

Б. В. Замышляев
Л. С. Евтерев

МОДЕЛИ
ДИНАМИЧЕСКОГО
ДЕФОРМИРОВАНИЯ
И РАЗРУШЕНИЯ
ГРУНТОВЫХ
СРЕД



М. А. Григорьев

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОТДЕЛЕНИЕ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ, МАШИНОСТРОЕНИЯ
И ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ

Б. В. Замышляев
Л. С. Ебтерев

МОДЕЛИ
ДИНАМИЧЕСКОГО
ДЕФОРМИРОВАНИЯ
И РАЗРУШЕНИЯ
ГРУНТОВЫХ
СРЕД

Ответственный редактор
академик К. В. ФРОЛОВ



МОСКВА "НАУКА"
1990

Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред / Б.В. Замышляев, Л.С. Евтерев. — М.: Наука, 1990. — 215 с.
ISBN 5-02-000212-7.

В монографии рассматриваются теоретические и прикладные вопросы разработки уравнений состояния грунтовых сред и способов определения входящих в них констант, анализируются закономерности фрагментирования сред при динамическом воздействии. В рамках единого подхода учитывается широкий спектр явлений: от диссоциации, испарения, полиморфных фазовых переходов до хрупкого разрушения, разделения на блоки, пластического течения и неупругого поведения при неразрушающих нагрузках.

Для специалистов, занимающихся вопросами волновой механики, механики деформируемого твердого тела и фрагментирования пород.

Табл. 11. Ил. 124. Библиогр. 372 назв.

Models of Dynamic Deforming and Failure for Ground Media / B.V. Zamyshliayev, L.S. Yevterev. — Moscow: Nauka, 1990. — 215 p.

The monograph deals with theoretical and applied aspects of development of equations of state for ground media and of constants determination for these equations.

In the frame of a uniform approach the wide spectrum of phenomena is considered including dissociation, evaporation, polymorphous transitions, brittle failure, fragmentation, plastic flow and inelastic behaviour under prefailure loads.

The monograph is intended for scientists and students who are specialized in wave mechanics and for engineers who deals with rock fragmentation.

Табл. 11. Ил. 124. Сост. 372.

Рецензенты:

Б.В. Адушкин, П.Ф. Коротков, А.И. Коряк, В.М. Лоборев

3 1603040000-235
042 (02) -90 КБ-13-17-1990

©Издательство 'Наука', 1990

ISBN 5-02-000212-7

ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение численных методов моделирования взрывных и ударных процессов при решении различных задач, к которым можно отнести прогнозирование механического действия промышленных взрывов большой мощности, исследование кратерообразования и формирования трещиноватых зон в коре планет при падении крупных метеоритов, определение энергии землетрясений, строительство каналов взрывами на выброс, создание водозащитных экранов, оптимизацию процесса дробления горных пород и т.д., приводит к необходимости оснащения этих методов достоверными моделями деформирования грунтовых сред.

Моделью деформирования в широком смысле называется совокупность уравнения состояния и способа задания входящих в него опорных зависимостей и констант.

Под уравнением состояния грунтовой среды понимаются математические соотношения вида

$$F(\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}, e_{ij}, E, \dots) = 0, \quad (1)$$

замыкающие систему уравнений движения, неразрывности, сохранения энергии. В (1) символом F обозначена либо функция (тезорная), либо оператор (совокупность операторов), σ_{ij} , ϵ_{ij} , e_{ij} — тензоры напряжения, деформации, скорости деформации соответственно, E — удельная внутренняя энергия, многоточие допускает введение других возможных существенных тензоров и скалярных величин.

Смысл введенной терминологии в том, что в достаточно сложных уравнениях состояния содержится значительное число опорных зависимостей и констант, поэтому способ их задания имеет при решении практических задач не меньшую значимость, чем выбор уравнения состояния. При фиксированном уравнении состояния и различных способах задания констант результаты расчетов взрывного или ударного процесса могут существенно отличаться (при одной и той же исходной информации о физико-механических характеристиках). С точки зрения потребителя, использующего соответствующий блок программы на компьютере как "черный ящик", указанное отличие воспринимается как отличие моделей деформирования. Там, где это не будет вызывать недоразумений, вместо термина "уравнение состояния" используется в качестве синонима употребительный термин "модель деформирования" (в узком смысле).

Особая роль моделей деформирования обусловлена тем, что они определяют наряду с начальными и граничными условиями закономерности развития взрывного или ударного процесса в грунтовой среде, выявляю-

щиеся при решении задач. Это выдвигает определенные требования к достоверности той или иной модели. Формулировка критериев достоверности, последовательная реализация этих критериев в практике исследовательской работы являются стержнем рассматриваемой проблемы. Под этим углом зрения анализируются различные уравнения состояния, используемые при теоретическом моделировании взрывных или ударных процессов в грунтовых средах, выдвигаются и обсуждаются принципы построения моделей деформирования.

При распространении взрывных (ударных) возмущений в грунтовом массиве образуется множество характерных областей, отличающихся друг от друга механизмами деформирования, реализовавшимися в данном процессе. Здесь можно выделить в общем случае область больших нагрузок A , в которой определяющую роль играют эффекты ионизации, диссоциации, испарения, плавления, термического разложения, характерные давления $P \approx 5 (10 \div 10^5)$ ГПа. Эта область условно может быть названа "гидродинамической зоной".

При менее интенсивных напряжениях в диапазоне $\sigma \approx 10 \div 50$ ГПа создаются предпосылки для полиморфных фазовых превращений минералов, входящих в состав грунта. В этой области (B), вообще говоря, нельзя пренебречь сдвиговыми напряжениями, хотя бы по той причине, что сдвиговое деформирование является здесь одной из возможных причин перестройки кристаллической решетки.

К области полиморфных превращений примыкает область C , движение грунта в которой сопровождается разрушением его первоначальной структуры при интенсивном всестороннем сжатии, т.е. сдвиговым разрушением. Амплитуда возмущений изменяется в пределах области C по порядку величины от 10 ГПа до $10^{-1} \div 10^{-2}$ ГПа для прочных горных пород и до $10^{-2} \div 10^{-4}$ ГПа для слабосцементированных осадочных отложений.

При дальнейшем понижении амплитуды распространяющейся волны разрушение при сжатии становится невозможным, наступает стадия дробления и трещинообразования под действием растягивающих напряжений (область отрыва D).

Следующая область (E) характеризуется отсутствием ярко выраженных макроразрушений. Границей, отделяющей области E и D по нагрузкам, могут служить значения $\sigma \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ ГПа и $\sigma \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$ ГПа соответственно для прочных и непрочных грунтов.

При движении по цепочке $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$ уменьшаются плотность потока энергии взрыва (удара) и удельная работа диссипативных сил, но возрастает общая масса грунта, охваченного движением. Поэтому каждая из областей по-своему значимо влияет на закономерности развития рассматриваемого процесса. В областях A, B фактически формируются некоторые начальные условия, в области C необратимо поглощается значительная часть энергии взрыва (удара), переданной грунтовому массиву, в области D создается основной объем раздробленной среды, область E играет роль звена, по которому возмущения переносятся на значительные расстояния.

Успешный прогноз результатов взрывного или ударного воздействия на грунтовые массивы возможен только тогда, когда для каждой из перечисленных областей имеются соотношения типа (1), достоверно отображаю-

шные процессы динамического деформирования. Поскольку волновые возмущения распространяются некоторым непрерывным способом от одной области к другой, то эти соотношения должны быть в идеале составными блоками единого уравнения состояния. Большинство имеющихся уравнений состояния в значительной мере не удовлетворяет этому требованию.

Обычно, используемое уравнение состояния позволяет описывать (фактически или потенциально) деформирование либо в какой-то из областей A, B, C, D, E , либо в их подгруппе. Это порождает неопределенности при постановке задач о взрыве и ударе, а также вызывает затруднения при оценке достоверности самих уравнений состояния. Ввиду важности указанного аспекта уравнения состояния оцениваются с позиции единообразного подхода к их построению. С этой целью по мере возможности излагаемый материал упорядочен по признакам, выделяющим характерные области A, B, C, D, E , иными словами по уровню нагрузок в грунте.

Другим важным структурирующим моментом является подразделение грунтового многообразия на определенные классы. Можно выделить три обширных класса: прочные горные породы (типичные представители — гранитоиды), сцепленные породы осадочного происхождения с относительно прочным скелетом (типичные представители — пористые песчаники, известняки, туфы) и рыхлые осадочные отложения (типичные представители — глины, суглинки, пески). В дальнейшем для удобства изложения эти классы именуются соответственно скальными, полускальными и мягкими грунтами.

Необходимость выделения указанных классов обусловлена существенными различиями преимущественных механизмов деформирования, которые наиболее сильно проявляются в областях сдвигового (C) и отрывного (D) разрушений. А именно, поведение скальных грунтов характеризуется здесь в основном такими эффектами, как хрупкое разрушение, разрыхление раздробленного материала, трещинообразование. Мягкие грунты, напротив, пластичны, уплотняются при распространении волн, более трещинностойки, их поведение отличается также сильной зависимостью свойств от скорости нагружения. Полускальные грунты занимают промежуточное положение и сочетают свойства мягких и скальных грунтов.

Указанные различия обусловлены отличием в характере связей между структурированными блоками, в геометрии пустотного пространства (трещиноватость в скальных грунтах, пористость в мягких) и пр. В настоящее время не существует такого подхода, который позволил бы отобразить в рамках единого уравнения состояния столь разнородные особенности. Исключение составляют области A, B , где реакция грунтов на воздействие в основном определяется только минеральным составом и степенью водо- и газонасыщенности, что допускает унификацию при описании их поведения.

Само по себе наличие определяющих соотношений типа (1) еще не дает возможности решать какие-либо практические задачи. Необходимо также располагать значениями констант, входящих в уравнение состояния. Разработка способов задания констант представляет проблему не менее важную, чем создание достоверных уравнений состояния. По этой причине в каждом из разделов 2–5 монографии авторы стремились завершить анализ опытных данных и теоретических представлений формулой модели деформирования в широком смысле.

Логика развития моделей деформирования приводит к необходимости исследования закономерностей фрагментирования твердых сред при действии импульсивых нагрузок. Дисперсиый состав, образовавшийся в каких-либо условиях, отражает не только эти условия, но и опосредованном виде несет информацию о таких свойствах, как хрупкость, пластичность, вязкость разрушения. Анализ закономерностей фрагментирования может послужить углублению представлений о характере процессов при нелинейном взаимодействии множества развивающихся трещин, помочь в правильной интерпретации опытов с образцами грунтов, позволить объективно оценить физико-механические характеристики в случае больших линейных масштабов объекта. Соответствующий материал излагается в разд. 6.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую признательность коллегам и сотрудникам В.Н. Архипову, С.Г. Хоруженко, Ю.В. Пилипко, А.А. Паишину, И.Г. Тихаину, В.А. Чернейкину, С.Л. Старчиковой, В.А. Щербатюку, Г.А. Ладыгиной, Г.П. Ефимовой, без помощи и участия которых эта монография не могла бы увидеть свет.

I. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛЕЙ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Принципы построения моделей с практической точки зрения выглядят как комплекс мероприятий, осуществление которых необходимо и достаточно для создания достоверных моделей. Составной частью в них входит формулировка признаков достоверности.

Вопрос о достоверности моделей является многогранным [1]. Уравнения модели должны базироваться на общих принципах механики деформируемого твердого тела и отражать основные закономерности поведения грунтов, выявленные в лабораторных и полевых экспериментах. Константы, входящие в уравнение состояния, должны иметь физический смысл и принимать реальные значения. Значения констант могут, в частности, оцениваться и по результатам теоретических расчетов, но важно, чтобы это происходило не за счет ущерба качества воспроизведения одних характеристик взрыва перед другими. Обратный пример демонстрируется в работе [2], где для достижения соответствия опытных и расчетных данных по максимальным смещениям в дальней зоне взрыва берется малая величина сдвиговой прочности, но при этом размер полости оказывается в расчете аномально большим. Моделирование процесса распространения импульсных возмущений выдвигает специфическое требование к уравнениям состояния, которые должны обеспечивать энергетическое подобие в широком диапазоне мощностей взрыва. Удовлетворить требованию непросто в случае уравнений, содержащих константы с размерностью длины или времени [1, 3].

Самый важный признак достоверности модели – удовлетворительное качественное и количественное соответствие результатов расчетов, полученных при ее использовании, опытным данным по амплитудно-временным характеристикам волн. Модель, удовлетворяющая изложенным выше требованиям, но не апробированная в задачах о распространении импульсных возмущений, не может считаться достоверно отображающей основные закономерности деформирования грунтовых сред. Соответствие считается удовлетворительным, если отклонение расчетных зависимостей от статистически средних экспериментальных не превосходит разброса опытных данных, т.е. одного-двух средних квадратических отклонений. Это отклонение одновременно является мерой точности, с которой необходимо разрабатывать уравнения состояния и оснащать их необходимыми константами. Как показывает практика, при взрывах в полевых условиях коэффициент вариации параметров воли составляет 30–40% [4–6], в лабораторных – 10–15% [7–10].

Достоверность модели неразрывно связана с существованием способа

задания входящих в нее констант. При отсутствии такового мы не имеем модели деформирования в широком смысле, а следовательно, не можем оценить достоверность входящего в нее уравнения состояния и самой модели в целом. Обычная схема выглядит так: формулируются соотношения, описывающие результаты опытов по нагружению образцов небольшого размера (порядка нескольких сантиметров), одновременно находятся необходимые значения констант [11–14]. Применительно к описанию взрывных и ударных процессов различного масштаба данная схема обладает рядом недостатков. Во-первых, опыты имеют, как правило, не динамический, а квазистатический характер и ограничены сверху по напряжениям $\sigma < 0,01 \div 1$ ГПа, во-вторых, существуют сомнения в правомочности простого переноса закономерностей деформирования образцов на условия, реализующиеся во взрывной волне, особенно когда речь идет о массивах грунтов. Дело здесь не только в масштабном эффекте изменения физико-механических характеристик, но и в изменении соподчиненности и значимости тех или иных механизмов деформирования.

Возможен другой подход, который, не отвергая указанного выше, является более емким за счет расширения области используемых опытных данных. В случае камуфлетных взрывов большой мощности с длинной волны порядка 1 км и более, проведенных в сложных и разнообразных геологических условиях при наличии макротрещин, блоков, складок, обнаружены, тем не менее, устойчивые (инвариантные) закономерности распространения взрывных волн [4–6, 9, 15]. Вряд ли можно представить себе более объективную информацию о закономерностях динамического деформирования больших масс грунтов в широком диапазоне избыточных нагрузок. Отсюда вытекает, что если уравнение состояния отражает основные физические закономерности деформирования грунтов, то проведением численных расчетов взрывного процесса и сопоставлением полученных результатов с опытными данными одновременно по нескольким параметрам (амплитудам массовой скорости, максимальным смещениям, времени нарастания до максимума, длительности процесса, размерам зоны дробления и др.) можно оценить эффективные значения констант, характеризующие свойства массива в целом. Важным элементом данного способа является сопоставимость опыта и теории не по какому-то одному показателю, а одновременно по большой их совокупности [1].

Другой способ – использование корреляционных зависимостей, полученных обработкой опытных данных для образцов. Абсолютные значения физико-механических характеристик образцов и массива, естественно, не совпадают [16], но парные корреляционные зависимости могут при этом оказаться инвариантными [1, 17, 18]. Отметим, что наибольшее расхождение между характеристиками образцов и массива имеет место для скальных грунтов. Имеющиеся опытные данные для мягких грунтов поддерживают гипотезу о близости этих характеристик (скоростей распространения продольных и поперечных волн [19], характеристик пластического течения [20]). Это, естественно, связано с относительно слабым проявлением хрупких свойств мягких грунтов.

Важность корреляционных соотношений как составной части способа задания констант определяется тем, что практически невозможно непосредственно определить все интересующие величины констант по при-

чине их обилия в уравнении состояния достаточно высокого уровня. Поскольку исходная информация о свойствах грунтов ограничена, как правило, скучными сведениями о простейших физико-механических характеристиках (пористости, влажности, скорости распространения продольных волн), то при разработке корреляционных соотношений необходимо ориентироваться на указанные характеристики.

С рассмотренным выше вопросом об оценке значений констант тесно связан другой признак достоверности – относительная простота уравнения состояния. Сказанное, на первый взгляд, кажется парадоксальным, но практика свидетельствует о том, что чем сложнее уравнение состояния, тем больше в нем содержится коэффициентов и, следовательно, тем труднее оценить его достоверность ввиду возрастающей неопределенности в задании исходной информации. Во всех ситуациях с расчетом многомерных волновых задач более предпочтительными оказываются не интегральные уравнения состояния типа [21], а уравнения дифференциального типа. Интегральные уравнения требуют слишком больших затрат компьютерных ресурсов (оперативной памяти, быстродействия) с вытекающими отсюда неблагоприятными последствиями по их содержательной оценке.

Не такой уже редкой является ситуация, когда дополнительный учет более сложных закономерностей деформирования, выявленных в лабораторных опытах с образцами грунтов, приводит при расчетах распространения волн к ухудшению имеющегося ранее соответствия расчетных и опытных данных (например, учет дилатансии скальных грунтов в предразрушенном состоянии, см. подразд. 3.2). Стремление к простоте, являясь одним из принципов разработки уравнений состояния, должно быть, однако, обоснованным. Чтобы этого достичь, необходимо исследовать тот или иной механизм деформирования в задачах распространения волн и ответить на вопрос, существует ли с практической точки зрения необходимость (и возможность) его учета.

Вопрос о достоверности модели окажется невыясненным, если не проведено ее исследование в задачах о распространении взрывных (ударных) волн. Это исследование является непосредственной составной частью процесса разработки модели, позволяющей оценить степень ее адекватности механизмам деформирования, реализующимся при распространении возмущений.

При решении задач о действиях на грунтовые среды импульсных источников возникает сложная проблема интегрирования нелинейной в общем случае системы уравнений. Аналитический подход имеет тот недостаток, что его применение связано со значительным упрощением реальной ситуации. Существует ограниченный круг задач, которые решены аналитически с учетом упругопластических свойств грунтов [4, 22–26]. В одних случаях это достигается заданием специфических граничных условий [25, 26], в других – рассмотрением некоторых предельных случаев деформирования, позволяющих получить простые интегралы движения ("идеальная" дилатансия [4], жесткопластическая диаграмма деформирования [22], несжимаемость при движении за фронтом волны [23]).

Интегрирование системы уравнений движения, иерархичности, сохранения энергии с учетом сложных упругопластически-релаксационных свойств грунтов возможно только на базе вычислительных программ, реализующих

тот или иной конечно-разностный (конечно-элементный) метод. Эти программы, используемые в качестве инструмента исследования моделей, должны образовывать комплекс для решения одно- и двумерных задач о распространении взрывных и ударных возмущений.

Основной объем имеющихся опытных данных по параметрам импульсных возмущений получен в опытах с одномерными движениями (плоскими, цилиндрическими, сферическими) [1, 2, 4–10, 27–29]. Поэтому одномерные вычислительные программы составляют важную часть комплекса. Вместе с тем апробация моделей в более сложных геометрических условиях, например двумерных осесимметричных, также необходима, поскольку переход к общему случаю напряженного состояния может сопровождаться появлением новых эффектов в деформировании грунтов (например, влияние промежуточного главного напряжения на прочность [15, 30]).

В задачах о распространении воли в грунтах со сложными упругопластическими-релаксационными свойствами, решаемых численными методами, обоснование положений известной теоремы Лакса [31] о сходимости решения на сегодняшний день представляется вряд ли возможным. В связи с этим оценка сходимости (точности) численных решений обычно проводится следующими способами: сравнением численного и точного аналитического решений (в тех случаях, когда последнее можно получить); сравнением численных решений одной и той же задачи, полученных независимо различными авторами; сопоставлением результатов расчетов, выполненных с различными размерами ячеек, на которые разбивается область решения. Естественным критерием точности для рассматриваемого типа задач является величина $\delta \approx 10 \div 20\%$ [1], на которую при указанных выше сопоставлениях расходятся результаты расчетов. Приемлемость этой величины обусловлена тем, что разброс экспериментальных данных по параметрам взрывных волн в грунтах превосходит указанную величину δ .

При решении как одномерных, так и двумерных волновых задач в области упругопластического деформирования грунтов хорошо зарекомендовали себя [1, 32–37] относительно простые лагранжевые численные методы "Хэмп" [38] и "Тензор" [39]. Эйлеровы численные методы обладают в этой области заметной неустойчивостью [2]. В зарубежных работах численные методы широко используются при решении задач о распространении взрывных волн в грунтах, однако акцент делается на результаты расчетов конкретной задачи, уравнение состояния считается при этом разработанным независимо [2, 15, 39–44]. Исключение составляют работы [45–47], в которых изучается соответственно влияние выбора определяющих соотношений упругопластического деформирования и влияние воды в грунте на закономерности распространения взрывных волн. В отечественной литературе детальный параметрический анализ простого варианта инкрементальной упругопластической модели проведен на базе одномерных численных расчетов задачи о взрыве в работе [36]. В работе [1] создан комплекс одномерных и двумерных вычислительных программ, широко использовавшихся в качестве инструмента исследования уравнений состояния различных типов грунтов для оценки их достоверности и параметрического анализа, для определения эффективных значений констант, а также оценки альтернативных подходов к описанию динамического деформирования грунтов. В аналогичном ключе построена данная монография.

2. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГРУНТОВЫХ СРЕД В ВЫСОКОЙ ОБЛАСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ*

2.1. ИНТЕРПОЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Уравнения состояния вещества в высокой области термодинамических параметров базируются на результатах экспериментальных, главным образом, динамических исследований и теоретических моделях, справедливых для описания некоторых предельных физических состояний.

Благодаря проводимым в течение длительного времени интенсивным исследованиям ударных волн в твердых телах к настоящему времени накоплен обширный материал по ударной сжимаемости различных химических элементов и минералов. Анализу экспериментальных методов и результатов изучения ударно-волновых процессов в конденсированных средах посвящены многочисленные монографии и обзоры (см., например [48–54]). Отметим лишь, что основные результаты по измерению ударных волн получены в лабораторных условиях с помощью специальных устройств, обеспечивающих скорости разгона ударников вплоть до 15–18 км/с [55]. В целях получения высоких концентраций энергии в последние годы стали широко использовать способы с применением источников лазерного излучения, релятивистских электронных и ионных пучков, иейтронных потоков [54]. Согласно [56, 57] большие возможности в области экспериментального изучения потенциалов межатомного и межмолекулярного взаимодействия открывает метод, основанный на использовании данных о рассеянии быстрых пучков. Определенный опыт динамических исследований ударных волн в твердых телах накоплен при сильных подземных взрывах [58–61]. Использование мощных ударных волн, возникающих в ближней зоне подземных взрывов, позволяет поднять шкалу измеряемых ударных давлений и тем самым приблизить экспериментальные данные к области применимости теоретических моделей.

Теоретическое описание поведения веществ в широком диапазоне состояний наталкивается на значительные трудности. Используемые в настоящее время физические модели позволяют рассчитывать термодинамические параметры веществ только в некоторых предельных случаях.

В области сверхвысоких давлений и температур для решения многих практических задач удовлетворительную точность описания обеспечивает квантовостатистическая модель атома Томаса–Ферми (ТФ). Диапазон применимости этой модели расширяется при учете квантовых и обменных

*Разд. 2 написан при участии В.Н. Архипова.

поправок (модель ТФП) [62]. Определяющие уравнения модели ТФ (ТФП) обладают важным свойством подобия по атомному номеру Z , что дает возможность использования рассчитанных в [63] подробных таблиц электронной составляющей термодинамических параметров любых химических элементов и их смесей. Недостатком указанных моделей (ТФ и ТФП) является неучет индивидуальных свойств атома, его оболочечной структуры. В [64–66] указывается, что учет оболочечных эффектов в отличие от расчетов по модели ТФ (ТФП) приводит к осцилляции термодинамических функций. Влияние оболочечной структуры атома на поведение ударных адабат в области сверхвысоких давлений отмечается также в [58, 60, 61], где анализируются экспериментальные данные по ударной сжимаемости ряда веществ.

Можно отметить еще одну предельную модель — слабо неидеальный газ, вещественный состав которого определяется уравнениями ионизационного равновесия (уравнениями Саха). Эта модель позволяет описывать не слишком горячую и не слишком плотную плазму. При повышении плотности модель становится неприменимой из-за увеличения межчастичного взаимодействия, а при повышении температуры ею трудно пользоваться, поскольку в справочной литературе не хватает данных о потенциалах ионизации. При высоких температурах с понижением концентрации частиц возникают также трудности, связанные с отклонением от термодинамического равновесия вследствие выхода излучения из плазменного объема [67]. Расширение области применимости модели Саха может быть достигнуто посредством учета кулоновской неидеальности плазмы в классическом приближении Дебая–Хюкеля [48]. Результаты сравнительных расчетов по моделям ТФ и Саха обсуждаются в [68, 69].

Результаты экспериментальных исследований и теоретических расчетов по существующим физическим моделям далеко не перекрывают всю область состояний, представляющих практический интерес. Это обстоятельство обуславливает необходимость использования различных интерполяционных методов при описании свойств грунтов в широком диапазоне термодинамических параметров. На основе интерполяционного подхода построены широкодиапазонные уравнения состояния ряда горных пород [70–73] и воды [74–76].

Прежде, чем непосредственно перейти к анализу уравнений состояния конкретных сред, остановимся кратко на некоторых общих положениях используемого интерполяционного метода.

Основу предложенного в [70–75, 77] приближенного описания термодинамических свойств грунтов составляет построение расчетных моделей для предельных (идеальных) состояний и последующая интерполяция. Конкретная структура функциональных соотношений между термодинамическими параметрами и количественные характеристики модели определяются, исходя из анализа асимптотических моделей твердых сред, результатов теоретических расчетов и имеющейся совокупности экспериментальных данных.

Для описания состояния среды используется известная [48] трехчленная форма уравнения состояния

$$P = P_c + P_N + P_e, \quad E = E_c + E_N + E_e, \quad (2)$$

где P_i , E_i – компоненты давления и энергии; $i = c, N, e$ обозначают соответственно "холодную" часть состояния, тепловое возбуждение ядер и тепловую электронную компоненту состояния.

Подобное аддитивное представление уравнения состояния позволяет наиболее просто аппроксимировать каждую из составляющих и оперативно проводить корректировку уравнения состояния по мере его уточнения в той или иной физической области.

При построении компоненты "холодной" составляющей состояния учитываются следующие условия.

В области сжатия ($\rho > \rho_{ok}$, ρ_{ok} – плотность при $T = 0, P = 0$, T – абсолютная температура) зависимость $P_c(\rho)$ строится таким образом, чтобы в диапазоне существования экспериментальных данных по ударной сжимаемости расчетная ударная адиабата наилучшим образом согласовывалась с результатами эксперимента, а в пределе (в области сверхвысоких давлений) построенная зависимость должна асимптотически приближаться к теоретической ветви "холодного" сжатия, соответствующей квантовостатистическим моделям (ТФ или ТФП). В области растяжения ($\rho < \rho_{ok}$) необходимо, чтобы зависимость $P_c(\rho)$ удовлетворяла условиям непрерывности и гладкости сопряжения давления холода сжатия в точке $\rho = \rho_{ok}$. Должно также выполняться естественное условие равенства энергии холода сжатия при $V \rightarrow \infty$ энергии сублимации вещества, V – удельный объем.

Зависимость $P_c(\rho)$ задается либо табличным способом, либо с помощью аналитической аппроксимации, учитывающей конкретный вид потенциала межатомного взаимодействия. В большинстве случаев, как правило, используется комбинированный способ задания $P_c(\rho)$: в области сжатия – табличный способ, в области растяжения – аналитическая аппроксимация.

Энергия холода сжатия определяется с помощью известного термодинамического соотношения,

$$E_c = - \int_{V_{ok}}^V P_c(V) dV. \quad (3)$$

Ядерные компоненты уравнения состояния (2), характеризующие тепловое движение атомов и молекул, строятся таким образом, чтобы описать переход вещества из конденсированного в полностью испаренное и диссоциированное состояние.

С этой целью в наиболее простом случае свободная энергия для ядерных компонент представляется в виде

$$F = F_{\text{cond}} + NkT \ln(1 + Z_1^{n_1})^{1/n_1} - NkT \ln(1 + Z_2^{n_2})^{1/n_2}, \quad (4)$$

где F_{cond} – свободная энергия конденсированного состояния среды; N – число молекул; k – постоянная Больцмана; Z_1, Z_2 – некоторые интерполирующие функции; n_1, n_2 – константы.

Функции Z_1 и Z_2 выбираются с тем условием, чтобы интерполяционная зависимость (4) при низких состояниях давала свободную энергию тепловой компоненты конденсированного состояния ($Z_1 = Z_2 = 0$), при испарении вещества – свободную энергию тепловой компоненты испаренного вещества ($Z_1 \gg 1, Z_2 \approx 0$), при диссоциации вещества – свободную энергию тепловой компоненты диссоциированного вещества ($Z_1 \gg 1, Z_2 \gg 1$). Для задания указанных выше "пределных" видов свободных энергий

используются известные представления свободных энергий молекулярных и атомарных газов [48, 78].

Как следует из структуры формулы (4), константы n_1 и n_2 определяют скорость перехода вещества из одного состояния в другое. Численные значения n_1 и n_2 находятся по результатам сравнения расчетов по зависимости (4) с экспериментальными данными и результатами термохимических расчетов.

В основу описания электронной компоненты состояния положены результаты численных расчетов по модели ТФ (ТФП). Подробные таблицы термодинамических параметров модели ТФП представлены в [63]. В ряде случаев при решении практических задач предпочтительнее иметь уравнение состояния в аналитическом виде. На основе численных расчетов по модели ТФ [79] в работе [70] предложены аналитические аппроксимации электронной компоненты уравнения состояния.

2.2. АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ В ВЫСОКОЙ ОБЛАСТИ ПАРАМЕТРОВ

2.2.1. Силикатные породы (гранит, сланец). В рамках изложенного выше интерполяционного подхода с учетом процессов испарения, диссоциации и ионизации построены уравнения состояния типичных представителей силикатных пород — гранита [70] и сланца [71].

Как известно, основу силикатных пород составляет кварц, поэтому в целях упрощения описания "пределных" состояний гранита и сланца исходили из простейшего химического состава этих пород — SiO_2 . Подобный подход, однако, не всегда является оправданным. Если порода содержит воду или газообразующие примеси, то даже незначительное содержание (5–10%) этих компонент может привести к заметному изменению адиабат разгрузки породы, подвергшейся воздействию сильной ударной волны [80]. Вопросы учета содержащейся в порах воды обсуждаются в подразделе 2.2.5.

Интерполяционные функции Z_1 и Z_2 в зависимости (4) для гранита и сланца представляются в виде [70, 71]

$$Z_1 = aT^{5/2}V^{9\gamma-1},$$

$$Z_2 = \begin{cases} b(V/T)^2 \exp(-Q_D M/(RT)) & \text{при } T \leq T_2 \\ b(V/T)^2 \exp(-2) & \text{при } T > T_2, \end{cases}$$

где Q_D — энергия диссоциации, R — универсальная газовая постоянная, M — молекулярная масса, a , b — структурные константы, $\gamma = 2/3$; $T_2 = M Q_D / (2R)$.

Величины коэффициентов $n_1 = 1/4$ и $n_2 = 1/5$ определяются при сопоставлении следствий из уравнения состояния с экспериментальными и расчетными данными [81, 82]. Для описания электронной составляющей используется аналитическая аппроксимация расчетов по модели ТФ.

Построенные таким образом интерполяционные уравнения состояния гранита и сланца позволяют рассчитывать как область однородных состояний, так и область двухфазного состояния конденсированное состояние —

Таблица 1

Термодинамические параметры на границе двухфазной области

| P, МПа | T, К | V_k , см ³ /г | $E, 10^{10}$ эрг/г | V_g , см ³ /г | $E, 10^{10}$ эрг/г |
|--------|------|----------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|
| | | Конденсированная среда | | Газ | |
| 0,05 | 2685 | 0,478 | 3,85 | 11645 | 13,7 |
| 0,1 | 2723 | 0,480 | 3,92 | 5779 | 13,9 |
| 0,4 | 2882 | 0,489 | 4,18 | 1583 | 14,5 |
| 1,6 | 3132 | 0,505 | 4,58 | 459 | 15,1 |
| 6,4 | 3464 | 0,530 | 5,14 | 130 | 15,6 |
| 25,6 | 3879 | 0,569 | 5,86 | 33,5 | 15,6 |
| 102,4 | 4388 | 0,640 | 6,82 | 8,75 | 15,5 |
| 200,0 | 4711 | 0,708 | 7,48 | 4,86 | 15,5 |
| 300,0 | 4949 | 0,782 | 7,99 | 3,36 | 15,5 |
| 409,6 | 5160 | 0,887 | 8,47 | 2,43 | 15,3 |
| 460,0 | 5246 | 0,955 | 8,67 | 2,10 | 15,2 |
| 510,0 | 5325 | 1,053 | 8,84 | 1,78 | 14,9 |

газ. Ввиду отсутствия явного выражения для термодинамического потенциала (электронная составляющая находится по результатам численных расчетов), при расчете границы двухфазности используется уравнение, эквивалентное равенству потенциалов Гиббса на границе фаз

$$\int_{V_k}^{V_g} P(V, T) dV - P(V_g - V_k) = 0,$$

где индексы k и g обозначают параметры на границе двухфазной области со стороны соответственно конденсированного и газообразного состояний.

