитателей.

Первый случай воздействия представляется более предпочтительным, поскольку при разрушении ОКО некоторая угроза для Земли остается, хотя и будет существенно ослаблена. Однако, применение его требует перехвата астероида или кометы на очень большом расстоянии от Земли. При этом желательно произвести воздействие достаточно «мягко», чтобы исключить разрушение основной массы тела и тем самым обеспечить возможность повторного воздействия.

Если мягкий способ воздействия по каким-либо причинам оказывается невозможным, то остается только «жесткое» воздействие с полным разрушением ОКО. При этом необходимо обеспечить пролет образовавшихся фрагментов мимо Земли, или разведение их в пространстве на такие расстояния друг от друга, чтобы обеспечить полное сгорание в верхних слоях атмосферы.

Каким образом можно воздействовать на ОКО?

Имеются принципиальные возможности воздействовать на ОКО несколькими способами:

- с помощью удара массивного тела по поверхности ОКО;
- с помощью мощных ядерных взрывов;
- путем изменения отражающей световой способности поверхности ОКО, используя усиливающее воздействие излучения Солнца;
- с помощью мощных лазерных систем;
- с помощью тяги мощных двигательных установок, в первую очередь ядерных.

Предлагается также ряд других способов, применение которых представляется затруднительным для существующих технологий. Например, с помощью удаления части вещества ОКО путем экскавации его и метания с поверхности, с помощью постановки солнечных парусов и др.

Одним из важнейших критериев применимости того или иного способа воздействия является возможность своевременной доставки обеспечивающих его средств к ОКО. Так, лазерные системы, даже в случае возможности их создания, потребуют массивных, громоздких источников энергии для их накачки. Доставка таких систем фактически не может быть осуществлена современными ракетными средствами. Способ воздействия путем изменения отражательной способности поверхности в принципе может быть использован для некоторых типов астероидов. Однако отработка его потребует длительных предварительных экспериментальных исследований, в том числе, и в натуральных условиях на астероидах. Потребуется доставка к опасному астероиду и развертывание непосредственно на его поверхности средств организации воздействия. Такие экспедиции будут весьма сложными и дорогостоящими. Из-за малой величины сообщаемого телу импульса применение этого способа потребует большой продолжительности воздействия. В особо опасных случаях такого запаса времени может и не быть.

Эффективное воздействие на ОКО относительно малых размеров – в несколько десятков метров – может быть осуществлено с помощью кинетических снарядов. Они представляют собою массивные тела специальной конфигурации и состава, направляемые на приближающийся опасный объект. Скорость сближения такого снаряда с ОКО может достигать нескольких десятков километров в секунду. При этом кинетической энергия на единицу массы снаряда может во многие десятки раз превосходить плотность энергии высококалорийных взрывчатых веществ таких, как тротил. При ударе такого снаряда по поверхности ОКО происходит взрыв, аналогичный тому, от которого мы защищаем Землю. Разлет вещества ОКО, испаренного и выброшенного за пределы тела, приводит, как при выстреле из ружья, к импульсу отдачи. Этот импульс и обуславливает необходимое изменение траектории ОКО.

Наибольшей концентрацией энергии на единицу доставляемой массы обладают ядерные взрывные устройства. Плотность энергии в них может быть в миллионы раз выше, чем в высококалорийных взрывчатых веществах, и в тысячи раз превосходить плотность энергии

кинетических снарядов. Это существенно упрощает доставку энергии к опасному объекту. Так, устройство с энергией, эквивалентной миллиону тонн тротила, будет иметь массу не более 500 кг. Оно может быть успешно применено для изменения траектории астероида диаметром 100 м при времени упреждения в два-три месяца. Эквивалентный кинетический снаряд должен иметь массу около тысячи тонн. Очевидно, что такую массу невозможно поднять с Земли и направить навстречу угрожающему космическому объекту.

Более мощные ядерные взрывные устройства – энергия взрыва самого мощного из испытанных ядерных зарядов составляет 100 Мт, а масса – около 20 тонн – позволяют организовать эффективное воздействие на астероиды диаметром до нескольких километров при наличии соответствующего времени упреждения. При этом они могут быть доставлены с помощью ракетных систем, созданных на основе уже существующих.

Наибольшую трудность представляет предотвращение столкновений с кометами. Появление их в особо опасных случаях может быть неожиданным. Это будет приводить к малому, около одного года, времени для организации перехвата. В силу слабой прочности вещества, составляющего ядро кометы, едва ли удастся ее отклонить как единое целое. Тогда остается единственная возможность – ослабление удара по Земле путем разбрасывания этого вещества. Для комет с поперечником до одного – двух километров это может быть осуществлено с помощью современных ядерных взрывных устройств. Для более крупных – такое воздействие становится проблематичным даже при использовании самых мощных из разработанных ядерных взрывных устройств. Пути решения этой проблемы предстоит искать последующим поколениям.

Системы доставки ядерных взрывных устройств и небольших кинетических снарядов к ОКО могут быть созданы на основе существующей ракетно-космической техники. Ракетно-космический комплекс средств доставки будет состоять из космического перехватчика для доставки к заданной точке ОКО средств воздействия (ядерного взрывного устройства или кинетического снаряда); разгонного блока космического перехватчика (например, типа «Бриз» или «Барс» разработки ГРЦ КБМ), обеспечивающего выведение космического перехватчика на заданную траекторию полета к ОКО; и мощной ракеты-носителя (например, системы «Энергия» разработки НПО «Энергия»).

Ядерные взрывы и космос

Как видим, за исключением относительно малых тел, по отношению к которым могут быть применены кинетические снаряды, единственным эффективным современным средством воздействия на ОКО являются ядерные взрывные устройства (ЯВУ). Однако они обладают рядом свойств, которые предопределяют настороженное отношение к ним, а порою даже неприятие, несмотря на то, что речь идет о коллективной защите всего человечества. Какие же это свойства?

Прежде всего ЯВУ являются самым мощным оружием массового уничтожения людей. Пока такие устройства будут существовать на Земле, всегда будет сохраняться страх возможности применения их против людей.

В то же время, ЯВУ являются самыми энергоемкими носителями энергии, которые когда-либо были созданы человечеством. Именно поэтому в большинстве случаев использование ЯВУ

является единственным способом, позволяющим решить проблему предотвращения столкновений космических тел с Землей.

Остановимся подробнее на свойствах ядерных взрывов, представляющих опасность для людей.

При взрыве на Земле локальные воздействия ядерных взрывов имеют громадную разрушительную силу, нередко превосходящую по последствиям известные катастрофические природные явления – землетрясения, ураганы, цунами. Так, при взрыве с энергией 1 Мт все живое погибает в радиусе до 5 км под действием воздушной ударной волны и теплового излучения, а действие радиоактивных продуктов взрыва может простираться еще дальше. Однако по мере удаления от центра взрыва поражающие действия ослабевают и на достаточно большом расстоянии полностью отсутствуют. За все время проведения ядерных испытаний суммарная мощность воздушных и наземных ядерных взрывов составила около 500 Мт. Механическое разрушительное воздействие этих взрывов не выходило за пределы ограниченных территорий полигонов, чего, конечно, нельзя сказать о радиационном воздействии, которое со временем стало приобретать глобальный характер. Радиоактивные продукты ядерных взрывов накапливались в атмосфере, осаждались на поверхности Земли. Это, в конечном счете, предопределило необходимость запрещения воздушных ядерных испытаний. В то же время проведение подземных ядерных испытаний не изменяет экологической обстановки за пределами территорий ядерных полигонов.

К планетарным последствиям мог бы привести глобальный ядерный конфликт, в результате которого была бы взорвана существенная часть накопленных ядерных арсеналов. Это привело бы к подъему в атмосферу больших масс пыли и гари от грандиозных региональных пожаров, охвативших города и лесные массивы. Запыление атмосферы снизило бы поступление солнечного тепла на планету и обусловило бы наступление длительного (на несколько лет) периода похолодания (ядерной зимы), губительного для многих обитателей планеты, включая человека.

Тем не менее, общепринятое мнение о возможностях ядерного оружия является сильно преувеличенным. В космических масштабах ядерное оружие является относительно слабым инструментом даже для таких малых тел, как астероиды и кометы. С помощью всего запаса ядерного оружия нельзя существенно изменить поверхность Земли, испарить океаны или сравнять горы. Энергией всего накопленного ядерного арсенала можно нагреть океаны лишь на одну миллиардную долю градуса. Всем ядерным боезапасом Земли можно было бы раздробить лишь один астероид диаметром около двадцати километров при взрыве его в центре астероида, если бы это было технически осуществимо. Как мы уже видели, если масса ОКО будет велика или окажется небольшим время упреждения, то энергии современных ядерных устройств может оказаться недостаточно для необходимого изменения траектории движения тела.

Преувеличен также страх по поводу радиационной опасности космических ядерных взрывов. Взрывы в космосе, удаленные на расстояния нескольких сотен тысяч километров, фактически не представляют никакой радиационной опасности для обитателей Земли.

Поэтому ядерные взрывные устройства могут и должны быть использованы в будущей системе защиты Земли от столкновений с опасными космическими объектами. Использование их потребует более глубокого понимания свойств и природы ОКО, эффективности воздействия на них. Понадобятся дальнейшие исследования, включая, возможно, прямые ядерные эксперименты по воздействию. Задача предотвращения наиболее вероятной угрозы – столкновение

с ОКО диаметром до одного километра – является вполне разрешимой на основе имеющихся возможностей кинетических и ядерных средств воздействия. Предотвращение столкновений с более крупными ОКО диаметром более одного километра потребует дополнительных объединенных усилий человечества.

Система космической защиты Земли

Мы увидели, что угроза космических столкновений реальна. Открытыми остаются лишь вопросы, когда и какой разрушительной силы. Мы также знаем, что человечество создало средства, способные предотвратить такие столкновения.

Однако все это следует рассматривать лишь как принципиальные возможности. Если действительно завтра выяснится, что на угрожающем курсе к Земле приближается какой-либо опасный объект, то наиболее вероятным будет исход, неутешительный для ее обитателей. Мы не сможем использовать наши потенциальные возможности защиты. Для обеспечения космической защиты мы должны создать весьма сложную техническую систему, работа которой должна основываться и поддерживаться комплексом научных и технологических подсистем. По своему назначению она будет служить защите интересов всех народов и поэтому изначально должна строиться на международной основе.

Структурно система космической защиты Земли будет включать в себя три подсистемы, обеспечивающие

- наблюдение, анализ и слежение за ОКО, в том числе после воздействия;
- необходимое воздействие на ОКО;
- доставку средств воздействия.

Каждая из этих подсистем должна обладать громадным арсеналом средств. Так, подсистема наблюдений должна своевременно выявить все опасные объекты, обеспечить надежное слежение за ними. Для выполнения этой функции она должна включать наземные средства наблюдения – телескопы и радары, а в будущем – и средства космического базирования. Помимо данных об орбитах ОКО и их движении, необходимы также данные о размерах ОКО, форме, вращении, свойствах слагающих их веществ. Вся эта информация должна будет сосредоточена в соответствующих базах данных и каталогах в специальном центре по накоплению и анализу информации. В этом же центре должны также развиваться и совершенствоваться астрофизические модели различных природных процессов и явлений, определяющих эволюцию ОКО, их строение и свойства.

Подсистема средств воздействия должна включать в себя арсенал различных устройств, достаточный для предотвращения всевозможных вариантов столкновений с ОКО и обеспечивающий различные режимы использования этих устройств. Наиболее эффективными на сегодня являются кинетические и ядерные устройства. Однако ценным может оказаться изучение и других возможностей.

Как и подсистема наблюдений, подсистема средств воздействий должна включать в себя интеллектуальный научно-технический центр, в функции которого входило бы:

- развитие и изучение физико-математических моделей протекания различных типов катастрофических столкновений с Землей;

- развитие физико-математических моделей для явлений, которые будут использоваться при воздействии на ОКО;
- развитие средств воздействия и режимов их применения;
- выбор и обеспечение оптимальных режимов воздействия на ОКО;
- планирование и проведение прямых исследований ОКО, включая натурные эксперименты на них.

Часть исходных данных, а именно, о свойствах и параметрах ОКО, берется из подсистемы наблюдений, другая часть – о физических процессах и явлениях, существенных для воздействия, накапливается непосредственно в подсистеме воздействия. На основе совокупности этих данных должны быть изучены различные сценарии воздействия на объект, представляющий реальную угрозу. По результатам анализа этих сценариев будет выбран наиболее эффективный режим применения средств воздействия.

Подсистема доставки средств воздействия представляет собой многокомпонентный ракетно-космический комплекс, надежно обеспечивающий перехват ОКО. Он должен включать:

- мощную ракету-носитель, способную стартовать из различных точек планеты и обеспечивать выведение космического перехватчика совместно с разгонным блоком на низкую околоземную орбиту;
- разгонный блок, обеспечивающий выведение космического перехватчика с требуемой точностью на заданную траекторию полета к ОКО;
- высокоточный космический перехватчик, обеспечивающий доставку ядерного или любого другого эффективного средства воздействия к заданной точке ОКО;
- системы научного и технологического обеспечения комплекса.

При совместном функционировании в космосе космический перехватчик и разгонный блок образуют орбитальный ударный модуль. Эта сложнейшая система потребует для оптимизации режимов работы и координации ее составляющих высокой степени интеллектуального и технического обеспечения. Очевидно, что при дальнейшем развитии ракетно-космических технологий могут быть найдены иные пути организации подсистемы доставки.

Система защиты Земли от столкновений с опасными космическими объектами будет служить всему человечеству. Сегодня мы располагаем только принципиальными возможностями для ее создания, прототипами отдельных компонентов. Будущая система должна создаваться совместными усилиями объединенных наций, в их интересах. Для организации и координации работ должен быть учрежден международный центр. Все страны должны принять в этой работе посильное участие – материальное, интеллектуальное, техническое. Все участники должны иметь равные права доступа ко всем компонентам этой системы.

Как будет работать система защиты Земли?