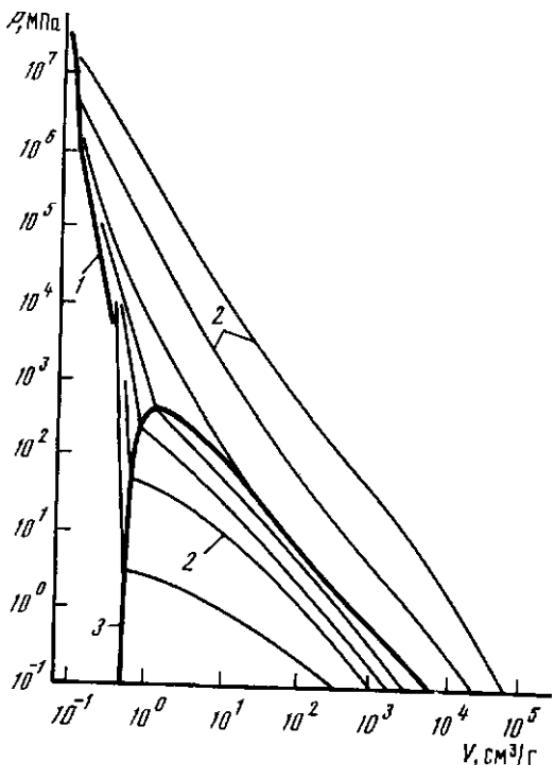
Расчет изэнтроп в области двухфазного состояния проводится для смеси двух фаз с использованием термодинамического "правила рычагов" [78]:

$$\begin{aligned} S &= YS_g(P) + (1 - Y)S_k(P), \\ E &= YE(V_g, P) + (1 - Y)E(V_k, P), \\ V &= YV_g(P) + (1 - Y)V_k(P), \\ Y &= (S - S_k(P))/(S_g(P) - S_k(P)), \end{aligned}$$

где S — энтропия для данной фиксированной частицы.

Результаты расчетов термодинамических параметров приведены на рис. 1 и в табл. 1.

Результаты расчета двухфазной области согласуются с экспериментальными данными и другими расчетами. Из табл. 1 следует, что при атмосферном давлении температура кипения составляет $2,7 \cdot 10^3$ К. В работах [83, 84] для кварца приводятся температуры кипения 2500 и 2860 К. Результаты расчетов зависимости температуры кипения от давления для кварца на основе таблиц [82] также находятся в удовлетворительном согласии с данными табл. 1. В газодинамической области интерполяционное уравнение состояния гранита [70] согласуется с газовым уравнением состояния SiO_2 , приведенным в [80].



Р и с. 1. Ударная адиабата (1) и изэнтропы разгрузки (2) для гранита
3 – граница двухфазной области

На основе предложенных моделей проводилась [70, 72] проверка известной гипотезы об удвоении массовой скорости при отражении сильной ударной волны в твердом теле от свободной поверхности. Анализ результатов показывает, что указанное приближение имеет хорошую точность вплоть до амплитуды массовой скорости в ударной волне $U \approx 5$ км/с ($P \approx 100$ ГПа). Затем ошибка начинает резко возрастать. При этом отклонение скорости движения поверхности от величины, соответствующей гипотезе удвоения скорости, начинается при таких параметрах ударной волны, когда вещество при разгрузке попадает в область двухфазного состояния.

2.2.2. Кальцитные породы. На примере кальцита, как наиболее простого, но в то же время широко распространенного в природе минерала, обладающего свойством термического разложения, рассмотрена [72] возможность построения интерполяционного уравнения состояния грунта с учетом эффектов газообразования.

Известно, что при определенных термодинамических состояниях кальцита происходит полное или частичное разложение CaCO_3 на газ CO_2 и окись кальция CaO . Процессы испарения, диссоциации и ионизации происходят при более высоких состояниях.

С учетом такой последовательности физических процессов свободная энергия кальцита представляется в виде

$$F(V, T) = Y[\alpha F_1(V_1, T) + \beta F_2(V_2, T)] + (1 - Y) F_3(V_3, T),$$

Таблица 2

Термодинамические параметры на границе области разложения CaCO_3

| $P, \text{ МПа}$ | $T, \text{ К}$ | $V_1, \text{ см}^3/\text{г}$ | $V_2, \text{ см}^3/\text{г}$ | $V_3, \text{ см}^3/\text{г}$ | $V = \alpha V_1 + \beta V_2, \text{ см}^3/\text{г}$ |
|-------------------|----------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|---|
| 10^{-2} | 1146 | 0,304 | 2133 | 0,405 | 939 |
| $2 \cdot 10^{-1}$ | 1203 | 0,305 | 1113 | 0,407 | 490 |
| $4 \cdot 10^{-1}$ | 1266 | 0,305 | 580 | 0,409 | 255 |
| $8 \cdot 10^{-1}$ | 1337 | 0,305 | 302 | 0,411 | 133 |
| 1,6 | 1417 | 0,306 | 157 | 0,414 | 69,3 |
| 3,16 | 1505 | 0,306 | 82,5 | 0,417 | 36,5 |
| 10^1 | 1680 | 0,307 | 27,5 | 0,423 | 12,3 |
| 10^2 | 2191 | 0,310 | 3,75 | 0,443 | 1,82 |
| 10^3 | 3179 | 0,314 | 0,861 | 0,467 | 0,555 |
| 10^4 | 3270 | 0,291 | 0,426 | 0,352 | 0,351 |
| 10^5 | 3390 | 0,209 | 0,226 | 0,216 | 0,216 |

где Y – степень разложения CaCO_3 , V_i – удельные объемы соответствующих компонент, $V = Y(\alpha V_1 + \beta V_2) + (1 - Y)V_3$ – удельный объем смеси. Индексы $i = 1, 2, 3$ относятся соответственно к CaO , CO_2 и CaCO_3 .

Энергия и давление в общем случае определяются выражениями

$$E = -T^2 \frac{\partial(F/T)}{\partial T} = Y[\alpha E_1(V_1, T) + \beta E_2(V_2, T)] + (1 - Y)E_3(V_3, T),$$

$$P = -\frac{\partial F(V, T)}{\partial V} = -\frac{\partial F_i(V_i, T)}{\partial V_i} = P_i(V_i, T).$$

Таким образом, основываясь на принятых физических предпосыпках, построение уравнения состояния кальцита можно свести к нахождению интерполяционных уравнений состояния отдельных компонент: CaCO_3 , CaO , CO_2 .

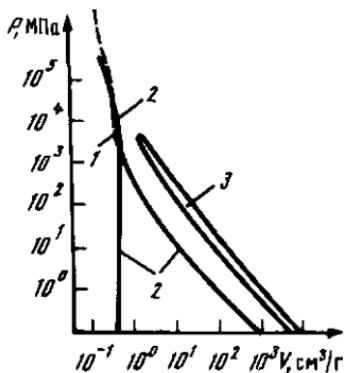
В рамках используемой интерполяционной модели выполнено [72] исследование формы границы области разложения, которая рассчитывается исходя из требования равенства потенциалов Гиббса

$$\alpha F_1 + \beta F_2 - F_3 = -P(\alpha V_1 + \beta V_2 - V_3). \quad (5)$$

В целях упрощения расчетов при решении уравнения (5) пренебрегалось электронными составляющими ввиду их малости в области, где происходит термическое разложение $\text{CaCO}_3 \rightarrow \text{CaO} + \text{CO}_2$.

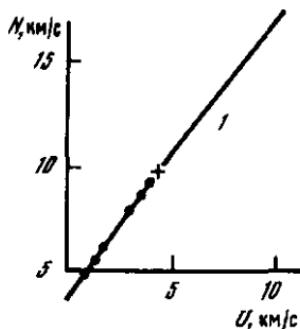
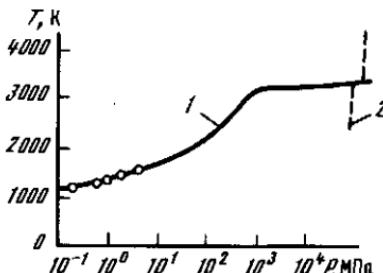
Результаты расчета границы области термического разложения представлены в табл. 2 и на рис. 2. При давлении порядка 1,5 ГПа обе границы области разложения (с точностью до погрешностей расчета) сливаются в одну линию. В области слияния этих границ температура разложения слабо изменяется с увеличением давления (рис. 3). Из результатов расчета следует, что ударная адиабата кальцита и кривая его термического разложения пересекаются в точке с параметрами: $P \approx 10^2 \text{ ГПа}$, $T \approx 3400 \text{ К}$, $V \approx 0,215 \text{ см}^3/\text{г}$. В этой точке ударная адиабата в плоскости (N, U) терпит излом (рис. 4).

На рис. 2 приведена также область двухфазного состояния при испарении CaO . Необычный характер вида этой области объясняется тем, что вблизи границы начала испарения CaO общий удельный объем смеси $\text{CaO} + \text{CO}_2$ определяется главным образом газовой компонентой CO_2 .



Р и с. 2. Ударная адиабата (1), границы области термического разложения (2) и область двухфазного состояния (3) для кальцита

Р и с. 3. Температура разложения кальцита в зависимости от давления
1 – расчет, 2 – ударная адиабата, кружки – опытные данные [82]



Р и с. 4. Ударная адиабата кальцита в плоскости (N, U)
 N – скорость ударной волны, U – массовая скорость, крестик – точка излома, 1 – расчет, точки – опытные данные [85]

Сравнение экспериментальных данных по температуре разложения и ударной адиабате с результатами расчета свидетельствует о приемлемости и непротиворечивости основных физических гипотез и предпосылок, положенных в основу приближенного описания уравнения состояния кальцита.

Выполненная на основе интерполяционного уравнения состояния проверка гипотезы удвоения скорости при выходе ударной волны на поверхность показала [72], что для кальцита по сравнению с силикатными породами отклонение от указанной гипотезы происходит несколько раньше ($U \approx 3,8$ км/с). Эта точка на ударной адиабате соответствует началу разложения кальцита в процессе изэнтропической разгрузки.

2.2.3. Каменная соль. Особенность построения широкодиапазонного уравнения состояния соли (NaCl) состоит в необходимости учета не только процессов испарения, диссоциации и ионизации, но и энергоемкого для данного вещества процесса плавления. С использованием интерполяционного подхода в [73] построено уравнение состояния каменной соли, описывающее все указанные физические состояния.

Таблица 3

Термодинамические параметры на границе области расплава

| P , МПа | T , К | V^k , см ³ /г | V^m , см ³ /г | P , МПа | T , К | V^k , см ³ /г | V^m , см ³ /г |
|-------------------|---------|----------------------------|----------------------------|------------------|---------|----------------------------|----------------------------|
| 10^{-4} | 1075 | 0,536 | 0,622 | $3,4 \cdot 10^3$ | 1560 | 0,464 | 0,514 |
| 10^{-1} | 1076 | 0,536 | 0,622 | $3,1 \cdot 10^4$ | 2377 | 0,392 | 0,420 |
| $1,28 \cdot 10^1$ | 1079 | 0,536 | 0,620 | $5,5 \cdot 10^4$ | 3160 | 0,314 | 0,324 |
| $1,02 \cdot 10^2$ | 1100 | 0,534 | 0,612 | $1,1 \cdot 10^5$ | 3500 | 0,267 | 0,273 |
| $8,2 \cdot 10^2$ | 1231 | 0,514 | 0,566 | $1,9 \cdot 10^5$ | 3851 | 0,222 | 0,223 |
| | | | | | 4058 | 0,186 | 0,186 |

Таблица 4

Термодинамические параметры на границе области испарения

| P , МПа | T , К | V^k , см ³ /г | V^g , см ³ /г | P , МПа | T , К | V^k , см ³ /г | V^g , см ³ /г |
|-------------------|---------|----------------------------|----------------------------|-----------|---------|----------------------------|----------------------------|
| 10^{-4} | 1075 | 0,622 | $2,96 \cdot 10^6$ | 0,4 | 1947 | 1,47 | 658 |
| 10^{-3} | 1263 | 0,650 | $2,32 \cdot 10^5$ | 1 | 2153 | 2,23 | 268 |
| 10^{-2} | 1465 | 0,694 | $2,23 \cdot 10^4$ | 2 | 2347 | 2,96 | 130 |
| 10^{-1} | 1725 | 0,819 | $2,457 \cdot 10^3$ | 5 | 2667 | 4,83 | 42,3 |
| $2 \cdot 10^{-1}$ | 1825 | 0,971 | $1,275 \cdot 10^3$ | 8,47 | 2890 | 11,5 | 11,5 |

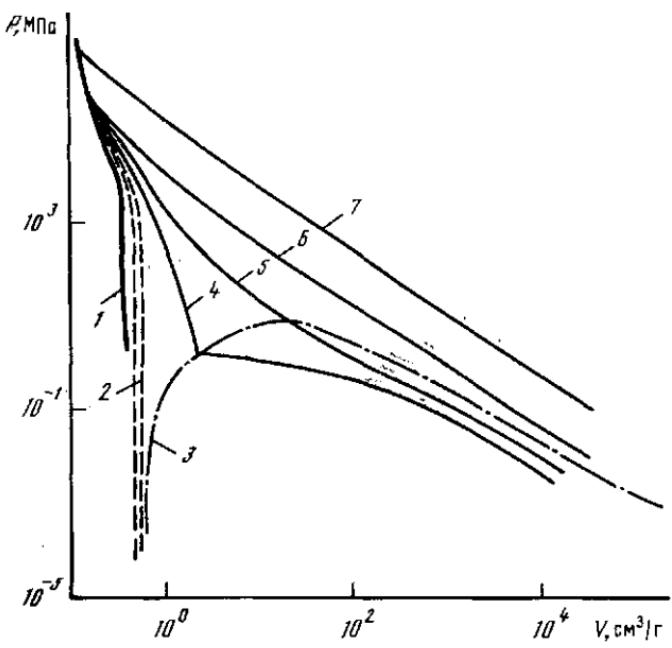
Описание кристаллической фазы проводится в рамках дебаевской модели тепловых колебаний. Зависимость температуры Дебая θ_D от плотности находится в виде

$$\theta_D = \theta_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \exp \left(1,92 \operatorname{arctg} \frac{1,08(\rho^2 - \rho_0^2)}{1,16 + \rho_0^2 \rho^2} \right).$$

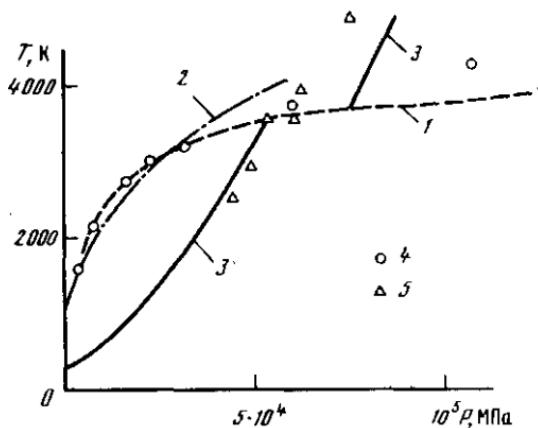
Температура Дебая θ_0 при нормальной плотности ρ_0 в соответствии с [48, 51] принимается равной 300 К (ρ_0 , ρ в г/см³). Холодная составляющая уравнения состояния кристаллической фазы нормируется по экспериментальным данным об ударной сжимаемости [86–89] и результатам расчетов с использованием модели ТФ для больших сжатий. Уравнение состояния расплава строится с условием обеспечения последующего перехода вещества в испаренное, диссоциированное и ионизированное состояния. В принципиальном отношении схема построения уравнения состояния расплава близка к рассмотренной схеме построения уравнения состояния силикатных пород.

Предложенная интерполяционная модель соли позволяет изучить характер фазовых переходов в этой среде для широкой области состояний. Результаты расчетов термодинамических параметров на границах областей испарения и расплава приведены в табл. 3, 4 (V^m – удельный объем расплава), а также на рис. 5 и 6.

Как следует из анализа результатов расчета, ударная адиабата пересекает границы двухфазных состояний кристаллическая фаза–расплав в точках ($5,3 \cdot 10^4$ МПа, 3480 К) и ($7,8 \cdot 10^4$ МПа, 3700 К). Интересно отметить, что область частичного плавления совпадает с началом отклонения от



Р и с. 5. Ударная адиабата (1), область плавления (2), граница области испарения (3), изэнтроны разгрузки (4–7) для каменной соли



Р и с. 6. Зависимость температуры плавления каменной соли от давления

1 – данная работа, 2 – расчет по формуле Симона с параметрами [90], 3 – изменение температуры вдоль ударной адиабаты, расчет, данная работа, 4 – расчет [86], 5 – температура вдоль ударной адиабаты, эксперимент [86]

закона удвоения массовой скорости при выходе ударной волны на свободную поверхность. Согласно выполненным расчетам [73] эта точка для соли соответствует величине массовой скорости в ударной волне $U \approx \approx 2$ км/с. При анализе расчетных изэнтроп разгрузки (см. рис. 5) обращает на себя внимание резкое изменение скорости звука при переходе из конденсата в область двухфазного состояния. Для сравнения на рис. 6 приведена зависимость температуры плавления от давления, рассчитанная по формуле Симона

$$P = A [(T/T_0)^c - 1] \quad (6)$$

с параметрами из работы [90]: $A = 1,67$ ГПа, $T_0 = 1073$ К, $c = 2,7$, $P \leq 20$ ГПа.

Создание единого уравнения состояния для описания термодинамических параметров в однородной области, а также в областях плавления и испарения позволило разработать физическую модель формирования газообразных продуктов в полости крупномасштабных камуфлетных взрывов [91]. С использованием указанной модели применительно к условиям взрыва в каменной соли рассмотрена динамика изменения состояния вещества в полости и окружающей породе за счет процессов молекулярной теплопроводности [91]. Полученные теоретические оценки объема расплавленной породы удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по взрывам "Гном" и "Салмон" [92–95].

2.2.4. Вода. Ввиду широкого использования воды в различных технических целях ее свойства наиболее подробно изучены экспериментальными методами. Имеются подробные табличные данные [96, 97] о теплофизических свойствах воды и водяного пара при $T < 800^\circ\text{C}$ и $P < 100$ МПа. В области высоких давлений динамическими методами изучена ударная сжимаемость воды [98, 99]. На основе экспериментальных данных с привлечением различных физических моделей предложены уравнения состояния воды в широком диапазоне термодинамических параметров (см., например, [74–76, 100–102]).

Наиболее полно, по-видимому, термодинамические свойства воды при сильных взрывных воздействиях учитываются в [74–76]. В развитии подхода [74] в работе [75] дано единое аналитическое описание свойств воды в области однородных и двухфазных состояний. Предложенный в [74] интерполяционный способ построения уравнения состояния в высокой области параметров используется при создании широкодиапазонного табличного уравнения состояния воды [76].

Для нахождения интерполяционных термодинамических функций воды свободная энергия представляется в виде [74, 75]

$$F = E_c + F_{\text{cond}} + \Delta F_{\text{OH}} + \Delta F_1 + \Delta F_2 + F_e$$

В дополнение к (4) здесь ΔF_{OH} – поправка за счет водородных связей, ΔF_1 и ΔF_2 – поправки, учитывающие процессы испарения и диссоциации соответственно, F_e – свободная энергия электронного состояния.

Выражение для F_{cond} находится, исходя из дебаевского приближения тепловых колебаний и общих соотношений статистической физики. При этом аппроксимационная зависимость от плотности основного параметра модели – коэффициента Грюнайзена – определяется по результатам

анализа экспериментальных изохор с использованием известных асимптотических величин этого коэффициента [78, 103].

Поправки за счет процессов испарения и диссоциации учитываются аналогично тому, как это предлагается делать при построении уравнения состояния силикатных пород, т.е. путем использования соответствующих интерполирующих функций, обеспечивающих постепенный переход в различные предельные состояния. Постоянные ($n_1 = 0,4$ и $n_2 = 0,5$) в выражении (4) выбираются из условия соответствия расчетных значений с экспериментальными данными и результатами термохимических расчетов.

Давление и энергия холодной составляющей определяются в несколько этапов. В области плотностей $\rho/\rho_0 < 1,3$ используются данные по зависимости между P , V и T воды и водяного пара [96, 104]: значение P_c находится как разность между полной величиной давления и вычисленной предварительно его тепловой частью. При плотностях $2,3 > \rho/\rho_0 > 1,3$ используются данные по динамической сжимаемости воды, а в области сверхвысоких давлений – результаты расчетов по модели ТФ (ТФП).

Поправка к давлению за счет водородных связей, существующих в области ниже критической температуры, задается в виде

$$P_{\text{ОН}} = f_1(V)f_2(T),$$

где функции $f_1(V)$ и $f_2(T)$ находятся из сравнения расчетных и экспериментальных данных. Для определения поправки $E_{\text{ОН}}$ к внутренней энергии используется термодинамическое тождество

$$(\partial E / \partial V)_T = T(\partial P / \partial T)_V - P$$

и данные на экспериментальной изохоре $V = V_0$.

При описании электронной компоненты состояния воды используются аналитические аппроксимации [70] численных расчетов ТФ.

В качестве иллюстрации построенного таким образом интерполяционного уравнения состояния воды на рис.7 приведены расчетная ударная адиабата и изэнтропы разгрузки в однородной и двухфазной областях в сравнении с результатами из работы [80]. Из этих данных следует, что для воды, так же как и для грунтов, характерно резкое изменение скорости звука при переходе из конденсированного состояния в двухфазную область. Со стороны газа такой переход происходит плавно и разрыв в скорости звука составляет несколько процентов.

Выполненное широкое сопоставление различных параметров модели (ударной сжимаемости, скорости звука, теплоемкости, термодинамических параметров на границе области двухфазности) с экспериментальными данными и расчетными результатами других работ свидетельствует [74, 75] о достаточной точности предложенного интерполяционного уравнения состояния воды при решении различных задач механики сплошной среды. Аналитическая форма уравнения состояния делает его особенно удобным при проведении численных расчетов.

2.2.5. Смесевое уравнение состояния. При решении различных практических задач большой класс грунтов можно рассматривать как многокомпонентные смеси. В частности, в простейшем случае мягкий грунт можно представить в виде смеси трех веществ: твердой компоненты – кварца и содержащихся в порах воды и воздуха.

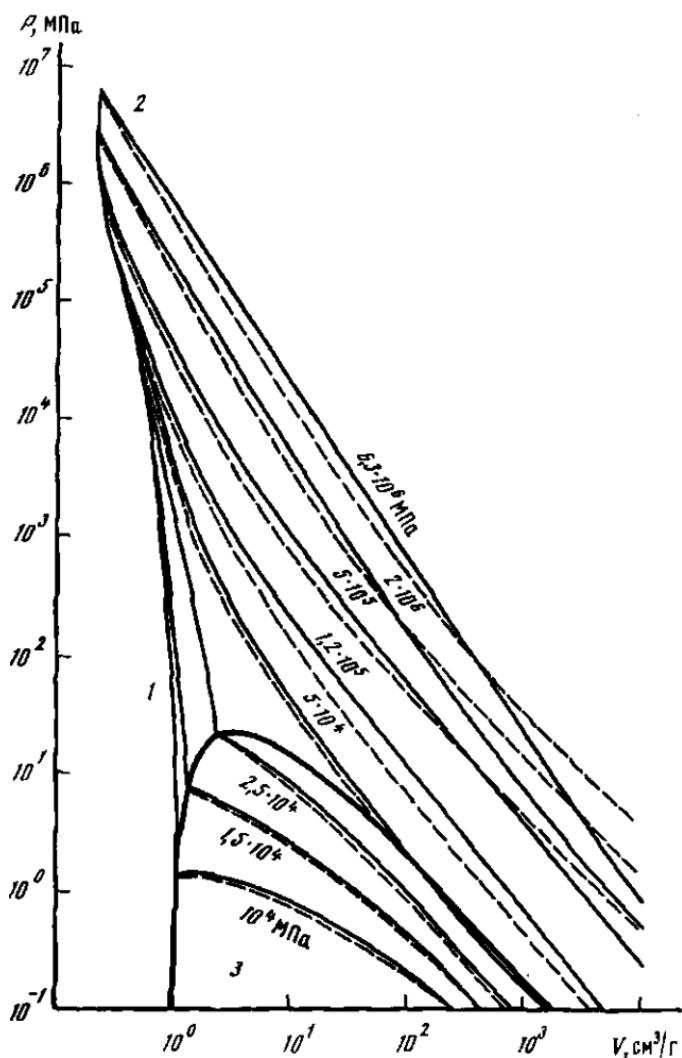


Рис. 7. Расчетные ударная адиабата (1), изэнтропы разгрузки (2), двухфазная область (3) для воды

Сплошные линии – данная работа, пунктир – работа [80]

Строгое термодинамическое описание веществ сложного состава вызывает значительные трудности, обусловленные необходимостью применения неравновесной термодинамики. Для приближенного рассмотрения многокомпонентных сред обычно используются два предельных приближения: равновесное и полностью неравновесное. В равновесном приближении предполагается равенство давления и температуры для всех компонент среды, в неравновесном приближении задается равенство лишь давлений.

В рамках указанных приближений уравнение состояния смеси (например, мягкого грунта) находится из условий

$$\begin{aligned}
 E &= \alpha_1 E_1 + \alpha_2 E_2 + \alpha_3 E_3, \\
 P &= P_1 = P_2 = P_3, \\
 V &= \alpha_1 V_1 + \alpha_2 V_2 + \alpha_3 V_3, \\
 \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 &= 1,
 \end{aligned} \tag{7}$$

где E , P , V – удельная энергия, давление и удельный объем смеси, индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к воздуху, воде и твердой компоненте, α_i – доля по массе i -компоненты в смеси.

При неравновесном приближении считается, что ударная и изэнтропическая нагрузки происходят согласно индивидуальным ударным адиабатам и изэнтропам каждой компоненты. В случае равновесного приближения система (7) дополняется условием равенства температур различных компонент смеси $T_i = T$.

В рамках неравновесного приближения влияние содержания воды в силикатных горных породах на параметры механического действия крупномасштабного подземного взрыва рассмотрено в [47]. В расчетах горная порода представлялась в виде двухкомпонентной среды, разгрузка которой после ударного сжатия рассчитывалась на основе разгрузочных кривых твердой компоненты (кварца) и воды с учетом их процентного содержания. Даже относительно небольшое содержание воды в изверженной горной породе может заметно повлиять на процесс развития взрыва. На это указывают расчетные зависимости давления от радиуса взрывной полости, полученные в [80] для грунтов с различным процентным содержанием воды.

Вопросы влияния вида термодинамического приближения на описание динамической сжимаемости многокомпонентных сред рассмотрены в [105]. С этой целью на основе интерполяционных уравнений состояния силикатных пород, соли, воды, а также уравнения состояния воздуха [106] для равновесного и неравновесного приближений выполнены расчеты ударных адиабат и изэнтроп разгрузки для полностью водонасыщенных силикатных грунтов, а также ударных адиабат пористого кварца и пористой соли.

Расчетные ударные адиабаты гранита с различной весовой долей воды приведены на рис. 8. Анализ зависимостей показывает, что учет равновесного и неравновесного приближений дает близкие результаты. При этом по мере увеличения долевого содержания воды происходит монотонный переход кривых от ударной адиабаты гранита к ударной адиабате воды. В области полного испарения гранита равновесное и неравновесное приближения дают практически совпадающие изэнтропы разгрузки (рис. 9). Однако в области конденсированного состояния гранита и полного испарения воды изэнтропы, соответствующие разным приближениям, начинают расходиться, а в области ниже критической точки воды различие становится значительным. Для сравнения на рис. 9 приведены также результаты расчетов [80], полученные в неравновесном приближении.

Таким образом, выполненные в [105] расчеты показывают, что если вещества находятся в одинаковых агрегатных состояниях, то оба рассмотренных приближения дают практически одинаковые результаты.

Если же агрегатные состояния компонент различаются, то указанные приближения приводят к различию в расчетных термодинамических па-

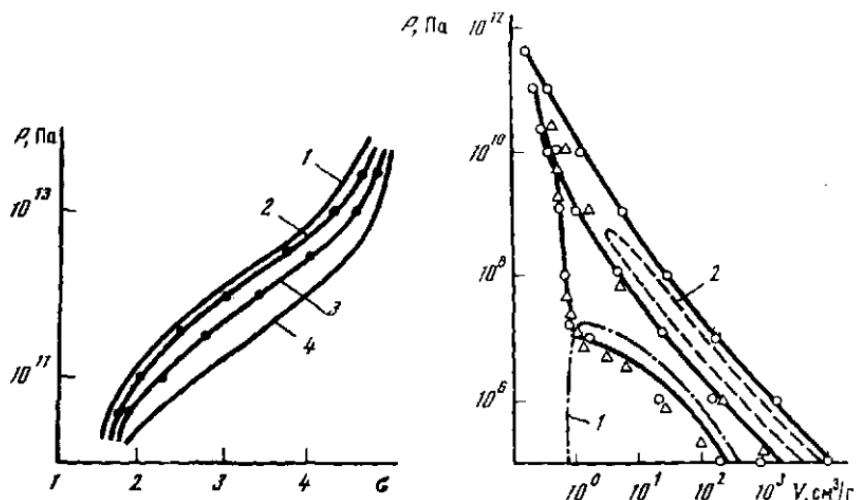


Рис. 8. Расчетные ударные адиабаты гранита с различным содержанием воды

1 – $\alpha_2 = 0$; 2 – $\alpha_2 = 0,1$; 3 – $\alpha_2 = 0,3$; 4 – $\alpha_2 = 1$; точки – неравновесное приближение, $\sigma = p/p_0$

Рис. 9. Изэнтропы разгрузки водонасыщенной породы с различных давлений на ударной адиабате в равновесном (сплошные линии) и неравновесном (кружки) приближениях

1 – граница двухфазности воды, 2 – гранита, треугольники – результаты расчетов [80]

метрах смеси. Этот вывод подтверждают и результаты расчета ударных адиабат сухих пористых грунтов [105], в которых присутствует газовая компонента – воздух.

Вопрос о соответствии разных приближений реальному состоянию смеси в областях, где результаты расчетов различаются, в настоящее время остается открытым. Имеющиеся экспериментальные данные по ударным адиабатам пористого кварца [107] и пористой соли [87] ввиду разброса результатов измерений также не позволяют сделать однозначный вывод о предпочтительности того или иного приближения.

2.3. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ С УЧЕТОМ ПОЛИМОРФНЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Лабораторные эксперименты с ударными волнами [107–109], а также результаты рентгеноструктурного анализа образцов, отобранных из крупных метеоритных кратеров [110–111], показывают, что силикатные минералы при давлениях 10–50 ГПа испытывают полиморфные фазовые превращения, завершающиеся образованием плотноупакованных кристаллических модификаций кварца – коззита и стицовита. Наиболее существенным по удельным энергозатратам является переход кварц–стицовит (энергия перехода при нормальных условиях порядка 10^6 Дж/кг [112]). Представляет определенный интерес оценка влияния столь заметного фактора на процесс распространения взрывных (ударных) волн.

Общая структура (P, V) плоскости в случае ударного нагружения и разгрузки α -кварца показана на рис. 10. На основании работ [107–109, 113,

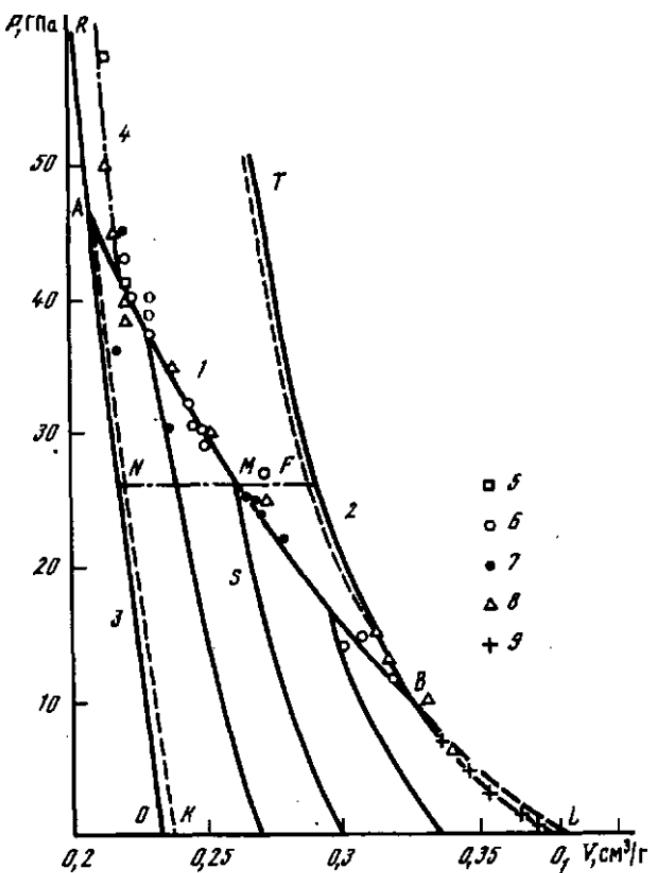


Рис. 10. Структура плоскости давление P – удельный объем V для кварца

1 – ударная адиабата кварца по опытным данным [107–109, 113, 115], (5 – [107], 6 – [108], 7 – [109], 8 – [113], 9 – [115]), 2 – ударная адиабата кварца, продолженная в метастабильную область, 3 – ударная адиабата стилювита, 4 – крутая ветвь ударной адиабаты кварца

114] можно считать установленным два обстоятельства: во-первых, переход кварца в стилювит происходит в основном во фронте волны, во-вторых, процесс превращения является неравновесным. О неравновесности свидетельствует разница между крутой ветвью 4 ударной адиабаты кварца и ударной адиабаты стилювита 3 при $P > 40$ ГПа (см. рис. 10). В соответствии с основным выводом экспериментальной работы [109] можно принять, что концентрации кварца и стилювита при разгрузке из точек участка AMB ударной адиабаты остаются постоянными. Фазовый переход, возможно, продолжается при разгрузке, но скорость его протекания резко снижается [109].

Исследования полиморфного перехода при взрыве в силикатных породах проводились в работах [1, 47, 116–118]. В работах [116, 118] в рамках равновесного подхода (равенство давлений и температур фаз) для каждой из фаз задавалось уравнение Ми–Грюнайзена, границы областей стабильности определялись из равенства химических потенциалов. В расчетах

получено "расщепление" переднего ударного фронта на две волны. Это не подтверждается результатами тщательно поставленных опытов [109]. Отсутствие двухволной конфигурации, связанной с фазовым переходом, объясняется тем, что участок ударной адиабаты *AMB* на рис. 10 на всем протяжении лежит выше луча, соединяющего точки *O₁* и *B* (*O₁* – начало ударной адиабаты).

В работе [47] не используется предположение о равенстве температур и химических потенциалов кварца и стилювита в двухфазной области, уравнения кинетики перехода однако отсутствуют. Здесь сделан вывод о том, что фазовые изменения существенны при определении амплитуды давления в ближней зоне высокозергетического источника, на более удаленных расстояниях их влияние оказывается незначительным. Работа [47], естественно, не учитывает тех экспериментальных данных, которые появились позднее, и содержит недостаточное число деталей по существу рассматриваемого вопроса.

Уравнение состояния кварца и других силикатных пород с детальным учетом опытных данных для перехода кварц–стилювит построено в работах [1, 117]. Это уравнение исследовалось численно при решении одномерных и двумерных задач о распространении взрывных волн. Как показывают проведенные расчеты, разница между кривой ветью ударной адиабаты кварца и ударной адиабаты стилювита при $P > 40$ ГПа несущественно сказывается на закономерностях распространения волн, поэтому сложная и недостаточно изученная кинетика полиморфного фазового перехода не учитывалась. При формулировке данного уравнения состояния преследовалась цель получить верхнюю оценку влияния перехода кварц–стилювит на процесс распространения волн. Вследствие этого не учитывалось возможное обратное превращение в фазу низкой плотности при разгрузке из ударно-сжатого состояния, предположительно возникающее при давлении $P < 5$ ГПа [109]. В уравнении состояния [1, 117] давления в фазах одинаковы, однако температуры и химические потенциалы различны, так как каждая из компонент расширяется по своей изэнтропе (тепловым потоком к смеси и между фазами за время действия взрывного импульса можно пренебречь, а концентрации фаз при разгрузке, как отмечалось, постоянны).

Указанное уравнение состоит из трех частей.

уравнения в форме Ми–Грюнайзена для стилювита [112]

$$P_{st}^s(V, E) = P_H^{st}(V) + \frac{G_{st}(V)}{V} (E - E_H^{st}(V)),$$

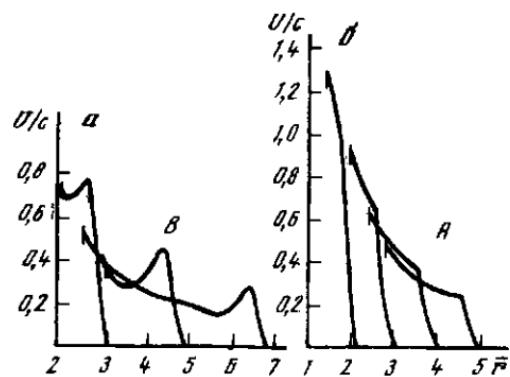
$$P_H^{st}(V) = \frac{C_{0s}^2}{(V_{0s} - V)[V_{0s}/(V_{0s} - V) - \lambda]^2}, \quad (8)$$

$$E_H^{st}(V) = 0,5 P_H^{st}(V_{0s} - V) + E_{0s},$$

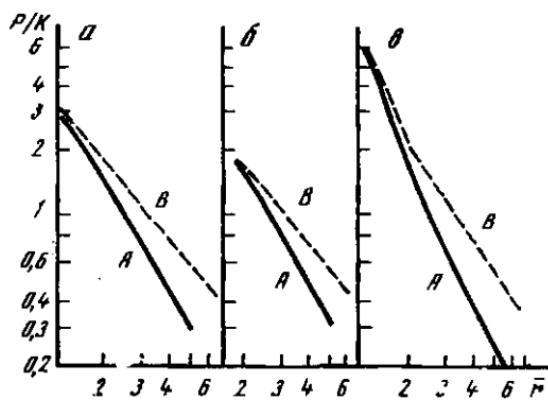
$$G_{st}(V) = G_\infty + (G_0 - G_\infty)(V/V_{0s})^\alpha,$$

где $P_H^{st}(V)$ – ударная адиабата стилювита; $V_{0s} = 1/\rho_{0s}$; $\rho_{0s} = 4,288 \text{ г/см}^3$; $\lambda = 1,14$; $C_{0s} = 9 \text{ км/с}$; $G_\infty = 0,5$; $G_0 = 1,18$; $E_{0s} = 2,8 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$; $\alpha = 3,43$;

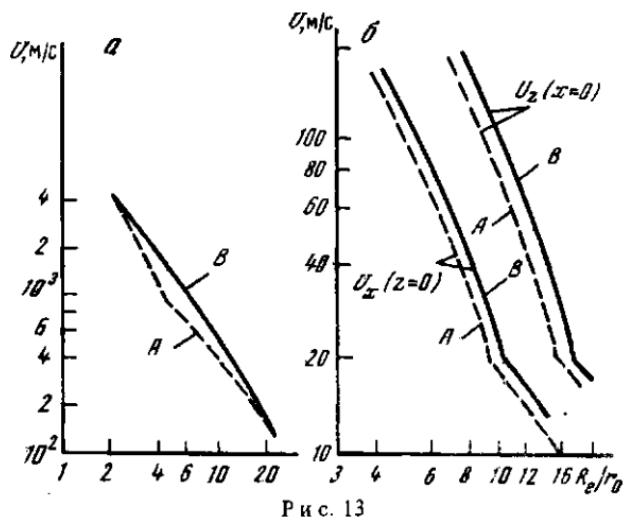
уравнения в форме Ми–Грюнайзена для кварца, не подвергшегося пре-



Р и с. 11



Р и с. 12



Р и с. 13

вращению, [115]

$$P_H^{qr}(V, E) = P_H^{qr}(V) + \frac{G_{qr}(V)}{V} (E - E_H^{qr}(V)),$$

$$P_H^{qr}(V) = \frac{B_0}{m} \left(\left(\frac{V_{0q}}{V} \right)^m - 1 \right), \quad E_H^{qr}(V) = 0,5 P_H^{qr}(V_{0q} - V), \quad (9)$$

$$G_{qr}(V)/V = G_{0q}/V_{0q},$$

где $P_H^{qr}(V)$ – ударная адиабата кварца; $m = 6,34$; $B_0/m = 5,86$ ГПа; $V_{0q} = 1/\rho_{0q}$; $\rho_{0q} = 2,65$ г/см³; $G_{0q} = 0,746$;

уравнения в двухфазной области

для ударной адиабаты AMB (см. рис. 10)

$$P_H^{qr-st} = \frac{1}{(V_{0q} - V)} \frac{b^2}{[V_{0q}/(V_{0q} - V) - a]^2}.$$

для изэнтроп разгрузки MS

$$V_{MS}(P) = V_{FBL}^{qr}(P) - \eta_M [V_{FBL}^{qr}(P) - V_{ANK}^{st}(P)], \quad (10)$$

$$\eta_M = \frac{V_{FBL}^{qr}(P_M) - V_M}{V_{FBL}^{qr}(P_M) - V_{ANK}^{st}(P_M)} = \text{const},$$

$$E(V_S) = E(V_M) - \int_{V_M}^{V_S} P_{MS}(V)dV, \quad E(V_M) = E_H^{qr-st}(V_M),$$

где η_M – концентрация стилювита; $b = 4,6$ км/с; $a = 0,58$.

В качестве границ двухфазной области выбраны изэнтропы разгрузки стилювита ANK и кварца FBL , выходящие из угловых точек. Таким образом, (P, V) плоскость в области двухфазных состояний $KNAMB$ двухлистна. Это необходимо иметь в виду, чтобы избежать недоразумений вследствие пересечения различных изэнтроп, выходящих из точек AR , BO_1 , AMB ударной адиабаты.

На основе (8)–(10) и аддитивного подхода, который в области рассматриваемых нагрузок оказывается справедливым не только для ударных адиабат [112], но и для изэнтроп разгрузки [1], построено смесевое уравнение состояния гранита, учитывающее полиморфный фазовый переход (на базе данных по б окисям в составе гранита).

Рис. 11. Распределение массовой скорости по пространству для различных моментов времени при камуфлетном взрыве в кварце без учета (а) и с учетом (б) полиморфного перехода

Начальные условия соответствуют (12), в полости идеальный газ, $c = 3,4$ км/с, $r = r/r_0$, $r_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ м/Дж^{1/3}

Рис. 12. Изменение амплитуды давления с расстоянием при камуфлетном взрыве в кварце

а, б – начальные условия (12), *в* – (13), *а, в* – в полости идеальный газ, *б* – пары кремния [80], $K = 30$ ГПа

Рис. 13. Затухание амплитуд массовой скорости при камуфлетном (а) и контактном (б) взрывах в граните

U_z – вертикальная составляющая массовой скорости, U_x – горизонтальная, R_e – эпицентральное расстояние, $R_e = \sqrt{x^2 + z^2}$, в полости – пары кремния

Для достижения поставленной цели выполнены одномерные и двумерные численные расчеты распространения сильной ударной волны в кварце и граните. Расчеты для кварца осуществлялись в гидродинамическом приближении, для гранита — с учетом прочностных свойств. В целях сравнения рассматривались два варианта: в первом (*A*) уравнение состояния в точности соответствовало (8)–(10), во втором (*B*) полагалось, что поведение кварца (гранита) описывается уравнением состояния Ми–Грюнайзена

$$P(V, E) = P_H(V) + \frac{G(V)}{V} (E - E_H), \quad (11)$$

где $P_H(V)$ — ударная адиабата кварца (гранита). Таким образом, в варианте *B* не учитываются необратимые затраты энергии на образование стилювита. При проведении расчетов задавались также два варианта уравнений состояния газа в полости начального радиуса r_0 и два варианта задания начальных условий

$$P(r, 0) = P_0, \quad U(r, 0) = 0, \quad r \leq r_0, \quad (12)$$

$$P(r, 0) = \alpha r^2, \quad U(r, 0) = \beta r, \quad r \leq r_0, \quad (13)$$

U — радиальная массовая скорость движения. Результаты расчетов демонстрируются на рис. 11–13.

Проведенные исследования свидетельствуют об устойчивом характере механических процессов, связанных с полиморфным переходом, и его сильном влиянии на амплитудные параметры и поле движения в ближней зоне взрыва. В более дальней зоне происходит, однако, выравнивание параметров волн для вариантов *A* и *B* (см. рис. 13). Это обусловлено действием компенсационных факторов, одним из которых является дробление грунта. Уже на расстояниях $r/r_0 = 14, R_e/r_0 = 18$ отличие результатов с учетом и без учета фазового перехода составляет малую величину (примерно 10–15%). Это согласуется с тем, что необратимые потери энергии ΔE_{ph} , обусловленные фазовым переходом, составляют небольшую долю полной энергии, $\Delta E_{ph} \approx 0,10 E_0$ [1] (по имеющимся независимым оценкам в зоне расплава подземных крупномасштабных взрывов потери энергии $\Delta E \approx 0,15 E_0$ [119]).

Можно согласиться с мнением авторов [120] о причине слабого влияния фазовых превращений на движение за пределами зоны интенсивных параметров: их узкая пространственная локализация и относительно небольшая масса вещества, подвергшегося превращению. Из отмеченного следует, что сделанный вывод остается, видимо, справедливым и по отношению к другим возможным полиморфным превращениям в грунтовых средах как силикатного, так и карбонатного составов.

Таким образом, при проведении численных расчетов, когда нагрузки в начальном условии не превышают 50–100 ГПа, а результаты, представляющие интерес, относятся к зоне дробления (пластического течения) и далее, достаточно использовать более простое уравнение состояния Ми–Грюнайзена (11). Коэффициент Грюнайзена при этом можно задавать постоянным [121]: $G \approx 1$. В указанной ситуации оправданным является еще одно упрощение, когда уравнение состояния грунта на (P, V) плоско-

сти задается в виде

$$P = P_c(V) + \frac{G}{V} (E - E_c); \quad E_c = - \int P_c(V) dV, \quad (14)$$

а кривая "холодного" сжатия имеет простой вид уравнения Тэта

$$P_c = \frac{K}{n} \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right]. \quad (15)$$

Что же касается более точного описания процесса динамического нагружения и разгрузки непосредственно в зоне полиморфных переходов кварц-стишовит, кварц-коэсит ($P \geq 10$ ГПа), то здесь необходимы более сложные уравнения состояния, чем рассмотренные. Они должны учитывать кинетику фазовых превращений, предположительно мартенситного типа для перехода кварц-стишовит и диффузионного – для перехода высокопористого кварца в коэсит [114, 122].

3. МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ СКАЛЬНЫХ ГРУНТОВ С УЧЕТОМ ПРОЧНОСТНЫХ И НЕУПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК

3.1. ОБЛАСТЬ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ДЕЙСТВИИ ВЗРЫВНЫХ НАГРУЗОК

Закономерности деформирования скальных грунтов в области дробления, объединяющей области C , D , оказывают решающее влияние на процесс формирования амплитудно-временных характеристик взрывного (ударного) возмущения. Здесь диссирируется основная часть энергии взрыва, переданная грунту.

Из большого множества экспериментальных фактов, относящихся к разрушению скальных грунтов, главное значение в рассматриваемой проблеме имеют две группы данных: изменение деформативно-прочностных характеристик в запредельной области и изменение структуры грунта при разрушении.

Результаты многочисленных экспериментов по взрывам различного масштаба в различных скальных грунтах и модельных средах свидетельствуют о том, что в зоне дробления возникает дополнительная пористость [7, 92, 123–127]. Вблизи взрывной полости разуплотнение может достигать больших величин (11–14%) [92, 123, 126]. В лабораторных опытах с образцами пород, испытываемых квазистатически за пределом несущей способности, также наблюдается разуплотнение [128, 133]. Эти данные свидетельствуют о связи между объемными и сдвиговыми деформациями, т.е. о дилатансии, являющейся следствием дробления или расщепления.

Поле динамических напряжений при взрыве не является равновесным для систем исходных трещин, которые начинают расти, сливаться, ветвиться, формировать блоки. Это отчетливо прослеживается на кинограммах (упрочненное стекло [134], норит [135]). Эксперименты по взрывам в хрупкой среде (карифоли) убедительно свидетельствуют [125] о задержке развития сдвигового разрушения во времени. Разрушение образцов скальных грунтов при квазистатическом сжатии также обладает отчетливым выраженной неравновесностью: оно сопровождается резким уменьшением сдвиговых напряжений и переходом образцов в состояния с существенно меньшим пределом несущей способности [131, 133, 136–138] (рис. 14). Исключение составляют опыты при давлениях $P > P_b$, P_b – давление перехода от хрупкого к пластическому разрушению ($P_b \approx 1,5$ ГПа для прочных пород [30, 136]). В этом случае хрупкое разрушение заменяется распределенной пластической деформацией без релаксации сдвиговых напряжений. Интересно отметить, что для разрушенных образцов самы-

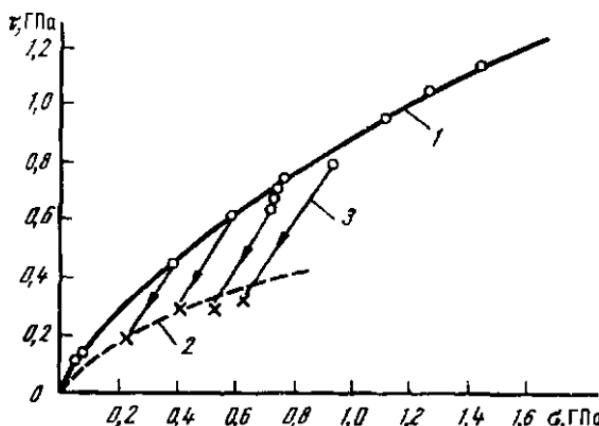


Рис. 14. Пределы прочности сплошного (1) и разрушенного (2) песчаника

3 — переход при разрушении [138], $\tau = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$, $\sigma = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3$, σ_1, σ_3 — главные напряжения; энажки — опытные данные

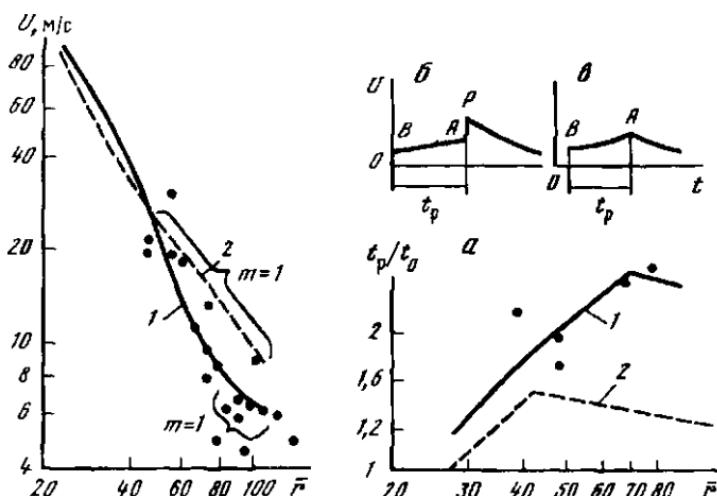


Рис. 15. Амплитуда массовой скорости движения при подземных крупномасштабных взрывах

Точки — опытные данные [145] взрывов в гранитных массивах, 1, 2 — численные расчеты, m — коэффициент затухания амплитуд в зависимости $U = A/R^m$, $R = r/r_0$, $r_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ м/Дж^{1/3}, $t_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ мс/Дж^{1/3}

Рис. 16. Время нарастания массовой скорости до максимума при подземных крупномасштабных взрывах

Обозначения см. на рис. 15. AP — фронт дробления, BA — упругий предвестник

разнообразных пород (дунит, габбро, доломит, гранит, известняк, гранодиорит), прочности которых (в сплошном состоянии) отличаются на порядок, условия остаточной прочности практически совпадают [138].

В результате разрушения и разуплотнения заметным образом уменьшаются (на десятки процентов) модули Юнга, объемного сжатия и сдвига [133, 139, 140].

Одна из первых моделей, успешно используемых в одномерных и двухмерных расчетах механического действия взрыва на грунт [1, 2, 34, 35], была предложена в работах [141, 142]. Сдвиговое упругопластическое деформирование описывается соотношениями

$$\tilde{dS_{ij}/dt} + \lambda S_{ij} = 2Ge'_{ij},$$

$$\lambda = \frac{2GW - dJ_2/dt}{2J_2}; \quad W = S_{ij}e'_{ij}; \quad J_2 = \frac{1}{2}S_{ij}S_{ij}, \quad (16)$$

где S_{ij} , e'_{ij} – девиаторы тензора напряжений и скоростей деформирования соответственно, G – модуль сдвига, тильда обозначает производную по Яуману [143], функционал $\lambda \geq 0$, $\lambda \equiv 0$ при $J_2 < Y^2(P)/3$, условие

$$J_2 = Y^2(P)/3 \quad (17)$$

обобщает известное условие прочности Мизеса [144]. Для скальных грунтов предполагается обратимость зависимости давления "холодного" сжатия от плотности. В модели не учитывается разрыхление и потеря прочности.

Исследование данного уравнения состояния показало [1], однако, что с его помощью можно удовлетворительно воспроизвести в расчетах в определенном диапазоне расстояний амплитуды U массовых скоростей (рис. 15) и время нарастания t_p до максимума (рис. 16). Численные расчеты выполнялись с константами: $\rho_0 = 2,67 \text{ г/см}^3$; $K = 36 \text{ ГПа}$; $\nu = 0,25$; $n = 3$, $G = 1$; $\mu = 0,5$; $Y_{pl} = 1,8 \text{ ГПа}$; $Y_0 = 0,08 \text{ ГПа}$ в случае 1, $Y_0 = 0,2 \text{ ГПа}$ в случае 2. На рис. 16, б, в иллюстрируется способ определения времени нарастания до (б) и после (в) вырождения фронта дробления AP , BA – упругий предвестник. В расчетах кривая прочности принималась в виде [146]

$$Y(P) = Y_0 + \frac{\mu P}{1 + \mu P/(Y_{pl} - Y_0)}, \quad (18)$$

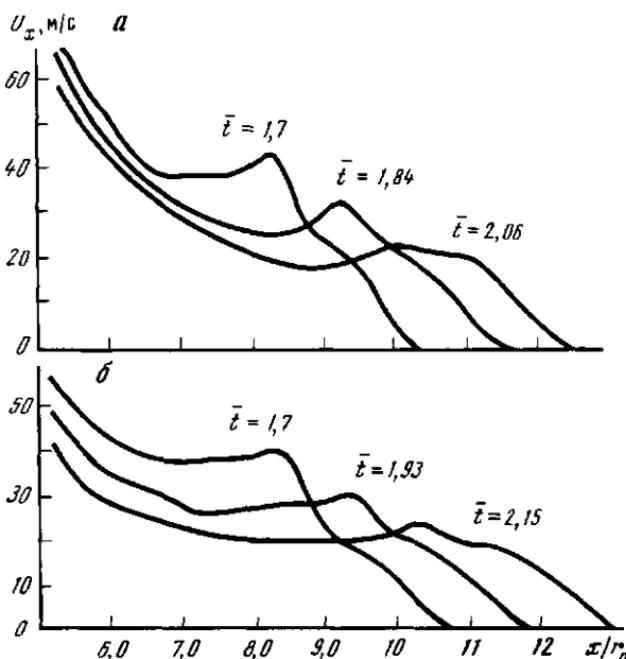
где Y_0 – "цепление", μ – "коэффициент трения", Y_{pl} – предельное значение сдвиговой прочности, а связь давления с объемом задавалась в виде (14), (15). Термины взяты в кавычки, поскольку величины Y_0 , μ , хотя и имеют ту же природу, что сцепление и коэффициент трения в законе Кулона–Мора, но формально отличаются от них.

Численный параметрический анализ уравнения состояния [141, 142] позволил получить формулу для амплитуды взрывной волны за предела зоны дробления при камуфлетном взрыве $U = AY_0^{0,12}\mu^{0,04}\nu^{1,2}$, ν – коэффициент Пуассона, согласующуюся с другими теоретическими оценками и опытными данными [7, 147].

При сложном напряженном состоянии ($\sigma_1 \neq \sigma_2 \neq \sigma_3$, σ_i – главные напряжения) критерий сдвиговой прочности зависит от третьего инварианта тензора напряжений [15, 30, 148]. Один из таких критериев [15] полученный при обобщении опытных данных,

$$\frac{1}{2}S_{ij}S_{ij} = Y^2(\bar{P})/3, \quad \bar{P} = P - \frac{1}{2}(I_{3D}/2)^{1/3}, \quad I_{3D} = S_1S_2S_3,$$

$$S_i = P + \sigma_i, \quad i = 1, 2, 3$$



Р и с. 17. Распределение горизонтальной составляющей массовой скорости на поверхности массива в различные моменты времени для двух критериев прочности
— а — условие прочности [15], б — (17), $Y_0 = 0,2 \text{ ГПа}$; $Y_{pl} = 1,8 \text{ ГПа}$; $\mu = 0,9$;
 \bar{t} — приведенное время

был проверен при численном расчете двумерной задачи о взрыве вблизи поверхности с использованием уравнения состояния [141, 142] (рис. 17). Различие в параметрах волн несущественно и для практического использования можно рекомендовать более простое обобщенное условие прочности Мизеса.

Использование обсуждаемого уравнения состояния в расчетах приводит, однако, к тому, что длительность положительной фазы движения t_+ и максимальные смещения в несколько раз меньше экспериментальных значений. Чтобы выпрямить положение, иногда применяется задание существенно уменьшенных пределов прочности, но это приводит к аномально большим размерам полости и зоны дробления.

Естественным развитием модели является учет тех механизмов деформирования, о которых говорилось выше. Дилатационные эффекты при расчетах механического действия взрыва в скальных грунтах было предложено учитывать в работах [4, 46].

В работе [46] показано, что использование ассоциированного закона течения (АЗТ) идеально пластического тела [149]

$$d\epsilon_{ij}^p = d\lambda \partial f / \partial \sigma_{ij}, \quad f = \sqrt{J_2} - 3\alpha P - C, \quad (19)$$

(σ_{ij} , ϵ_{ij}^p — компоненты тензора напряжений и необратимых деформаций, $f = 0$ — условие текучести) приводит в расчетах взрывных волн практически к такому же закону изменения амплитуд с расстоянием, как и в слу-

чае линейной упругости. Нереально медленное затухание амплитуд является результатом того [1, 32], что разуплотнение, возникающее в силу (19), не компенсируется изменением прочности в процессе деформирования. Однако понижение прочности (с использованием кинетического соотношения [32]) приводит в рамках АЗТ к еще большим амплитудам, чем в рассмотренном выше случае. Последнее объясняется возрастшей величиной разрыхления. Обременительным свойством АЗТ является жесткая связь коэффициента скорости дилатансии Λ и кривой текучести (прочности):

$$\Lambda = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{dY}{dP}.$$

Можно сделать вывод, что уравнения состояния, базирующиеся на ассоциированном законе течения, не приводят к приемлемому воспроизведению в расчетах амплитудно-временных параметров взрывных волн. Более адекватными рассматриваемому процессу являются подходы на основе неассоциированных законов.

Широкое распространение [150–162] получили уравнения состояния на основе дилатационного соотношения между необратимыми деформациями объема ϵ^P и сдвига γ^P , сформулированного вначале для несвязанных грунтов [150–152],

$$d\epsilon^{(P)} - \Lambda d\gamma^{(P)} = 0, \quad d\gamma^{(P)} = \sqrt{\epsilon_{ij}'^{(P)} \epsilon_{ij}'^{(P)}} dt, \quad (20)$$

$\epsilon_{ij}'^{(P)}$ – девиатор тензора скоростей пластических деформаций. Во всех указанных уравнениях состояния соотношение для девиатора тензора напряжений имеет вид (16).

Применительно к скальным грунтам (20) использовалось в жестко-пластическом приближении [4] для аналитической оценки закона изменения амплитуд взрывных волн с расстоянием. Дальнейшее развитие данного подхода в общей форме осуществлено в работах [12, 163]. Поверхность текучести (прочности) задается здесь в виде

$$\Phi_\sigma(\sigma_{ij}, \alpha, \chi) = \sigma_*, \quad (21)$$

α – коэффициент трения, χ – параметр упрочнения (разупрочнения): $\chi = \epsilon^{(P)}$. Конкретизация данной модели на базе опытных данных по деформированию образцов скальных грунтов в запредельной области осуществлена в работах [14, 161]. Модель исследовалась численно при решении одномерной задачи о подземном взрыве [156]. Какого-либо сопоставления результатов расчета с опытными данными по параметрам волн не приводится, что не позволяет должным образом оценить достоверность модели, а также достаточность используемого набора констант. В частности, значения коэффициента скорости дилатансии $\Lambda \approx 1$ считаются авторами [156] нереалистическими (слишком большими), в то время как в опытах на запредельном участке Λ достигает таких же и больших величин [131, 133, 164]. В более поздней работе [14] Λ для различных скальных грунтов принимает значение порядка 1.

Недостатком соотношения (20) является обратимость деформирования при гидростатическом нагружении и разгрузке, когда $d\gamma^{(P)} = 0$. Это противоречит опытным данным [139] с раздробленными скальными грунтами. Необратимое уплотнение при нагрузке, полученное в этих опытах

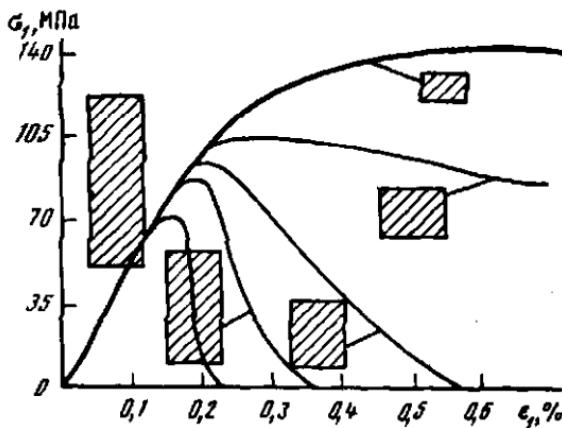
есть результат дробления частиц грунта [165]. В работе [155] дополнительно к (20) учитывается возможность необратимого деформирования при $d\gamma^{(p)} = 0$ за счет того, что модуль объемной сжимаемости K зависит от знака приращения давления dP (см. также [32]). Аналогично предложению [32] дилатансия ограничивается, т.е. существует предельная кривая разрыхления, а при больших давлениях разрыхление отсутствует вовсе. Условие текучести имеет вид (21), где роль параметра упрочнения играет плотность грунта. Данные о конкретном виде используемых функций и значениях констант в [155] отсутствуют. В работе проведен расчет крупномасштабного подземного взрыва в граните, однако сопоставление с какими-либо опытными данными не проводилось. Все это затрудняет оценку достоверности предлагаемого подхода в соответствии с позицией, изложенной в разд. 1.

Уравнение состояния, близкое к рассмотренному, предложено в работе [153]. Необратимая объемная деформация $\epsilon^{(p)}$ появляется как в результате сдвига, так и в результате всестороннего гидростатического сжатия. Поверхность текучести задается в виде (21), $x = \gamma^{(p)}$. Ограничения на дилатансию явно не указаны. Аналогично предыдущей работе результаты расчетов взрыва не сопоставляются с опытными данными по амплитудно-временным параметрам волн или остаточным явлениям.

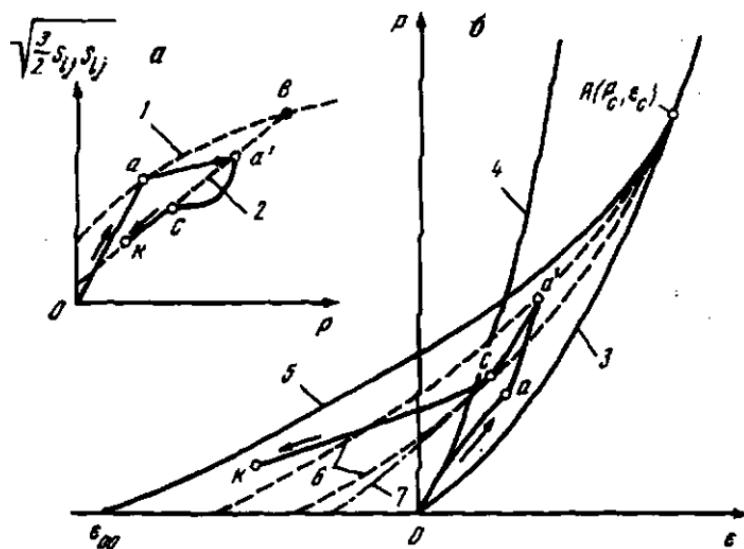
В работе [14] дополнительно к основному соотношению (20) также допускается наличие двух различающихся ветвей при гидростатическом нагружении и разгрузке, что эквивалентно введению необратимой составляющей объемной деформации в указанных условиях.