Представим себе, что астрономы обнаружили астероид, который через три года столкнется с Землей. В соответствии с общей программой защиты Земли в ход включаются все средства подсистемы наблюдений для уточнения параметров его орбиты, размеров и физических характеристик. На основе этих данных выбираются оптимальные средства и режим воздействия на

угрожающий астероид. Например, в случае ядерных средств – мощность заряда, способ подрыва. Выбираются средства доставки, оптимизируется режим доставки.

За полтора года до предполагаемого столкновения с Землей с одного из космодромов стартует самая мощная ракета-носитель «Энергия», которая выводит за пределы земного притяжения орбитальный ударный модуль массой около 100 т. После уточнения положения комплекса в пространстве по космическим ориентирам – звездам – разгонный блок уносит космический перехватчик массой до 20 т по направлению к приближающемуся к Земле опасному астероиду. Через год перехватчик оказывается на расстоянии нескольких тысяч километров от него. Начинается самонаведение его на цель. При сближении производится до десятка коррекций движения с помощью двигателей управления. После последней перехватчик выходит на боевой курс и обеспечивает взрыв ядерного взрывного устройства большой мощности на заданном расстоянии от поверхности астероида.

Поток рентгеновского и нейтронного излучения прогревает поверхность астероида, испаряя тонкий слой вещества. В результате разлета этого вещества создается импульс, который изменяет скорость астероида на несколько метров в секунду. Это небольшое изменение скорости астероида за два-три оставшихся месяца обеспечивает такое изменение его траектории, которое позволит избежать столкновения.

А если предупреждение о небольшом астероиде диаметром около 100 м поступает менее, чем за год до столкновения? В напряженную слаженную работу включаются все подсистемы для выбора средств воздействия и доставки. В сжатые сроки готовится и осуществляется экстренный пуск. За две-три недели до предполагаемого столкновения с Землей космический перехватчик оказывается вблизи опасного тела. После проведения коррекций и сближения осуществляется контактный взрыв ядерного заряда в несколько десятков мегатонн. По астероиду распространяется сильная ударная волна, которая дробит его на фрагменты размером в несколько метров и менее, которые начинают разлетаться со скоростями порядка метра в секунду. В то же время радиоактивные пары заряда и небольшая часть массы астероида (порядка сотни тонн) с навешенной радиоактивностью уносятся в космическое пространство со скоростью около 100 км/с. Ко времени сближения с Землей они рассеются по большой области окружающего пространства. Лишь незначительная часть их попадет в атмосферу Земли, оказывая пренебрежимо малое радиационное воздействие. Напротив, заметная часть фрагментов астероида может достигнуть атмосферы Земли. Однако размеры их будут настолько малы, что они сгорят в верхних слоях атмосферы, а площадь, на которой произойдет столкновение фрагментов астероида с атмосферой, столь велика, что их суммарный эффект не окажет воздействия на поверхность Земли. Жители Земли увидят феерическую картину звездопада, который уже не будет представлять опасности.

Организаторы и спонсоры

В круг вопросов, относящихся к проблеме защиты Земли от опасных космических объектов, попадают и такие, в которых опыт российских ракетных и ядерных центров может быть весьма полезным. К ним относятся вопросы:

- опасности столкновений;
- прямых экспериментальных исследований астероидов и комет;

- физики воздействия на опасные тела;
- создания и применения средств воздействия, включая кинетические снаряды и ядерные взрывные устройства;
- разработки и применения ракетно-технических средств доставки и нацеливания.

Традиционным является повышенный интерес к проблеме опасных космических столкновений и защиты от них в российских академических научных центрах и вузах, в научных и технических кругах. Многочисленные публикации новых научных данных об угрозе космических столкновений и космическая бомбардировка Юпитера фрагментами кометы Шумейкеров–Леви 9 также усилили интерес широкой общественности.

В этих условиях Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики (РФЯЦ – ВНИИТФ) и Государственный ракетный центр – Конструкторское бюро машиностроения им. академика В. П. Макеева (ГРЦ – КБМ) взяли за организацию международной конференции по «Проблемам защиты Земли от опасных космических объектов (SPE-94)». Партнеров связывала не только их географическая близость (оба центра расположены на восточных склонах Южного Урала примерно в 150 км друг от друга, но и традиционное сотрудничество в решении важнейших оборонных задач. Опыт этого сотрудничества может оказаться благоприятным и при решении проблем космической защиты Земли. Местом проведения конференции был выбран г. Снежинск – место расположения РФЯЦ – ВНИИТФ.

Оргкомитет конференции включал ученых РФЯЦ – ВНИИТФ, ГРЦ – КБМ, других научных центров России, США.

Сопредседатели:

проф. В. З. Нечай

проф. И. И. Величко

Члены оргкомитета:

академик А. С. Алексеев

проф. Т. Герелз

проф. А. В. Забродин

академик РАН И. Р. Казначеев

проф. В. Ф. Куропатенко

доктор Г. Кэнэван

чл.-корр. Б. В. Литвинов

академик А. Ф. Сидоров

проф. В. А. Симоненко

проф. И. Д. Софронов

проф. Н. Ф. Тамбуров

академик В. Е. Фортов

Директор РФЯЦ – ВНИИТФ;

Генеральный конструктор ГРЦ – КБМ;

Директор ВЦ Сибирского отделения РАН;

Руководитель лаборатории исследования Луны и планет Аризонского университета(США);

Зам. директора института прикладной математики РАН;

Директор института клинической экспериментальной медицины;

Начальник математического отделения РФЯЦ – ВНИИТФ;

Лос-Аламосская национальная лаборатория(США);

Главный конструктор РФЯЦ – ВНИИТФ;

Директор института математики и механики УрО РАН;

Начальник теоретического отделения РФЯЦ – ВНИИТФ;

Начальник математического отделения РФЯЦ – ВНИИЭФ;

Зам. Генерального конструктора ГРЦ – КБМ;

Директор ИВТ РАН, Председатель Российского фонда фундаментальных исследований.

Отрадно сознавать, что конференция получила необходимую поддержку российских научных и федеральных уральских региональных структур, новых деловых кругов.

Спонсорами конференции выступили:

- Российский фонд Фундаментальных исследований;
- Администрация Челябинской области;
- Администрация Свердловской области;
- Администрация города Снежинска;
- Акционерное общество «Эгида» (г. Екатеринбург).

Что обсуждалось на конференции?

В задачи конференции входило:

- выявить уровень соответствующих исследований, проводимых в России и в странах СНГ;
- способствовать сопоставлению отечественных работ с передовыми исследованиями западных специалистов;
- способствовать организации отечественного и международного сотрудничества в интересах поиска решений этой глобальной проблемы;
- выработать программу научно-технических исследований, результаты которых можно было бы положить в основу Российской и международных программ создания системы космической защиты Земли.

Работа конференции проходила в виде пленарных и секционных заседаний, на сессиях стендовых докладов, в рабочих группах по подготовке итоговых документов, в организованных и стихийно возникающих дискуссиях. Заседания секций проводились параллельно в двух залах.

Основной направленностью конференции было обсуждение научных и технических проблем космической защиты Земли. Впервые в таком форуме широко участвовали ученые и специалисты ракетных и ядерных центров России. Организаторы конференции для полноты освещения проблем включили также в программу ряд обзорных докладов: по результатам наблюдений и исследованиям ОКО профессора Т. Герелза (Аризонский университет), по современным и перспективным средствам и способам детектирования доктора Д. Моррисона (НАСА), а также его доклад по оценкам риска и прогнозам опасных столкновений, по возможностям обнаружения ОКО доктора А. М. Микиши (Институт Астрономии РАН) и доктора Дж. Хилза (Лос-Аламосская национальная лаборатория).

Концептуальные проблемы создания системы космической защиты Земли были обсуждены в докладе профессора И. И. Величко (РГРЦ – КБМ им. академика В. П. Макеева) и др. сотрудников РГРЦ – КБМ, а также в докладе члена-корреспондента РАН Б. В. Литвинова (РФЯЦ – ВНИИТФ). Обзор возможных средств и различных сценариев организации воздействия был представлен профессором Л. Вудом (Ливерморская национальная лаборатория). Возможности создания космических летательных аппаратов для перехвата ОКО были рассмотрены в докладе сотрудников НПО им. С. А. Лавочкина, представленном А. В. Зайцевым. Возможности применения пилотируемых космических аппаратов и деятельности космонавтов в исследовании опасных космических объектов обсуждались С. В. Кричевским (Центр подготовки космонавтов им. Ю. А. Гагарина).

Свое видение главных направлений в исследованиях космической опасности и в создании системы защиты Земли от ОКО представил почетный директор Ливерморской национальной

лаборатории, старейший ядерщик США – профессор Эдвард Теллер. Поддерживая необходимость расширения наблюдений и накопления информации об опасных объектах, он подчеркнул важность использования достигнутого ослабления напряженности между Востоком и Западом для международной кооперации с целью разработки средств предотвращения катастрофических столкновений. Он особо выделил необходимость проведения прямых экспериментальных исследований воздействия ядерных взрывов на астероиды для получения достоверных данных о воздействии с целью калибровки теорий, которые будут использоваться в случае реальных угроз. Профессор Э. Теллер подчеркнул преувеличенность страха радиационного влияния таких экспериментов на Землю. Однако, отметил он, что с этими опасениями необходимо считаться. Поэтому нужна уверенность, что любых вредных последствий для Земли удастся избежать. Например, по его мнению, можно доказать, что радиоактивность от предлагаемого экспериментального взрыва не превысит (на Земле) одной десятой от естественного фона, т. е. составит практически неощутимую величину. Вопрос о прямых ядерных экспериментах вызвал бурные обсуждения при последующих дискуссиях и, особенно, на заключительном заседании конференции.

Отдельная секция была посвящена механизмам протекания столкновений с Землей, их последствиям и свидетельствам столкновений на Земле и других планетах в прошлом. Вопросы современной космогенной бомбардировки были рассмотрены в докладе профессора Б. С. Зейлика (Казахстанская экспедиция «Казнедра») и доктора В. Е. Петренко (ВЦ СО РАН, Новосибирск). Обзор кратерообразования при взрывном взаимодействии был сделан академиком В. М. Титовым (Институт гидродинамики СО РАН). Современные данные о минувших космогенных катастрофах на Земле были представлены в докладах доктора Ю. С. Худякова (Институт археологии и этнографии СО РАН) и доктора Э. П. Изоха (Институт геологии, геофизики и минералогии СО РАН). Широкий спектр вопросов ударного воздействия, кратерообразования, возникновения цунами при космогенных столкновениях, математического моделирования этих явлений был представлен в стендовых докладах этой секции.

На секции «Воздействие на ОКО» обсуждались механизмы воздействия, возможности кинетических и ядерных взрывных средств, реакция астероидов на воздействие. Обзор механизмов ядерного взрывного воздействия был представлен в докладе профессора В. А. Симоненко и др. (РФЯЦ – ВНИИТФ). Предельные возможности использования ядерных взрывных систем были раскрыты в докладе к. ф.-м. н. В. И. Данова (РФЯЦ – ВНИИЭФ). Вопросам математического моделирования воздействия был посвящен обзорный доклад профессора В. Ф. Куропатенко (РФЯЦ – ВНИИТФ) и многочисленные стендовые доклады. Возможности использования баллистических систем для противоастероидной защиты обсуждались в докладе к. ф.-м. н. П. В. Крюкова (ЦНИИ Машиностроения). Возможная картина реакции хондритных астероидов на мощное импульсное воздействие была представлена в докладе доктора Дж. Солема (Лос-Аламосская национальная лаборатория). Использование сублиминационного эффекта для увода с орбиты спящих кометных ядер обсуждались в докладе Е. П. Дмитриева (КБ «Салют»). Многочисленные научные и технические аспекты этих проблем рассматривались более, чем в двадцати стендовых докладах.

На секции «Доставки средств воздействия и исследований ОКО» обсуждались возможности современных и перспективных ракетных систем доставки, вопросы космической навигации,

выбора оптимальных траекторий перехвата, наведения и сближения (доклады доктора Н. А. Обухова и др. из РГРЦ – КБМ им. академика В. П. Макеева; к.ф.-м. н. В. Н. Рудина и др. из того же центра; академика РАН Н. А. Семихатова из НПО автоматики, г. Екатеринбург; В. М. Ковтуненко, А. В. Зайцева и др. из НПО им. С. А. Лавочкина; С. И. Кумакова и В. С. Пацко из ИММ УрО РАН, г. Екатеринбург). Многие аспекты динамики и оптимизации доставки, математического моделирования перехвата, обеспечения полетов и др. были освещены в стендовых докладах секции.

Специальная секция была посвящена вопросам экологии ближнего космоса и Тунгусского явления 1908 г. (председатель – академик РАМН В. Н. Васильев). Была представлена серия докладов по исследованию и моделированию отдельных этапов развития Тунгусского явления (доклады И. К. Конкашбаева – ТРИНИТИ; профессора А. М. Гришина – Томский государственный университет и др.), уделено пристальное внимание далеким последствиям этого важнейшего современного свидетельства катастрофических космических столкновений с нашей планетой.

Особое внимание было уделено столкновению фрагментов кометы Шумейкеров–Леви 9 с Юпитером в июле 1994 г. (доклады доктора Д. Моррисона – НАСА, доктора Л. Фридмана – Американское планетарное общество; группы ученых из московских научных центров во главе с академиком В. Е. Фортовым, представленный Б. А. Клумовым – институт геодинимики РАН). Более детально эти вопросы обсуждались на секции, посвященной взаимодействию ОКО с атмосферами планет. Была представлена серия докладов по исследованию и математическому моделированию различных режимов взаимодействия: профессора В. П. Стулова из Института механики МГУ; к.т.н. Н.Н. Тихонова из РГРЦ – КБМ им. академика В. П. Макеева; доктора Б. П. Крюкова – Институт человека и экологии планеты и др.