Общим для всех подходов [14, 153, 155, 161, 163] является то, что при задании поверхности текучести (21) ориентируются на опыты с жесткими прессами. Когда запас упругой энергии в системе нагружения мал. В ходе таких опытов предоставляется возможность контролировать процесс разрушения на запредельном участке. Иначе, на наш взгляд, должна выглядеть картина разрушения при взрыве. Объем массива, нагруженного к какому-либо моменту времени взрывной волной, на много порядков превосходит объем любого образовавшегося обломка. К тому же доля энергии взрыва, расходуемая на образование новых поверхностей (т.е. собственно на разрушение) составляет пренебрежимо малую величину (0,5–2% от полной энергии) [142, 166]. Таким образом, система нагружения массив – разрушаемый "образец", под которым понимается представительный объем, содержащий достаточно большое число обломков (см. подразд. 3.4), обладает большим переизбытком энергии. Поэтому массив играет роль очень мягкого "пресса", что должно приводить к неконтролируемому развитию трещин и ярко выраженной неравновесности процесса разрушения.

Новые данные, полученные в опытах по одноосному сжатию на прессе образцов с различным отношением высоты к диаметру [167], ставят под сомнение объективный характер подобного рода результатов, относящихся к запредельному участку деформирования (рис. 18, заштрихованные прямоугольники отображают форму испытываемых образцов). Устойчивость результатов на запредельном участке переходит в противоположность после достижения максимума несущей способности. Согласно [167]



Р и с. 18. Влияние формы образца на кривую осевое напряжение – осевая деформация в опытах по одноосному сжатию мрамора [167]



Р и с. 19. Опорные кривые для обобщенного квазиупругопластического уравнения состояния, траектории нагружения и разгрузки

а – на плоскости (Y, P) , б – на плоскости (P, ϵ) ; 1, 2 – кривые прочности исходного и разрушенного грунта, 3, 4 – статическая и динамическая диаграммы гидростатического сжатия исходного грунта, 5 – предельная гидростатика $P = P_I(\epsilon)$, б – семейство промежуточных гидростатов нагружения $P = P_m(\epsilon)$ раздробленного грунта 7 – гидростатика разгрузки $P = P_r(\epsilon)$ раздробленного грунта, ϵ – объемная деформация, $\epsilon = \rho/\rho_0 - 1$, 0а – участок квазиупругого деформирования, аа' – потеря прочности, а'е – упругая разгрузка, ск – пластическое течение с разрыхлением

подобное поведение среды на запредельном участке отражает не собственно ее свойства, но специфические свойства системы образец-пресс (трение на торцах в опытах сводилось к минимуму). Эти свойства выражаются в частности в том, что обмен энергией между прессом и образцом на стадии разрушения, а также процессы коалесценции микротрешин и формирования макротрешин зависят от формы образца. Поскольку трудно представить, какой именно формы "образец" разрушается при распространении по массиву интенсивного импульсного возмущения, то возникает проблема не только правильной интерпретации данных, полученных на прессах, и их адекватности реальным процессам, но также проблема поиска выхода из ситуации в целом. Возможное направление такого поиска — в изучении закономерностей распределения частиц раздробленного грунта по размерам (подробнее см. разд. 6).

Ввиду существенной неравновесности поведение среды после достижения максимума несущей способности, соотношение типа (21), ограничивающее интенсивность сдвиговых напряжений, не может зависеть только от параметров разупрочнения. Равноправным фактором в рассматриваемом случае является также время разрушения.

Чтобы отобразить указанную особенность, в работе [32] было предложено учитывать необратимое уменьшение предела прочности Y в условии Мизеса (17) в соответствии с кинетическим уравнением

$$\frac{dY}{dt} = \varphi(Y - Y_1(P), Y - Y_2(P)), \quad Y|_{t < t_s} = Y_1(P), \quad Y|_{t \geq t_s + t_*} = Y_2(P), \quad (22)$$

где t_s — момент начала разрушения, t_* — характерное время разрушения, $Y = Y_1(P)$ — кривая прочности исходного грунта (рис. 19):

$$Y_1(P) = Y_{01} + \frac{\mu_1 P}{1 + \mu_1 P/(Y_{p11} - Y_{01})}, \quad (23)$$

$Y = Y_2(P)$ — кривая прочности разрушенного грунта:

$$Y_2(P) = Y_{02} + \frac{\mu_2 P}{1 + \mu_2 P/(Y_{p12} - Y_{02})}. \quad (24)$$

Для оценки t_* используется выражение $t_* = d_{PP}(r)/C_f$, $d_{PP}(r)$ — средний размер обломка на расстоянии r , C_f — характерная скорость распространения трещин, в качестве которой, если иметь в виду оценку t_* по порядку величины, можно выбрать скорость волн Рэлея [134, 168]. В (22) не исключается зависимость и от параметров разупрочнения. Варьирование в расчетах подземного взрыва функции скорости релаксации φ ($\varphi_1 = \text{const}$, $\varphi_2 = -\beta(Y - Y_2)$, $\varphi_3 = -\beta\sqrt{(Y_1 - Y)(Y - Y_2)}$) выявило удовлетворительную устойчивость параметров волн по отношению к виду этой функции (наиболее предпочтительным оказался третий вариант).

Совместный с (22) учет разрыхления раздробленного грунта позволил с приемлемой точностью воспроизвести амплитудно-временные характеристики взрывного возмущения [32] (рис. 20). Оказалось, что потеря прочности и эффект разуплотнения являются равноправными факторами, формирующими эти характеристики. В работе [32] разрыхление, однако, описывалось с использованием деформационного подхода, что ограничи-

вало возможность экстраполяции на ситуации, отличные от тех, в рамках которых данный подход разрабатывался. По этой причине в дальнейшем модель [32] была усовершенствована [162] в части, относящейся к описанию дилатансии и разрушения под действием растягивающих напряжений.

В [162] аналогично [153, 155] объемная необратимая деформация $\epsilon^{(\rho)}$ появляется также при гидростатическом сжатии раздробленного скального грунта:

$$\frac{d\epsilon^{(\rho)}}{dt} = - \frac{2}{\sqrt{3}} \Lambda(P, \epsilon) \frac{d\gamma^{(\rho)}}{dt} + \left(\frac{1}{K_t} - \frac{1}{K_{st}} \right) \frac{dP}{dt}, \quad (25)$$

$i = m$ при $dP > 0$, $i = r$ при $dP < 0$, K_m, K_r – соответственно объемные модули семейства гидростат нагрузки и разгрузки, $K_t = K_{st}$, K_{st} – статический модуль сжатия неразрушенного грунта (см. рис. 19, б).

Поскольку трещины закрываются при давлениях порядка $E\alpha$ [170], E – модуль Юнга: $E \approx 10^2$ ГПа, α – раскрытие трещин: $\alpha \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ [171], то существует характерное значение давления $P_c \approx 0,1 \div 1$ ГПа, такое, что при $P > P_c$ дилатансия исчезает, $\Lambda = 0$. Скорость дилатансии $\Lambda = 0$ также на предельной гидростате $P_I(\epsilon)$, на статической диаграмме при $P < 0,5 P_c$ величина $\Lambda = \Lambda_0 = \text{const}$.

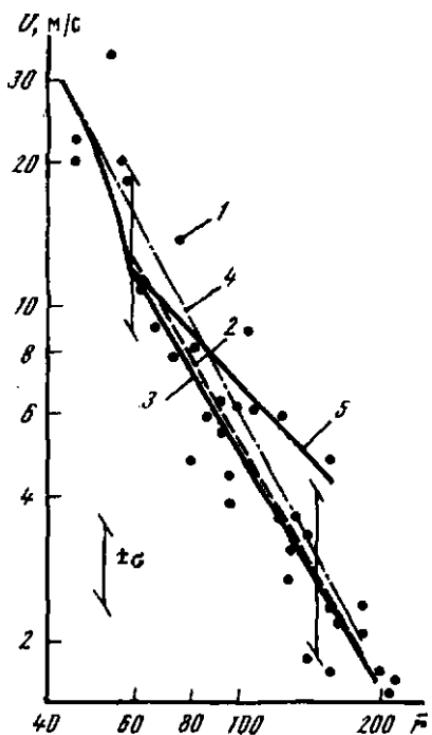
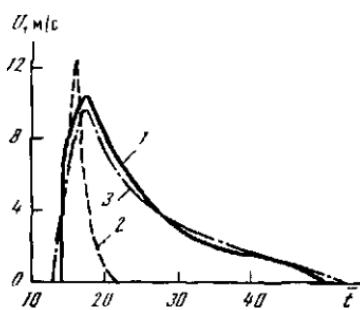
Соотношения (14) – (17), (22) – (25) являются только одним блоком обобщенной квазиупругопластической (ОКУП) модели [162], описывающим деформирование в области сдвигового разрушения. Варьирование в широких пределах констант модели, регулирующих разрыхление ($\Lambda_0 = 1 \div 3$, $\epsilon_{00} = (-0,06) \div (-0,03)$, $P_c = 0,5 \div 1$ ГПа), приводит к устойчивым результатам по размерам полости $r_c/r_0 = 6,7 \div 8,9$ и отношению к суммарному объема пустот в зоне дробления к объему полости – $k = 1,8 \div 3$, что согласуется с опытными данными для камуфлетных взрывов в диапазоне мощностей q порядка $4,2 (10^3 \div 10^{13})$ Дж [124, 125, 172]. Одновременно в расчетах удается достичь удовлетворительного соответствия с опытом по амплитудам массовых скоростей (рис. 21), по максимальным смещениям (рис. 22), по временам нарастания массовой скорости до максимальной величины (рис. 23).

Согласно предложенному критерию соответствие опыта и расчета следует признать удовлетворительным и это свидетельствует, что ОКУП модель достоверно отображает процессы динамического деформирования и разрушения при сжатии скальных грунтов взрывными нагрузками. Блок квазиупругих соотношений ОКУП модели описывается в подразд. 3.2. Здесь же в соответствии с тематикой данного подраздела остановимся на разрушении под действием растягивающих напряжений.

Предел прочности на отрыв приблизительно на порядок меньше предела прочности на одноосное сжатие [173], поэтому объем области отрывного разрушения при взрыве на порядок большие объема области разрушения в результате сжатия [125, 174]. При использовании уравнений состояния [14, 153, 155, 156, 163] не ясно, как поступать в ситуации, когда критерий прочности на сдвиг не выполняется, но имеются растягивающие напряжения, превосходящие предел прочности. Если эти напряжения каким-то образом не ограничиваются, то они достигают нереальных для скальных грунтов значений в десятки мегапаскалей. В свою очередь это приводи

Р и с. 20. Эпюры массовой скорости при камуфлированном взрыве в граните

1 – расчет с учетом изменения свойств среды при разрушении, 2 – без учета изменения свойств, 3 – эксперимент "Хардхэт" [169], $\bar{r} = 68$

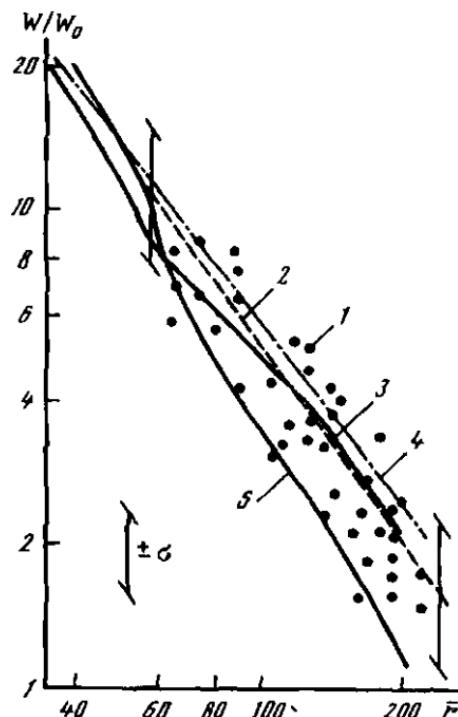


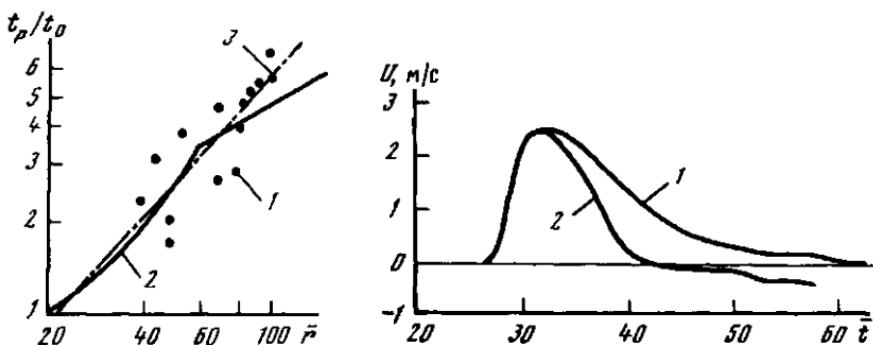
Р и с. 21. Изменение амплитуд массовой скорости с расстоянием при подземных крупномасштабных взрывах в гранитах

1 – опытные данные [145], 2 – средняя зависимость, 3–5 – расчетные кривые: 3 – расчет по ОКУП модели с фиксированными верхним и нижним пределами прочности (23), (24), 4 – с переменными пределами (см. подразд. 3.4), 5 – расчет с законом Гука в допредельной области, σ – среднеквадратичное отклонение опытных данных

Р и с. 22. Изменение максимальных смещений с расстоянием при подземных взрывах в гранитах

5 – расчет с фиксированными пределами прочности и без учета отрывного разрушения; остальные обозначения те же, что на рис. 21, $W_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ см/Дж^{1/3}





Р и с. 23. Время нарастания массовой скорости до максимума в зависимости от расстояния при подземных крупномасштабных взрывах

1 – опытные данные [145], 2 – расчет с фиксированными пределами прочности, 3 – с переменными пределами

Р и с. 24. Расчетные эпюры массовой скорости при камуфлетном взрыве в граните с учетом (1) и без учета (2) отрывного разрушения

к неоправданному сокращению длительности положительной фазы движения (рис. 24) и уменьшению максимальных смещений (см. рис. 22).

Разрушение отрывом есть результат движения и слияния подходящим образом ориентированных трещин, возбужденных взрывным возмущением. Поэтому данный процесс протекает не мгновенно, как предполагалось в ранних моделях [39, 43, 142], а характеризуется распределенным во времени накоплением повреждений [175–179]. Вследствие этого прочность на отрыв зависит от скорости нагружения [180, 181], что отражается "временными" критериями разрушения: интегрального типа $\int \sigma^n dt = \text{const}$ [176, 182, 183] или дифференциального $t_p = \tau_0 \exp((U_0 - \gamma\sigma)/(kT))$ [176, 177], σ – характерное растягивающее напряжение, $\sigma > 0$. Другой особенностью процесса отрывного разрушения можно считать индуцируемую анизотропию механических свойств в первоначально изотропном объеме скального грунта [184].

Учесть строго в уравнении состояния все указанные выше особенности в настоящее время представляется затруднительным и вряд ли целесообразным. Зависимость предела прочности на отрыв σ_{ot} от скорости деформирования $d\epsilon/dt$ в расчетах можно не задавать явно, а учитывать некоторым эффективным образом. Для взрывов с энергией q порядка 10^{12} Дж характерные величины скорости деформирования при отрыве порядка $10^{-1} - 1 \text{ с}^{-1}$, что дает σ_{ot} примерно в 1,5 раза больше статического значения [181]. При q порядка 10^3 Дж $d\epsilon/dt \approx (10^2 \div 10^3) \text{ с}^{-1}$ и σ_{ot} должен быть соответственно увеличен в 3–4 раза по сравнению со статическим значением.

В ОКУП модели отрыв описывается как развернутый во времени процесс развития упругопластической анизотропии, считается, что в общем случае возникшей трехмерной системы взаимно ортогональных трещин грунт будет ортотропным телом (трансверсально изотропным в случае сферической симметрии). В процессе разрушения вдоль главных направлений накапливается необратимая деформация ϵ_i^P , $\epsilon_i = \epsilon_i^P + \epsilon_i^e$, ϵ_i – полная

деформация, $i = 1, 2, 3$. Накопленный ущерб оценивается величинами ϵ_i^P , от которых зависит предел прочности σ_{ot} , упругие модули E_i и коэффициенты Пуассона ν_{ij} . Используется неассоциированный закон течения со специальными потенциалами ψ_j : $d\epsilon_i^P = \lambda_j \partial \psi_j / \partial \sigma_i$ (в главных осях); $\psi_j = F_{ij} \sigma_i \sigma_j$; $\epsilon_i^e = F_{ij} \sigma_j$; $F = \{F_{ij}(\epsilon_1^P, \epsilon_2^P, \epsilon_3^P)\}$ – матрица податливостей, по повторяющимся индексам – суммирование. Полные уравнения имеют вид

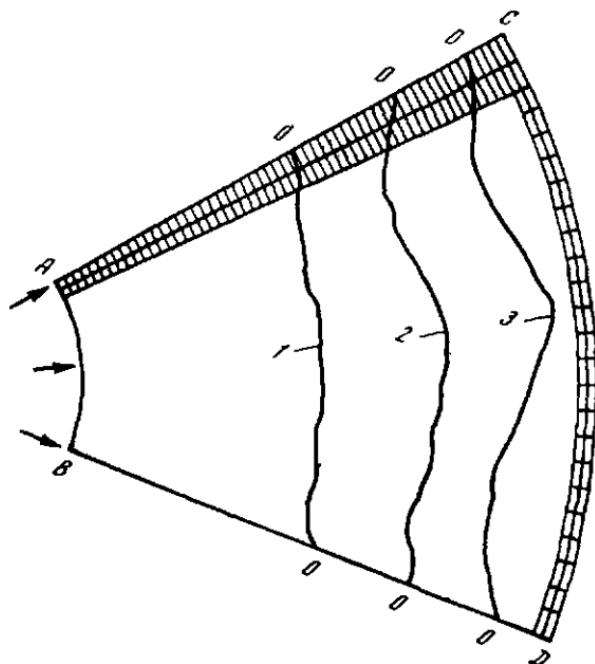
$$\frac{d\sigma_k}{dt} + \lambda_k \sigma_k = E_{ik} \frac{d\epsilon_i}{dt} - \sigma_j E_{ik} \frac{dF_{ij}}{dt}, \quad k = 1, 2, 3, \quad (26)$$

$E = \{E_{ik}\}$ – матрица модулей упругости, обратная F . Условия текучести (отрыва) задаются равенствами $\sigma_k = \sigma_{ot}(\epsilon_k^P)$, $\lambda_k \equiv 0$ при $\sigma_k < \sigma_{ot}(\epsilon_k^P)$. Текущий предел прочности на отрыв зависит фактически от направления в пространстве главных напряжений.

Соотношения (26) представляют один из блоков ОКУП модели, на который происходит переключение при выполнении хотя бы одного из условий отрыва. Учет отрыва при прочих фиксированных условиях увеличивает длительность положительной фазы (см. рис. 24), приводя к более точным максимальным смещениям и закону их изменения с расстоянием (см. рис. 22).

Моделирование разрушения под действием растягивающих напряжений сталкивается с одной принципиальной сложностью. Суть ее – в расхождении между концепцией локальной однородности (целлюлярности), лежащей в основе моделей сред, и опытными данными. Широко известна внешняя картина послевзрывного состояния различных хрупких сред [134, 135]: в ближней зоне, где разрушение происходит в условиях всестороннего сжатия, наблюдается хаотичная система трещин, в дальней, где разрушение происходит под действием растягивающих напряжений, имеет место упорядоченная, почти периодическая структура радиальных трещин. Количество этих трещин убывает по мере удаления от центра взрыва, т.е. не все трещины обладают одинаковой способностью к прорастанию, что является результатом специфической неустойчивости. Подобного рода неустойчивость изучена теоретически для семейства компланарных полубесконечных плоских трещин [185] и может быть названа лидер-эффектом. При традиционном подходе к построению моделей сред считается, что существуют локальные соотношения, связывающие характеристики напряженно-деформированного состояния данного элементарного объема. Если в каждом из элементарных объемов, принадлежащих одной группе, выполнится условие разрушения отрывом, то в соответствии с традиционным подходом в каждом из этих объемов должна пройти трещина. На самом деле этого не происходит, поскольку трещина хотя бы в одном из объемов вызывает разгрузку в окружающих объемах и там трещин не образуется.

Указанное противоречие между представлениями о локальной однородности и опытными фактами носит не отвлеченный характер, но проявляется в практических расчетах. На рис. 25 показано положение фронта отрывающего разрушения OO в различные моменты времени. В численном расчете к участку цилиндрической полости AB радиуса 55 м прикладывалась



Р и с. 25. Положение фронта разрушения отрывом OO в цилиндрической волне в соответствующие моменты времени

$$t_1 = 32 \text{ мс}, t_2 = 53 \text{ мс}, t_3 = 64 \text{ мс}$$

импульсная нагрузка, параметры которой не зависят от угловой координаты (выполнен С.Л. Старчиковой). Область расчета разбивалась равномерно на четырехугольные ячейки, два слоя которых в радиальном и тангенциальном направлениях показаны на рисунке. Численное решение для распространяющегося в секторе с углом 30° возмущения получено с использованием двумерной вычислительной программы на основе известного конечно-разностного метода "Хэмп" [38]. Поведение среды описывается соотношениями (26), граничные условия вдоль направлений AC , BD задаются в соответствии с симметричным продолжением решения по углу, фронт OO определяется как линия, на которой тангенциальное напряжение впервые достигает предела прочности на отрыв $\sigma_{ot} = 6 \text{ МПа}$. Таким образом, решается одномерная задача на двумерной сетке ячеек.

Несмотря на однородность условий по углу, из-за ошибок округления и неустойчивости, внутренне присущей процессу отрывного разрушения, мы имеем четко выраженный лидер-эффект. Ситуация не меняется если отрыв описывать на основе соотношений заметно отличающейся модели [39]. Таким образом, формируя трещину-лидер, соотношения типа (26) реализует, с одной стороны, предпосылки, заложенные в природе отрывного разрушения и наблюдаемые в опытах, с другой стороны, предпосылки, отрицающие то условие, на котором эти соотношения основываются (условие локальной однородности). Отмеченное внутреннее противоречие приводит к тому, что численное решение более сложных задач с течением времени может потерять регулярность вплоть до невозможности продолже-

ния численного расчета. Ситуация очень напоминает моделирование развитого турбулентного движения в жидкостях посредством интегрирования исходных уравнений Навье–Стокса. Здесь также не ясен ответ на вопрос, каково объективное содержание полученных в расчетах пульсаций.

Для описания самоорганизующихся трещинных структур необходимо разрабатывать модели нового поколения. В настоящее время трудно представить себе детали этих будущих моделей. Ясно видно, что соотношения, связывающие напряженно-деформированное состояние элементарного объема, должны каким-то образом учитывать также состояние определенной группы соседних объемов.

В заключение подраздела отметим обстоятельство, на которое не всегда обращают внимание. Все инкрементальные упругопластические модели, не использующие ассоциированный закон течения, обладают тем недостатком, что не гарантируют для всех возможных траекторий нагружения и разгрузки положительности потока диссилируемой механической энергии $dW^* = \sigma_i d\epsilon_i^{(p)}$. Поэтому в процессе расчетов необходимо проводить соответствующий контроль. Такой контроль для ОКУП модели с используемыми значениями констант дает $dW^* > 0$ как при разрушении сдвигом, так и при отрывном разрушении.

3.2. ОБЛАСТЬ ДОПРЕДЕЛЬНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Многочисленными экспериментами [45, 131, 132, 168, 186–191] выявлено и изучено явление дилатансии (разуплотнения) в области нагрузок, предшествующих разрушению скальных грунтов. Увеличение объема образца при возрастании максимального главного напряжения σ_1 вплоть до разрушения есть результат раскрытия трещин, плоскости которых субпараллельны направлению σ_1 [186]. Совокупность всех опытных данных позволяет представить определенную структуру (Y, P) -плоскости с ограниченной дилатансионной областью (рис. 26) [137].

Исследование указанного эффекта с точки зрения его влияния на закономерности развития взрывного процесса проводилось следующим образом. Рассматривались два варианта описания дилатансии. В первом основным уравнением, использовавшимся в расчетах при $Y < Y(P)$, $Y = \sqrt{3J_2}$, являлось уравнение [13]

$$(\sigma_1 - \sigma_1^c)/\sigma_1^c = A(|\epsilon_{kk}^p|)^{\beta}, \quad (27)$$

ϵ_{kk}^p — объемная микротрещинная деформация в результате раскрытия трещин, σ_1 — наибольшее из главных напряжений σ_i , σ_1^c — напряжение, при котором начинает проявляться дилатансионный эффект. Если ограничиться рассмотрением такого напряженного состояния, когда два главных напряжения равны ($\sigma_2 = \sigma_3$), то $\sigma_1^c = \sigma_1^c(\sigma_2)$, $A = A(\sigma_1, \sigma_2)$. Первое соотношение является уравнением кривой 2 на рис. 26. Если $\sigma_1 < \sigma_1^c$, $d\epsilon_{kk}^p = 0$. Коэффициент A как функция главных напряжений находится в приближении постоянства величины микротрещинной деформации при достижении предельной кривой прочности $Y = Y(P)$ [186], $(\epsilon_{kk}^p)_{\max} \approx 0,001$.

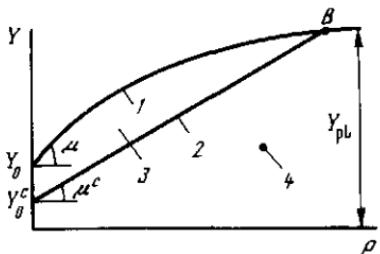


Рис. 26

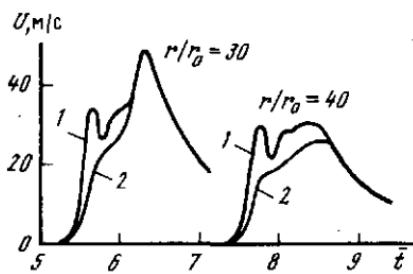


Рис. 27

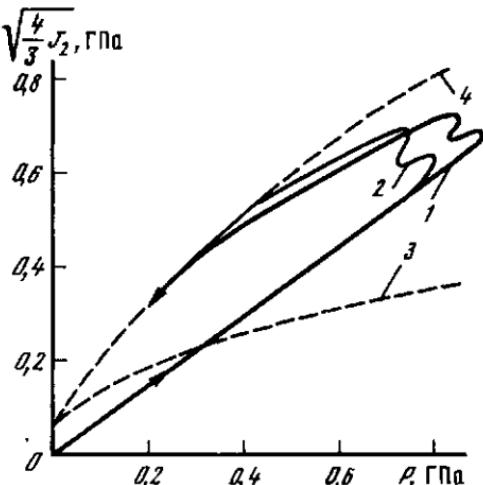


Рис. 28

Рис. 26. Структура (Y, P) плоскости с допредельной дилатансией

1 - кривая прочности $Y = Y(P)$, $Y = \sqrt{3/2 S_{ij} S_{ij}}$, 2 - граница начала дилатансии $Y = Y^c(P)$, 3 - дилатансионная область, 4 - упругая область, B - точка перехода от хрупкого к пластическому разрушению

Рис. 27. Эпюры массовой скорости на различных расстояниях от центра взрыва с учетом и без учета дилатансии

1 - модель с дилатансией, 2 - упругопластическая модель [142] без дилатансии, $Y_0^c = 0,5 Y_0$; $Y_0 = 0,1$ ГПа; $\mu^c = 0,5$; $\mu = 0,6$; $Y_{pl} = 1,8$ ГПа; $P_b \approx 1,5$ ГПа

Рис. 28. Траектории напряжений при камуфлетном взрыве в тоналите

1 - расчет по КЭП модели, 2 - расчет по модели [142]; 3 - граница наступления дилатансии, 4 - кривая прочности, $r = 20$

В сферическом случае, используя для упругих составляющих деформации законы Гука, имеем дополнительно к (27) следующие уравнения:

$$\begin{aligned} d\sigma_r &= (K + 4/3 G) d\epsilon_r + (2K - 4/3 G) d(\epsilon_\theta - \epsilon_\theta^{mc}), \\ d\sigma_\theta &= (K - 2/3 G) d\epsilon_r + (2K + 4/3 G) d(\epsilon_\theta - \epsilon_\theta^{mc}), \end{aligned} \quad (28)$$

где σ_r , ϵ_r , σ_θ , ϵ_θ - соответственно радиальные и тангенциальные компоненты тензора напряжений и деформаций, $\epsilon_\theta^{mc} = \epsilon_{kk}^p/2$. При формулировке уравнений учитывался тот экспериментальный факт, что остаточными деформациями в направлении максимального главного напряжения можно пренебречь, $d\epsilon_r^{mc} \approx 0$ [186, 188]. Впоследствии при проведении расчетов подтвердилось, что радиальное напряжение действительно является максимальным. В дополнение к указанным уравнениям задавалось условие разгрузки: $d\epsilon_\theta^{mc} = 0$ при $\sigma_r > \sigma_r^c$ и $d\sigma_r < 0$, которое отражает экспериментальный факт фиксации накопленной микротрецшинной деформации при

разгрузке*. При $P > P_b$ дилатационный эффект исчезает, $P_b \approx 1,5-2$ ГПа [138]. Это объясняется невозможностью скольжения по берегам трещин, в результате чего происходит размножение очень мелких трещин и дефектов, равномерно заполняющих объем скального грунта. Величина Y^c оценивалась в соответствии с работами [131, 189], $Y^c = (0,5 \div 0,75) Y_0$, $\beta = 0,29$ [13]. После выполнения условия прочности $Y = Y(P)$ дальнейшее деформирование описывается упругопластическим уравнением состояния [142].

Результаты расчетов свидетельствуют о появлении неустойчивости из-за дилатансии (в рамках модели деформационного типа (27), (28)) (рис. 27). Упругий предвестник при учете дилатансии затухает чрезмерно медленно. В опытах со взрывными волнами не фиксируют такие характерные эпюры с "провалом", возможно, по причине демпфирования этой высокочастотной особенности в результате действия релаксационных ("вязких") механизмов.

Во втором варианте для допредельной области в расчетах использовались уравнения КЭЛ модели [45], построенной на базе ассоциированного закона течения с упрочнением. КЭЛ модель существенно отличается от модели на основе соотношения (27). Поверхности текучести имеют вид эллипсов $f(P, \sqrt{J_2}, k) = (3P - J_c)^2/R^2 + \sqrt{J_2} - Q = 0$, поверхность разрушения задается в виде $f_1(P, \sqrt{J_2}) = \sqrt{J_2} - A + B \exp(-3\alpha P) = 0$, k – параметр упрочнения. Расчет камуфлетного взрыва осуществлялся в точности с теми константами, которые в [45] найдены опытным путем для тоналита (тип горной породы). Из результатов расчетов следует, что учет дилатационного предразрушения по КЭЛ модели не приводит к существенным изменениям той картины, которую дает сравнительно простая модель [142] (рис. 28).

Суммируя изложенное, можно прийти к выводу [1] о нецелесообразности учета дилатансии в допредельном состоянии при моделировании процесса распространения взрывного возмущения. Более существенным является в этом случае учет релаксационных (неравновесных) процессов динамического деформирования, рассматриваемых ниже.

Все упругопластические уравнения состояния, в которых присутствуют предельные поверхности, обладают тем недостатком, что в области неразрушающих нагрузок они переходят в уравнения закона Гука. Расчеты с использованием этих уравнений приводят к результатам, противоречащим опытным данным, а именно, коэффициент затухания m амплитуд массовых скоростей ($U \sim 1/r^m$) за пределами зоны дробления оказывается слишком малым ($m \approx 1$ для сферически расходящихся волн, см. рис. 15), а время нарастания до максимума сокращается с расстоянием (см. рис. 16).

Коэффициент затухания сферически расходящихся волн m за пределами зоны дробления (пластического течения) близок к единице только для очень однородных сред: канифоли [125], дюраалюминия [147], плекс-

* На самом деле микротрещинная деформация частично уменьшается при разгрузке [188]. В целях исследования максимального эффекта этим уменьшением пренебрегалось.

сигласа [192], стекла [193]. Для скальных грунтов в этой области распространения волн t существенно больше, $t \approx 1,7 \div 1,9$ [4–7, 9, 10], что, естественно, связано с гетерогенностью и трещиноватостью природных сред.

Время нарастания t_p в скальных грунтах увеличивается с расстоянием (см. рис. 23) [9, 10, 194, 195] вопреки эффекту "опрокидывания", имеющему место, когда скорость распространения волны возрастает с увеличением нагрузки [196]. Последнее же свойство весьма характерно для горных пород [82, 197].

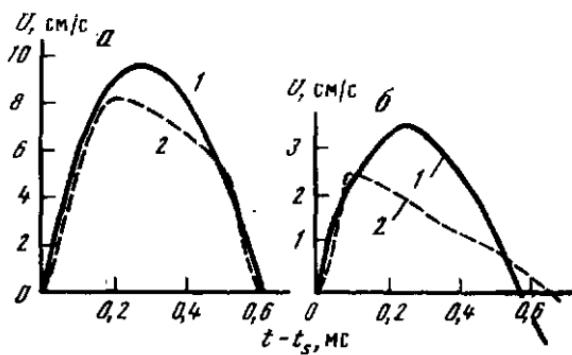
Другим недостатком указанных уравнений является то, что в расчетах упругий предвестник имеет разрыв величин ("скачок") на переднем фронте (см. рис. 16, б, а). Разрыв величин в действительности отсутствует (максимальные ускорения всегда конечны).

Чтобы изучить возможности уравнений состояния, не содержащих констант с размерностью длины (времени), проводился ряд расчетов. К сферической полости радиуса r_0 прикладывался сигнал, распространение которого в окружающей изотропной среде описывалось соотношениями эндохронной теории пластичности [198, 199], в которой в отличие от рассмотренных выше уравнений отсутствует поверхность текучести. В эндохронной теории сигнал становится более высокочастотным по мере распространения (рис. 29), что нефизично в случае грунтовых сред. Причиной этого является наличие угловой точки на диаграмме одноосного деформирования $\sigma - \epsilon$ при смене нагрузки разгрузкой (см. также [200, 201]). Для горных пород хорошо известно различие модулей нагружения E_{st} и разгрузки E_r ($E_r > E_{st}$) при малых скоростях деформирования ($d\epsilon/dt \rightarrow 0$) [170, 202, 203], что эквивалентно существованию указанной угловой точки.

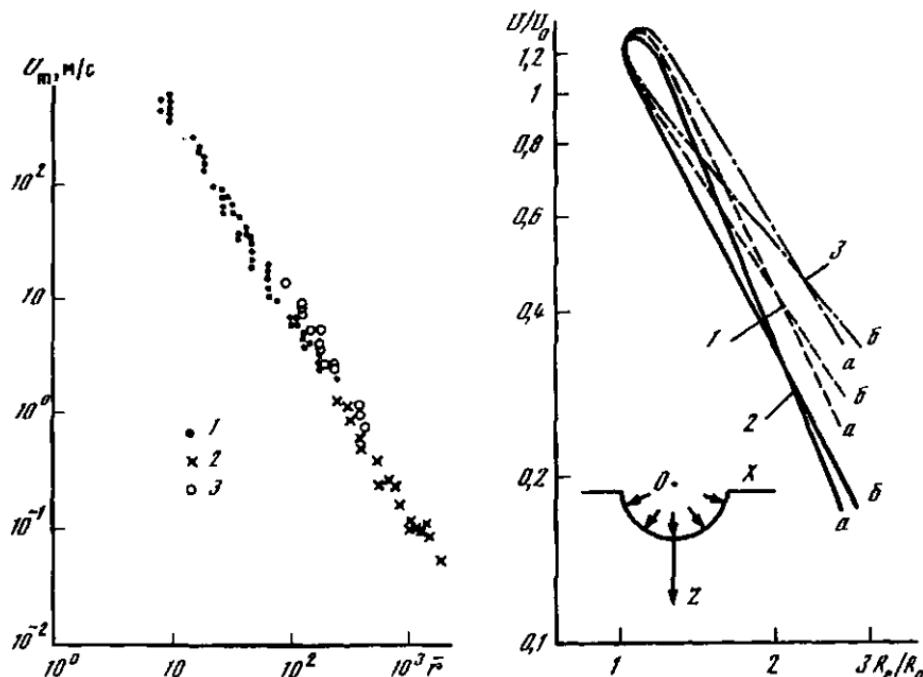
Выявленные противоречия объясняются тем, что ни в статических опытах, ни в упругопластических уравнениях состояния, ни в эндохронной теории или близком к ней уравнении типа "сухого трения" [204] не отражаются релаксационные ("вязкие") особенности деформирования, проявляющиеся при динамических процессах. Эти особенности выражаются в увеличении времени нарастания нагрузки до максимального значения по мере распространения импульсного возмущения, в запаздывании изменения деформаций по отношению к изменению напряжений, в различии статических и динамических диаграмм нагружения [205] и соответствующих "упругих" модулей [202, 206], затухании упругого предвестника в опытах с плоскими волнами [207]. В основе перечисленных эффектов лежит зависимость процесса возбуждения трещин и их взаимодействия между собой от скорости деформирования $d\epsilon/dt$.

Таким образом, достоверное уравнение состояния в области неразрушающих нагрузок должно быть нелинейным, обладать диссипативными свойствами и содержать константы с размерностью длины или времени.

Особенностью распространения взрывных волн в скальных грунтах является также наличие энергетического подобия по $\sqrt[3]{q}$ (q – мощность взрыва) [4–7, 9, 10, 195]. Анализ опытных данных показывает, что в диапазоне энергии источников $10^3 \div 10^{13}$ Дж несущественно изменяются



Р и с. 29. Сравнение эпюров массовой скорости на различных расстояниях от полости
 1 – расчет по закону Гука, 2 – по эндохронной теории, t_s – момент прихода волны,
 $a = r/r_0 = 2,3$; $b = r/r_0 = 5,2$



Р и с. 30. Сравнение амплитуд массовой скорости при камуфлетных взрывах различной мощности в каменной соли [10]

1 – $q \approx 10^3$ Дж, 2 – $q \approx 10^4 \div 10^8$ Дж, 3 – $q \approx 10^{13}$ Дж

Р и с. 31. Зависимость амплитуды массовых скоростей от эпицентрального расстояния для подобных граничных условий

a – горизонтальная составляющая массовой скорости на свободной поверхности, *b* – вертикальная на оси симметрии, $R_{0,1} = 400$ м, $R_{0,2} = 40$ м, $R_{0,3} = 0,04$ м, $R_e = \sqrt{x^2 + z^2}$

коэффициенты затухания амплитуд массовой скорости, темп изменения времени нарастания t_p массовой скорости до максимальной величины с расстоянием, приведенные по \sqrt{q} [3] значения t_p . На рис. 30 иллюстрируется несущественное различие амплитуд массовой скорости при взрывах, мощности которых отличаются на много порядков. О подобии свидетельствует и независимость логарифмических декрементов затухания продольных и поперечных колебаний от частоты в диапазоне от единиц герц до десятков килогерц [21, 200, 201, 208].

Требование, чтобы достоверное уравнение состояния было релаксационным в строгом смысле, противоречит требованию о его инвариантности относительно преобразования масштабов длины и времени по $\sqrt[3]{q}$, т.е. требованию о подобии. Использование в расчетах распространения волн классических вязкоупругих уравнений Кельвина–Фойгта, Максвелла, стандартного линейного тела показывает, что при этом существенно нарушается подобие. На рис. 31 приведены результаты двумерных осесимметричных численных расчетов, иллюстрирующие сказанное. В расчетах на полусфере радиуса R_0 , вырезанной из грунтового полупространства, задавалось возмущение, временные характеристики которого изменялись пропорционально R_0 , коэффициент вязкости в модели стандартного линейного тела оставался при этом постоянным, $\mu_0 = 500 \text{ с}^{-1}$. Аналогичный негативный результат получен и для более сложных вязкоупругих уравнений состояния интегрального ("наследственного") типа [209] и для различных обобщений классических уравнений состояния дифференциального типа.

Причиной отклонения от подобия является то обстоятельство, что в этих моделях скорость релаксации (время релаксации) не зависит от скорости протекания процесса деформирования. С целью преодоления отмеченного недостатка в работе [210] предложена модель, которая может быть классифицирована как линейная модель наследственной вязкоупругости со специальным ядром – интегральной показательной функцией, зависящей от параметра L (максимальной неоднородности в данном теле). За счет специально подобранного распределения неоднородностей по размерам определяющие соотношения обладают свойством автомодельности, то есть позволяют избирательно выявлять неоднородности, значимые для данного деформационного процесса. На основе модели объяснены многие факты, известные по результатам квазистатических испытаний образцов горных пород и наблюдений при проходке штолен в массивах. Результаты расчетов процесса распространения импульсных возмущений с использованием данной модели авторам неизвестны. Здесь могут быть трудности, поскольку коэффициент скорости релаксации избыточных напряжений v слишком мал, чтобы можно было воспроизвести высокочастотные спектры при ударе или взрыве. Трудно согласиться также с тем, что величина v не зависит от размеров неоднородности. На самом деле такая зависимость несомненно существует (см. подразд. 6.3).

Другой подход с той же целью предложен в работе [211]. Уравнения разработанной квазиупругой модели имеют вид

$$\frac{d\epsilon'_{ij}}{dt} - \frac{1}{2G_d} \frac{dS_{ij}}{dt} = \mu_{0s} \left(\frac{S_{ij} - S_{ij}^{st}}{2G_{st}} \right) + \quad (29)$$

$$+ |H_{ij}| \left(1 - \frac{1}{\varphi_s} \right) \operatorname{sign}(S_{ij} - S_{ij}^{st}),$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{K_d} \frac{dP}{dt} = \mu_{0p} \left(\frac{P - P_{st}}{K_{st}} \right) + |H| \left(1 - \frac{1}{\varphi} \right) \operatorname{sign}(P - P_{st}), \quad (30)$$

$$H_{ij} = \frac{\epsilon'_{ij} - \epsilon'_{ij,0}}{t - t_0 + \delta} \left[1 - \frac{S_{ij} - S_{ij,0}}{(\epsilon'_{ij} - \epsilon'_{ij,0})(2G_0)} \right], \quad (31)$$

$$H = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{t - t_0 + \delta} \left[1 - \frac{(P - P_0)}{(\epsilon - \epsilon_0)K_0} \right], \quad (32)$$

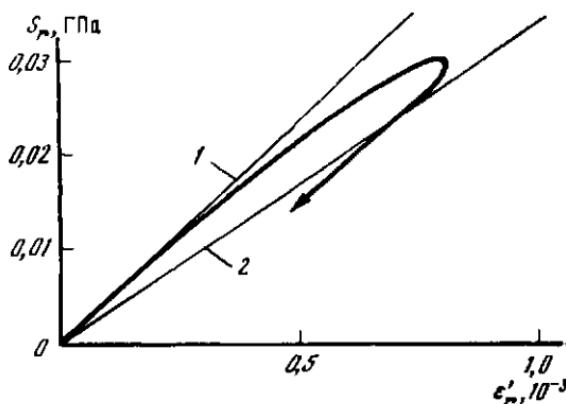
$$\varphi_s = \exp \left(\left| \frac{(\sqrt{J_2} - \sqrt{J_{2,st}})}{E_{ss}} \right|^{\delta} \right); \quad \varphi = \exp \left(\left| \frac{(P - P_{st})}{E_{ss}} \right|^{\delta} \right). \quad (33)$$

Здесь S_{ij} , ϵ'_{ij} — девиаторы тензора напряжений и деформаций, $\epsilon = \rho/\rho_0 - 1$, G_0 , G_d , G_{st} , K_0 , K_d , K_{st} — "идеальный", динамический и статический модули сдвига и сжатия, μ_{0p} , μ_{0s} — коэффициенты стационарной вязкости. В выражениях (29)–(33) индексом st обозначены статические величины напряжений ($S_{ij}^{st} = 2G_{st}\epsilon'_{ij}$, $P_{st} = K_{st}\epsilon$), t — время, δ — константа с размерностью времени, t_0 — момент прихода возмущения в частицу, нижним индексом 0 обозначено состояние частицы в момент $t = t_0$).

Уравнения (29)–(30) практически инвариантны по отношению к изменению масштаба времени, так как константа δ , по порядку величины совпадающая с характерным временем релаксации на ударном фронте, мала по величине ($\delta \approx 0,001$ – $0,0001$ мс [207]). Членами "стационарной" вязкости с μ_{0s} , μ_{0p} при рассмотрении динамических процессов можно пренебречь. Структура выражений (33) для коэффициентов φ_s , φ отражает экспериментальный факт экспоненциального влияния уровня нагрузок на скорость релаксации [212]. Параметр E_{ss} отождествляется с прочностью скального грунта на отрыв [1, 211].

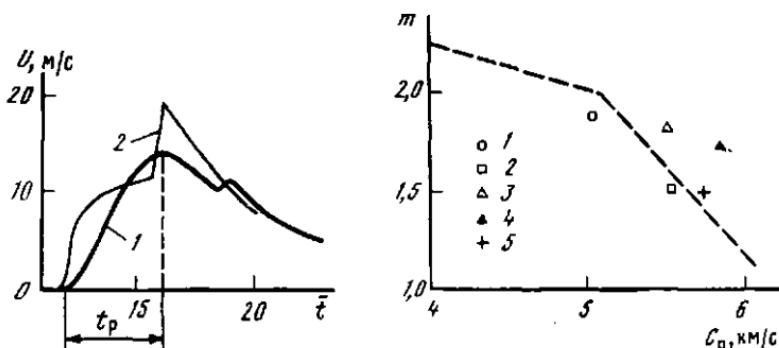
Важным моментом модели (29)–(33) является понятие об "идеальном" грунте, т.е. грунте, пористость которого равна нулю. Чем больше неидеальность среды, тем большая "вязкость", присущая квазиупругому уравнению состояния. Данная "вязкость" индуцируется самим процессом деформирования и значения ее коэффициента пропорциональны средней скорости деформирования за рассматриваемый промежуток времени. В этом и заключается причина сохранения подобия при использовании (29)–(33). Для вариантов, указанных на рис. 31, результаты расчетов будут отличаться менее чем на 10%. Диаграммы деформирования в случае квазиупругой модели не имеют угловой точки (см. рис. 32), причем изменение деформаций во времени отстает от изменения напряжений, что приводит в расчетах к физически правильному результату — увеличению с расстоянием времени нарастания массовой скорости и напряжения до максимума.

Таким образом, импульсное возмущение, распространяющееся по среде, само регулирует время протекания релаксационных процессов. Воз-



Р и с. 32. Характерная диаграмма деформирования во взрывной волне при камуфлажном взрыве

σ_r, ϵ'_r – радиальные компоненты девиаторов тензора напряжений и деформаций, 1 – динамическая диаграмма, 2 – статическая диаграмма



Р и с. 33. Эпюры массовой скорости при взрыве с учетом и без учета релаксации
1 – ОКУП модель, 2 – упругопластическая модель, $\bar{r} = 64$

Р и с. 34. Теоретическая (пунктир) зависимость и экспериментальные величины коэффициента затухания амплитуды сферически расходящихся воли в зависимости от скорости продольных волн в среде

1–4 – опытные данные [145], 5 – [9], 1 – каменная соль, взрыв "Салмои"; 2–5 – граниты: 2 – "Хардхэт", 3 – "Пайлрайвер", 4 – взрывы в массиве Хоггар, 5 – маломасштабный взрыв $q \approx 10^3$ Дж

можно следующее объяснение указанной авторегуляции. При динамическом приложении нагрузки на различных дефектах структуры скальных грунтов (трещинах, порах, включениях) возникают локальные поля напряжений и деформаций, которые взаимодействуют друг с другом, и, используя подводимую внешней нагрузкой энергию, запасаемую матрицей, вызывают эволюцию дефектов или их скоплений, формируют кластеры разного ранга. Чем быстрее нарастает внешняя нагрузка и, следовательно, большее скорость подвода энергии к дефектам, тем меньшие по размерам дефекты или их скопления переходят в критическое состояние и тем меньше характерное время релаксации напряжений (больше индуцированная вязкость).

Система уравнений движения, неразрывности и квазиупругого уравнения состояния является гиперболической и разрывы в начальных условиях порождают распространяющиеся ударные волны, однако они быстро затухают вследствие перестройки зафронтового течения, обусловленной действием релаксационных механизмов.

Уравнения (29)–(33) являются одним из блоков ОКУП модели [162], ответственным за описание поведения при неразрушающих нагрузках. Переключение с этого блока на другой иллюстрируется на рис. 19. Замена соотношений закона Гука на квазиупругие приводит к тому, что эпюра на участке нарастания приобретает реальный вид непрерывной кривой (рис. 33), время нарастания продолжает увеличиваться с расстоянием (см. рис. 23), а коэффициент затухания амплитуд принимает реальные значения $m \approx 1,6 \div 1,9$ (см. рис. 21). При этом с высокой точностью сохраняется подобие при изменении энергии источников не менее чем на 10 порядков.

С помощью квазиупругой модели удается связать коэффициент затухания амплитуд массовой скорости m ($U = A/r^m$) для сферически расходящихся волн и физико-механические характеристики скального грунта. Изменяя константы модели в соответствии со способом, излагаемым далее в подразд. 3.3, 3.4, и определяя величину m по результатам численных расчетов камуфлетных взрывов, получаем теоретическую зависимость m от скорости продольных волн C_p (рис. 34, пунктирная кривая) удовлетворительно согласующуюся с данными крупномасштабных подземных и лабораторных маломасштабных взрывов.

3.3. КВАЗИУПРУГАЯ МОДЕЛЬ И ДЕКРЕМЕНТЫ ЗАТУХАНИЯ ВОЛН

Рассмотрим результаты расчетов, моделирующих эксперименты по одностороннему деформированию. В тех случаях, когда можно пренебречь инерционными силами, решение задачи сводится к интегрированию системы (29)–(33) обыкновенных дифференциальных уравнений при заданном законе изменения осевого напряжения $\sigma(t)$ во времени. Интегрирование системы осуществлялось численно методом Рунге–Кутта, $\sigma(t) = \sigma_m \sin(\pi t/(2t_h))$, шаг счета $\Delta t = t_h/400$, относительная погрешность расчетов не превышала 1%.

В процессе расчетов варьировались σ_m , t_h и константы модели, определялись потери энергии деформирования δE на полуцикле колебаний, δE – площадь петли гистерезиса ($\delta E = \oint \sigma d\epsilon$), а также относительные по-

тери энергии $\Delta_p = \delta E/E$, $E = \int_0^{\epsilon_m} \sigma d\epsilon$, где ϵ_m – максимальная деформация: $\epsilon_m = \sigma_m / (\rho_0 C_p^2)$, C_p – скорость продольных волн, ρ_0 – плотность. По своему смыслу величина Δ_p является логарифмическим декрементом затухания продольных колебаний [203].

Анализ полученных результатов показывает, что Δ_p с погрешностью порядка 1% не зависит от частоты приложенной нагрузки в диапазоне $\omega = 10^5 \div 1$ Гц, $\omega = 0,25/t_h$. Этот результат является прямым следствием заложенной в квазиупругую модель зависимости эффективного коэффи-

щента вязкости от скорости процесса деформирования, а также эквивалентом энергетического подобия при взрывах и согласуется с многочисленными данными [21, 200, 201, 208] для горных пород.

Квазиупругие уравнения существенно нелинейны, поэтому относительные потери энергии должны зависеть от амплитуды воздействия, что с физической точки зрения представляется естественным и находит подтверждение в опытах [169, 203] (рис. 35). Из сопоставления кривых 4, 5 следует, что сближение "идеального", динамического и статического модулей друг с другом, т.е. уменьшение степени "неидеальности" скального грунта, приводят к согласующемуся с физическими представлениями снижению необратимых потерь энергии (см. также [1]).

Большой интерес представляют данные по декрементам затухания, относящиеся к осадочным породам — известнякам, доломитам, песчаникам, алевритам, глинистым сланцам [213]. Этот тип пород в отличие от гранитоидов и других изверженных пород образует широкий спектр состояний: от очень прочных и малопористых ($n \approx 1\%$) до слабопрочных высокопористых ($n \approx 50\%$). В опытах [213] логарифмический декремент затухания определялся в широком диапазоне значений динамического модуля Юнга E_d (рис. 36). Совокупность имеющихся для осадочных пород с прочным скелетом опытных данных позволяет задавать в расчетах все константы квазиупругой модели как функции общей пористости (за исключением структурного параметра β). Последовательность определения констант выглядит следующим образом.

Статистическая обработка данных [214–216] по скоростям распространения продольных C_p , поперечных C_s волн и общей пористости n приводит к корреляционным зависимостям

$$C_p = C_p^0 - C_p^n n; \quad C_s = C_s^0 - C_s^n n, \quad (34)$$

где $C_p^0 = 6,2$ км/с, $C_p^n = 16$, $C_s^0 = 3,4$ км/с, $C_s^n = 9$, n — в долях единицы. Отсюда по стандартным формулам упругости находятся динамические K_d , G_d и "идеальные" K_0 , G_0 модули объемного сжатия и сдвига (последние при $n = 0$), а также соответствующие модули Юнга E_d , E_0 . Плотность породы $\rho = \rho_0(1 - n)$, $\rho_0 = 2,72$ г/см³. В соответствии с корреляционной связью по данным [213] при 10 ГПа $E_d < 80$ ГПа

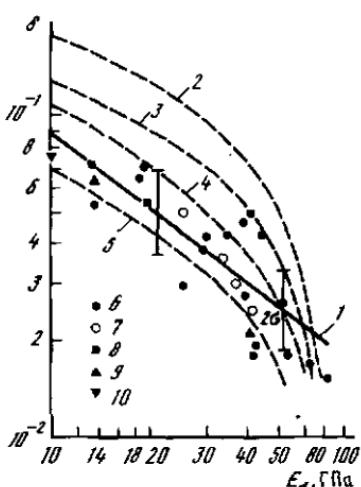
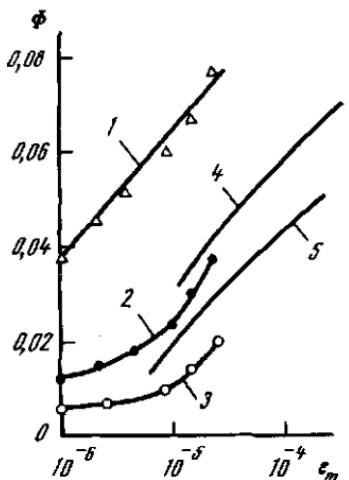
$$\sigma_p = 21,6 + 1,69 E_d, \quad (35)$$

где σ_p — предел прочности на одноосное сжатие, МПа, откуда находятся предел прочности на отрыв σ_{ot} (см. (42)) и константа $E_{sg} = \sigma_{ot}/E_d$. Отношение динамического и статического модулей Юнга коррелируют согласно [213] с E_d :

$$\frac{E_d}{E_{st}} = \begin{cases} 3,02 - 0,025 E_d, & 54 \text{ ГПа} < E_d \leq E_0 \\ 1,67 & E_d < 54 \text{ ГПа}, \end{cases} \quad (36)$$

$E_0 = 80,8$ ГПа. Поскольку динамический и статический коэффициенты Пуассона в среднем совпадают [206, 214], то $g_K = g_G = E_d/E_{st}$.

При проведении расчетов варьировались амплитуда напряжений σ_m , структурный параметр β и константы модели, величина пористости фигурировала в качестве параметра. Сравнение, представленное на рис. 36, носит



Р и с. 35. Зависимость относительных потерь внутренней энергии от амплитуды деформаций

$\Phi = \delta E / \pi E$, 1–3 – опытные данные [203]: 1 – кварцит, 2 – гранит, 3 – анортозит; 4, 5 – расчеты для гранита: 4 – $\gamma_K = 8G = 1,6$; $\gamma_K = \gamma_G = 0,5$; 5 – $\gamma_K = 8G = 1,4$; $\gamma_K = \gamma_G = 0,7$; $\beta = 0,5$; $E_{ss} = 10$ МПа; $g_K = K_d/K_{st}$; $g_G = G_d/G_{st}$, $\gamma_K = K_d/K_0$, $\gamma_G = G_d/G_0$

Р и с. 36. Логарифмический декремент затухания δ в зависимости от динамического модуля Юнга для осадочных пород с прочным скелетом [213]

1 – средняя опытная зависимость, 6 – известняки, 7 – доломиты, 9 – алевриты, 10 – глинистый сланец, σ – среднеквадратичное отклонение опытных данных, пунктирные кривые – расчеты при различных значениях констант: 2 – $\beta = 0,5$; $\sigma_m = 0,1$ МПа; 3 – $\beta = 0,5$; $\sigma_m = 0,05$ МПа; 4 – $\beta = 0,7$; $\sigma_m = 0,2$ МПа; 5 – $\beta = 0,7$; $\sigma_m = 0,1$ МПа

в основном качественный характер, так как при проведении опытов [213] в образцах возбуждались изгибные колебания. Анализ сравнения позволяет тем не менее сделать определенные выводы. Результаты расчетов с $\beta = 0,7$ и разумной величиной амплитуды $\sigma_m = 0,1\text{--}0,2$ МПа (для рассматриваемого типа опытов ϵ_m порядка 10^{-6}) правильно передают характер увеличения декремента при уменьшении E_d , т.е. при увеличении степени "неидеальности" среды. Отклонение статистически-средней зависимости 1 в области с низкими величинами δ от результатов расчетов трактуется в пользу последних. Дело в том, что для монолитных известняков со значениями $E_d \approx 80$ ГПа и более декремент затухания $\delta \approx 0,01$ [21]. Прямая 1 не может передать эту нелинейную особенность, достаточно четко выраженную группой опытных данных с $\delta < 0,02$.

Удовлетворительное соответствие результатов опытов и следствий из теории для изверженных и осадочных пород дополнительно свидетельствует о достоверности квазиупругой модели и приводит к мысли о возможности ее использования для получения зависимостей, связывающих логарифмические декременты затухания с основными физико-механическими характеристиками горных пород и амплитудой возмущения. В описанной выше постановке произведено более 400 расчетов, в которых независимым образом варьировались $\sigma_m = 0,1\text{--}10$ МПа; $E_{ss} = 0,5\text{--}10$ МПа; $\gamma = 1\text{--}0,25$; $g = 1\text{--}2$; $\beta = 0,1\text{--}1$ ($\gamma_K = \gamma_G = \gamma$, $g_K = g_G = g$). Аналитическая аппроксимация полученных результатов приводит к спло-

дующему выражению для декремента затухания продольных колебаний:

$$\Delta_p = \left(\frac{\sigma_m}{E_{ss}} \right)^\beta \frac{(1 - \gamma)(g - 1)}{(1 - 0,15\gamma)((0,37 + 0,85\beta)(g - 1) + 1,1\beta^2)^3}. \quad (37)$$

В случае изверженных пород $\beta \approx 0,5$, в случае осадочных с прочим скелетом $\beta \approx 0,7$. Зависимость (37) носит общий характер и допускает конкретизацию, если известны корреляционные связи между константами квазиупругой модели и геофизическими характеристиками. Используя такие связи для гранитоидов [1], можно выразить величину декремента через амплитуду и скорость распространения продольного возмущения. В случае осадочных пород можно воспользоваться зависимостями (34) – (36).

Интересные результаты, позволяющие оценить достоверность квазиупругой модели и следствия (37) из нее, получены в работе [169]. В этой работе опытные эпюры массовой скорости $U(t, r)$, зарегистрированные на различных расстояниях r от взрывного источника, подвергались преобразованию Фурье по времени

$$F(\omega, r) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(t, r) \exp(-i\omega t) dt,$$

где $F(\omega, r) = A(\omega, r) \exp(i\theta(\omega, r))$, A – амплитуда, θ – фаза колебаний. Затухание гармоник вследствие геометрического расхождения исключалось посредством умножения амплитуды A на $r(\bar{A}(\omega, r) = A(\omega, r)r)$ и по опытным данным находился коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$, такой, что $\bar{A}(\omega, r) = \exp(-\alpha(\omega)r)$.

Из всех взрывов, анализируемых в [169], наибольший интерес в нашем случае представляет крупномасштабный камуфлетный взрыв "Хардхэт" в граните, измерения в котором осуществлялись на уровне заложения заряда ($q \approx 2,5 \cdot 10^{13}$ Дж). Измерения, осуществленные при проведении других взрывов, подвержены влиянию свободной поверхности и их анализ затруднен. В случае взрыва "Хардхэт" $U(t, r)$ – радиальная массовая скорость и поэтому $\alpha(\omega)$ – коэффициент затухания продольных возмущений, а соответствующий логарифмический декремент

$$\Delta_p = \alpha(\omega) C_p / \omega, \quad (38)$$

где C_p – скорость распространения продольных волн.

При анализе опытных пар (Δ_p, ω) ясно видно, что величина Δ_p заметно убывает с ростом частоты. Это противоречит всей совокупности представлений и фактов, в соответствии с которыми декремент либо не зависит от частоты, либо в некоторых случаях увеличивается при ее возрастании. На самом деле противоречие кажущееся, поскольку декремент зависит от амплитуды гармоники, убывающей с ростом частоты.

В силу отмеченного необходимо учитывать амплитуду радиального напряжения σ_F каждой гармоники. По известной формуле $\sigma_F = \rho_0 C_p U_F$, U_F – фурье-амплитуда массовой скорости: $U_F = \bar{A}(\omega, r) d\omega / r$, $d\omega$ – полоса частот, ρ_0 – плотность породы. Для гранита "Хардхэт" $\rho_0 = 2,67 \text{ г}/\text{см}^3$, $C_p = 5,4 \text{ км}/\text{с}$ [41]. Данные [169] позволяют выделить пять

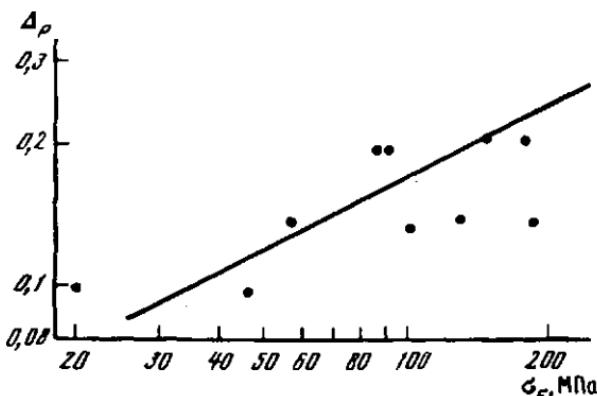


Рис. 37. Декременты затухания продольных волн при взрыве "Хардхэт"
Точки — опытные данные, сплошная линия — расчет по зависимости (37)

частотных диапазонов: 283–141, 141–71, 71–32, 32–14, 14–7 Гц. Результаты, трансформированные указанным способом, показаны на рис. 37. Теоретическая кривая получена посредством подстановки в (37) конкретных величин констант γ , g , E_{ss} для гранита "Хардхэт", определенных по корреляционным зависимостям [1] через скорость продольных волн, $\sigma_m = \sigma_F$. Ее уравнение имеет вид

$$\Delta_p = 0,018 (\sigma_F / \sigma_{00})^{0,5}, \quad \sigma_{00} = 0,1 \text{ МПа}. \quad (39)$$

Если не учитывать двух явно выпавших точек, то нужно отметить, что (39) удовлетворительно согласуется со средними величинами декрементов и правильно передает характер их изменения с амплитудой гармоники. Это, в свою очередь, свидетельствует об адекватности квазиупругой модели диссилиативным процессам при интенсивных динамических нагрузках в допредельном состоянии.

Соотношения типа (37), (39) могут оказаться полезными в геофизике, например, для оценки энергии, высвобождающейся при землетрясении. В традиционных подходах энергия восстанавливается по результатам измерения смещений вблизи поверхности Земли с использованием модели упругого источника, в которой учитывается поглощение сейсмических волн [201]. При учете поглощения ориентируются на декременты затухания, определенные посредством сейсмопросвещивания волнами малой амплитуды с деформациями порядка 10^{-6} . В этом случае $\Delta_s, \Delta_p \approx 0,02$ [21] (граниты). Поскольку в окрестности источника энерговыделения при землетрясении избыточные динамические нагрузки могут составлять величины порядка десятков мегапаскалей, то реальные декременты в соответствии с (37), (39) здесь больше на порядок и изменяются по мере удаления от источника. Следовательно, оценка энергии землетрясения, выполненная без учета указанного обстоятельства, будет занижена.

При использовании для этой цели соотношения (37) необходимо иметь в виду, что величины γ, g являются функциями инвариантов тензора σ_{ij} геостатических напряжений: $\gamma = \gamma(P, I_2)$, $g = g(P, I_2)$, P — давление, $I_2 = \frac{1}{2} \sigma_{ij} \sigma_{ij}$. В случае гидростатического поля напряжений происходит закрытие трещин, поэтому с ростом давления среда стремится к "идеаль-

ному" состоянию, а величины γ , g – к единице, т.е. $\Delta_p \rightarrow 0$. Это хорошо известный опытный факт [216]. Если же на гидростатическое поле накладываются интенсивные сдвиговые напряжения, что характерно для области очага, то происходит обратный процесс и Δ_p увеличивается [184], поэтому с ростом I_2 функция g возрастает, а γ убывает.

3.4. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТ

Результаты расчетов механического действия взрыва на массивы скальных грунтов чувствительны к величинам тех констант модели деформирования, в которых отображаются прочностные свойства среды при сжатии. Вопрос о том, какой прочностью обладает горная порода в условиях естественного залегания при динамическом нагружении, является, однако, сложным.

Существует масштабный эффект уменьшения прочности при увеличении нагружаемого объема [217–222]. Так с увеличением размеров образцов испытываемых пород от 5 см до 1 м уменьшение прочности на одноосное сжатие может достигать 10 раз [217]. Масштабный эффект объясняется наличием "слабейшего звена" [223] или системы плоскостей ослабления [218], возрастанием упругой энергии с увеличением размеров [183, 217]. Единая точка зрения в настоящее время отсутствует. Помимо указанного эффекта прочность зависит от скорости деформирования, увеличиваясь при ее возрастании [138]. Скальные массивы содержат многочисленные разрывы сплошности различных уровней: трещины первичной отдельности, тектонические трещины, сбросы и пр. Степень влияния трещиноватости на прочностные и деформационные свойства массива зависит от ее параметров, от свойств породы в блоках, от характера нагрузки во взрывной волне. При распространении волн с длинами в десятки и сотни метров прочность в конечном итоге будет определяться множеством факторов, которые трудно или невозможно учесть в опытах небольшого масштаба. В работе [224] предполагается, что прочность массива при динамическом нагружении примерно равна литостатическому давлению. В [225] отмечается, что для теоретического воспроизведения максимальных смещений, измеренных в опыте, сдвиговая прочность среды должна быть на порядок меньше прочности породы.