На отдельной секции обсуждались вопросы влияния катастрофических столкновений на ионосферу и магнитное поле Земли. Ионосферные явления обсуждались в теоретических и экспериментальных докладах профессора Г. И. Дудниковой и др. (Институт вычислительных технологий СО РАН), к.ф.-м. н. Ю. П. Захарова и др. (Институт лазерной физики СО РАН), С. А. Никитина и А. Г. Понамаренко (Институт вычислительных технологий СО РАН). Возможное воздействие глобальных столкновений на магнитное динамо Земли обсуждалось в докладе доктора А. Д. Зубова и профессора В. А. Симоненко (РФЯЦ – ВНИИТФ).

Вопросы экспериментальных и расчетно-теоретических исследований высокоинтенсивных столкновительных и ударно-волновых процессов были также выделены в отдельную секцию. На ней обсуждались современные возможности экспериментального моделирования высокоскоростного удара (доклады доктора И. В. Симонова – Институт проблем механики РАН, профессора Л. А. Мержиевского – Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, члена-корреспондента РАН Ю. Н. Вершинина – Институт электрофизики УрО РАН и др.), результаты экспериментальных исследований поведения представителей горных пород, из которых предположительно состоят астероиды, при ударно-волновом нагружении (доклады Е. А. Козлова и др. – РФЯЦ – ВНИИТФ).

Заключительные пленарные доклады были посвящены перспективным направлениям работ. Вопросы прямых экспериментальных исследований с посылкой космических экспедиций на астероиды обсуждались в докладах академика С. С. Григоряна (Институт механики МГУ), профессора В. А. Симоненко (РФЯЦ – ВНИИТФ). Перспективные ядерные двигательные установки были представлены к. ф.-м. н. С. Н. Мариным в совместном докладе ГНЦ «Физико-энергетический

институт» и НПО «Энергия». Перспективы программы наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории были представлены В. В. Румянцевым. Выбор оптимальных траекторий перехвата был освещен к. т. н. Н. И. Казновским (ЦНИИ машиностроения). В. В. Синявский представил коллективный доклад РКК «Энергия» об облике перспективной электроракетной транспортной системы для доставки массивных средств воздействия.

Заключительный доклад на конференции группы специалистов, представленный А. А. Расновским из НИИ тепловых процессов, был посвящен перспективам использования космонавтики и ближнего космоса для решения глобальных проблем энергетики и экологии. Уникальную для человечества возможность их решения, по-видимому, дает использование материальных и энергетических ресурсов ближнего космоса. Грандиозные экологически благоприятные энергетические возможности предоставляет прямое использование энергии солнечного излучения, источниками ценнейших материальных ресурсов в космосе являются астероиды и погасшие кометы.

В кратком изложении трудно перечислить даже основные результаты, которые составляют сегодня научные и технические основы работ по созданию системы космической защиты Земли.

Дневник конференции

Конференция проходила 26–30 сентября 1994 г. Интерес к ней превзошел все ожидания ее организаторов. В работе форума приняли участие более 200 ученых и специалистов из академических институтов, ракетных центров и отраслевых космических организаций, из российских федеральных ядерных центров. Участвовали ученые Белоруссии, Казахстана, Украины. Дальнее зарубежье было представлено группой специалистов из США, состоящей из ученых Лос-Аламосской и Ливерморской национальных лабораторий во главе патриархом американских ядерных программ профессором Эдвардом Теллером, представителей НАСА, американского планетарного общества и университетов США.

Участники и гости конференции стали прибывать в воскресенье 25 сентября, а нетерпеливые – еще раньше. Город удален от Екатеринбурга и Челябинска, поэтому организаторы конференции постарались встретить каждого гостя еще в аэропортах и на вокзалах. Городской гостиницы явно не хватало: при проектировании Снежинска не предполагалось, что в нем будут проводиться такие большие форумы. Поэтому руководство института приняло решение о размещении гостей в профилактории.

Конференция начала свою работу утром 26 сентября. Ее открыл директор РФЯЦ –ВНИИТФ профессор В. З. Нечай, обозначив в своем вступительном слове главные направления работы и задачи конференции. С приветствием к участникам обратился глава администрации Челябинской области В. П. Соловьев. Началась увлекательная и напряженная работа, которая длилась пять дней и вечеров. Обсуждения и дискуссии велись повсеместно. Этому способствовала атмосфера, которую постарались создать организаторы конференции. В первый день работы в гостинице «Снежинка» состоялся вечер знакомства всех участников, на котором были представлены делегации различных научных центров, городов, стран, отмечены их научные интересы, что способствовало установлению деловых контактов, дружеских отношений.

27 и 28 сентября работа конференции велась в виде заседаний параллельных секций, которые сопровождались сессиями стендовых докладов. Были проведены дискуссии круглого стола по Тунгусскому явлению. Активно работали группы по подготовке итоговых документов конференции.

В четвертый день конференции – 29 сентября – заседаний не было. Он был посвящен экскурсиям, знакомству участников конференции с окрестностями города. Группе участников была предоставлена прекрасная возможность посетить Государственный ракетный центр – КБМ им. академика В. П. Макеева, расположенный на склонах знаменитого Ильменского хребта. Ракетчики радушно приняли гостей, рассказали о своих новых разработках, которые могут оказаться перспективными для будущей космической защиты Земли. Новые системы будут позволять осуществлять запуск ракет без громоздких стартовых комплексов, с поверхности океана или с самолета. Гостям были показаны уникальные экспериментальные установки: вертикальные и горизонтальные гидродинамические трубы, вакуумный динамический стенд высотой около ста метров, предназначенный для отработки разделения ступеней ракет.

Другая группа участников конференции посетила музей ядерного оружия ВНИИТФ, познакомилась с малоизвестными страницами истории института, узнали о его достижениях. Была организована экскурсия на живописный полуостров между озерами Сунгуль и Силач, где в 1947–1953 гг. располагалась «Лаборатория Б», занимавшаяся радиационной генетикой еще в те годы, когда генетика в Советском Союзе была провозглашена лженаукой. Это направление исследований возглавлял видный российский ученый Н. В. Тимофеев-Ресовский. Именно здесь в 1955 г. в бывших зданиях этой лаборатории был организован ВНИИТФ.

В завершающий день работы конференции – 30 сентября были заслушаны пленарные доклады по перспективным направлениям. А после обеда состоялось бурное обсуждение итоговых документов конференции. Накал дискуссий напоминал настоящее сражение мнений, в котором проявились прекрасные борцовские качества наших американских гостей Э. Теллера и Т. Герелза. Добрая воля участников дискуссии и умелое ведение ее Б. В. Литвиновым в немалой степени способствовали нахождению компромиссного решения. Результатом этих обсуждений и кропотливого труда рабочих групп явились итоговые документы, которые приводятся в приложении.

Город, общественность, ученые

Город Снежинск – место проведения конференции – более известен как Челябинск-70. Впервые этот закрытый город, факт существования которого более 30 лет являлся государственной тайной, принимал на своей территории столь широкий круг представителей научного мира России, ближнего и дальнего зарубежья. Отсюда и тот повышенный интерес, который был проявлен к конференции учеными и специалистами.

Каким же увидели Снежинск наши гости?

Расположенный на берегу прекрасного озера Синара, окруженный уральской тайгой, Снежинск, как убеждены его жители, ни в чем не уступит живописнейшим местам нашей планеты. Перводанная красота уральской тайги, кристальная чистота вод озера, тишина, разлитая в прозрачном воздухе – все наполняло этот уголок Южного Урала неповторимым очарованием теплой золотой осени.

Первый камень в фундамент города был заложен в год образования ВНИИТФ. «Город, которого нет на карте», по российским меркам не так уж и мал – в нем проживает около 40 тысяч жителей. То, что подавляющее большинство горожан так или иначе связано с ВНИИ Технической физики, обуславливает высокий образовательный и культурный уровень его жителей. Переживающий трудности, общие для всей страны, и особые, характерные для закрытых городов, Снежинск выгодно отличается от своих «братьев по оружию», оставляя ощущение безопасности и комфорта. Солнечная погода, царившая здесь в сентябре, подчеркивала спокойную прелесть чистого и ухоженного города, украшенного разноцветьем осенних красок.

Конференция вызвала живой интерес не только специалистов, но и всех горожан.

Городские теле- и радио- компании подробно освещали каждый день работы конференции, передавая наиболее интересные выступления ее участников, многочисленные интервью с российскими и зарубежными гостями.

Организаторы конференции не только обеспечили полное выполнение насыщенной программы работы участников форума, но и позаботились об их отдыхе, сумели создать теплую, дружескую атмосферу пребывания гостей в Снежинске. После жарких научных дискуссий желающие могли насладиться музыкой на концертах, подготовленных преподавателями и учащимися музыкальной школы или посетить художественные выставки.

Не остались в долгу и гости. Еще до открытия конференции 24 сентября профессор Аризонского университета Т. Герелз прочитал лекцию для школьников, студентов и общественности «Астероиды и кометы – их красота и опасность». Она вызвала такой интерес, что длилась вдвое дольше отведенного на нее времени. Вопросы и обсуждения продолжались на улице и в гостинице еще, по крайней мере, столько же. Через неделю профессор Герелз прочел вторую лекцию «В поисках единого взгляда на мир». Встречи его с молодежью продолжались и в последующий воскресный день.

Прекрасные результаты по исследованию Луны, полученные американскими учеными во время недавно завершившейся космической миссии «Клементина», были представлены профессором Л. Вудом из Ливерморской Лаборатории в телевизионной лекции для жителей города. Было выражено взаимное желание ученых Ливермора и Снежинска продолжить эту работу совместно как по дальнейшей обработке данных, полученных в миссии «Клементина», так и организации будущих космических экспериментов.

Без преувеличения можно сказать, что в эти дни в космическую тематику включился весь город. Доктор Луи Фридман, секретарь Американского планетарного общества встретился с учениками школы юных техников и, высоко оценив показанные ему работы, предложил молодым горожанам сотрудничество с отделением Американского планетарного общества в России.

Приезд в Снежинск отца американской водородной бомбы профессора Эдварда Теллера явился глубоко символическим событием. По его инициативе в 1952 году была создана Ливерморская лаборатория, как второй оружейный ядерный центр Соединенных Штатов. Ядерный центр в Челябинске-70 был создан в 1955 году как ответ на этот шаг. Разделенные железным занавесом в условиях гонки ядерных вооружений, ученые и инженеры этих двух центров отдавали свой труд, идеи и силы совершенствованию ядерных потенциалов своих стран. Теперь ясно, что одним из главных результатов этой гонки явилось понимание абсурдности военного применения ядерного оружия. Человечество выбрало верный путь ядерного разоружения. На

этом пути российские и американские ученые находят много общих проблем, для решения которых они объединяют свои усилия. Ученые и инженеры Снежинска и Ливермора показали, что они являются достойными партнерами. И поэтому естественным является объединение усилий российских и американских ученых в решении более сложной глобальной проблемы – создании системы космической защиты Земли.

Участие профессора Теллера и его коллег из американских ядерных лабораторий в конференции в Снежинске является новой вехой, знаменующей начало эры сотрудничества ученых-ядерщиков России и США над величайшей проблемой, которую природа поставила перед человечеством. Программа его пребывания была чрезвычайно насыщенной. Помимо работы по программе конференции профессор Э. Теллер неоднократно встречался с учеными и специалистами ВНИИТФ, с общественностью города. По его инициативе состоялся семинар по проблеме безопасности ядерной энергетики. На семинаре был представлен обзор соответствующих работ сотрудников института, а профессор Э. Теллер сделал сообщение о своем оригинальном проекте, открывающем новый подход к проблеме. Это направление также может иметь хорошую перспективу для сотрудничества ученых Ливермора и Снежинска.

Профессор Э. Теллер ознакомился с оригинальной экспериментальной установкой по исследованию турбулентных процессов и высоко оценил результаты этих исследований. Он также встретился с сотрудниками института и ответил на многочисленные, в том числе на «неудобные» и тяжелые, вопросы. Его убедительные доводы, четкие ответы, уверенность в разрешимости сложнейших проблем нашей цивилизации – энергетических, экологических, космической защиты Земли, – увлекли аудиторию. Ученые института познакомили американских коллег с оригинальными результатами по исследованию свойств веществ с помощью кумулятивных явлений. Состоялось глубокое обсуждение, обмен мнениями о перспективных направлениях этих исследований.

Следуя высоким принципам обучения молодого поколения профессор Э. Теллер нашел время для встречи со школьниками и студентами, ответил на их многочисленные вопросы. Только недостаток времени вынудил организаторов прервать эту увлекательную встречу. Состоялись также многочисленные неформальные дискуссии.

Американские ученые преподнесли своим российским коллегам прекрасный урок внимательного отношения к подрастающему поколению.

Конференция стала большим событием в жизни Снежинска, позволив горожанам еще раз ощутить свою причастность к решению глобальных проблем современности.

Эпилог с продолжением

Солнечным утром 1 октября 1994 года, необычно теплым для этого времени года на Урале, участники конференции разъезжались по домам. Было немного грустно расставаться с друзьями и единомышленниками, но все сознавали главное – конференция удалась. Казалось, сама природа во многом способствовала ее успеху. Не только космическим фейерверком на Юпитере, но и прекрасной золотой осенью в этом живописном уголке Урала она как бы благословляла усилия участников в достижении поставленных ими благородных целей. Все понимали значимость проделанной работы и грандиозность стоящих задач. Предстоит еще многое – продолжить

конкретные исследования по разрозненным научным программам, составить скоординированные программы работ различных центров и исследовательских групп, составить и определить государственную программу работ и изыскать возможности ее финансирования, развивать международное партнерство, разработать международную программу действий и сотрудничества, разработать международные координирующие органы и создать целевые международные центры. Но опыт всех больших свершений показывает, что они состоят из многих посильных конкретных дел. Вот почему многие участники возвращались домой полные решимости сразу же продолжить начатое дело, хотя ни у кого не вызывало сомнений, что полное решение этих проблем по плечу только многим поколениям исследователей и инженеров, совместным усилиям всех стран и народов, объединенных общей целью – защиты земной цивилизации.

Сегодня эта задача только поставлена. Мы лишь в начале трудного пути, который человечество должно пройти до конца.

ЛИВЕРМОРСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ПЛАНЕТАРНОЙ ЗАЩИТЕ – ЧЕТВЕРТЬ ВЕКА!

Из воспоминаний участника Бориса Певницкого

Двадцать пять лет назад (с 22 по 26 мая 1995 года) в Ливерморской национальной лаборатории имени Лоуренса (США, Калифорния) состоялась одна из первых международных конференций, посвященных проблеме защиты нашей планеты от опасных космических объектов (ОКО), в работе которых принимали участие специалисты ядерных центров США и России (ранее СССР), включившиеся в исследования возможностей использования взрывных ядерных устройств для предотвращения опасных столкновений. Первой из них была конференция (workshop) в Туссоне, организованная по инициативе профессора Аризонского университета Томаса Гёрлза (Tom Gehrels) в январе 1993 года, вторая – в ядерном центре ВНИИТФ в Снежинске (Российская Федерация) 26–30 сентября 1994 года под названием «Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94)». Конференция в Ливерморе была третьей в этом ряду. Во всех этих конференциях принимал активное участие Эдвард Теллер, которого в широкой прессе принято называть отцом водородной бомбы, но сам он возражал против этого названия, подчеркивая вклад многих (по крайней мере в беседе со мной).



Визит Эдварда Теллера, Лоуэлла Вуда и их коллег в закрытый город Снежинск (к тому времени получивший статус закрытого административно-территориального образования) и в федеральный ядерный центр ВНИИТФ (рис. 1) был, конечно, незаурядным событием после долгих лет полного отсутствия контактов между специалистами ядерных оружейных лабораторий СССР и США.

И в этом, как и в организации конференции 1994 года, безусловно, огромная заслуга профессора Вадима Александровича Симоненко, заместителя научного руководителя ВНИИТФ (рис. 2).

В конце 1980-х годов Вадим Александрович в инициативном порядке стал рассматривать проблемы использования ядерных взрывов для предотвращения столкновений с опасными космическими объектами. Для борьбы с ОКО размерами 100 метров и более рассматривались два сценария: изменение их траекторий и фрагментирование ядерным взрывом на отдельные части. Предварительные результаты исследований докладывались

Рис.1. Эдвард Теллер в Музее ядерного оружия
РФЯЦ – ВНИИТФ

в 1992 году на Забабахинских научных чтениях с участием иностранных ученых, а в 1994 и в 1996 годах в Снежинске состоялись уже международные конференции по этой проблеме.

Эдвард Теллер (1908, Будапешт, Австро-Венгрия – 2003, Стэнфорд, США) – американский ученый, физик-теоретик, внесший значительный вклад в ядерную и молекулярную физику, спектроскопию и физику поверхности.

В 1926 году он уехал в Германию и поступил в Высшую техническую школу в Карлсруэ, где изучал инженерную химию; в 1928 году увлекся квантовой механикой и переехал в Мюнхен. В 1930 году в Лейпцигском университете получил степень доктора философии по теоретической физике; его диссертация, выполненная под руководством Вернера Гейзенберга, была посвящена одному из первых точных квантовомеханических описаний молекулярного иона водорода. В том же году Теллер познакомился с русскими физиками Георгием Гамовым и Львом Ландау.

В 1933 году с помощью Международного комитета спасения Теллер покинул нацистскую Германию. Некоторое время он работал в Англии, затем около года – в Копенгагене под началом Нильса Бора. В 1935 году по приглашению Гамова, который незадолго до этого занял должность заведующего кафедрой физики в Университете Джорджа Вашингтона, Теллер переехал в США и стал профессором. На этой должности (до открытия ядерного деления в 1939 году) он вместе с Гамовым занимался квантовой, молекулярной и ядерной теоретической физикой.

В 1941 году, после получения американского гражданства, его интерес обратился к способам использования атомной энергии – как ядерной, так и термоядерной. Со вступлением США во Вторую мировую войну Эдвард Теллер вошел в состав исследовательской группы по созданию атомной бомбы и был одним из первых сотрудников Манхэттенского проекта.

В 1962 году Эдвард Теллер был удостоен премии Энрико Ферми «за вклад в химическую и ядерную физику, за руководство исследованиями в области термоядерного синтеза и за усилия по укреплению национальной безопасности».

В свои последние годы Теллер стал известен в качестве защитника дискуссионных технологических проектов по решению как военных, так и мирных задач, в том числе он выступал в поддержку создания искусственной гавани на Аляске с помощью термоядерного оружия (проект «Колесница»).

Интересны и познавательны (а для специалистов – и поучительны) основанные на личном многолетнем общении воспоминания и суждения об Эдварде Теллере профессора В. А. Симоненко, опубликованные в 2008 году (к столетию со дня рождения американского ученого) в «Российской газете»:

«...С его именем не без оснований связывают начало создания термоядерного оружия. Но когда его называли отцом водородной бомбы, он уклонялся от утвердительного ответа на



Рис. 2. Профессор В. А. Симоненко.
РФЯЦ – ВНИИТФ им. академика
Е. И. Забахина

прямой вопрос. Тому были основания, и он их знал лучше других. Свой вклад в формирование термоядерных идей внесли Энрико Ферми, Клаус Фукс, Джон фон Нейман, Станислав Улам. Этот ряд можно продолжить именами и с нашей стороны: В. Л. Гинзбург, А. Д. Сахаров, Д. А. Франк-Каменецкий, Я. Б. Зельдович. Однако влияние Теллера было действительно громадным – ему принадлежит ряд важных идей по физике протекания высокоинтенсивных ядерных процессов. Нельзя не отметить и то, что именно под его влиянием формировались весьма недешевые программы перевооружения в годы холодной войны – это и создание подводного флота, оснащенного ракетами с ядерными боеголовками, и позднее, программа СОИ, которую он же внушил президенту Рейгану.

Ганс Бёте как-то сказал о Теллере: “Девять из десяти его идей бесполезны. Он нуждался в сотрудниках с более взвешенными суждениями, даже если они менее одаренные, для того, чтобы отобрать десятую идею, которая часто была откровением гения”. Вслед за Бёте, с сомнением замечал и Ферми: “Не знаю, найдется ли хотя бы одна идея, на которой он мог бы сконцентрироваться”.

Но это всё, конечно, преувеличения и упрощения. Есть несколько, я бы сказал, суперидей, которым он был глубоко предан и настойчиво им служил».

Именно Эдвард Теллер (наряду с Дэвидом Моррисоном (рис. 3), Лоуэллом Вудом и руководством Министерства энергетики США) с американской стороны и Вадим Симоненко (и руководители Министерства РФ по атомной энергии) с российской стороны и были вдохновителями созыва в мае 1995 года в ядерной оружейной лаборатории в Ливерморе очередной представительной конференции.

В составе нашей делегации были и разработчики ракетно-космической техники (А. В. Зайцев, О. В. Папков), и физики-ядерщики (В. А. Симоненко, О. Н. Шубин, Д. В. Петров из ВНИИТФ, Снежинск; В. М. Данов, Б. В. Певницкий из ВНИИЭФ, Саров), и один из старейших разработчиков ядерного оружия СССР Аркадий Адамович Бриш, главный конструктор ВНИИА им. Н. Л. Духова, Москва (рис. 4).

Огромный интерес к мероприятию подогревало и эпохальное космическое событие, произошедшее менее чем за год до этого, в июле 1994 года – бомбардировка крупнейшей планеты Солнечной системы Юпитера кометой Шумейкеров–Леви 9 (D/1993F2). Этот случай стал первым наблюдавшимся столкновением двух небесных тел Солнечной системы.



Комета Шумейкеров–Леви 9 была разорвана гравитацией Юпитера на 21 крупный фрагмент габаритами до 2 км, осколки бомбардировали планету в период с 16 по 22 июля 1994 года со скоростью до 64 км/с, вызвав мощные возмущения в атмосфере планеты (рис. 5). Самый крупный осколок ударил 18 июля с невероятной силой взрыва, в тысячу раз превышающей суммарную мощность всего ядерного оружия на Земле.

Рис. 3. Дэвид Моррисон (David Morrison), астрофизик, США



Рис. 4. На групповой фотографии участников конференции в Ливерморе:

Эдвард Теллер – с посохом в первом ряду; А. А. Бриш – пятый слева в первом ряду; В. А. Симоненко – крайний справа в первом ряду; В. М. Данов – стоит рядом с кустом позади группы; Б. В. Певницкий – первый слева во втором ряду

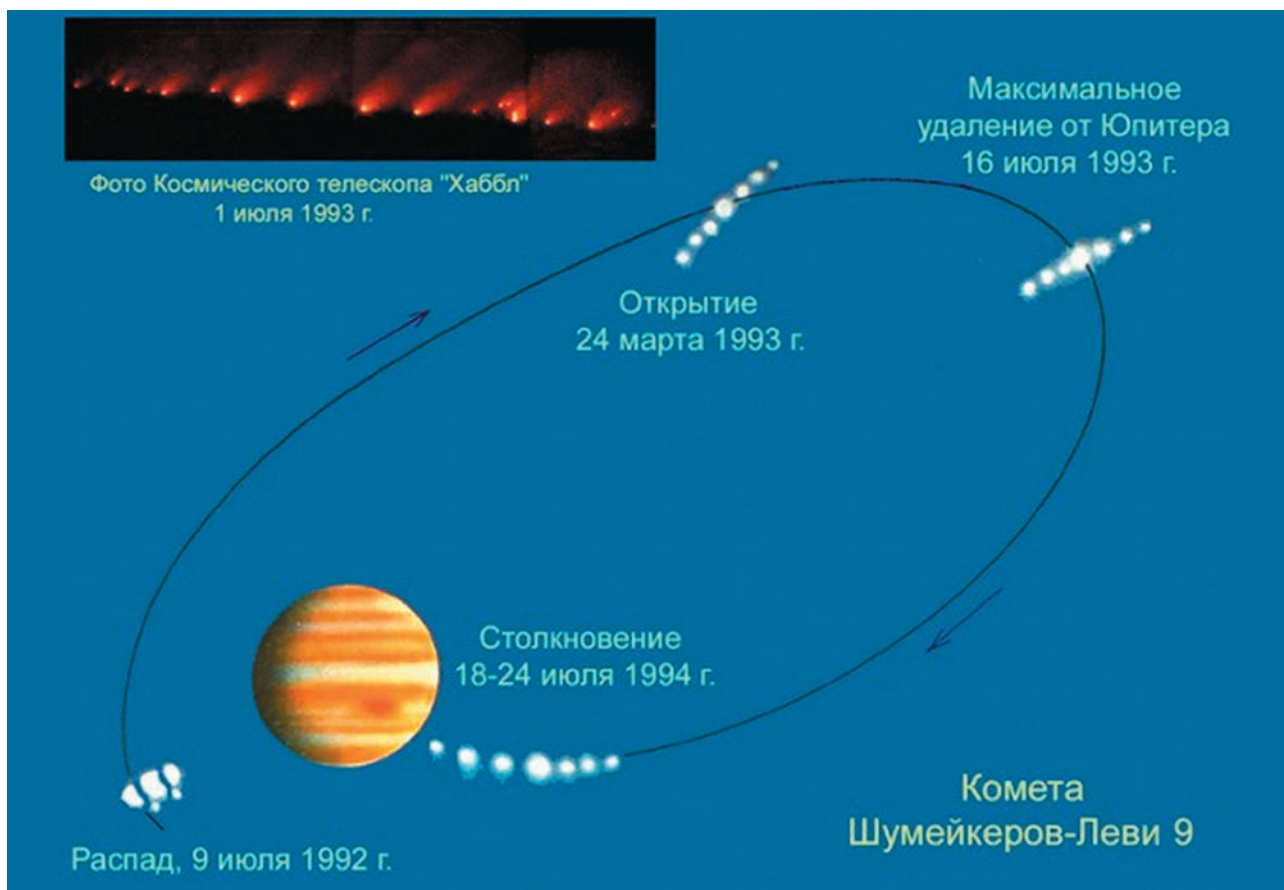
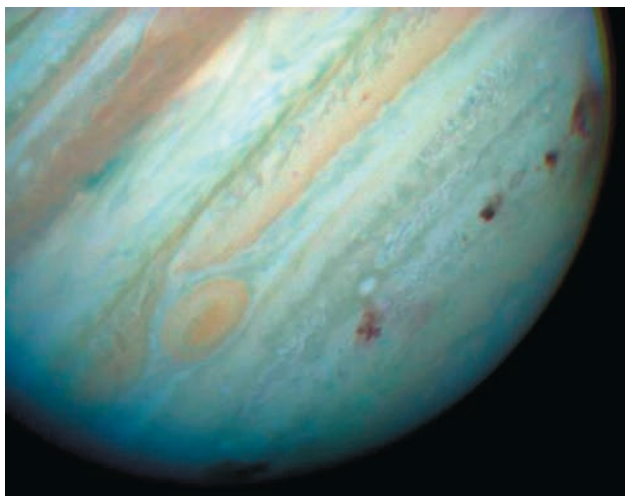


Рис. 5. Хроника космического события

Открытие кометы произошло 24 марта 1993 года в уже раздробленном состоянии. Астрономы изучали комету и готовились наблюдать за столкновением в режиме реального времени, моменты столкновения удалось заснять аппарату «Галилео».



За подобным явлением человек наблюдал впервые, столкнулась такая комета с Землей — и выживаемость земной цивилизации была бы под большим вопросом. Удар осколков оставил шрамы в атмосфере Юпитера, что отчетливо видно на снимках (рис. 6); позже следы столкновений исчезли благодаря планетным ветрам. Подобные столкновения на заре формирования Солнечной системы были частым явлением, но в наше время это большая редкость, и быть свидетелем такого явления можно раз во многие миллионы лет.