Для решения поставленной задачи представляется естественным обращение непосредственно к данным, полученным при проведении крупномасштабных взрывных экспериментов и содержащим какие-либо интересующие нас сведения, хотя бы косвенного характера.

Результаты измерения времени нарастания t_p массовой скорости движения до максимума при подземных взрывах могут быть использованы для нахождения эффективных значений константы μ в выражении (18), задающем предел сдвиговой прочности. Время нарастания в ближней зоне взрыва формируется за счет разных скоростей распространения вступления волны, распространяющегося со скоростью продольных волн C_p , и фронта дробления, распространяющегося со скоростью D . Отсюда $k_t = dt_p/dr \approx (1/D - 1/C_p)$. Можно показать, что на стадии, когда фронт дробления совпадает с максимумом волны напряжения, величина D на-

ходится из соотношения

$$D = \left(\frac{K}{\rho_0} \left(1 + \frac{2}{3} \mu \right) \right)^{1/2},$$

где K – упругий модуль объемного сжатия. Это соотношение есть следствие ряда условий на ударном фронте, каковым является на рассматриваемой стадии фронт дробления для уравнений эволюционного типа, а именно

$$\begin{aligned} [\sigma_r] + 2[\sigma_\theta] &= 3K[\partial W/\partial r], \\ [\sigma_r] - [\sigma_\theta] &= [Y] = \mu[P], \\ [\sigma_r] + 2[\sigma_\theta] &= 3[P], \\ [\partial W/\partial t] + D[\partial W/\partial r] &= 0, \\ [\sigma_r] + \rho_0 D[\partial W/\partial t] &= 0, \end{aligned}$$

где σ_θ – тангенциальное напряжение, W – радиальное смещение, квадратными скобками обозначена разность величин на фронте и перед ним (даны линеаризованные соотношения).

В соответствии с опытными данными [145] для подземных крупномасштабных взрывов в гранитах $k_t = 0,03 \div 0,05$ мс/м, откуда $\mu_{ef} \approx 0,4 \div 0,5$. Приведем с целью сравнения соответствующие величины, полученные при трехосном сжатии образцов изверженных пород: для гранодиорита "Хардхэт" $\mu = 1,2$ [15] или $\mu = 1,6$ [226], для кварцита "Стирлинг" $\mu = 1,9$ [226], а по обобщенным данным [227] для различных типов пород $\mu = 2$. Таким образом, налицо масштабный эффект, который формулируется как снижение коэффициента внутреннего трения с ростом размеров нагружаемого объекта.

Сложность рассматриваемого вопроса в том, что параметры взрывного процесса непрерывно изменяются по мере удаления от источника: убывают амплитуды, увеличивается время нарастания напряжений до максимума. Так, при $\bar{r} = 10$ амплитуда радиальных напряжений $\sigma_{rm} \approx \approx 4$ ГПа, $t_p \approx 0,4$ мс ($q = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж), при $\bar{r} = 50$ $\sigma_{rm} \approx 0,2$ ГПа, $t_p \approx \approx 2$ мс. Следовательно, линейный размер L участка нарастания до максимума также непрерывно увеличивается. В рассмотренном примере $L \approx 2$ м при $\bar{r} = 10$ и $L \approx 10$ м при $\bar{r} = 50$. Сейсмовзрывную волну можно уподобить большому динамическому прессу, деформирующему и разрушающему "образцы" – представительные объемы массива. Для того чтобы напряженно-деформированное состояние в таком "образце" можно было считать приблизительно однородным, его размер должен составлять какую-то малую часть от L . Поскольку величина L непрерывно увеличивается по мере удаления от центра взрыва, то увеличиваются и размеры l "испытываемых образцов". Об этом косвенно свидетельствует ряд наблюдательных фактов.

В результате лабораторного исследования кернов, отобранных на различном расстоянии от полости подземного взрыва "Хардхэт", установлено [172] отсутствие новых микротрецин за пределами радиуса $\bar{r} > > 30$. При приближении к полости их количество в единице объема монотонно возрастает [127]. Аналогичное ограничение для области суще-

ствования микротрещин ($\bar{r} < 28$) обнаружено при взрыве "Пайлдрайвер" [172] (при взрывах в массиве Хоггар $\bar{r} < 26$ [225]). Поскольку образование, развитие и слияние меж- и внутригранулярных микротрещин активизируется с приближением к пределу прочности [228], то указанную границу области микрорастескивания можно трактовать как границу области разрушения первичных блоков массива. Дробление массива осуществляется и на больших расстояниях, но здесь трещины развиваются, преимущественно наследуя поверхности ослабления, существовавшие в массиве ранее [16].

Таким образом, в рамках фиксированного взрыва имеется непрерывный спектр размеров разрушаемых объектов, объемы которых увеличиваются по мере удаления от его центра. Вследствие масштабного эффекта прочностные константы μ и Y_0 ("сцепление") в (17), (18) (μ_1 , Y_{01} в (23)) также непрерывно изменяются с расстоянием. Теперь задача состоит в том, чтобы найти пределы этих изменений и законы, которым они подчиняются.

В самой ближней зоне взрыва ($\bar{r} \leq 5$) линейный размер участка нарастания напряжения до максимума $L \approx 1$ м (при $q = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж), т.е. размер представительного "образца" составляет несколько сантиметров. В этой зоне нагрузки превышают 15 ГПа, поэтому все трещины закрываются* и временно реализуется монолитное состояние массива. В работе [126] установлено, что вблизи центра взрыва трещины заполнены измельченными в порошок кристаллами и их ориентация аналогична той, которая имеет место в лабораторных образцах, подвергнутых неравномерному трехосному сжатию. В силу отмеченного, прочностные характеристики массива можно приравнять здесь без большой ошибки прочностным характеристикам образцов небольшого размера, испытываемых на установках трехосного сжатия, т.е. $Y_{01} \approx 100$ МПа, $\mu_1 \approx 2$ ("сцепление" приближенно оценивается по формуле $Y_{01} = \sigma_p(1 - \mu_1/3)$, σ_p — прочность на одноосное сжатие). Сцепление, полученное в опытах статического характера, нужно увеличить с учетом скорости нагружения [181] (примерно вдвое для приведенных выше параметров волны).

На периферии зоны дробления, размер которой при подземных взрывах большой мощности ограничен условием $\bar{r} < 50 \div 60$ [4, 15, 92, 126, 172, 224], избыточные напряжения не превышают сдвиговой прочности материала (породы), но достигают предела прочности массива, который определяется сопротивлением скольжению вдоль существующих макротрещин. Чтобы оценить прочностные характеристики массива в этом предельном случае, имеется единственный способ — целенаправленная интерпретация опытных данных по параметрам сейсмовзрывных волн.

Реализация способа выглядит следующим образом. Необходимо выбрать опыт, для которого имеется представительная информация о параметрах движения грунта и провести его численное моделирование с вариированием прочностных констант. Сопоставление расчетных и опытных данных позволит сделать вывод о свойствах массива. Чтобы избежать

*Напряжение σ_c , при котором закрываются трещины, оценивается по формуле $\sigma_c = E\alpha$ [170], α — отношение раскрытия трещины к ее длине, E (порядка 100 ГПа) — модуль Юнга.

неопределенностей в постановке задачи, связанных с заданием источника и распространением волны в ближней зоне, расчеты необходимо начинать с такого расстояния, на котором, во-первых, уже не происходит сдвигового разрушения породы в блоках, во-вторых, известна опытная запись напряжения или массовой скорости. Последняя задается при проведении расчетов в качестве граничного условия.

Перечисленным условиям удовлетворяет подземный взрыв "Пайл-райвер", для которого имеются требуемые надежные данные о параметрах движения грунта [145], в частности эпюры радиальной массовой скорости и радиального напряжения на расстоянии $\bar{r} = 53,2$. В расчетах, осуществленных в одномерной сферически-симметричной постановке, изменение во времени скорости движения стенок полости радиуса $\bar{r} = 53,2$ описывалось аналитической зависимостью, аппроксимирующей опытную эпюру массовой скорости. Использовалось упругопластическое уравнение состояния [142] с соотношениями сдвигового деформирования (16)–(18), константа Y_0 принимала значения 100, 10, 1 МПа, константа $\mu = 0,9, 0,3, 0,1$.

Анализ результатов расчетов позволяет отбросить крайние значения "коэффициента трения" μ . В случае $\mu = 0,9$ слишком медленно по сравнению с опытными величинами изменяется время нарастания, а максимальные смещения оказываются существенно меньше средних экспериментальных значений. В случае $\mu = 0,1$ для вариантов с ожидаемыми величинами "сцепления" порядка 10 МПа и менее завышаются длительность положительной фазы движения (от центра) и максимальные смещения. Среди расчетов с $\mu = 0,3$ наиболее успешным оказался расчет, в котором $Y_0 = 10$ МПа (рис. 38, 39). В указанном расчете удовлетворительно воспроизводится также опытная эпюра радиальных напряжений при $\bar{r} = 53,2$ *.

Итак, при взрывном нагружении скальный массив характеризуется двумя уровнями прочности, отличающимися на порядок. Верхний уровень достигается в зоне, непосредственно примыкающей к взрывному источнику, нижний – на периферии зоны дробления и простирается, согласно расчетам, до приведенных расстояний не менее 250–300. Чтобы найти конкретную зависимость прочности массива от параметров воздействия (расстояния до центра взрыва), необходимо знать закон изменения размеров l представительных объемов (разрушаемых "образцов"). Здесь незаменимую роль играет закон распределения частиц раздробленного взрывом грунта по размерам (см. разд. 6).

Внешняя картина дробления при подземном взрыве выглядит следующим образом. В области, примыкающей к полости, порода превращается в мелоподобный, слабосвязный материал, минеральные зерна разрушены. По мере удаления от центра дисперсный состав изменяется. Сначала в нем превалирует песок, потом щебень, потом глыбы с размерами d порядка 0,5–1 м. Из всех параметров локального закона распределения частиц по размерам, установленного на основе обобщения опытных данных, в данном случае наибольший интерес представляет зависимость среднего размера куска d_{PP} от приведенного расстояния

$$d_{PP} = 0,007 (q/q_0)^{1/6} \bar{r}^{2,3}, \text{ см},$$

*Амплитудные величины массовой скорости несущественно различаются для всех расчетных вариантов.

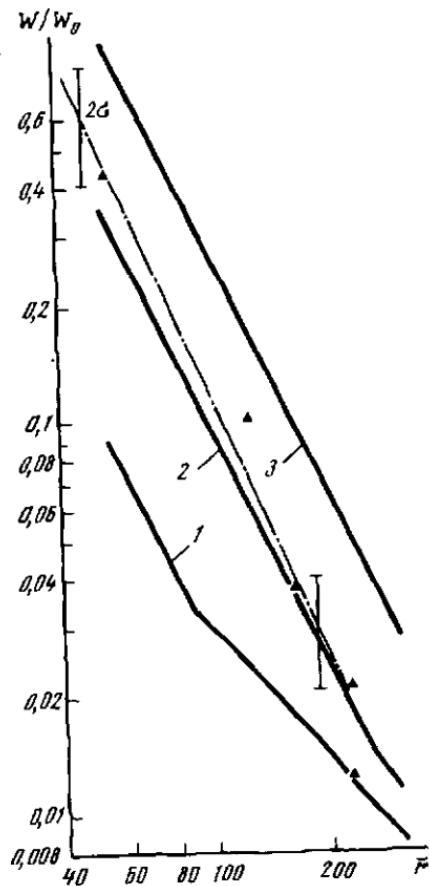


Рис. 38. Максимальные смещения в опыте и расчетах

Сплошные треугольники — опытные точки, штрихпунктир — средняя экспериментальная зависимость, сплошные линии — результаты расчетов: 1 — $Y_0 = 100$ МПа; 2 — $Y_0 = 10$ МПа; 3 — $Y_0 = 1$ МПа; σ — среднеквадратичное отклонение опытных данных

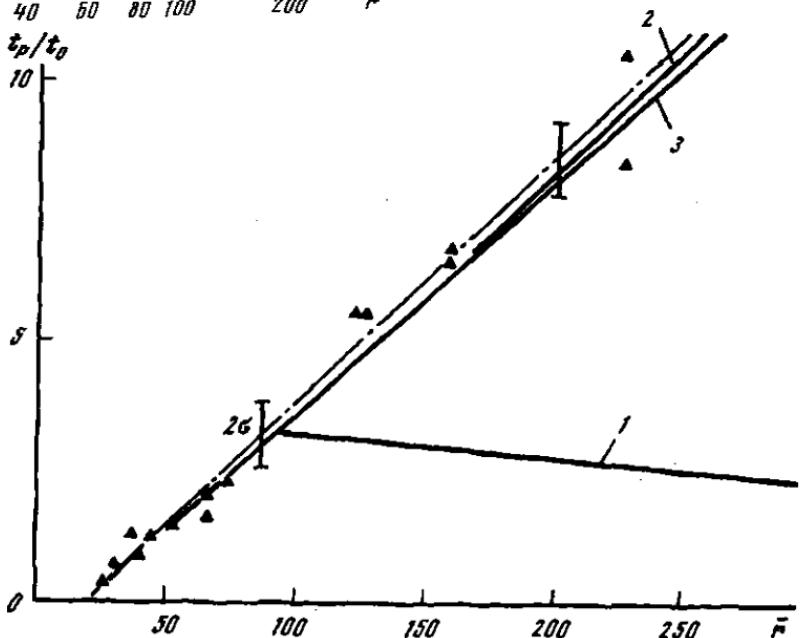


Рис. 39. Время нарастания массовой скорости до максимума в опыте и расчетах

Обозначения те же, что и на рис. 38

q — мощность, $q_0 = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж. Величина d_{PP} по своему смыслу является характерным размером некоторого объема V_p раздробленной среды. Объем V_p будет представительным объемом ("образцом"), если его величина в достаточно большое число раз превосходит объем куска среднего размера, т.е. $V_p = k d_{PP}^3$, $k \gg 1$. Для правдоподобного значения $k = 64$ размер l представительного объема составит ($q = q_0$): $l \approx 2$ м при $\bar{r} = 50$ ($L = 10-11$ м), $l \approx 0,15$ м при $\bar{r} = 15$ ($L = 2$ м), т.е. отношение размера "образца" l к линейному размеру участка нарастания до максимума L принимает приемлемые малые значения порядка 0,1–0,2. Для последующего вывода, впрочем, неважно, какие именно значения принимает коэффициент k , важно только то, что из соображений однородности эту безразмерную величину можно считать независимой от d_{PP} . Тогда

$$l_2/l_1 = \sqrt[3]{V_{p2}/V_{p1}} = d_{PP2}/d_{PP1} = (\bar{r}_2/\bar{r}_1)^{2,3}.$$

В работе [229] на материале процессов воронкообразования проанализировано влияние масштаба на предел сдвиговой прочности гранитных пород и установлено, что он приблизительно пропорционален $1/\sqrt{l}$. В работе [230] найдена зависимость предела текучести σ_e мрамора и известняка от среднего размера зерна l :

$$\sigma_e = A/\sqrt{l} + B.$$

Таким образом, зависимость прочностной характеристики массива Y_0 от расстояния в первом приближении можно задать формулой (имея в виду верхнюю кривую прочности $Y = Y_1(P)$ (23) ОКУП модели):

$$Y_{01} = \begin{cases} Y_{sm1}, & \bar{r} \leq \bar{r}_H \\ A/\bar{r}^{1,15} + B, & \bar{r}_H < \bar{r} < \bar{r}_B \\ Y_m, & \bar{r} > \bar{r}_B, \end{cases} \quad (40)$$

где Y_{sm1} — "сцепление" образца небольшого размера, Y_m — "сцепление" массива на границе зоны дробления, $A = 6,9$ ($Y_{sm1} - Y_m$), $B = 1,08 Y_m - 0,08 Y_{sm1}$. В случае крупномасштабных взрывов ориентировочные значения составляют: $Y_{sm1} = 100$ МПа, $Y_m = 10$ МПа, $\bar{r}_H = 5$, $\bar{r}_B = 50$.

В отношении аналогичного закона изменения величины μ_1 существует большая неопределенность. В настоящее время может быть предложена простейшая зависимость типа

$$\mu_1 = \begin{cases} \mu_{sm1} & \bar{r} \leq \bar{r}_H \\ \mu_{sm1} + \frac{\mu_m - \mu_{sm1}}{\bar{r}_B - \bar{r}_H} (\bar{r} - \bar{r}_H), & \bar{r}_H < \bar{r} \leq \bar{r}_B \\ \mu_m, & \bar{r} > \bar{r}_B, \end{cases} \quad (41)$$

правильно отображающая основную тенденцию убывания "коэффициента трения" по мере удаления от источника, μ_{sm1} , μ_m — соответствующие величины для образца небольшого размера и массива на границе зоны дробления. Ориентировочные значения величин в случае крупномасштабных взрывов — $\mu_{sm1} = 2$, $\mu_m = 0,3 \div 0,5$.

Таким образом, в рамках обобщенного квазиупругопластического

уравнения состояния (14)–(17), (22)–(26), (29)–(33) верхняя кривая прочности $Y = Y_1(P)$ изменяется в зависимости от интенсивности воздействия, а приведенное расстояние играет при этом роль параметра. Нижняя кривая прочности $Y = Y_2(P)$ ограничивает сверху интенсивность сдвиговых напряжений в разрушенной породе и, естественно, также должна изменяться по мере удаления от источника. Анализ результатов [126, 127] определения пористости и скорости распространения продольных волн после крупномасштабных взрывов свидетельствует об уменьшении "ущерба" при снижении интенсивности сейсмовзрывной волны. На границе зоны дробления необратимая объемная деформация не превосходит 0,5%. По данным, полученным после взрывов в гранитном массиве Хоггар [126], изменение сейсмических скоростей из-за подновления естественной трещиноватости исчезает на расстояниях $\bar{r} > 70$. Вблизи полости взрыва необратимая объемная деформация достигает 10–20% и порода представляет здесь слабосвязанную легко крошящуюся среду со сцеплением порядка небольшой доли мегапаскаля. Таким образом, кривые прочности исходной и нарушенной сред сближаются и стремятся совпасть по мере удаления от взрывного источника, т.е. на плоскости (Y, P) кривые $Y = Y_1(P)$ и $Y = Y_2(P)$ "движутся" навстречу друг другу, первая – вниз, вторая – вверх. Приведенное расстояние играет роль параметра "движения". Этот подход является вынужденным, поскольку связь указанного сближения кривых с изменением амплитудно-временных параметров взрывного возмущения неясна и составляет предмет дальнейших исследований.

Изменение величин Y_{02} , μ_{02} с расстоянием задается в ОКУП модели линейными в диапазоне $\bar{r}_H \leq \bar{r} \leq \bar{r}_B$ функциями, за пределами которого эти величины постоянны (Y_{02} изменяется от Y_{sm2} при $\bar{r} = \bar{r}_H$ до Y_m при $\bar{r} = \bar{r}_B$, μ_2 от μ_{sm2} до μ_m , для крупномасштабных взрывов $Y_{sm2} = 0,1$ МПа, $\mu_{sm2} = 0,9$). Величина Y_{pl} слабо влияет на параметры взрывных волн и полагается постоянной, $Y_{pl} = 1,8$ ГПа.

В более простом для численной реализации варианте ОКУП модели [162] верхняя и нижняя кривые прочности фиксированы, а константы задаются так, чтобы отличие результатов расчетов параметров волн от общего случая не превосходило разброса опытных данных ($Y_{01} = 100$ МПа, $\mu_1 = 0,9$, $Y_{02} = 0,1$ МПа, $\mu_2 = 0,9$). Сравнение обоих вариантов показывает (см. рис. 21–23), что в соответствии с выдвинутым критерием достаточности (удовлетворительности) оба варианта равноправны при теоретическом моделировании важнейших параметров сейсмовзрывных волн – амплитуд массовых скоростей, максимальных смещений, времени нарастания до максимума. В случае с переменными пределами прочности достигается, однако, более высокое качество расчетов, результаты которых не содержат характерных изломов, связанных с вырождением ударного фронта дробления и не выявляемых в опытах.

Использование в расчетах ОКУП модели требует задания характеристик, входящих в блок квазиупругих соотношений (29)–(33). Исходной информацией здесь являются сведения о скоростях распространения продольных C_p и поперечных C_s волн. В настоящее время имеется множество экспериментальных данных, отложившихся к C_p , C_s и пористости p [206, 214, 215]. Данные получены на образцах размером в несколько

сантиметров. Установлены корреляционные зависимости $C_p = C_p(n)$, $C_s = C_s(n)$.

Естественно, возникает важный с практической точки зрения вопрос о применимости указанных зависимостей к масштабам, существенно большим масштаба образцов. Он рассматривался в [1, 18]. При решении задачи о распространении волны длиной λ по среде, ослабленной системой равномерно распределенных в пространстве трещин длиной l , установлено [17, 171], что в случае $\lambda > 10l$ можно ввести эффективные скорости распространения волн C_p^* , C_s^* . Они характеризуют среду в целом, зависят от геометрии трещин (степени раскрытия), их объемной концентрации, степени водонасыщенности, но не зависят от длины волны и длины трещин. В работах [1, 18] показано, что, с одной стороны, опытные данные (C_p, n) , (C_s, n) для образцов удовлетворительно описываются указанными теоретическими зависимостями, с другой стороны, корреляционные зависимости $C_p = C_p(n)$, $C_s(n)$ (см. (34)) могут с успехом применяться и в случае массивов скальных грунтов. При этом масштаб рассматриваемого явления λ должен на порядок превосходить характерные размеры участков нарушения сплошности среды, а в качестве n должна фигурировать пористость массива в объеме порядка λ^3 .

Если из каких-либо источников известны скорости распространения продольных волн в массиве, то, используя (34), восстанавливаем пористость, а затем скорость поперечных волн. Динамические K_d , G_d , E_d и "идеальные" K_0 , G_0 , E_0 модули выражаются через C_p , C_s , C_p^0 , C_s^0 и ρ_0 по классическим формулам упругости. В работе [1] посредством статистической обработки опытных данных определены значения констант C_p^n , C_s^n , C_p^0 , C_s^0 для различных генетических типов пород (в случае гранитоидов $C_p^n = 32,7$ км/с, $C_s^n = 22,6$ км/с, $C_p^0 = 6,06$ км/с, $C_s^0 = 3,5$ км/с). При задании отношения g динамических модулей к статическим используют корреляционные зависимости: в случае осадочных пород с прочным скелетом (полускальных грунтов) – (36), в случае изверженных пород [1]

$$g = \begin{cases} 1 + 20n, & n \leq 0,03 \\ 1,6, & n > 0,03 \end{cases} \quad (g_K = g_G = g).$$

Для определения константы E_{ss} можно воспользоваться зависимостью [173] между пределом прочности на отрыв $\sigma_{ot}(E_{ss} \equiv \sigma_{ot})$ и пределом прочности на одноосное сжатие σ_p :

$$\sigma_{ot} = \begin{cases} 0,052\sigma_p, & \sigma_p < 56,3 \text{ МПа} \\ 0,039\sigma_p + 0,73, & \sigma_p > 56,3 \text{ МПа.} \end{cases} \quad (42)$$

В свою очередь, величина σ_p может быть определена через скорость распространения продольных волн [1].

Суммируя изложенное в данном разделе, можно отметить, что предложенная обобщенная квазиупругопластическая модель позволяет с достаточной для практики точностью воспроизводить в расчетах различные

амплитудно-временные характеристики взрывных волн в широком диапазоне избыточных нагрузок – от десятков гигапаскалей до долей мегапаскаля. Это свидетельствует об адекватности модели (в первом приближении) основным механизмам динамического деформирования скальных грунтов как в области разрушения при взрыве, так и за ее пределами. Дальнейшее усовершенствование уравнений состояния скальных грунтов в целях моделирования импульсных процессов должно идти, на наш взгляд, в направлении углубленного изучения этих сред как трещиноватых структур.

В центре исследований должна находиться выработка критериев, в позиции которых для задач с конкретными граничными и начальными условиями можно ответить на вопрос о правомочности использования приближения сплошной среды или о необходимости перехода к схеме с явным выделением особенностей.

4. МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МЯГКИХ ГРУНТОВ С УЧЕТОМ ВЯЗКОУПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

4.1. ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПО ДАННЫМ ОПЫТОВ

Рассмотрим другую группу сред — мягкие грунты (глины, суглинки, пески). От скальных грунтов они отличаются существенно большей поистине, влажностью, меньшей прочностью, большей чувствительностью свойств к скорости деформирования, а также тем, что разрушаются при всестороннем гидростатическом сжатии. Это приводит к тому, что закономерности распространения взрывных волн в мягких и скальных грунтах сильно отличаются. Так, при прочих равных условиях коэффициенты затухания амплитуд массовых скоростей составляют: для мягких грунтов $m \approx 2,2 \div 2,5$ и для скальных $m \approx 1,6 \div 2$ (в случае сферически расходящихся волн), времена нарастания до максимума, длительности фаз движения могут отличаться в 100 раз.

Анализ накопленных экспериментальных данных [1, 27–29, 231–242] позволяет сформулировать [1, 33] некоторый круг требований к достоверному уравнению состояния мягких грунтов. Здесь можно выделить следующие основные моменты.

При действии взрывных (ударных) нагрузок образующиеся деформации уплотнения запаздывают в развитии по отношению к изменению напряжений (релаксационный или "вязкий" эффект) [27–29, 232, 239].

Существуют предельная динамическая $P = P_d(\epsilon)$, $\dot{\epsilon} \rightarrow \infty$ и предельная статическая $P = P_{st}(\epsilon)$, $\dot{\epsilon} \rightarrow 0$ диаграммы нагружения [27, 29, 233, 235], P — давление, ϵ — объемная деформация, $\epsilon = \rho/\rho_0 - 1$, $\dot{\epsilon}$ — скорость деформирования (рис. 40).

Мгновенный модуль нагрузки на траектории деформирования $E = dP/d\epsilon$ при $P \rightarrow +P_e$ зависит от скорости деформирования [1, 29, 234, 239] и с ростом последней увеличивается.

Наклон траекторий разгрузки в точках ниже статической диаграммы слабо связан со скоростью деформирования [29, 233, 236], необратимая объемная деформация уплотнения ϵ_p зависит не только от уровня нагрузки, но и от времени ее действия [29].

Модуль разгрузки $E_R = \operatorname{tg} \alpha$ органически связан со скоростью распространения звуковых (т.е. упругих) колебаний и существенно превосходит динамический модуль $E_d = dP_d/d\epsilon$ [1, 29, 240, 241].

При негидростатическом сжатии мягких грунтов существуют обширные зоны допредельного пластического деформирования [12, 45, 242] и условие текучести зависит от параметров упрочнения (разупрочнения).

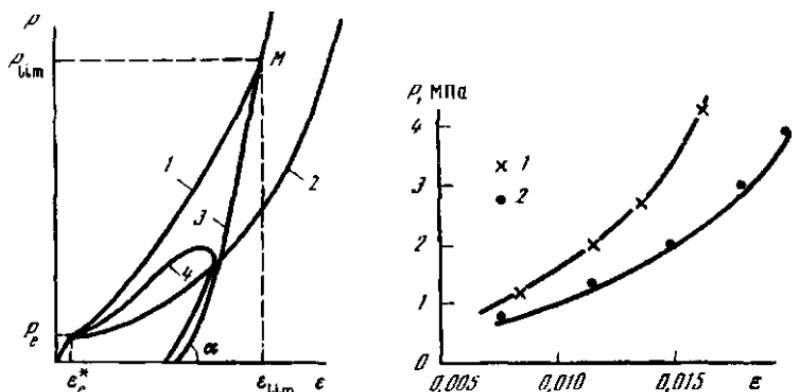


Рис. 40. Структура (P, ϵ) плоскости для мягких грунтов

1 – динамическая диаграмма, 2 – статическая, 3 – траектория разгрузки с динамической диаграммы, 4 – траектория деформирования $P = P(\epsilon)$, P_e , ϵ_e^* – пределы структурной прочности по давлению и деформации

Рис. 41. Динамические диаграммы мягких грунтов

Точки и крестики – опытные данные [238], 1 – глина: $\alpha_1 = 0,04$; $\alpha_2 = 0,33$; $\alpha_3 = 0,63$; $\gamma_1 = 2$; $E_1 = 4$ МПа; 2 – песок: $\alpha_1 = 0,17$; $\alpha_2 = 0,23$; $\alpha_3 = 0,60$; $\gamma_1 = 2$; $E_1 = 35$ МПа

В связи с этим возникают дилатационные эффекты уплотнения (разуплотнения).

При давлениях, больших некоторой критической величины P_{lim} , должны вводиться ограничения на действие как релаксационного фактора так и фактора необратимости деформирования [1, 139, 243], P_{lim} по рядку 0,1–1 ГПа.

Существование указанных факторов обусловлено дроблением и перевалкой минеральных зерен, микроагрегатов, разрушением цементирующих связей, действием порового давления, фильтрацией несвязанной жидкости.

Мягкие грунты содержат, как правило, большое количество несвязанной воды, и при разгрузке из ударно-сжатого состояния она может испаряться. Если давление на ударном фронте P_H не превосходит 20–10 ГПа, вода остается конденсированной средой вплоть до давления $P_u \leq 10 \div 1$ МПа [47]. Величина P_u много меньше давления P_{lim} . При P_u

Таблица 5

Физико-механические характеристики мягких грунтов

| Вариант | Грунт | $W, \%$ | $\rho_3, \text{г}/\text{см}^3$ | $\rho_0, \text{г}/\text{см}^3$ |
|---------|----------|---------|--------------------------------|--------------------------------|
| 1 | Глина | 20 | 2,74 | 2,06 |
| 2 | Суглинок | 12 | 2,71 | 1,85 |
| 3 | Лёсс | 13 | 2,70 | 1,65 |
| 4 | Песок | 15 | 2,66 | 1,77 |
| 5 | Песок | 7 | 2,66 | 1,58 |
| 6 | Песок | 5 | 2,66 | 1,58 |

горм начинают совпадать кривые нагрузки и разгрузки, поэтому эффектом испарения при $P_H < 20$ ГПа можно пренебречь. В случае больших давлений необходимо поступать в соответствии с рекомендациями подразд. 2.2. Впрочем, как выясняется, указанным эффектом при моделировании параметров взрывных волн в пористых средах можно пренебречь (см. разд. 5).

Аналогично можно пренебречь и тепловыми поправками к уравнению состояния, когда давление на ударном фронте не превосходит нескольких десятков гигапаскалей. Полагая, что вся энергия ударного сжатия $E_H = \frac{1}{2} P_H (V_0 - V_H)$ переходит в тепло, получим для песка при $P_H = 30$ ГПа верхнюю оценку относительного объемного теплового расширения $\Delta V_t / |\Delta V| \approx 0,1$ [1], ΔV – общее изменение объема.

В случае мягкого грунта наиболее важными характеристиками напряженно-деформированного состояния при описании взрывных процессов, как это выделено выше, являются P и ϵ . Данный выбор обусловлен тем, что вследствие низкой прочности грунта превращение ударной волны в непрерывную волну сжатия происходит тогда, когда давление еще заметно больше девиаторных составляющих тензора напряжений.

Значительная сжимаемость мягких грунтов наряду с необратимым уплотнением при разрушении скелета резко повышает фактор необратимых потерь энергии в ближней зоне взрыва. Поэтому задание правильной формы ударной адиабаты играет большую роль, чем в случае скальных грунтов. С этой целью в работе [33] предложено выражение, формально совпадающее с аддитивным приближением:

$$\rho_0 / \rho = \sum_{i=1}^3 \alpha_i [1 + \gamma_i (P - P_0) / E_i]^{-1/\gamma_i}, \quad (43)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – объемные концентрации свободной пористости (зашемленного воздуха), жидкости (воды) и твердого компонента, ρ, P – плотность и давление, ρ_0, P_0 – их начальные значения, E_1, E_2, E_3 – модули объемного сжатия воды и твердого компонента. В (43), однако, первый член справа не связан со сжимаемостью воздуха, а передает ту часть полного объема, которая соответствует деформации скелета грунта в целом при его разрушении, другими словами он описывает сжимаемость системы скелет грунта – свободные поры. Указанный член является основным при нагрузках $P < 0,1 \div 1$ ГПа. При больших давлениях деформацией скелета можно пренебречь и (43) переходит в обычное аддитивное уравнение,

| α_1 | α_2 | α_3 | $E_1, \text{ МПа}$ | γ_1 |
|------------|------------|------------|--------------------|------------|
| 0,04 | 0,33 | 0,63 | 4 | 2 |
| 0,19 | 0,20 | 0,61 | 50 | 4 |
| 0,27 | 0,19 | 0,54 | 50 | 2 |
| 0,17 | 0,23 | 0,60 | 35 | 2 |
| 0,34 | 0,10 | 0,56 | 30 | 1 |
| 0,36 | 0,07 | 0,57 | 120 | 1 |

справедливость которого для мягких грунтов проверена экспериментально [244, 245].

Посредством обработки опытных данных [231, 235–239] получены значения констант динамических диаграмм типичных грунтов (табл. 5, W – весовая влажность, ρ_3 – плотность твердого компонента [246], $E_2 = 2,25 \text{ ГПа}$, $\gamma_2 = 3$, $E_3 = 36 \text{ ГПа}$, $\gamma_3 = 3$). Аппроксимация диаграмм уравнением (43) показана сплошными линиями на рис. 41.

4.2. УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В данном подразделе рассматриваются уравнения состояния, в которых пренебрегается релаксационными (неравновесными) эффектами, другими словами, эти уравнения не содержат констант с размерностью длины или времени. Подобный подход может быть оправдан тем, что в предельных случаях либо очень быстрых процессов деформирования, либо, наоборот, очень медленных релаксация не остает быть равноправным фактором в ряду с другими.

Указанные уравнения состояния распадаются на две группы: в первой учитываются дилатационные эффекты [12, 45, 152, 242, 247], во второй не учитываются [45, 141].

Деформирование мягкого грунта как упругопластической дилатирующей среды описывается с использованием либо ассоциированного [45, 242], либо неассоциированного [12, 152, 247] законов течения. В обоих случаях наличие пластических сдвиговых деформаций приводит к необратимым объемным деформациям как уплотнения, так и разрыхления, а условие текучести зависит от параметров упрочнения (разупрочнения) (см. (19)–(21)). Таким образом, в допредельном состоянии мягких грунтов (пока не выполнено условие прочности) существует обширная область неупругих деформаций, что подтверждается результатами разнообразных статических опытов на образцах [45, 242, 247].

Использование дилатационных соотношений типа (19), (20) в [12, 45, 152] имеет тот недостаток, что при гидростатическом сжатии (макроскопические приращения $d\gamma^{(P)} = 0$) не появляются необратимые объемные деформации. С одной стороны, это противоречит опытным данным [29, 139], с другой стороны, затухание амплитуд волн будет тогда в расчетах нереально малым (как в воде, $m \approx 1,1 \div 1,2$), поскольку в мягких грунтах естественной влажности на значительных расстояниях от источника взрыва девиаторными членами тензора напряжений можно вообще пренебречь по сравнению с давлением [1, 2] (речь идет только о движении в окрестности переднего фронта волны).

В работе [247] учитывается, что необратимые деформации могут появиться в результате хрупкого дробления частиц грунта на контактах. В работе [242] это косвенно отображается соотношением $dP/dt = K(de/dt - d\lambda/dt \cdot df/d\sigma_{kk})$, где модуль объемного сжатия K различается для случаев нагружения и разгрузки, $f = f(P, \sqrt{J}_2, \epsilon^{(P)})$ – функция текучести, по повторяющемуся индексу производится суммирование.

Численные расчеты процесса распространения волн при взрывах химических ВВ с использованием модели допредельных состояний [242] показывают, что дилатационные особенности поведения в области допредель-

ногого деформирования мягких грунтов несущественно сказывается на параметрах волн (расчеты выполнялись А.В. Крымским). Так, отличие от результатов расчетов с использованием модели [141], не учитывающей указанных особенностей, составляет несколько процентов для амплитуд массовых скоростей, напряжений и 10–15% для длительности первой фазы движения. Этот результат, на наш взгляд, не зависит от конкретного вида дилатационного уравнения состояния и объясняется несколькими причинами.

Во-первых, при деформировании мягких грунтов сильным дилатационным фактором является разрушение скелета, происходящее и без макроскопических сдвиговых напряжений. Во-вторых, из-за небольшой прочности мягких грунтов основное влияние на длительность различных фаз движения при взрыве или на величину максимальных смещений оказывает величина прочности, а не детали устройства допредельной области. В-третьих, при взрыве реализуется сравнительно узкий класс траекторий нагружения и разгрузки, при котором не может в полной мере выявиться богатство дилатационного поведения, проявляющееся только в широком спектре соотношений между главными напряжениями.

Таким образом, для цели теоретического моделирования взрывных процессов можно заметно упростить уравнение состояния мягких грунтов. В работах [45, 141] предложены уравнения, не учитывающие связи между сдвиговыми и объемными деформациями.

В так называемой "модели с переменными модулями" [45], $dS_{ij} = 2Gd\epsilon'_{ij}$, $dP = Kd\epsilon$, причем модули сдвига G и объемного сжатия K различаются для нагружения и разгрузки, S_{ij} , ϵ'_{ij} – девиаторы соответственно тензора напряжений и деформаций. Модель удовлетворительно описывает опытные данные по статическому одноосному деформированию при нагрузках менее 30 МПа. Результаты расчетов параметров волн, выполненные в [45], согласуются с немногочисленными данными для амплитуд массовых скоростей и напряжений при нагрузках менее 2 МПа, полученными во время взрыва химического заряда.

По классификации уравнение состояния [45] близко к деформационному типу. Оно не учитывает существования ограничивающих условий типа условий текучести (прочности), что затрудняет проведение расчетов непосредственно от взрывного источника с начальным давлением порядка 10 ГПа и более. Это обстоятельство, а также отсутствие сравнения результатов расчетов с представительной выборкой опытных данных по параметрам взрывных волн не позволяет вынести окончательного суждения о возможностях и области применимости "модели с переменными модулями".

Одно из первых уравнений состояния для расчета действия взрыва в мягких грунтах, предложенное в [141], является комбинацией соотношений теории течения для девиаторов S_{ij} , ϵ'_{ij} и деформационного подхода к описанию поведения на плоскости (P , ϵ). Так же, как и в [45], модули объемного сжатия при нагрузке (E_d) и разгрузке (E_r) различны, $E_r > E_d$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{dt} = E_d \frac{d\epsilon}{dt} \quad \text{при } (\dot{P} > 0) \wedge (P \geq P_{\max}) \wedge (\epsilon > \epsilon_e^*) \\ \frac{dP}{dt} = E_r \frac{d\epsilon}{dt} \quad \text{при } (P < P_{\max}) \vee ((P = P_{\max}) \wedge (\dot{P} < 0)) \vee (\epsilon < \epsilon_e^*) \end{array} \right. \quad (44)$$

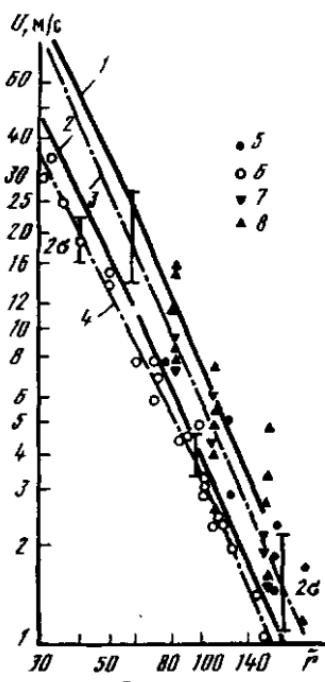


Рис. 42

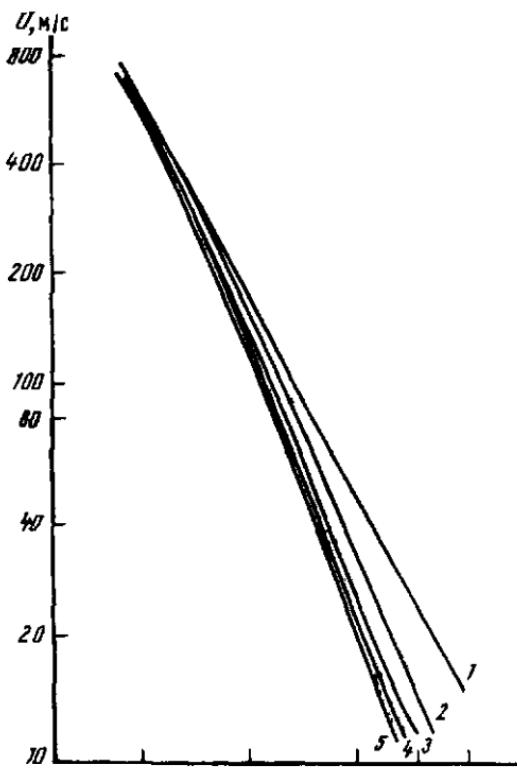


Рис. 43

Рис. 42. Зависимость амплитуды массовой скорости от расстояния при камуфлетных взрывах сосредоточенных зарядов в глине и песке

Сплошные линии – результаты расчетов: 1 – для глины; 2 – для песка; штрих-пунктир – средние экспериментальные зависимости: 3 – для глины, 4 – для песка; значки – опытные данные: 5 – [1], 6 – [8], 7 – [27], 8 – [29], σ – среднеквадратичное отклонение опытных данных; $\bar{r} = r/r_0$, $r_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ м/Дж^{1/3}

Рис. 43. Зависимость относительного остаточного смещения под центром контактного взрыва в глине от расстояния

Сплошная линия – расчет, точки – эксперимент [1], $R_0 = 3,3 \cdot 10^{-4}$ м/Дж^{1/3}

Рис. 44. Амплитуды массовой скорости при различных отношениях модулей нагрузки и разгрузки

1 – $\gamma_c = 2$, 2 – $\gamma_c = 4$, 3 – $\gamma_c = 9$, 4 – $\gamma_c = 30$, 5 – $\gamma_c = 60$

здесь P_{\max} – максимальное давление в предыдущем цикле нагружения ϵ_e^* – предел упругости по объемным деформациям, \wedge , \vee – знаки логарифмических операций "и", "или", точка означает дифференцирование по времени. В отличие от [45] девиаторные компоненты тензора напряжений S_{ij} ограничиваются условием прочности (типа обобщенного условия Мицеса $\frac{1}{2} S_{ij} S_{ij} = Y^2/3$) и уравнения для девиаторов имеют вид (16), выте-

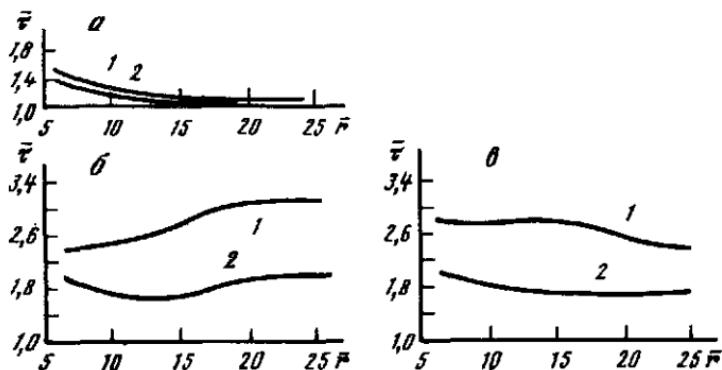


Рис. 45. Влияние констант сдвиговой прочности на относительную длительность $\bar{\tau}$ первой фазы движения при камуфлетном взрыве

$\alpha - Y_{pl1} = 2,5 \text{ МПа}; Y_{pl2} = 5 \text{ МПа}; Y_{pl3} = 12 \text{ МПа}; Y_0 = 0,5 \text{ МПа}; \mu = 0,8;$
 $\beta - Y_{01} = 0; Y_{02} = 0,1 \text{ МПа}; Y_{03} = 0,5 \text{ МПа}; Y_{pl} = 5 \text{ МПа}; \mu = 0,8; \alpha_1 = 0,4;$
 $\mu_2 = 0,8; \mu_3 = 1,6; Y_0 = 0,1 \text{ МПа}; Y_{pl} = 5 \text{ МПа}$

кающий из закона Гука и соотношения Прандтля–Рейнса для скорости пластического деформирования.

Параметрический анализ упругопластического уравнения состояния [141] проводился на базе одномерных и двумерных расчетов камуфлетных и контактных взрывов химического ВВ. С этой целью конкретизированы опорные функции, входящие в определяющие соотношения: динамическая диаграмма задается в виде (43), $P_0 \equiv P_e$, $E_d = dP_d/d\epsilon = E_d(p)$, модуль разгрузки в виде $E_r = E_r(P, P_{max})$ [1], $E_r = E_d$ при $\epsilon > \epsilon_{lim}$, $\epsilon_{lim} = \alpha_1/(1 - \alpha_1) + 0,4\alpha_2$, предел прочности в виде (18). Сравнение результатов расчетов с опытными данными показано на рис. 42, 43. В случае глины константы соответствуют варианту 1 табл. 5 ($\gamma_c = 4$, $Y_0 = 0,1 \text{ МПа}$, $\mu = 0,5$, $Y_{pl} = 1 \text{ МПа}$), в случае песка – варианту 5 ($\gamma_c = 6$, $Y_0 = 0$, $\mu = 1$, $Y_{pl} = 5 \text{ МПа}$), $\gamma_c = E_r(P_e, P_e)/E_d(P_e)$.

Близость расчетных и экспериментальных коэффициентов затухания амплитуд означает, что упругопластическое уравнение состояния [141] правильно отражает механизмы диссипации энергии взрыва.

Параметрический анализ выявил степень влияния различных физико-механических характеристик грунтов на закономерности распространения волн. На величине коэффициента затухания в основном оказывается отношение γ_c модулей разгрузки и нагрузки (см. рис. 44), константы прочности и влажность (в пределах $W = 5\text{--}15\%$) влияют незначительно [1]. Наоборот, величина длительности взрывного процесса (т.е. и величина смещения) подвержены сильному влиянию сцепления Y_0 и "коэффициента трения" μ (рис. 45), в свою очередь тесно связанных с влажностью. Во всех случаях третий вариант принят за единицу.

В результате расчета приблизительно 30 вариантов установлена количественная зависимость длительности первой фазы массовой скорости при камуфлетных взрывах сосредоточенных зарядов от физико-механических характеристик грунта

$$T_{dr} = T_{dr}^0 - K_{dr} \dot{R},$$

$$K_{dr} = 0,23 + 0,4\nu,$$

$$T_{dr}^0 = \begin{cases} 210\mu^{-1}(Y_0/Y_{00})^{\omega_1} & \text{при } \nu = 0,2 \\ 257\mu^{-0,85}(Y_0/Y_{00})^{\omega_2} & \text{при } \nu = 0,3 \\ 377\mu^{-0,5}(Y_0/Y_{00})^{\omega_3} & \text{при } \nu = 0,4, \end{cases}$$

где ν – коэффициент Пуассона, $\omega_1 = -0,33\mu^{-0,4}$, $\omega_2 = -0,38\mu^{-0,32}$, $\omega_3 = -0,41\mu^{-0,21}$, $Y_{00} = 0,1$ МПа, $[T_{dr}] = [T_{dr}^0] = \text{мс}$, $[K_{dr}] = \text{мс}/\text{м}$, $[R] = \text{м}$, величины длительностей и расстояние соответствуют взрыву с энергией $4,2 \cdot 10^{12}$ Дж. Указанная зависимость может быть полезной при оценке длительности взрывного процесса или, наоборот, физико-механических характеристик, если известны параметры волн.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что уравнение состояния [141] с предложенными конкретными опорными зависимостями позволяет достоверно воспроизводить при теоретическом моделировании такие параметры волн, как амплитуды массовой скорости и максимальные (остаточные) смещения. С его помощью, однако, нельзя описать переднюю часть взрывного возмущения, т.е. время нарастания до максимума и максимальное ускорение частиц грунта. Для этого необходимо учесть релаксационные закономерности деформирования.

4.3. ВЯЗКОУПРУГОПЛАСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В процессах деформирования мягких грунтов при взрыве существенную роль играют релаксационные ("вязкие") эффекты. Впервые на это было обращено внимание в работе [248]. Использование различных упругопластических моделей без предположения об изменении знака кривизны диаграммы $P = P(\epsilon)$, $\sigma = \sigma(\epsilon)$ не позволяет воспроизвести эффект превращения ударной волны, распространяющейся по мягкому грунту, в непрерывную волну сжатия [1, 8, 27, 29, 231]. Изменение же знака кривизны диаграммы не подтверждается экспериментально [27, 29, 45, 233, 234] за исключением несущественной в данном случае области $P \approx P_e$, P_e – предел структурной прочности, составляющий для непрочных осадочных отложений (глин, суглинков, песков) величину порядка долей мегапаскаля [29, 45].

На основе упругопластического подхода нельзя объяснить тот факт, что остаточная объемная деформация уплотнения после взрыва заметно пре-восходит аналогичную деформацию на максимуме напряжения при сжатии [29, 232, 234]. Данное явление имеет естественное объяснение как результат развернутого во времени процесса переукладки зерен, затекания пор, фильтрации несвязанной жидкости.

Для описания релаксационных эффектов при взрыве предложен ряд близких друг другу уравнений состояния [27, 28, 233, 235], явившихся обобщением уравнения [249] на случай мягких грунтов с различающимися модулями при нагружении и разгрузке.

Основные соотношения имеют вид

$$\frac{d\epsilon}{dt} - \frac{1}{E_d} \frac{dP}{dt} = \eta f \left(\frac{P - P_{st}(\epsilon)}{E_{st}} \right) \quad \text{при } \frac{dP}{dt} > 0,$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} - \frac{1}{E_r} \frac{dP}{dt} = \eta f\left(\frac{P - P_{st}(\epsilon)}{P_{st}}\right) \text{ при } \left(\frac{dP}{dt} < 0\right) \wedge (P > P_{st}(\epsilon)), \quad (45)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} - \frac{1}{E_r} \frac{dP}{dt} = 0 \text{ при } P < P_{st}(\epsilon),$$

η — коэффициент вязкости, E_{st} — статический модуль, $E_{st} = dP_{st}/d\epsilon$, $P = P_{st}(\epsilon)$ — статическая диаграмма, $f(0) = 0$. Сдвиговое деформирование описывается так же, как и в модели [141] (см. (16)). Исследования показали [28, 250, 251], что данные уравнения состояния качественно позволяют воспроизвести в расчетах время нарастания до максимума и его увеличение по мере удаления от взрывного источника, что является типичной картиной, регистрируемой в опытах.

Вязкоупругопластические модели [27, 28, 233, 235] обладают некоторыми недостатками. Сюда можно отнести отсутствие какого-либо ограничения на действие "вязких" механизмов при $P > P_{st}(\epsilon)$. В рассматриваемых уравнениях состояния мгновенное значение модуля сжатия $E = dP/d\epsilon$ на траектории нагружения при $P \approx 0$, $\epsilon \approx 0$ не зависит от скорости деформирования $\dot{\epsilon}$ и всегда равно E_d , в то время как на самом деле при промежуточных значениях $\dot{\epsilon}$ величина E также должна быть промежуточной между предельными модулями E_d и E_{st} [1, 29, 234, 239]. Принимаемое постоянство коэффициента вязкости η сужает спектр времени релаксации до единственной точки, что затрудняет адекватное отображение многообразия релаксационных эффектов.

Учет зависимости η от уровня деформаций, осуществленный в [28], принципиально не изменяет указанного обстоятельства. Более важной здесь является зависимость характерного времени релаксации, т.е. и η , от скорости нагружения (деформирования), выявляемая при анализе экспериментов [252] с мягкими грунтами. В рассматриваемых моделях неясна ситуация с обычно используемым делением деформаций на упругую и пластическую составляющие. Трудно согласиться с мнением [233, 235], что E_d является упругим модулем (см. подразд. 5.1). На самом деле динамическая диаграмма — это ударная адиабата, т.е. геометрическое место точек, связанных соотношением Гюгонио.

При использовании вязкоупругопластических моделей необходимо иметь в виду, что в расчетах они не обеспечивают строгого выполнения закона энергетического подобия (по $\sqrt[3]{q}$) взрывных процессов. В опытах вопрос о подобии волн не решается вполне однозначным образом ввиду градиентности свойств мягких грунтов. Тем не менее подобие имеется, если его понимать в более широком смысле [1] как существование определенных диапазонов изменения амплитудно-временных параметров взрывных волн при изменении мощности взрыва. Из анализа опытных данных следует, что при взрывах в самых разнообразных условиях ($q = 4(10^3 \div 10^{12})$ Дж) коэффициент затухания амплитуд массовой скорости для сферически расходящихся волн в мягких грунтах $m = 2,2 \div 2,6$, а средняя скорость изменения времени нарастания t_p до максимума с расстоянием $k_\tau = 1 \div 4$ мс/м [1], $k_\tau = dt_p/dr$.

Анализ результатов численных расчетов камуфлетных взрывов химического ВВ в глинах и песках (η порядка 100 с^{-1}), выполненных с использованием уравнений состояния [27, 28, 233, 235], показывает [1], что в этом случае не сохраняется энергетическое подобие в указанном смысле. При изменении энергии источника в диапазоне $q = 4(10^6 \div 10^{12}) \text{ Дж}$ расчетный коэффициент затухания амплитуд массовой скорости $m = 2,5 \div 3,3$, а расчетная величина $k_t = 0,4 \div 1,5 \text{ мс/м}$.

С целью учета более широкого круга требований в работах [1, 33] предложена упругопластически-релаксационная (УПР) модель. Свободное поровое пространство и несвязанная жидкость рассматриваются как "дефекты" в структуре мягкого грунта, используется отдаленная аналогия с уравнениями дислокационной кинетики пластического деформирования [253, 254], в которые входят функции, характеризующие взаимовлияние дефектов, их подвижность и условия "запирания" (стабилизации) дефектов. Уравнения для обратимой ϵ_e и необратимой ϵ_p составляющих объемной деформации имеют вид

$$\frac{d\epsilon_e}{dt} = \frac{dP}{dt} \frac{1}{E_r}; \quad \frac{d\epsilon_p}{dt} = \Omega(\epsilon, P, \epsilon_p, d\eta/dt), \quad (46)$$

$$\Omega = \left[e \left(\frac{d\epsilon}{dt} \right) \frac{d\eta}{dt} + \varphi(P) \right] \{ f(\epsilon_p) + 1 \} \left[\frac{P - P_{st}}{P_d - P_{st}} \right]^\alpha \left[\frac{1}{E_d} - \frac{1}{E_r} \right] \times \\ \times \left[1 + \psi \left(\frac{d\eta}{dt} \right) f(\epsilon_p) \right]^{-1} \quad (47)$$

с дополнительными условиями $f(0) = 0$, $\psi(0) = 0$, $\psi(\pm\infty) = 1$, $E_r(P) = E_d(P)$ при $P > P_{lim}$, $\Omega = 0$ при $P < P_{st}(\epsilon)$ и $\epsilon < \epsilon_e^*$, $e(d\epsilon/dt)$ – единичная функция Хэвисайда, деформация положительна при сжатии,

$$\frac{d\eta}{dt} = \left[\frac{P - P_{st}}{P_d - P_{st}} (E_d - E_{st}) + E_{st} \right] \frac{d\epsilon}{dt}.$$

Уравнения (46), (47) удовлетворяют всем требованиям подразд. 4.1. При $d\epsilon/dt \rightarrow 0$ следует $P \rightarrow P_{st}(\epsilon)$, при $d\epsilon/dt \rightarrow \infty$ следует $P \rightarrow P_d(\epsilon)$. Благодаря наличию члена $(P - P_{st})/(P_d - P_{st})$ точка (ϵ_e^*, P_e) (рис. 40) является особой, из нее выходит нучок возможных траекторий, т.е. мгновенный модуль сжатия E зависит от скорости деформирования. Ограничения $E_r = E_d$, $P = P_{st}(\epsilon)$ играют роль условий "запирания" дефектов, функция $f(\epsilon_p)$ в (47) близка к функции пластического упрочнения [253], характеризующей взаимовлияние дефектов, а $\varphi(P)$ передает степень их подвижности. Принципиальным отличием от дислокационных моделей пластического деформирования [253, 254] является присутствие в Ω членов, содержащих $d\epsilon/dt$ и $(P - P_{st})/(P_d - P_{st})$. Благодаря члену с $d\epsilon/dt$ "коэффициент вязкости" в (46), (47) увеличивается с ростом скорости нагружения, в результате появляется широкий спектр времен релаксации. Так же, как и в случае с квазиупругой моделью скальных грунтов (см. разд. 3), это обстоятельство заметно улучшает ситуацию с энергетическим подобием параметров взрывных волн.

При $d\epsilon/dt \rightarrow \pm\infty$ уравнения (46), (47) переходят в соответствующие

уравнения объемного деформирования [141] (см. (44)). Наоборот, при $d\epsilon/dt \rightarrow 0$ (46), (47) близки к соотношениям (45). Таким образом, упругопластически-релаксационное уравнение состояния является обобщением уравнений состояния [27, 28, 141, 233, 235].

Опорные динамическая и статическая диаграммы задаются на основе аддитивного подхода аналогично (43):

динамическая диаграмма $P = P_d(\epsilon)$

$$\epsilon = \begin{cases} \frac{P - P_e}{K_e^0}, & P < P_e \\ \epsilon_e^* - 1 + \left[\sum_{i=1}^3 \alpha_i \left(1 + \gamma_i \frac{P - P_e}{E_i} \right)^{-1/\gamma_i} \right]^{-1}, & P > P_e, \end{cases} \quad (48)$$

статическая диаграмма $P = P_{sr}(\epsilon)$

$$\epsilon = \begin{cases} \frac{P - P_e}{K_e^0}, & P < P_e \\ \epsilon_e^* - 1 + \left[\sum_{i=1}^3 \alpha_i \left(1 + \gamma_i \frac{P - P_e}{(E_i/\gamma_{i,r})} \right)^{-1/\gamma_i} \right]^{-1}, & P > P_e, \end{cases} \quad (49)$$

где $\gamma_{2,r} = \gamma_{3,r} = 1$, $\gamma_{1,r} = \gamma$, K_e^0 – начальный упругий модуль. Величина γ характеризует отношение упругопластического динамического модуля E_d^0 к соответствующему статическому E_{sr}^0 и регулирует отличие диаграмм друг от друга.

Модуль разгрузки E_r , другими словами – упругий модуль объемного сжатия K_e , зависит от уровня нагрузки и задается соотношением

$$E_r = \begin{cases} K_e^0, & P \leq P_e \\ E_d(P) \left[\gamma_c + (1 - \gamma_c) \left(\frac{P - P_e}{P_{lim} - P_e} \right)^{1/3} \right], & P_e < P \leq P_{lim} \\ E_d(P), & P > P_{lim}, \end{cases} \quad (50)$$

где $E_d(P)$ – динамический модуль всестороннего сжатия: $E_d = dP_d/d\epsilon$, γ_c – начальное отношение модуля разгрузки к модулю нагрузки: $\gamma_c = K_e^0/E_d^0$. $E_d(P) \rightarrow E_d^0$ при $P \rightarrow +P_e$.

Сдвиговое деформирование в УПР модели описывается так же, как и в упругопластическом уравнении состояния [141]:

$$\tilde{dS}_{ij}/dt + \lambda S_{ij} = 2G e'_{ij}, \quad (51)$$

$$\lambda = \frac{1}{2J_2} \left(2GW - \frac{dJ_2}{dt} \right), \quad W = S_{ij} e'_{ij}, \quad J_2 = \frac{1}{2} S_{ij} S_{ij},$$

где S_{ij} , e'_{ij} – девиаторы тензора напряжений и скоростей деформирования соответственно, G – модуль сдвига, тильда обозначает производную по Яуману [143], функционал $\lambda \geq 0$ и $\lambda \equiv 0$ при $J_2 < (Y(P))^2$, $J_2 = (Y(P))^2$ – обобщенное условие текучести Мизеса. Практика проведения численных расчетов процесса распространения импульсных возмущений в грунтах показывает, что наиболее простой и в то же время достаточной

формой задания предела текучести Y является зависимость

$$Y(P) = Y_0 + \frac{\mu P}{1 + \mu P/(Y_{pl} - Y_0)}, \quad (52)$$

где Y_0 — сцепление, μ — величина, связанная с коэффициентом внутреннего трения, Y_{pl} — предельное значение сдвиговой прочности.

Формулировка уравнений состояния, т.е. определяющих соотношений, отображающих в той или иной мере механизмы деформирования грунтов, является только одной частью задачи. Ввиду обилия констант не меньшее значение имеет способ их задания, который совместно с уравнением состояния образует в соответствии с принятой терминологией модель деформирования грунта.

4.4. СПОСОБ ЗАДАНИЯ КОНСТАНТ

Блок задания констант является полноправным элементом модели деформирования грунта. При его отсутствии невозможно не только решать практические задачи, но также и оценить достоверность уравнения состояния, т.е. соответствие учтенных в нем механизмов деформирования процессам, реализующимся при распространении импульсных возмущений. Меняя способ задания констант при фиксированном уравнении состояния, можно получить разные и заметно отличающиеся результаты теоретических расчетов параметров волн. Ввиду обилия констант в сложном уравнении состояния и ограниченности исходной информации о массиве грунта способ их задания, во-первых, должен опираться на некоторую систематику с учетом литолого-генетических типов грунтов, во-вторых, должен содержать возможность восстановления констант по минимуму простейших данных, являющихся принятым стандартом инженерно-геологических и геофизических изысканий. В качестве таких данных можно рассматривать тип грунта, скорости распространения продольных и поперечных волн, степень водо- и воздухонасыщенности.

4.4.1. Прочностные константы. Установленным является факт, что определяющее влияние на величину максимальных смещений в сейсмовзрывной волне оказывают такие физико-механические характеристики, как сцепление и угол внутреннего трения (коэффициент трения) [1] (см. рис. 45). Указанные характеристики определяются в основном на приборах одноплоскостного, реже — многоплоскостного среза [255]. В результате предельное касательное напряжение τ в плоскости среза при небольших внешних нагрузках задается законом Кулона

$$\tau = c + \sigma_n \operatorname{tg} \varphi, \quad (53)$$

где σ_n — напряжение, нормальное плоскости среза, φ — угол внутреннего трения, c — сцепление.

Другим способом определения c и φ являются опыты в стабилометрах, когда к образцу грунта, имеющему цилиндрическую форму с отношением высоты к диаметру около 2, независимо прикладывается осевое σ_1 и боковое σ_2 напряжения. В соответствии с гипотезой Мора считается, что срез грунта происходит по площадке, на которой отношение τ/σ_n явля-

ется максимальным. В итоге условие Кулона–Мора имеет вид

$$\frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) \sin \varphi + c \cos \varphi. \quad (54)$$

Для одного и того же грунта φ и c , определенные по (53), (54), несколько отличаются. Величины сцеплений можно считать идентичными, для углов внутреннего трения справедлива зависимость [256]

$$\operatorname{tg} \varphi_K = \sin \varphi_{K-M},$$

где φ_K определяется по (53), φ_{K-M} по (54). Отсюда следует, что некоторая разница возникает только для углов $\varphi_K > 30^\circ$, т.е. в случае песчаных и гравелистых грунтов [257] (при $\varphi_K = 30^\circ$, $\varphi_{K-M} = 35^\circ$). Эта разница, однако, сопоставима с разбросом опытных данных.

В общем объеме данных результаты испытаний на стабилометрах не превышают 10% и основным источником информации о c и φ являются опыты на срезных приборах. Поскольку в УПР модели сдвиговые напряжения ограничиваются пределом текучести (52), то необходимо найти соответствие между параметрами Y_0 , μ , с одной стороны, и c , φ , с другой стороны. Напряженное состояние, реализующееся в срезном приборе, имеет вид $\sigma_{11} = \sigma_n$, $\sigma_{22} = \sigma_{33} = \eta \sigma_{11}$, $\sigma_{12} = \sigma_{21} = \tau$, $\sigma_{13} = \sigma_{23} = 0$, η – коэффициент бокового давления. Тогда из условия Мизеса

$$\sqrt{\frac{1}{2}(\frac{2}{3}(1-\eta)^2\sigma_n^2 + 2\tau^2)} = Y_0 + \mu P,$$

откуда при $\sigma_n = 0$ ($P = 0$) получаем $Y_0 = c$ и

$$\mu = \operatorname{tg} \varphi \frac{3}{1+2\eta}.$$

Коэффициент бокового давления η связан с φ зависимостью $\eta = 1 - \sin \varphi$ [258]. Имеется в виду, что сцеплением можно пренебречь по сравнению с приложенными нагрузками. Из-за малости сцеплений у мягких грунтов (Y_0 порядка 0,1 МПа) последнее выполняется при распространении волн на любых расстояниях от центра взрыва, представляющих практический интерес. Отсюда имеем выражение для определения μ через φ :

$$\mu = \operatorname{tg} \varphi \frac{3}{1+2(1-\sin \varphi)}. \quad (55)$$

Существуют и другие формы зависимости $\eta = \eta(\varphi)$, например,

$$\eta = \frac{1}{1+2\operatorname{tg} \varphi} \quad \text{или} \quad \eta = \frac{(1-\sin \varphi)}{(1+\sin \varphi)} (1 + \frac{2}{3} \sin \varphi)$$

[259], но все они близки к указанной выше.