Рис. 6. Следы попадания осколков кометы

Вот как описывал один из моментов конференции 1995 года американский палеонтолог, профессор биологии и наук о Земле и космосе Питер Уорд в своей книге «Эволюция будущего» (Peter D. Ward «Future Evolution», W.H. Freeman Book, New York, 2001) (рис. 7):

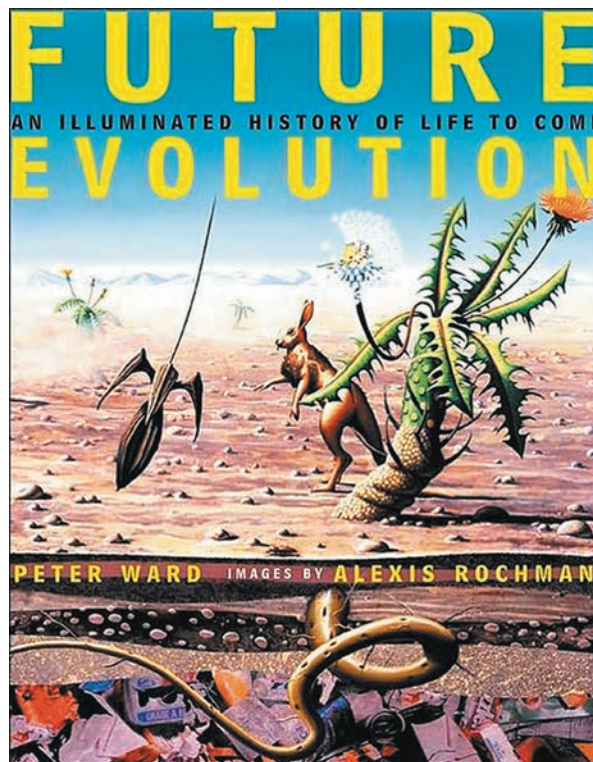
«23 мая 1995 года Борис Певницкий, ученый из Российского федерального ядерного центра, вышел на небольшой подиум в полной народа и душной комнате в Ливерморе, Калифорния. Его аудитория состояла из внимательно слушающей многонациональной группы людей средних лет: некоторые в лоснящихся костюмах от Нордстрёма, другие в более тусклых костюмах, которые можно приобрести в Москве, в ГУМе, третьи в военной форме Воздушных сил США. Сообщение доктора Певницкого было простым: он предложил, чтобы Соединенные Штаты и Россия совместно создали самую большую водородную бомбу из когда-либо задуманных, бомбу, которая высвобождает столько энергии, что ее взрыв где-нибудь на Земле сдул бы значительную часть атмосферы. Но доктор Певницкий заострил внимание именно на этом. Он не намеревался взорвать свою “супер-бомбу” где-нибудь вблизи Земли. Он намеревался использовать ее, чтобы уничтожить астероид в космосе.

В задней части комнаты невысокий худощавый человек с седеющими, но всё еще суровыми бровями явно наблюдал за этим с некоторым удовлетворением. Доктор Эдвард Теллер, изобретатель водородной бомбы, наверное, был рад услышать, что его великую мечту, мирное использование термоядерного оружия, наконец, обсуждает на открытом форуме международная группа американских, русских и китайских ядерных специалистов, астрономов и геологов, всего более 150 человек. Все они собрались в слегка обветшавшем центре для проведения конференций Ливерморской национальной лаборатории, чтобы обсудить одну проблему: защиту Земли от кометной или астероидной бомбардировки.

Встреча в Ливерморской национальной лаборатории была второй из таких встреч, проведенных в течение одного месяца в 1995 году. Первая, прошедшая в здании Организации Объединенных Наций в Нью-Йорке в конце апреля того года, посвящалась примерно той же самой теме, но была гораздо более теоретической и касалась скорее вероятности столкновения с астероидами, чем того, как от них защищаться. Количество мегатонн, необходимых, чтобы отклонить или уничтожить астероид, открыто не обсуждалось, но основная мысль была той же самой: наша планета, а с ней каждый вид, каждый индивидуум, вся большая работа человечества подвергается опасности со стороны стечения небесных обстоятельств.

Уровень этого риска остается наиважнейшим вопросом для нашего вида, поскольку многие ученые полагают, что самая большая угроза,

Рис. 7. Титульный лист книги «Эволюция будущего»



с которой мы столкнемся – это не какой-то там африканский вирус из жаркой страны, а миллиард или более комет и астероидов, орбиты которых пересекают или потенциально пересекают земную орбиту. Если комета Галлея (1P/Halley) или какой-то другой посланец небес такого же размера попадет в Землю, это вызовет полное уничтожение всей жизни на этой планете».

На пленарном заседании Эдвард Теллер выступил с докладом:

- Wood L., Hyde R., Ishikawa M., Teller E. Cosmic Bombardment V: Threat Object – Dispersing Approaches to Active Planetary Defence. Proceeding of the Planetary Defense Workshop. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, 22–26 May 1995, pp. 231–271.

С интересом и вниманием были восприняты аудиторией доклады членов российской делегации, в том числе:

- Shubin O. N., Nechai V. Z., Nogin V. N., Petrov D. V., Simonenko V. A. Nuclear Explosion Near Surface of Asteroids and Comets. Common Description of the Phenomenon. Proceeding of the Planetary Defense Workshop. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, 22–26 May 1995, pp. 383–396;

- Kovtunenkov V. M., Simonenko V. A., Rogovsky G. N., Papkov O. V., Bojor J. A., Zaitsev A. V., Kotin V. A., Feshin I. V., Maglinov I. D. Opportunity to Create the System For Space Protection of the Earth Against Asteroids and Comets on the Base of Modern Tecnology. Proceedings of the Planetary Defence Workshop. Lawrence Livermore National Laboratory. Livermore, California, 22–26 May 1995, pp. 453–463;

- Anisimov A. N., Danov V. M., Pevnitsky B. V. Means of Neutralizing Threat Cosmic Objects. Proceeding of the Planetary Defense Workshop Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, May 22–26, 1995, pp. 349–354.

Научные дискуссии продолжались и в кулуарах заседаний и были зачастую достаточно оживленными. Так, во время одного из перерывов на обед Дэвид Моррисон, увлекшись попыткой доказать автору абсолютную справедливость высказанного им в своем докладе утверждения (на мой взгляд, весьма спорного), отставил тарелку, сел в автомобиль и уехал в гостиницу за своими научными трудами. Возвратившись, он торжествующе развернул журнал и продемонстрировал некие графики и таблицы, вовсе не доказывающие справедливость его воззрений.

И вообще, большинство делегатов-американцев (исключая, разумеется, самого Теллера) вовсе не склонялись в 1995 году к мнению о необходимости для человечества немедленного развертывания широкомасштабных работ по созданию тех или иных систем защиты Земли от ОКО. По их мнению, ввиду ничтожной вероятности наступления катастрофического события, связанного с попаданием в нашу планету крупного астероида, с этой деятельностью можно было и подождать. А все силы следует бросить на создание и развитие средств наблюдения и каталогизацию действительно опасных астероидов и комет – в те годы деятельности в этой сфере было действительно непочатый край! А чем точнее наши знания о размерах и траекториях ОКО, тем больше времени на перехват цели и тем успешнее будущая миссия по отражению космической угрозы человеческой цивилизации.

В частных беседах некоторые американские ученые признавались, что отрицание их стороной необходимости немедленного развертывания международным сообществом работ по построению тех или иных систем защиты Земли объясняется негласным запретом властей на возможное при этом ускорение развития у России ракетно-ядерных технологий.



Рис. 8. Юбилейная медаль «40 лет Ливерморской национальной лаборатории»

Гостеприимные хозяева конференции предоставили гостям помимо комфортабельного размещения в отеле «Хилтон» в Плезантоне впечатляющие экскурсии в Сан-Франциско и его окрестности с проездом по знаменитым мостам Бэй-Бридж и «Золотые ворота», осмотр ливерморских виноградников с последующей дегустацией калифорнийских вин и даже посещение части территории закрытой ядерно-оружейной лаборатории с осмотром новейшей тогда лазерной установки «НОВА» и резиденции самого Эдварда Теллера. Хозяин принимал российскую делегацию в своем просторном кабинете, ему представили всех членов делегации с возможностью каждому рассказать о себе, о своей семье, работе и своих увлечениях. Был дан прекрасно сервированный завтрак с алкогольными напитками, в процессе которого Теллер поделился своими воспоминаниями, научными увлечениями и в заключение пожелал всем творческих успехов и вручил каждому из гостей подарки и сувениры, в том числе юбилейную серебряную медаль «40 лет ЛЛНЛ» (рис. 8) с портретами основателей лаборатории – Эрнеста Лоуренса и Эдварда Теллера.

На состоявшемся в «Хилтоне» официальном банкете в честь участников конференции при большом стечении журналистов, фото- и кинорепортеров с программной речью выступил Эдвард Теллер (тогда уже 87-летний), в очередной раз призвав международное сообщество к совместным решительным действиям по построению систем защиты нашей планеты и земной цивилизации от космических угроз. Прозвучали и выступления представителей делегаций всех стран-участников. Трансляция этого мероприятия в записи прошла по отдельным федеральным телеканалам США.

СПИСОК КОНФЕРЕНЦИЙ

1. Hazards due to comets and asteroids. January 4–9, 1993, Tucson, Arizona, USA.
2. Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94). 26–30 сентября 1994 года, г. Снежинск (Челябинск-70), Челябинская область, Россия.
3. Planetary Defense Workshop (An International Technical Meeting on Active Defense of Terrestrial Biosphere from Impact by Large Asteroids and Comets, Lawrence Livermore National Laboratory Research Drive Conference Center Livermore, California, May 22–26, 1995.
4. Космическая защита Земли (SPE-96). г. Снежинск (Челябинск-70), Челябинская область, Россия.
5. Космическая защита Земли (SPE-2000). г. Снежинск (Челябинск-70), Челябинская область, Россия, Евпатория.
6. Физика взрыва: теория, эксперимент, приложения. 18–21 сентября 2018, г. Новосибирск.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



ПЕТРОВ

Дмитрий Витальевич

Родился 27 февраля 1963 года. Начал свою трудовую деятельность в 1986 году после окончания Московского инженерно-физического института. Доктор физико-математических наук. Физик-теоретик, разработчик специзделий. Участник подготовки и проведения ядерных взрывов и неядерно-взрывных экспериментов. Непосредственно формировал научно-техническую стратегию развития ЯОК. Реализовал ряд крупных проектов по созданию исследовательских комплексов, радикально увеличивших объем получаемой в экспериментах информации, что позволило ликвидировать отставание от США. Автор и соавтор более 100 специальных научно-технических отчетов, автор 12 статей, опубликованных в российских и зарубежных изданиях. Награжден ведомственными знаками и государственными наградами.



ШУБИН

Олег Никандрович

Родился 14 февраля 1959 года. Доктор технических наук, старший научный сотрудник, первый заместитель генерального директора – директор Дирекции по ядерному оружейному комплексу, Государственная корпорация по атомной энергетике «Росатом».



СИМОНЕНКО

Вадим Александрович

Родился 08 ноября 1939 года. Доктор физико-математических наук, профессор, заместитель научного руководителя, Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е. И. Забабахина», Снежинск, Российская Федерация.



НОГИН
Владимир Николаевич

Родился 05 марта 1952 года. Окончил МИФИ в 1975 г. Специалист в области теоретической физики. Кандидат физико-математических наук, начальник отдела. Лауреат Премии Правительства РФ (1999, 2012). Награжден медалью «За трудовую доблесть» (1981), медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» 2 степени (2012).



АБРАМОВ
АЛЕКСЕЙ ВИТАЛЬЕВИЧ

Родился 22 декабря 1950 года. Окончил Челябинский политехнический институт (ЧПИ) имени «Ленинского комсомола» в 1974 г. с почетным дипломом студенческого научного общества. Главный специалист подразделения РФЯЦ – ВНИИТФ. За создание установок для изучения физико-механических свойств специальных материалов в экстремальных условиях присуждена Премия Ленинского комсомола; в области науки и техники присуждена Премия Правительства Российской Федерации; за активную научно-исследовательскую деятельность и личный вклад в подготовку молодых научных кадров присуждена премия ГК «Росатом» для молодых ученых и их научных руководителей.



АБРАМОВ
ЕВГЕНИЙ АЛЕКСЕЕВИЧ

Родился 19 ноября 1984 года. В 2010 году окончил ЮУрГУ г. Челябинск, специальность: «Динамика и прочность машин». Дипломную работу выполнял в ООО «Стрела» г. Снежинск по теме: «Математическое моделирование цунами, обусловленных падением астероидов в океан». Результаты работы докладывались: на международном симпозиуме «Цунами-2009» г. Новосибирск; международной конференции «Астероидно-кометная опасность» г. Санкт-Петербург, 2009 г.; XI международной конференции пользователей LS-DYNA г. Дирборн (Мичиган), 2010 г.; X Забабахинских научных чтениях г. Снежинск, 2010 г.



БУРУЧЕНКО
СЕРГЕЙ КОНСТАНТИНОВИЧ

Родился 21 января 1957 года. Окончил МИФИ (отделение № 6) в 1980 году. Специалист в области прикладной математики. Кандидат технических наук.



БЫЧЕНКОВ
Владимир Александрович
(05.12.1944–17.01.2010)

Родился 05 декабря 1944 года. Специалист в области математической физики и прикладной математики. Доктор физико-математических наук (1996). Возглавлял отдел разработки физических моделей и моделирования газодинамических течений.



ВАСИЛЬЧЕНКО
Кирилл Евгеньевич

Родился 18 октября 1966 г. Окончил механико-математический факультет Ростовского Государственного университета им. М. А. Сулова по специальности «механика» (1988). Работал в отделении 3 РФЯЦ – ВНИИТФ инженером-математиком (с 1988), научным сотрудником (1994).



ВОЗОВИКОВ
Владимир Владимирович

Родился 7 января 1945 года. Окончил Московский авиационный институт (1969). Работал в РФЯЦ – ВНИИТФ с 1968 по 2010 г. Прошел трудовой путь от лаборанта до ведущего инженера в конструкторском отделе 72. Занимался разработкой ЯБП для ВМФ. Участвовал в наземной отработке и летных испытаниях ЯБП на внутренних и внешних полигонах. Принимал участие в проектно-конструкторских НИР по созданию перспективных ЯБП и ОБЧ. Награжден знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности».



ВОЙКИНА
Ольга Валерьевна

Родилась 29 апреля 1968 года. Окончила в 1991 г. ЧПИ по специальности «Динамика и прочность машин». Работает в РФЯЦ – ВНИИТФ инженером-исследователем. Производственная деятельность связана с внедрением в расчетную практику инновационных технологий с учетом отечественных и зарубежных достижений.



ГАДЖИЕВА
Валентина Васильевна

Родилась 10 сентября 1938 года. Специалист в области математической физики и прикладной математики. Окончила Ленинградский государственный университет в 1960 г. Кандидат физико-математических наук. Лауреат Премии Правительства РФ (2020).



ДЕМЬЯНОВСКИЙ
СЕРГЕЙ Владимирович
(24.11.1944–07.02.2021)

Родился 24 ноября 1944 года. Специалист в области теоретической физики. Окончил МИФИ в 1968 году. Кандидат физико-математических наук. Лауреат Премии Правительства РФ (2017). Награжден орденом Дружбы народов (1998) и орденом Почета (2015).



ДЯТЛОВ
ПАВЕЛ Александрович

Родился 24 мая 1986 года. Окончил Снежинскую физико-техническую академию по специальности «средства поражения и боеприпасы» (2007). Сотрудник планово-производственного отдела РФЯЦ – ВНИИТФ, работает в должности главного специалиста. Планирует и организует работу конструкторского бюро по направлению гражданской продукции.



ЕЛСУКОВ
ВАСИЛИЙ Павлович

Родился 14 февраля 1947 года. Окончил Горьковский государственный университет в 1969 г. Специалист в области вычислительной математики. Руководил лабораторией по разработке программного комплекса для моделирования газодинамических течений. Лауреат Премии Правительства РФ (2014). Награжден орденом «Знак Почета» (1986).



ЖИЛЯЕВА
НАТАЛЬЯ СЕРГЕЕВНА

Родилась 27 января 1970 года. Окончила Московский энергетический институт в 1993 г. Специалист в области прикладной математики. Работает в должности ведущего инженера-математика в НТО-2.



ЗАБАБАХИН
ИГОРЬ ЕВГЕНЬЕВИЧ

Родился 23 сентября 1949 г. Окончил МИФИ по специальности «экспериментальная ядерная физика» (1972). Старший научный сотрудник (1977), переведен в НИИИТ (1987). Кандидат физико-математических наук (1979). Участвовал в разработках специзделий переменной мощности и малогабаритных изделий промышленного назначения.



ЗАДВОРНОВ
ЮРИЙ АНАТОЛЬЕВИЧ
(1932–2005)

Родился 22 ноября 1932 года. Окончил Уральский политехнический институт (1955). На предприятии РФЯЦ – ВНИИТФ – с 1955 по 2002 г. Работал инженером-конструктором в отделе 71. С 1989 по 1996 г. – начальник отдела 71, занимающегося разработкой конструкции спецавиабомб. Лауреат Государственной премии СССР (1988). Награжден орденом Ленина (1971), орденом Дружбы народов (1981).



ЗАЙЦЕВ **АНАТОЛИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ**

Родился 7 мая 1947 года. Окончил Московское высшее техническое училище им. Н. Э. Баумана (МВТУ) по специальности «инженер-механик», работал в Научно-производственном объединении им. С.А. Лавочкина (1972–2013).

Работая в отделе аэродинамики в должности инженера-расчетчика, а затем начальника группы, участвовал в разработке систем спуска и посадки автоматических станций на поверхность Марса и Венеры. В частности, систем аэродинамического торможения, обеспечивших посадку спускаемого аппарата «Марс-6» на поверхность Марса (1974), спускаемых аппаратов «Венера-9» и «Венера-10» (1975), «Венера-11» и «Венера-12» (1978), «Венера-13» и «Венера-14» (1982), «Вега-1» и «Вега-2» (1985) на поверхность Венеры, а также доставку двух аэростатных зондов в атмосферу Венеры в экспедициях «Вега-1» и «Вега-2». В ходе осуществления этих проектов были получены уникальные сведения об атмосферах планет и их поверхности, в том числе цветные панорамы поверхности Венеры. Кроме того, принимал участие в разработке ряда перспективных проектов космических аппаратов (КА) для исследования Луны, Юпитера и других небесных тел.

С 1982 года, работая ведущим конструктором, руководил НИР «Сигма» по определению перспектив изучения Марса и проектного облика КА для этих целей, участвовал в создании КА «Фобос-1» и «Фобос-2», был руководителем проекта Системы глобального гелиогеофизического мониторинга «ГЕКАТА», предназначенной для прогнозирования и предупреждения техногенных и природных катастроф, включая землетрясения, а также руководил разработкой КА «Интергелиозонд» для изучения Солнца с близких расстояний. В 1986 году в инициативном порядке занялся разработкой мер защиты Земли от астероидно-кометной опасности. Базируясь на результатах этих разработок и других авторов, разработал концепцию создания международной Системы планетарной защиты (СПЗ) «Цитадель».

В 2002 году, совместно с рядом организаций, учредил «Центр планетарной защиты» в форме некоммерческого партнерства. Являясь Генеральным директором Центра, проводил исследования и осуществлял координацию работ в целях создания СПЗ. В частности, руководил выполнением ряда НИР с Российской академией космонавтики имени К. Э. Циолковского по определению проектного облика компонентов СПЗ. В 2009–2014 гг. руководил разработкой программно-аппаратного комплекса для МЧС России, предназначенного для прогнозирования районов и последствий падений астероидов и ядер комет на Землю.

Автор и соавтор около 300 публикаций и научно-технических отчетов, 21 изобретения. Академик Международной академии прогнозирования (Исследований будущего), почетный член Российской академии космонавтики имени К.Э. Циолковского, член Всемирной Федерации ученых. Награжден знаком «Изобретатель СССР», наградой Российского космического агентства «Знак Циолковского», медалью «50 лет космонавтике», медалями МЧС России – «Маршал Василий Чуйков» и «85 лет гражданской обороне», медалями в честь С. А. Лавочкина и Г. Н. Бабакина.



ЗЕЛЕНКИН
Гелий Дмитриевич

Родился в 1937 году. Окончил Горьковский электромеханический техникум в 1955 г., МИФИ (отделение № 6) в 1965 г. В РФЯЦ – ВНИИТФ работал с 1955 по 2007 г. Специалист в области проектирования электрических схем ЯБП. Занимался разработкой схем ЯБП штатных комплектаций и телеметрических вариантов специзделий. Активно участвовал в летных испытаниях изделий, разрабатываемых для оснащения морских стратегических ракетных комплексов. В 1980-е годы – руководитель схемно-конструкторской бригады. С 1989 г. – начальник проектного отделения с полномочиями заместителя главного конструктора. С 1994 г. – первый заместитель главного конструктора института. С 2002 по 2007 г. – главный конструктор института по разработке ЯБП. Осуществлял научно-техническое руководство разработками ядерных боеприпасов для различных комплексов вооружений. Внес значительный вклад в ядерное оснащение вооруженных сил страны. Награжден орденом Трудового Красного Знамени (1978), заслуженный конструктор РФ (2002), лауреат Государственной премии РФ (2004), Почетный гражданин г. Снежинска (2007).



ИВАНОВ
Юрий Александрович

Родился 1 января 1933 года. Окончил Московское высшее техническое училище им. Н. Э. Баумана (1956). Прошел путь от инженера-конструктора до заместителя главного конструктора (1988). С 1996 г. – главный специалист по направлению. Внес значительный вклад в создание специзделий для Вооруженных Сил РФ. Лауреат Государственной премии СССР (1969). «Заслуженный конструктор РФ» (1996). Награжден орденами Трудового Красного знамени (1976), Октябрьской Революции (1985), медалью «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения В. И. Ленина» (1970), занесен в книгу «Заслуженные ветераны г. Челябинска-70» (1982), «Почетный ветеран труда ВНИИП» (1985).



КАНДИЕВ
Ядгар Закирович

Родился 11 июля 1937 года. Окончил Уральский государственный университет в 1965 г. Специалист в области вычислительной математики. Возглавлял отдел моделирования методом Монте-Карло РФЯЦ – ВНИИТФ. Лауреат Премии Правительства РФ (2005). Награжден медалью «За трудовую доблесть» в 1981 г.



КАРПОВ
Иван Семенович

Родился 26 февраля 1937 года. Окончил Куйбышевский индустриальный институт (1960), инженер-механик. Трудился в РФЯЦ – ВНИИТФ с 1960 по 2001 г. Первый руководитель лаборатории, преобразованной в отдел 101 (1975) перспективных разработок по первому тематическому направлению. Под его руководством разработан ряд проектов специзделий, находящихся в настоящее время на вооружении. В 1984–2001 гг. заместитель начальника НКО-6 по научно-исследовательской и опытно-конструкторской работе. Лауреат Государственной премии СССР (1981), «Заслуженный конструктор РФ» (2002), Награжден медалями «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения В. И. Ленина» (1970г.), «300 лет Российскому флоту» (1996), знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности».



КОБЛОВ
ПЁТР ИВАНОВИЧ
(1930–2014)

Родился 12 февраля 1930 года. Окончил Куйбышевский индустриальный институт (1952). Разработчик ЯЗ, прошел путь от инженера-конструктора до первого заместителя главного конструктора. Доктор технических наук (1988). Профессор (1994). Заслуженный конструктор РФ (1996). Основное направление деятельности – разработка, изготовление и постановка на вооружение специзделий. Председатель государственной аттестационной комиссии по итоговой аттестации выпускников вузов (1990). Член ученых советов ядерных центров по присуждению учёных степеней и званий (1990). С 1992 по 2002 г. – член второго специального экспертного совета Высшего аттестационного комитета РФ (СЭС № 2 ВАК РФ). С 1997 по 2009 г. – заместитель заведующего кафедрой и преподаватель Снежинской физико-технической академии. Подготовил 5 кандидатов технических наук.

Лауреат Ленинской премии СССР (1963). Награжден орденами Ленина (1976), Трудового Красного Знамени (1962, 1971, 1981), Октябрьской Революции (1987), «Знак Почета» (1955), медалями «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения В. И. Ленина» (1970), «300 лет Российскому флоту» (1996). «Заслуженный конструктор РФ» (1996), знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности» (1998). Почетный гражданин г. Снежинска (2007)



КРАСНОСЛАБОДЦЕВ
ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

Родился 27 марта 1984 года. Окончил Томский государственный университет в 2006 г. Специалист в области прикладной математики. Руководит лабораторией по разработке программного комплекса для моделирования газодинамических течений.



КУЗНЕЦОВА
Ирина Ивановна

Родилась 11 февраля 1957 года. Окончила Уральский государственный университет в 1987 г. Специалист в области вычислительной математики. Работает в должности научного сотрудника в НТО-2.



ЛИТВИНОВ
Борис Васильевич
(12.11.1929–23.04.2010)

Родился 12 ноября 1929 года.

Главный конструктор НИИ-1011 (ВНИИП, ВНИИТФ) (1961–1965, 1968–1997), д.т.н. (1988), профессор (1989), академик РАН (1997), Герой Социалистического Труда (1981), лауреат Ленинской премии (1966), премии им. В. П. Макеева (1999), национальной Демидовской премии (2003), специалист в области атомной науки и техники, руководитель государственного масштаба.

Окончил Московский механический институт (Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ») (1953). В 1953–1961 гг. – в КБ-11 (РФЯЦ – ВНИИЭФ): лаборант, инженер, заместитель начальника исследовательского отделения. В 1961–1965 гг. – главный конструктор НИИ-1011 (ВНИИТФ), в 1965–1968 гг. – заместитель главного конструктора. В 1968–1978 гг. – главный конструктор, а с 1978 по 1997 г. – главный конструктор – первый заместитель научного руководителя института. С 1997 г. – заместитель научного руководителя института – начальник научно-исследовательской лаборатории по анализу и систематизации материалов разработки ЯЗ.

Основные направления научной деятельности: изучение взрывных и высокоскоростных газодинамических процессов и кумуляции энергии, изучение свойств веществ при сверхвысоких динамических давлениях, в том числе с применением устройств сохранения этих веществ после нагружения, исследования в области инерциального термоядерного синтеза, радиационное материаловедение, изучение аварийных ситуаций с изделиями, в том числе в атомной энергетике, применение ядерной энергии в мирных целях. Под его руководством созданы образцы оборонной и промышленной техники. Участвовал в проведении первых ядерных взрывов в промышленных целях: тушение аварийных газонефтяных скважин, дробление и экскавация горных пород

месторождений полезных ископаемых. Автор концепции и активный участник создания информационной системы о ЯЗ разработки ВНИИТФ. Участник международного сотрудничества по проблемам ядерного разоружения, ядерных испытаний, Пагуошского движения. Член ядерного общества Нью-Йоркской академии наук. Председатель диссертационных советов, член научного совета и председатель секции по ядерной безопасности Росатома. Организатор научно-технических конференций. Научный руководитель у более чем 20 кандидатов наук. Обладатель 2 патентов и 9 авторских свидетельств на изобретения. Автор 3 монографий, 6 книг, опубликовал с соавторами более 250 научных статей и докладов. Неоднократно избирался депутатом городского и областного Советов.

Награжден орденами Трудового Красного Знамени (1956), Ленина (1962, 1977, 1981), Октябрьской Революции (1971), «За заслуги перед Отечеством» 3 ст. (1996), 2 ст. (2000) и 4 ст. (2010 посмертно), медалями «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения В. И. Ленина» (1970), «300 лет Российскому флоту» (1996), знаком «Академик И. В. Курчатов» 1 ст. (2007). Почетный гражданин г. Снежинска (1997), Челябинской обл. (2004). В 2010 году учреждена ежегодная премия РФЯЦ – ВНИИТФ им. Б. В. Литвинова молодым специалистам института за работы в области конструирования боеприпасов и устройств обеспечения их разборки. Общеобразовательной школе № 135 г. Снежинска присвоено его имя (2011), на доме, где жил Б. В. Литвинов, установлена мемориальная доска.

МАЛЫШКИН
Геннадий Нифодиевич



Родился 24 октября 1957 года. Специалист в области вычислительной математики. Окончил Горьковский государственный университет в 1979 г. Научная и производственная деятельность связана с моделированием физических процессов методом Монте-Карло. Награжден медалью «За заслуги перед атомной отраслью» (2012).



МИНАЕВ
Илья Валерьевич

Родился 12 августа 1978 года. Работает в РФЯЦ – ВНИИТФ с 2001 г. после окончания Южно-Уральского Государственного университета по специальности «Динамика и прочность машин». С 2017 г. занимает должность начальника лаборатории отдела прочности. Кандидат технических наук по специальности «Средства поражения и боеприпасы» (2018). Является высококвалифицированным специалистом в области прочностных расчетов и численного моделирования высоко нелинейных процессов. Лауреат премии РФЯЦ – ВНИИТФ им. Г. П. Ломинского и премии ГК «Росатом» для молодых ученых атомной отрасли, имеет благодарности от руководства института и ГК «Росатом». Удостоен стипендии Президента РФ за значительный вклад в создание прорывных технологий и разработку современных образцов вооружения, военной и специальной техники в интересах обеспечения обороны страны и безопасности государства.



НАУМЕНКО
Михаил Юрьевич

Родился 25 декабря 1962 года. Окончил МИФИ в 1986 г., кандидат технических наук (2008), заместитель начальника конструкторского отделения КБ-1. Участвовал в качестве конструктора от РФЯЦ – ВНИИТФ в международных проектах по разработке детекторов CMS, ATLAS и ускоряющей структуры линейного ускорителя LINAC 4 для Большого адронного коллайдера в ЦЕРН.



НЕЧАЙ
Владимир Зиновьевич
(1936–1996)

Родился 5 мая 1936 года. Советский и российский ученый в области зарядостроения. Окончил МИФИ по специальности «теоретическая ядерная физика» (1959). Работал в НИО-1011 (ныне РФЯЦ – ВНИИТФ): старший инженер (1962) теоретического отделения, руководитель группы (1965), начальник отдела (1967), первый заместитель директора (1987), директор ВНИИТФ (1988–1996). Участвовал в первом подземном испытании ядерного оружия на Семипалатинском полигоне (1961).

Кандидат физико-математических наук (1966), доктор физико-математических наук (1974), профессор (1987).

Лауреат Ленинской премии (1964), Государственной премии СССР (1975). Заслуженный деятель науки РФ (1996). Награжден орденом Дружбы народов (1984), медалями Федерации космонавтики имени В. Н. Челомея (1989) и имени В. П. Макеева.



ПЕТРОВ
Евгений Николаевич
(1951–2006)

Родился 15 апреля 1951 года. Окончил Челябинский политехнический институт (1974). В РФЯЦ – ВНИИТФ с 1974 по 2006 г. С 1974 по 1988 г. в секторе 7: инженер-конструктор, старший научный сотрудник. С 1989 по 2006 г. – начальник НКО-7, заместитель главного конструктора, главный научный сотрудник. Доктор технических наук (1996), профессор. Один из инициаторов и организаторов конверсионных работ по разработке ресурсосберегающих и экологически чистых технологий. Принимал активное участие в общественно-научной деятельности: являлся членом НТС МАЭ РФ, членом учебно-методического совета МВТУ им. Н. Э. Баумана, членом учебно-методического совета ПВИ РВСН, членом попечительского совета Центра дополнительного образования при мэрии г. Снежинска. В 1997 г. создал и возглавил кафедру «Спецприборостроение» СГФТА. Занимался вопросами стратегической стабильности и ядерного нераспространения. Опубликовал (в том числе и в соавторстве) около 300 научных работ и одну монографию, автор более 170 изобретений. Изобретатель СССР (1985), лучший изобретатель министерства по атомной энергии (1999).



ПЕВНИЦКИЙ
Борис Владимирович

Родился 7 августа 1945 года, г. Ленинград. Окончил Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова (1969). Начал трудовую деятельность в РФЯЦ – ВНИИЭФ (Саров), до 2013 года – начальник научно-исследовательского отдела ИТМФ. Принимал непосредственное участие в создании специзделий с особыми характеристиками для боевого оснащения стратегического комплекса оружия, переданного на вооружение. Активно занимался также системными исследованиями оборонного характера в рамках различных НИР. В сфере его деятельности находились также вопросы защиты Земли от космических объектов. Он участник и докладчик международного симпозиума по этому вопросу (США, 1995), российской межведомственной группы по защите Земли от космических объектов (1996). Автор более 450 научных трудов, докладов и публикаций в СМИ. Обладатель авторских свидетельств на изобретения.

Лауреат Государственной премии Российской Федерации (1996). Кавалер ордена Дружбы. Награжден медалью имени К. Э. Циолковского Федерации космонавтики РФ. Юбилейной медалью «65-летие атомной отрасли», нагрудным знаком отличия «За вклад в развитие атомной отрасли». Б. В. Певницкий имеет значительный опыт работы в государственных структурах – он избирался членом исполкома горсовета Арзамас-16, председателем постоянной комиссии Совета по законности и правопорядку; участвовал в разработке ряда законопроектов и иных нормативных актов, в том числе по закрытым городам, по ядерному оружию, по государственной системе предупреждения, пресечения и ликвидации последствий ядерного терроризма и др. Входил как представитель РФЯЦ – ВНИИЭФ в состав экспертно-консультативного совета Государственной Думы по законодательному обеспечению проблем устойчивого развития.



**ПОДОПРИГОРА
ЮРИЙ СЕРГЕЕВИЧ**

Родился 05 июля 1958 года. Окончил Московский инженерно-физический институт (государственный университет) в 1981 г. Главный научный сотрудник НТО-1 РФЯЦ – ВНИИТФ. Кандидат физико-математических наук. (1991). Доктор физико-математических наук (2013). Является членом трех диссертационных советов РФЯЦ – ВНИИТФ.



**ПУШКАРЕВА
НАТАЛИЯ РУДОЛЬФОВНА**

Родилась 29 октября 1964 года. Окончила Московский станкоинструментальный институт по специальности робототехнические системы в 1988 г. Референт главного конструктора РФЯЦ – ВНИИТФ. Научные интересы находятся в области прикладной психологии применительно к взаимодействиям в научных коллективах, а также разработки и организации процессов обучения руководства и кадрового резерва. В сферу деятельности входит разрешение конфликтных ситуаций, консультирование по мотивации сотрудников и их личному развитию, подбор персонала.



РАГУЛИНА
АЛЕКСАНДРА АНАТОЛЬЕВНА

Родилась 01 января 1948 года. Окончила Московский инженерно-физический институт (государственный университет), специальность – теоретическая ядерная физика (1972). Работала на предприятии научным сотрудником (до 2004). Физик-теоретик. Являлась менеджером проектов МНТЦ.



РОДИОНОВ
ВЛАДИМИР ВАСИЛЬЕВИЧ

Родился 9 ноября 1939 года. Окончил Калининский политехнический институт (1967). В РФЯЦ – ВНИИТФ прошел путь от инженера-конструктора (1974) до ведущего инженера-конструктора (2005). Награжден медалью «За трудовое отличие» (1976).



СЕГАЛ
ГЕННАДИЙ ЛАЗАРОВИЧ

Родился 25 мая 1934 года. Окончил Харьковский политехнический институт (1956). В РФЯЦ – ВНИИТФ с 1956 года. Начиная трудовой путь инженером-конструктором в отделе аэродинамики и баллистики. С 1972 года руководил группой. С 1989 по 1996 г. – начальник отдела. С 1996 года – ведущий инженер по тематике отдела. Основное направление работ – баллистическое проектирование ЯБП для РВСН и ВМФ, разработка методик и математических моделей для параметров срабатывания приборов автоматики, оценки результатов летных испытаний. Преподавал в СГФТА на кафедре «Динамика и прочность». Награжден орденом «Знак Почета» (1976), знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности».



СЕНЬКИН
АЛЕКСАНДР НИКОЛАЕВИЧ
(1945–2001)

Родился в 1945 году. Окончил Пензенский политехнический институт в 1968 г. Работал во ВНИИП (ВНИИТФ) с 1968 по 2001 г. Специалист в области конструирования механических, пиротехнических и взрывных приборов автоматики специзделий. Разрабатывал инерционно-предохранительные, пиротехнические, исполнительно-коммутирующие и другие приборы. В 1979 г. – начальник конструкторской группы. Возглавил разработки принципиально нового поколения пиротехнических приборов автоматики. Многие из разработанных им приборов были успешно освоены в серийном производстве, защищены авторскими свидетельствами на изобретения. В 1989 г. – начальник приборного конструкторского отделения, затем первый заместитель главного конструктора. Главный конструктор института по разработке ЯБП (1989–2001). Осуществлял научно-техническое руководство разработками ядерных боеприпасов для различных комплексов вооружений. Внес значительный вклад в ядерное оснащение вооруженных сил страны. Заслуженный конструктор РФ (1996), кавалер ордена Дружбы (2002), лауреат Премии Правительства РФ (2002).



СКОВПЕНЬ
АЛЕКСАНДР ВЛАДИМИРОВИЧ

Родился 16 октября 1967 года. Окончил Московский инженерно-физический институт (государственный университет) отделение № 6 в 1994 г. Специалист в области вычислительной математики. Кандидат физико-математических наук.



СКОРКИН
НИКОЛАЙ АНДРЕЕВИЧ

Родился 1 ноября 1946 года. Окончил Ростовский-на-Дону Государственный университет (1969). В РФЯЦ – ВНИИТФ трудился с 1969 по 2020 г. Работал младшим научным сотрудником в математическом отделении ВНИИП. В 1974 году перешел на работу в КБ-2, где в отделе баллистики ЯБП занимался разработкой математических моделей и их реализацией в вычислительных программах для ЭВМ и ПЭВМ. С 1998 года работал в СГФТА на кафедре высшей математики.

В 2005 году перешел в филиал ЮУрГУ на должность заместителя директора по научной работе. С 2009 по 2012 г. работал в СФТИ (филиал НИЯУ МИФИ), профессор кафедры высшей математики. Является соавтором учебных пособий по аналитической геометрии и теории вероятностей, имеет 43 публикации в открытой печати. Доктор технических наук (1998), профессор (2002). Награжден знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности» (1999).



СМИРНОВ
ВАДИМ ГЕННАДЬЕВИЧ

Родился 21 июля 1953 года. Окончил Ленинградский государственный университет (1981). В РФЯЦ – ВНИИТФ работал с 1981 по 2013 г. Прошел путь от инженера до начальника НИО-12. Кандидат технических наук (2002). Специалист в области испытаний ядерных зарядов. В 1988 году участвовал во всех стадиях совместного советско-американского эксперимента на Невадском и Семипалатинском полигонах, а также контроле испытаний на Невадском полигоне. Участвовал в работах по рекультивации Семипалатинского полигона. Лауреат премии Правительства РФ (1996, 2012). Награжден юбилейной медалью «65 лет атомной отрасли России» (2010). Ветеран атомной энергетики и промышленности.



СОРОКА
АЛЕКСАНДР ИВАНОВИЧ

Родился в 1940 году. Окончил МИИГА и К (1964), Центральный институт повышения квалификации руководящих работников и специалистов в области патентной работы (ЦИПК) (1976). Почетный радист СССР (1985). Член Московского городского совета ВОИР. В составе научной школы академика РАН А. А. Красовского является активным разработчиком бортовых гравитационных вариометров ротационного типа аэрокосмического применения, включая астероидно-кометную безопасность. В 1966 г. был принят в ВВИА им. проф. Н. Е. Жуковского на должность инженера проблемной лаборатории кафедры пилотажно-навигационных комплексов факультета авиационного оборудования. С 1975 по 2002 г. – старший научный сотрудник научно-исследовательского отдела, в дальнейшем научный сотрудник научно-исследовательского подразделения академии до 2012 г. В 1976 г. создал первичную организацию Всесоюзного общества изобретателей и рационализаторов академии, которой руководил до 2012 г. Организация ВОИР в течение длительного времени обеспечивала ежегодный стабильный прирост

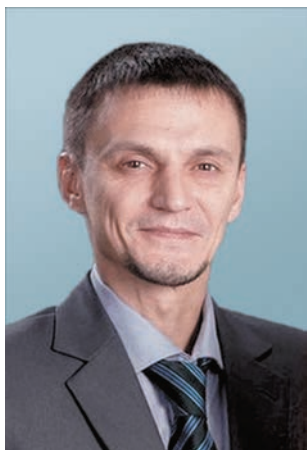
основных показателей по изобретательской и рационализаторской работе, что позволяло академии постоянно занимать первое место в ВВС по развитию массового научно-технического творчества. Был избран в состав Московского городского совета ВОИР (2009). Автор 22 изобретений, 2 патентов и около 300 рацпредложений, соавтор 3 монографий, 167 научно-методических публикаций и 87 отчетов по НИИОКР. Результаты НИИОКР реализованы в виде промышленно изготовленных экспериментальных образцов новых приборов, установок и комплексов, которые на российских и международных выставках были отмечены 4 золотыми и 3 серебряными медалями «Архимед», дипломами МАКС, золотой медалью «Гарантия безопасности и качества», золотой медалью и серебряным призом «Святой Георгий» за участие в форуме «Высокие технологии XXI век». Удостоен звания «Наставник молодежи» (1986). Награжден 5 медалями СССР и РФ.



СОРОКИН
Вячеслав Леонтьевич

Родился 25 октября 1939 года. Окончил Горьковский политехнический институт им. А. А. Жданова по специальности «Радиотехника». С 1962 года работает в РФЯЦ – ВНИИТФ инженером (1962–1967), старшим инженером (1967–1970), руководителем и начальником группы (1970–1977), начальником лаборатории НИО-5 (1977–2007), главным научным сотрудником (с 2007 г.). Кандидат технических наук (1978), доктор технических наук (2000). Принимает активное участие в подготовке научных кадров института – является членом научно-технического совета отделения, членом 2-х диссертационных советов ВНИИТФ и членом комиссии по приему аспирантских и кандидатских экзаменов по специальностям 20.02.16 («Системы контроля и испытания вооружения и военной техники, военная метрология») и 05.11.14 («Технология приборостроения»). Результаты работ отражены в 8-и статьях в открытой печати, более, чем в 100 закрытых научно-технических отчетах. В соавторстве выпущены 2 монографии, посвященные разработкам цифровых измерительных приборов и систем специального назначения («Цифровые измерительные приборы и системы специального назначения», издательство ИСС, г. Москва, 2006 г., «Цифровая аппаратура физических измерений отделения экспериментальной физики РФЯЦ – ВНИИТФ», издательство РФЯЦ – ВНИИТФ, г. Снежинск, 2014 г.). Имеет 4 авторских свидетельства на изобретения. Награжден юбилейной медалью «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения В. И. Ленина» (1970), знаком «Победитель социалистического соревнования» (1973, 1976, 1977), знаком «Изобретатель СССР» (1984).

Лауреат Государственной премии СССР в области науки и техники (1985), награжден юбилейной медалью «65 лет атомной отрасли России» (2010), юбилейной медалью «70 лет атомной отрасли России» (2015). За успешное выполнение производственных заданий, многолетний добросовестный труд неоднократно заносился на Доску почета предприятия.



СТАРЦЕВ
АЛЕКСЕЙ ВИКТОРОВИЧ

Родился 24 марта 1974 года. Окончил Московский инженерно-физический институт (государственный университет) по специальности «динамика и прочность машин» (2001). Работает в РФЯЦ – ВНИИТФ с 2010 г. в отделе надежности в должности заместителя начальника отдела – начальника группы. Кандидат технических наук по специальности «Средства поражения и боеприпасы» (2015). Является ответственным исполнителем двух научно-исследовательских работ, заданных «Государственной программой вооружения». Проводит работы по совершенствованию: современной системы аттестации серийных, модернизируемых и вновь разрабатываемых специзделий; методов оценки и подтверждения надежности специзделий с целью обеспечения надежности боезапаса. Имеет патент на изобретение, является лауреатом премии РФЯЦ – ВНИИТФ имени Г. П. Ломинского, номинантом конкурса «Лучший исследователь ЯОК» в рамках программы «Человек года Росатома», по итогам Всероссийского конкурса «Инженер года» ему присвоено звание «Профессиональный инженер России», удостоен стипендии Президента РФ за значительный вклад в создание прорывных технологий и разработку современных образцов вооружения, военной и специальной техники в интересах обеспечения обороны страны и безопасности государства



УГЛОВ
АЛЕКСАНДР СЕРГЕЕВИЧ

Родился 17 мая 1952 года. Окончил Московский инженерно-физический институт (государственный университет) в 1979 г. Специалист в области прикладной математики.



**ФИЛАТОВ
СЕРГЕЙ ЮРЬЕВИЧ**

Родился в 1979 году. Окончил Южно-Уральский государственный университет по специальности «Ракетные двигатели» (2002). Работает в РФЯЦ – ВНИИТФ с 2004 г. в отделе прочности в должности старшего научного сотрудника. Лауреат премий РФЯЦ – ВНИИТФ имени А. Д. Захаренкова (2006), И. В. Санина (2012) и премии Госкорпорации Росатом для молодых ученых (2013).



**ХАКИМЗЯНОВ
ВАЛЕРИЙ ШАКИРОВИЧ**

Родился 15 апреля 1942 года. Окончил Ленинградский политехнический институт (1966). В РФЯЦ – ВНИИТФ работает с 1966 по 2009 г. Трудовую деятельность начал в отделе баллистического проектирования ЯБП инженером. С 1989 по 1996 г. – начальник лаборатории 141. С 1996 по 2006 г. – начальник отдела. С 2006 по 2009 г. – ведущий научный сотрудник. Кандидат технических наук (1987). Направления деятельности связаны с расчетно-теоретическими вопросами проектирования и отработки ЯБП для ракет РВСН и ВМФ. Является автором многих методик и алгоритмов расчета по тематике отдела. Награжден орденом Дружбы (2005), медалью «За трудовую доблесть» (1983), знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности».



**ШАНИН
АНАТОЛИЙ ПЕТРОВИЧ**

Родился 8 июля 1949 года. Окончил Ленинградский политехнический институт (1973). С 1976 года – научный сотрудник, с 1997 года – начальник научно-исследовательской лаборатории, с 2006 по 2009 г. – начальник отдела. С 2009 года – главный специалист. Занимался разработкой научно-методических основ программного обеспечения для проектирования ЯБП и приборов бортовой автоматики. Принимал участие в разработке системы спасения ускорителей ракеты «Ариан-5» ЕС. С 2002 по 2006 г. являлся субменеджером проекта МНТЦ. Преполагает в СГФТА. Является соавтором монографии «Баллистика неуправляемых летательных аппаратов» (РФЯЦ – ВНИИТФ, 1999). Автор трех изобретений. Награжден знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», в 2015 г. присвоено почетное звание «Заслуженный работник атомной промышленности Российской Федерации».



ШИШКИН
Николай Иванович

Родился 21 мая 1926 года. Окончил Ленинградский государственный университет (1954). На предприятии работал с 1956 г. по 1996 г., пройдя путь от инженера до начальника лаборатории. Доктор физико-математических наук (1990). Специалист в теории упругости, газодинамики, акустики. Занимался исследованиями эффективности контактных и заглубленных взрывов. Внес вклад в организацию вычислительных работ в НИО-4 и КБ-1 на базе ЭВМ «МИР» и БЭСМ, благодаря чему обеспечивались математические расчеты, осуществлялась обработка экспериментальных результатов. Награжден медалью «Ветеран труда» (1986), знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности» (1999), занесен в книгу «Заслуженный ветеран города» (1982).



ЮДОВ
Александр Георгиевич

Родился 20 ноября 1946 года. Окончил Калининский политехнический институт (1970). В РФЯЦ – ВНИИТФ с 1970 года. Прошел путь от инженера конструктора до первого заместителя главного конструктора (1999). Разработчик специзделий, которые освоены в серийном производстве и поставлены на вооружение. Занимался модернизацией, оптимизацией их конструкций при одновременном повышении надежности, безопасности в обращении, повышением гарантийных сроков службы. Автор трех изобретений. Лауреат Государственной премии СССР (1988). Награжден орденом Почета (2012), двумя медалями «За трудовую доблесть» (1976, 1981), знаками «Академик И. В. Курчатов» III степени (2006) и II (2011), «Ветеран атомной энергетики и промышленности».



ЮЖАНИН
Владимир Михайлович
(1950–1998)

Родился 16 апреля 1950 года. Окончил Ленинградский механический институт (1973). Прошел путь от младшего инженера-конструктора (1967) до заместителя начальника отдела 102 отделение 10 (1993). Кандидат технических наук. Три авторских свидетельства на изобретения по основной тематике. Лучший конструктор сектора 10 (1976). Награжден нагрудным знаком «Изобретатель СССР».

СОДЕРЖАНИЕ

Благодарность	3
Предисловие от авторов	4
Астероидная проблема	6
Общая формулировка проблемы	13
<i>О. Н. Шубин, В. А. Симоненко, В. Н. Ногин, Д. В. Петров</i>	
Опасность космических столкновений и защита Земли	33
<i>В. А. Симоненко</i>	
Ядерный взрыв вблизи поверхности астероидов и комет. Общее описание явления	59
<i>В. З. Нечай, В. Н. Ногин, Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин</i>	
Взрыв вблизи поверхности раздела двух сред	76
<i>В. В. Гаджиева, В. Н. Ногин, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин</i>	
Исследования полостей и воронок ядерных взрывов в интересах астероидной проблемы	91
<i>Б. В. Литвинов, Д. В. Петров, В. Г. Смирнов, О. Н. Шубин</i>	
Малозаглубленный ядерный взрыв в астероиде	105
<i>В. А. Быченков, О. Н. Шубин, И. И. Кузнецова, К. Е. Васильченко</i>	
Воздействие на астероид нейтронным излучением ядерного взрыва	108
<i>Д. В. Петров, Я. З. Кандиев, Г. Н. Малышкин, О. Н. Шубин</i>	
Вылет частиц из газового шара	119
О «точегизации» источника излучения	122
<i>Д. В. Петров</i>	
Модельная задача об излучении сферы на полупространство	128
<i>Д. В. Петров, О. Н. Шубин</i>	
Разрушение тел, подобных Тунгусскому метеориту, на этапе подлета к Земле	131
<i>В. В. Гаджиева, В. П. Елсуков, А. А. Рагулина, В. А. Симоненко</i>	
Аналитические модели развития камуфлетных взрывов	157
<i>О. Н. Шубин, Д. В. Петров</i>	
Методика расчета размеров воронок малозаглубленных взрывов на основе Z-модели	168
<i>О. Н. Шубин, Д. В. Петров</i>	
Способы экспериментального исследования свойств астероидов при космических миссиях	198
<i>Д. В. Петров, В. А. Симоненко, О. Н. Шубин</i>	
К использованию процесса высокоскоростного проникания для измерения плотности поверхностного слоя небесных тел	204
<i>В. П. Елсуков, В. Н. Ногин, М. Ю. Науменко, В. А. Симоненко, В. Л. Сорокин</i>	
Взрывное торможение и фрагментация метеоритов в атмосфере	215
<i>Д. В. Петров, О. Н. Шубин, В. П. Елсуков, В. А. Симоненко</i>	

Математическое моделирование волн цунами, обусловленных столкновением космических тел	228
<i>С. К. Бурученко, С. В. Демьяновский, В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин</i>	
Математическое моделирование мегацунами	246
<i>В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин, В. П. Елсуков, А. С. Углов</i>	
Математическое моделирование падения астероида в океан и последующего наката волны на берег	256
<i>А. В. Абрамов, В. П. Елсуков, И. В. Минаев, О. В. Войкина, В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин, Е. А. Абрамов, С. Ю. Филатов</i>	
Расчет падения астероида в океан	270
<i>В. А. Быченко, Н. С. Жилыева, И. И. Кузнецова, В. А. Симоненко, А. В. Сковпень</i>	
Оценка поражающих факторов от различных типов небесных тел при взрыве в водной акватории	278
<i>Н. А. Скоркин, В. А. Симоненко, А. С. Углов, С. Ю. Филатов</i>	
Роль кумуляции сейсмических волн в процессе образования кимберлитовых трубок	290
<i>В. А. Симоненко, Н. И. Шишкин</i>	
Низкоскоростное проникание осесимметричных тел в грунт	304
<i>О. Н. Шубин, Д. В. Петров, И. Е. Забабахин</i>	
Кумулятивные струи	320
<i>И. Е. Забабахин, Д. В. Петров</i>	
Задача об отстреле лидера	341
<i>Д. В. Петров</i>	
Ядерные средства воздействия на опасные космические объекты. Состав и схема функционирования	344
<i>В. В. Родионов, В. В. Возовиков, Ю. А. Задворнов, Г. Д. Зеленкин, Е. Н. Петров, Г. Л. Сегал, А. Н. Сенькин, В. А. Симоненко, Н. А. Скоркин, В. Ш. Хакимзянов, А. П. Шанин, О. Н. Шубин</i>	
Основные требования к ядерному взрывному (зарядному) устройству (ЯЗУ) для использования в системе защиты Земли (СЗЗ) от астероидов и комет	353
<i>П. И. Коблов, В. А. Симоненко, Ю. А. Иванов, И. С. Карпов, А. Г. Юдов, О. Н. Шубин, Ю. С. Подопригора, Д. В. Петров, В. М. Южанин</i>	
Есть ли будущее у проекта ядерного щита Земли? (Защита от ОКО и запрещение ядерных взрывов)	359
<i>В. Н. Ногин, О. Н. Шубин</i>	
Многоцелевые экспедиции к астероидам, пролетающим вблизи Земли	365
<i>А. В. Зайцев, Д. В. Петров, В. Н. Ногин, В. П. Елсуков, Д. А. Краснослабодцев, В. А. Симоненко, А. И. Сорока</i>	
Модель развития компетенции	372
<i>Д. В. Петров, Н. Р. Пушкарёва, А. В. Старцев</i>	
Зачем России нужны мегапроекты, или к вопросу о развитии науки	385
<i>Д. В. Петров, Н. Р. Пушкарёва</i>	
О вопросах ресурсного обеспечения проектов	395
<i>П. А. Дятлов, Д. В. Петров</i>	

**МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА ПЛАНЕТАРНОЙ ЗАЩИТЫ «ЦИТАДЕЛЬ».
КОНЦЕПЦИЯ СОЗДАНИЯ**

Международная система планетарной защиты «Цитадель». Концепция создания	408
<i>А. В. Зайцев</i>	

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИЙ ПО КОСМИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЕ ЗЕМЛИ

Конференция в Аризоне 1993. Финальное послание	428
Резолюция участников конференции SPE-94	430
Обращение участников конференции SPE-94	431
Космическая угроза и защита Земли	433
Ливерморской конференции по планетарной защите – четверть века!	454
Список конференций	462
Сведения об авторах	463

Научное издание

Дмитрий Витальевич Петров, Олег Никандрович Шубин,
Владимир Николаевич Ногин, Вадим Александрович Симоненко

АСТЕРОИДНАЯ ОПАСНОСТЬ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ФИЗИКОВ-ОРУЖЕЙНИКОВ

Подготовка оригинал-макета
Обложка
Корректоры

Т. Б. Пряхина, И. Е. Ядринцева
О. Ю. Брылеева
Н. И. Потеряхина, О. Б. Мирошниченко

Подписано в печать 20.01.2023.
Формат 84×108/16. Усл. печ. л. 51,24.
Тираж 150 экз. Заказ №

Отпечатано в соответствии с оригинал-макетом,
подготовленным информационно-издательской группой РФЯЦ – ВНИИТФ,
в ОАО ИПП «Уральский рабочий».
620990, г. Екатеринбург, ул. Тургенева, 13
<http://www.uralprint.ru>, sales@uralprint.ru