Рассмотрим вначале вопросы систематизации опытных данных, относящихся к сцеплению.

Основными литолого-генетическими типами мягких грунтов являются пески, супеси, суглинки и глины, выделяемые по гранулометрическому составу. При переходе от песков к глинам не просто уменьшается размер частиц, но происходит также сильное изменение водно-физических свойств (набухаемости, молекулярной влагоемкости, гигроскопической влаж-

ности, характера связей между частицами), что в конечном счете порождает огромное многообразие грунтов и их физико-механических характеристик.

Важнейшими из водно-физических характеристик являются число пластичности I_p , граница текучести W_t и граница раскатывания W_p , $I_p = W_t - W_p$. Согласно принятой классификации [255] для глин $I_p > 17$, для суглинков $17 < I_p < 7$, для супесей $I_p < 7$ (весовые влажности W_t , W_p выражаются в процентах).

Обзор, проведенный по литературным источникам [260–283], выявил, что для рассматриваемых литолого-генетических типов грунтов при изменении I_p от 0 до 80* наблюдается широчайший спектр величин сцепления, которое во всех без исключения случаях убывает с ростом водосодержания (рис. 46).

Необходимо отметить, что каждая из точек на рисунке является, как правило, средней по большой совокупности определений – 10, 20 и более, так что общее количество точек превосходит здесь 2000. Данные на рис. 46 уже отображают определенную степень упорядочивания, так как по оси ординат откладывается не само сцепление c , а приведенное сцепление $\bar{c} = ce_0$, e_0 – коэффициент пористости грунта, $e_0 = n/\alpha_3$, n – пористость, α_3 – относительный объем минеральной компоненты. Использование \bar{c} приводит к уменьшению разброса, поскольку при прочих фиксированных условиях сцепление связано с коэффициентом пористости зависимостью типа $c \sim 1/e_0$ [283].

Основная задача состоит теперь в том, чтобы регуляризировать показанную сложную картину. Для этого необходимо опереться на какую-то классификацию грунтов, которых существует множество (литолого-генетические, инженерно-геологические, строительные и пр.). Самой подходящей для наших целей оказалась классификация [284], где в основу упорядочивания характеристик суглиников и глин положен тип контакта между частицами и прочность этого контакта. При увеличении прочности контакта, начиная с современных илов до сцементированных глин, суглинков и аргиллитов, прочность в целом также возрастает, однако характер взаимодействия грунта с водой меняется немонотонно: вначале способность к набуханию увеличивается, достигает максимума при связях переходного типа, затем убывает. Эта особенность обусловлена тем, что происходит смена типа контактов, присущих дисперсным структурам: от коагуляционного к нереходному и далее фазовому [284].

В коагуляционных контактах глинистые частицы отделены тонкой прослойкой воды и притягиваются друг к другу за счет дальнодействующих молекулярных и дипольных взаимодействий. Суммарный потенциал взаимодействий имеет две "ямы", соответствующие минимуму свободной энергии системы [284]. В первом минимуме толщина водной пленки порядка 10 ангстрем – здесь реализуется ближний коагуляционный тип контакта. При добавлении к грунту воды толщина пленки вначале будет заметно увеличиваться (сцепление будет убывать, а грунт набухать), а затем стабилизируется, когда достигнет величины порядка 100 Å, т.е. положения второй потенциальной "ямы". Здесь реализуется дальний коагуляцион-

* Пески не классифицируются по показателю I_p и для них условно считается, что $I_p = 0$.

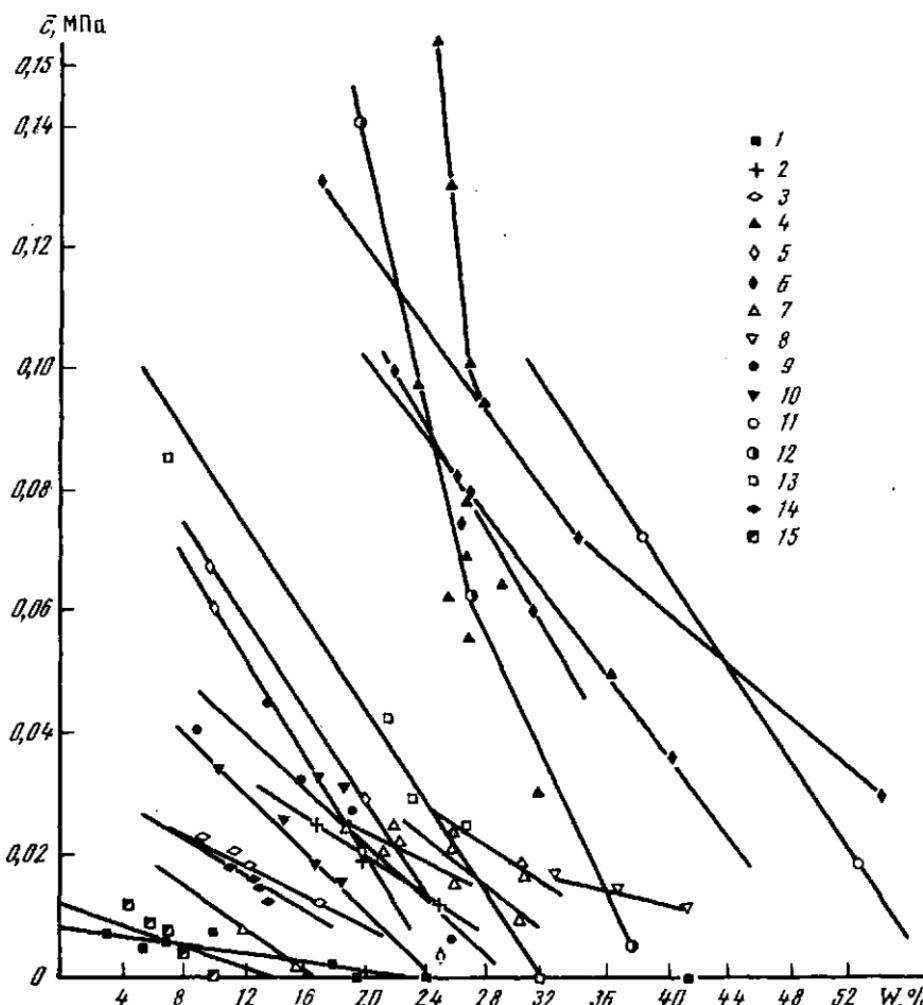


Рис. 46. Зависимость приведенного сцепления грунтов от весовой влажности

Сплошные линии — аппроксимация, знаки — опытные данные: 1, 15 — пески [261, 263, 264], 2 — суглинок гумусированный [262], 3, 14 — моренные суглиники, супеси [264, 273], 4 — глины [269, 277, 282], 5 — лёссы [266, 271], 6 — коренные глины [272, 276, 279], 7 — четвертичные глинисто-суглинистые грунты [274], 8 — илы [275], 9 — суглиник [280], 10 — лёссы [278], 11 — аргиллиты, 12 — алевролиты, 13 — пачечно-алевритовые грунты [279].

ный тип контакта. Дополнительное добавление воды не приводит к раздвиганию частиц, следовательно, обладая малым сцеплением, грунт с дальними коагуляционными связями также мало теряет его с ростом влажности.

По мере сближения глинистых частиц под влиянием внешней нагрузки или высушивания происходит утоньшение и прорыв гидратной пленки с образованием специфического контакта переходного типа. В основе контакта лежат ионно-электростатические взаимодействия. Они начинают преобладать над молекулярными силами уже при расстояниях 20–30 Å [284]. Сцепление грунта повышается, но устойчивость по отношению к воде сни-

жается, что обусловлено расклинивающим действием адсорбционных слоев, которого оказывается достаточно для преодоления близкодействующих сил сцепления на небольшой площади контакта переходного типа. Набухание такого грунта становится очень сильным.

При дальнейшем сближении частиц и увеличении площади их непосредственного (сухого) соприкосновения переходные контакты становятся фазовыми с образованием прочного поликристаллического глинистого агрегата. Сцепление грунта становится еще больше, но так как фазовые контакты необратимы по отношению к воде [284], то сцепление относительно слабо убывает с ростом влажности, а грунт или не набухает, или набухает незначительно.

Классификация [284] является, на наш взгляд, наиболее точной, поскольку отталкивается от типа взаимодействия между структурными элементами грунта. Главный недостаток — качественный характер, что затрудняет ее использование при задании констант уравнений состояния. Кроме того, классификация не отражает супесей и песков.

Анализ всей совокупности данных приводит к выводу о необходимости введения нового классификационного признака

$$\lambda = - \frac{1}{\bar{c}(W_p)} \left. \frac{d\bar{c}}{dW} \right|_{W=W_p}, \quad (56)$$

где W_p — влажность на пределе раскатывания, \bar{c} — приведенное сцепление. По своему смыслу λ — нормированный темп уменьшения приведенного сцепления с ростом влажности, вычисленный при характерной влажности. Величина $W = W_p$ выбрана постольку, поскольку W_p — стандартно определяемая характеристика и при этой влажности все грунты имеют одинаковую полутвердую консистенцию. Из отмеченного следует, что параметр λ должен реагировать и на изменение сцепления, и на изменение характера набухаемости, вызванное переходом от одного типа контактов между частицами к другому.

Одного параметра λ оказывается недостаточно, чтобы регуляризировать картину, изображенную на рис. 46. В поисках недостающей характеристики было обращено внимание на коэффициент межчастичного трения f_{mi} (микроскопический), поскольку изменение типа контакта, влажности, глинистости должно приводить также и к изменению f_{mi} . Естественно, коэффициент трения ансамбля частиц $f = \operatorname{tg} \varphi$ (макроскопический) каким-то образом связан с f_{mi} и плотностью укладки (пористостью). Для песчано-обломочных грунтов можно непосредственно определить f_{mi} и установить его связь с $\operatorname{tg} \varphi$. В [285] это выполнено опытным путем на обломках размером 2,5–20 мм и установлена корреляционная зависимость

$$\operatorname{tg} \varphi = 0,89 f_{mi}^{0,72} (1 - 2 \ln e_0), \quad (57)$$

где e_0 — коэффициент пористости зернистой среды. Микроскопический коэффициент трения определялся непосредственно при измерении параметров взаимодействия двух частиц, угол внутреннего трения зернистой среды в целом — на срезном приборе. На рис. 47 приведены кривые согласно (57) (сплошные линии) в совокупности с независимыми данными из других работ ($n = e_0 / (e_0 + 1)$).

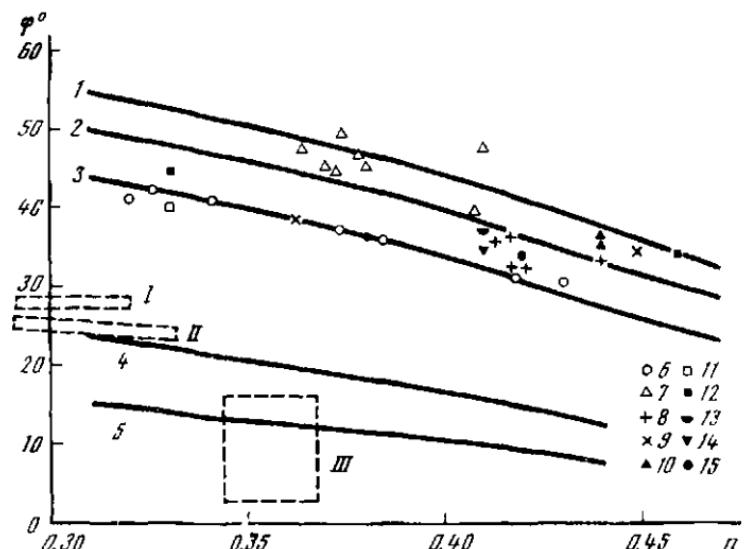


Рис. 47. Зависимость угла внутреннего трения грунта от пористости

1 – $f_{mi} = 0,5$; 2 – $f_{mi} = 0,4$; 3 – $f_{mi} = 0,3$; 4 – $f_{mi} = 0,1$; 5 – $f_{mi} = 0,005$; 6 – ока-
таный и хорошо окатанный песок [268]; 7 – различные смеси мелкого песка и щебня [257];
8 – мелкий песок; 9 – пылеватый песок; 10 – гравелистый песок [263];
11 – окатанный мелкий песок; 12 – неокатанный мелкий песок [287]; 13 – мел-
кий песок; 14 – пылеватый песок [264]; 15 – песок [288]; I – моренные суглинки,
 $\kappa = 0,82 \div 1,0$ [263]; II – лёссы с высоким водонасыщением, $\kappa = 0,92$ [266]; III – сред-
несерватские глины естественной влажности [289]; κ – степень водонасыщенности,
пунктир – область изменения φ и n

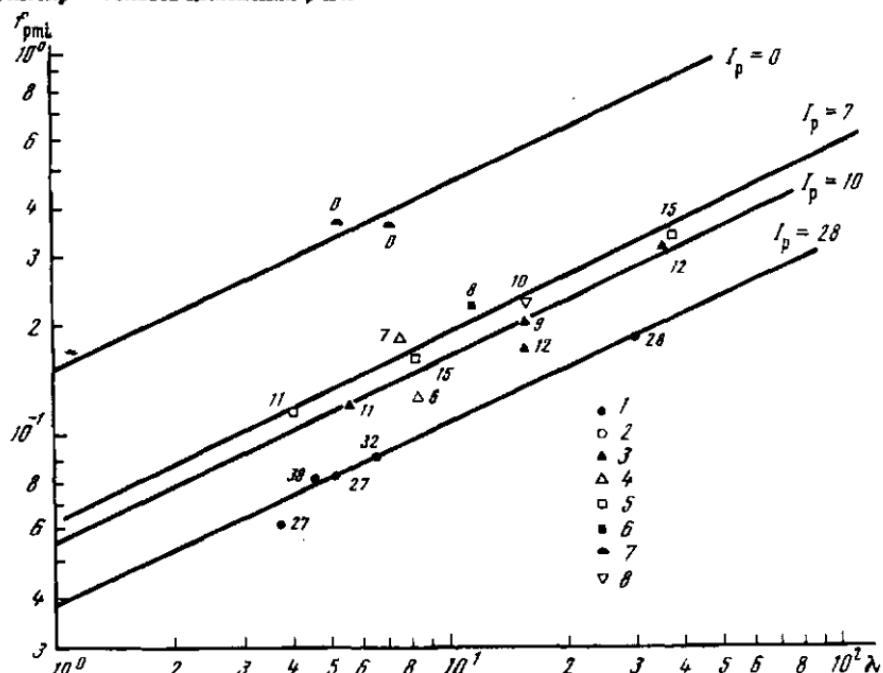


Рис. 48. Коэффициент межчастичного трения в зависимости от параметра λ

1 – глины [269, 272, 274], 2 – глинистые и суглинистые илы [275], 3 – суглини-
ки [273, 280], 4 – супеси [264, 265, 273], 5 – алевролиты, 6 – песчано-алевритовые
грунты [279], 7 – пески [263, 264], 8 – лесссы [266]

Для песчано-обломочных грунтов f_{mi} уменьшается при переходе от гравия и щебня к песку, что приводит к закономерному уменьшению макроскопического угла внутреннего трения φ . При дальнейшем уменьшении размеров частиц от песчаных до пылеватых и глинистых согласно данным рис. 47 продолжается уменьшение φ , а значит, и эффективного коэффициента межчастичного трения f_{mi} , который в этом случае очень сложно определить непосредственно. Если уменьшение φ и f_{mi} в классе песчано-обломочных грунтов связано с повышением окатанности частиц, то при дальнейшем уменьшении их размеров основную роль в снижении угла трения φ , т.е. и f_{mi} , играют гидратные пленки, окружающие глинистые частицы. В случае песков гидратные пленки незначительно влияют на трение из-за большого размера частиц (φ снижается на 6% при полном водонасыщении [261, 290]). Для глин аналогичное уменьшение может составить 5–6 раз и более.

Если учесть, что зависимость (57), установленная опытным путем в классе песчано-обломочных грунтов, дает правдоподобное синхронное уменьшение f_{mi} и φ при экстраполяции в область глинистых грунтов, имеет точную асимптотику $\varphi = 0$ при $f = 0$, то возникает идея использовать (57) для определения эффективного коэффициента межчастичного трения во всех категориях грунтов:

$$f_{mi} = [1,12 \operatorname{tg} \varphi / (1 - 2 \ln e_0)]^{1,39}. \quad (58)$$

Величина f_{mi} является функцией влажности, числа пластичности, влажности на пределе раскатывания. Чтобы использовать ее в качестве классификационного признака, было предложено выбрать то ее значение f_{pmi} , которое f_{mi} принимает при весовой влажности $W = W_p$:

$$f_{pmi} = f_{mi}(W_p). \quad (59)$$

Обработка опытных данных [260–283] по формулам (56), (58), (59) приводит к следующему результату. Во всем грунтовом многообразии от высокодисперсных глин до песков существует тесная корреляционная связь между λ , f_{pmi} и I_p (рис. 48), а именно

$$f_{pmi} = 0,156(I_p + 1)^{-0,42} \lambda^{0,47}. \quad (60)$$

На рис. 48 сплошные линии построены в соответствии с (60) при различных I_p , значения которых указаны справа. При нахождении λ влажность W в (56) задавалась в долях единицы.

Наличие универсальной зависимости, связывающей введенные классификационные признаки f_{pmi} и λ , является интересным фактом. Зависимость (60) передает естественное уменьшение коэффициента межчастичного трения с ростом глинистости*. При изменении типа контактов между частицами от дальнего коагуляционного до переходного, когда f_{pmi} увеличивается, величина λ в соответствии с (60) возрастает, т.е. грунтовые связи должны быть более чувствительными к изменению водосодержания, что реально и происходит. Переход к фазовому типу контакта приводит к дальнейшему увеличению f_{pmi} , но водостойкость улучшается, т.е. величина λ должна уменьшиться. Согласно (60) это сопровождается парадок-

* Число пластичности можно приближенно определить по зависимости $I_p = 0,52J$, где J – весовое содержание глинистых частиц в процентах [291].

сальным, на первый взгляд, уменьшением числа пластичности. Если обратиться к стандартной процедуре определения I_p , то становится очевидным, что именно в случае прочных фазовых контактов эта процедура приводит к завышению I_p . Действительно, при проведении процедуры высущенный грунт разрушается в ступе до элементарных гранул, в то время как в природном сцепленном состоянии гранулы прочно объединяются друг с другом фазовыми связями подобно зернам в поликристаллическом веществе. Таким образом, на самом деле глинистость, а следовательно, и I_p меньше, чем это получается в опытах. Поэтому для сцепленных мягких грунтов типа аргиллитов соотношение (60) может быть основой другого, более точного способа нахождения числа пластичности.

Конечной целью введения классификационных параметров является отыскание таких зависимостей, которые позволили бы по стандартным характеристикам грунта определить зависимость сцепления от влажности. Для этого оказалось необходимым ввести еще один (производный) параметр $\xi = f_{pmi} / (0,01 I_p)$. Он удобен тем, что f_{pmi} и I_p в пространстве состояний грунтов изменяются в противоположные стороны: с ростом глинистости I_p увеличивается, а f_{pmi} убывает (при фиксированном λ). При $\xi \rightarrow 0$ достигается состояние, свойственное глинистым илам, на другом полюсе ($\xi \rightarrow \infty$) находятся пески.

Анализ опытных данных показывает, что

$$\left| \frac{d\bar{c}}{dW} \right|_{W=W_p} = \Lambda(\xi)\eta(W_p), \quad (61)$$

где

$$\eta(W_p) = 1,4 \cdot 10^{-4} W_p^{3,1} + 0,95, \quad (62)$$

W — влажность в долях единицы, W_p — в процентах, \bar{c} — приведенное сцепление, 10^5 Па, а опытные точки (Λ , ξ) демонстрируются на рис. 49. Аналитическая аппроксимация функции $\Lambda(\xi)$ ввиду немногочисленности ее табличных значений с неизбежностью должна включать дополнительные соображения, которые удобно пояснить на примере диагенеза — процесса изменения свойств грунтов в геологической истории.

В этом процессе число глинистых частиц, а вместе с ним величины I_p , W_p , η на некотором временном интервале можно считать приблизительно постоянными. Рассмотрим глины, $I_p > 17$. Первоначальный осадок, из которого они формируются, представляет глинистый ил — рыхлый водонасыщенный грунт скрытотекущей консистенции [292]. Для него ξ мало, так как мал коэффициент межчастичного трения f_{pmi} , одновременно грунт слабо набухает, поскольку контакты между частицами относятся к типу дальних коагуляционных, т.е. мала величина Λ , $\Lambda(0) = 0$. Под действием гравитационных сил в процессе эволюции ил уплотняется, частицы сближаются, тип контактов становится ближним коагуляционным, увеличиваются f_{pmi} и ξ , но одновременно усиливается и способность к набуханию, т.е. увеличивается Λ . С течением времени частицы сближаются еще больше, происходит дегидратация, гидратные пленки прорываются, возникает локальный ("сухой") контакт частиц переходного типа, неустойчивый к действию воды. При этом f_{pmi} и ξ увеличиваются, но одновременно из-за приобретенного свойства очень сильного набухания резко увеличи-

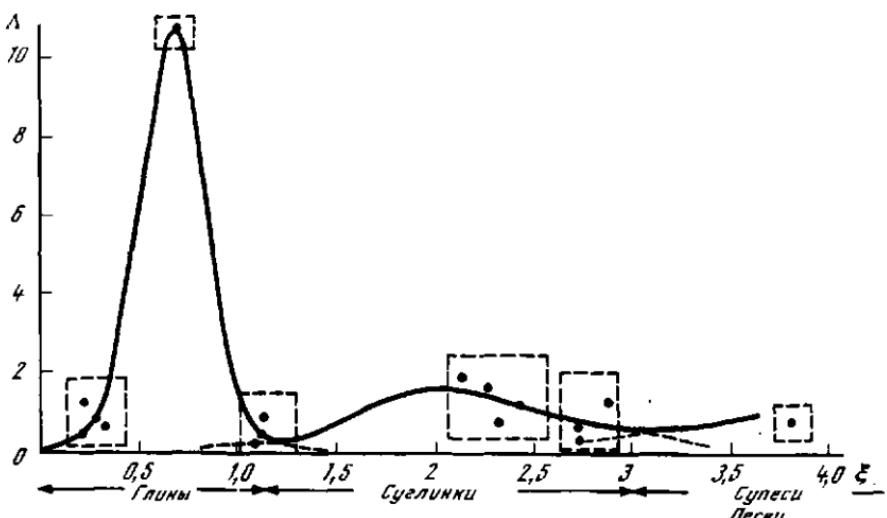


Рис. 49. Опытные данные (Λ , ξ) и их аналитическая аппроксимация

ваются $|dc/dW|$ и Λ . По мере дальнейшего уплотнения грунта, дегидратации и сближения частиц возникают водоустойчивые фазовые контакты (типа "сварки"), f_{pmi} и ξ по-прежнему увеличиваются, но набухаемость, а вместе с ней $|dc/dW|$, Λ убывают.

Описанная выше картина соответствует отчетливо выраженному коло-колообразному изменению функции $\Lambda(\xi)$. Аналогичная картина имеет место и в категории суглинков, первым звеном эволюции которых являются суглинистые илы ($I_p < 17$). При аналитической аппроксимации высказанные соображения повлияли на выбор функции $\Lambda(\xi)$. На участке глин она представлялась функцией Лапласа. Для передачи затухающего волнообразного характера изменения $\Lambda(\xi)$ в классе суглинков, супесей, песков использовалась функция Дирихле. В итоге получена следующая аппроксимация:

$$\Lambda(\xi) = \begin{cases} 10,7 \exp \left[-\left(\frac{\xi - 0,67}{0,25} \right)^2 \right], & 0 \leq \xi \leq 0,67 \\ 1 + 10,1 \exp \left[-\left(\frac{\xi - 0,67}{0,25} \right)^2 \right] + \frac{1,1 \sin(\pi \xi + 1,26)}{\xi}, & \xi > 0,67. \end{cases} \quad (63)$$

Конкретные значения числовых коэффициентов определялись из условия прохождения кривой $\Lambda = \Lambda(\xi)$ через средние точки в каждой из групп, выделенных на рис. 49 пунктиром. Для песков естественного сложения $W_p = 0$, $I_p = 0$, $\xi \rightarrow \infty$, а $\Lambda \rightarrow 0,95$ в соответствии с опытными данными.

Необходимо отметить, что на самом деле, видимо, существует не единная зависимость $\Lambda(\xi)$ для всего грунтового многообразия, а отдельные ветви для глин, суглинков, супесей, песков, пересекающиеся на некоторых интервалах изменения ξ (см. пунктирные продолжения сплошных линий на рис. 49). Их можно назвать ветвями эволюции соответствующих грунтов в геологической истории. Это может проявиться по мере накопления до-

полнительных экспериментальных данных, но подмеченный общий характер волнообразного изменения Λ с уменьшением "амплитуды" колебаний остается неизменным. Очевидно, что с уменьшением количества глинистых частиц и соответствующего увеличения числа более крупных пылеватых и песчаных частиц поведение грунта в целом становится более индифферентным по отношению к воде, поэтому у суглинков, а тем более у супесей локальный максимум $\Lambda(\xi)$ меньше, чем у глин.

Исходя из описанной выше трактовки причин последовательного возрастания и убывания $\Lambda(\xi)$, можно дополнить классификацию [284] удобным макроскопическим признаком ξ . Методом экспертных оценок установлено, что для глин с дальним коагуляционным типом контакта $\xi = 0 \div 0,15$, с близким коагуляционным — $\xi = 0,15 \div 0,5$, контакты переходного типа характеризуются $\xi = 0,5 \div 0,85$, переходного совместно с фазовым, а также коагуляционного совместно с фазовым — $\xi = 0,8 \div 1,1$, фазового — $\xi > 1,1$. Аналогично для суглинков в той же последовательности $\xi = 1,1 \div 1,55$ в случае коагуляционного контакта, $\xi = 1,55 \div 2,5$ — переходного, $\xi = 2,5 \div 3$ — переходного совместно с фазовым, а также коагуляционного совместно с фазовым, $\xi > 3$ в случае фазового контакта. Для супесей $\xi > 3$.

Если подвести итог произведенной систематизации опытных данных, то нужно отметить следующее. Сцепление, а следовательно, и константа $Y_0 = c$, входящая в уравнение состояния, задаются функциональным соотношением

$$c = c(W, e_0, I_p, W_p, \xi). \quad (64)$$

В тех случаях, когда сцепление не определено непосредственно в опыте, его можно определить по известным аргументам (64) с использованием соотношений (56) — (63). Ценность систематизации в том, что, во-первых, найдены все характеристики, от которых зависит сцепление, во-вторых, можно вычислить, к каким неопределенностям в задании Y_0 приводят незнание (или знание только диапазона изменения) аргументов в (64). Последнее важно для расчета максимальных смещений при взрыве, когда исходная информация о массиве грунта носит отрывочный, зачастую качественный характер, но есть возможность оценить диапазоны изменения W, e_0, I_p, W_p, ξ .

Поскольку характер исходной информации о массиве может быть различным, то способ задания констант должен включать альтернативы. Одной из них является определение сцепления по корреляционной связи с модулем сдвига G . Для глин может быть рекомендована зависимость

$$Y_0 = c = G/1210 + 0,005, \quad (65)$$

а для суглинков, супесей

$$Y_0 = c = G/1640 - 0,022, \quad (66)$$

размерность Y_0, G — МПа. Зависимость (65) выведена по данным работ [293, 294], в которых обследовалось 25 массивов до глубин в десятки метров. Модуль сдвига находился в полевых условиях методом сейсмокартажа, сцепление — в лабораторных условиях на срезном приборе. Зависимость (66) получена на основе опытных данных [273, 288, 295]. Модуль сдвига определялся через скорость поперечных волн C_s : $G = \rho_0 C_s^2$,

ρ_0 — плотность. Величины C_s находились сейсмическими методами, сплление — в лабораторных условиях.

Таким образом, зная C_s , можно восстановить величину сцепления. К сожалению, в настоящее время данные одновременно и по прочностным и по акустическим характеристикам мягких грунтов не являются представительными в той мере, чтобы было возможно провести подробный анализ, подобный изложенному выше.

В работе [294], кроме того, получена весьма полезная корреляционная связь между скоростью поперечных волн и глубиной залегания

$$C_s = \begin{cases} Mz^{0.31}, & z > 1 \text{ м} \\ M, & z < 1 \text{ м.} \end{cases} \quad (67)$$

Выражение (67) составлено на основе приблизительно 300 пар опытных значений, размерность C_s — м/с. Коэффициент M зависит от типа грунта и увеличивается с геологическим возрастом отложений (в 1,4 раза при переходе от аллювия к делювию). Для аллювиальных отложений $M = 79$ в случае глин, $M = 100, 112, 130, 200$ соответственно в случае мелко- и среднезернистых песков, крупнозернистых песков, песчано-гравелистых, галечниковых сред.

В связи с широким распространением (в СССР — Юг Украины, Донецкая часть Поволжья, практически вся Средняя Азия) хорошо изучены лёссовые грунты. Эти грунты образовывались в условиях сухого климата, поэтому первоначальный рыхлый осадок, обладая относительно прочными структурными связями, остался недоуплотненным. Пористость лёссов высока ($n \approx 40\text{--}50\%$), при замачивании сцепление заметно уменьшается. В зоне азрации лёссов справедлива зависимость типа (67) [296].

$$C_s = \begin{cases} 245z^{0.28}, & z > 1 \text{ м} \\ 245, & z < 1 \text{ м.} \end{cases} \quad (68)$$

Совокупность соотношений (65)–(68) реализует другую альтернативу — оценку сцепления по известному типу грунта, залегающему на заданной глубине. Это, пожалуй, минимальная исходная информация, позволяющая ориентироваться определенным образом в широких пределах изменения свойств всего грунтового многообразия.

Для лёссов можно указать на полезную корреляционную связь сцепления с фазовым составом [266]:

$$Y_0 = c = 0,218 - 0,112e_0 - 0,143k, \quad (69)$$

e_0 — коэффициент пористости, k — степень водонасыщения, $[Y_0] = \text{МПа}$.

Перейдем к рассмотрению другой прочностной характеристики — угла φ или коэффициента внутреннего трения $\operatorname{tg} \varphi$. По тем же экспериментальным данным [263–266, 269, 272–275, 279, 280], которые использовались при анализе сцепления, определялся эффективный коэффициент межчастичного трения f_{mi} (по (58)). Картина зависимости f_{mi} от влажности, на первый взгляд, выглядит такой же нерегулярной, как и сцепления от влажности. Поиск характеристик, с помощью которых можно упорядочить эту картину, привел к показателю

$$\psi = \frac{(df_{mi}/dW)|_W = w_p}{\lambda}, \quad (70)$$

где λ определяется по (56), а числитель представляет темп уменьшения коэффициента межчастичного трения с ростом влажности, вычисленный на пределе раскатывания, W — влажность в долях единицы. В результате обработки опытных данных оказалось, что ψ коррелирует с I_p и W_p :

$$\psi = 0,047 + 1,66(I_p/100)^{3,4} - 0,0087(W_p - 23), \quad (71)$$

I_p , W_p — в процентах. Учитывая соотношение (60) для λ , из (70) получим зависимость f_{mi} от влажности

$$f_{mi} = f_{pmi} - \left[\frac{f_{pmi}}{0,156} \cdot (I_p + 1)^{0,42} \right]^{2,13} \psi(I_p, W_p) (W - 0,01 W_p), \quad (72)$$

где $f_{pmi} = 0,01 \xi I_p$ по определению. Угол трения φ и коэффициент трения $\operatorname{tg} \varphi$ (макроскопический) находятся далее в соответствии с (57), а константа μ из (52) — в соответствии с (55). Поскольку для песка формально $\xi \rightarrow \infty$ ($I_p \rightarrow 0$), то укажем характерные величины f_{pmi} : 0,3 — пылеватый и мелкий; 0,4 — среднезернистый; 0,45 — крупнозернистый; 0,5 — песчано-гравелистый.

Таким образом, структура зависимости μ от свойств грунта имеет вид

$$\mu = \mu(e_0, W, I_p, W_p, \xi). \quad (73)$$

Незнание каких-либо из характеристик порождает неопределенность в задании μ . Ее можно оценить количественно согласно предлагаемому алгоритму, что важно при определении возможной погрешности теоретических расчетов параметров импульсного возмущения.

Зависимость (72) удобна тем, что, если известен угол внутреннего трения φ при какой-то одной влажности, то, зная I_p , W_p , e_0 , можно найти f_{pmi} , ξ и вычислить φ , μ для любой другой влажности. Другими словами, на (72) можно еще смотреть как на средство определения классификационного признака ξ : зная его, можно, в свою очередь, найти λ , Λ , а по ним и η — зависимость сцепления от влажности. Наличие цепочки, в начале которой находится угол трения, а в конце — сцепление, свидетельствует о том, что совокупность всех рассмотренных выше соотношений некоторым образом, опосредованным через функции ψ , Λ , η и параметры λ , ξ , выражает корреляционную связь между указанными характеристиками грунта. Эта связь становится очень неустойчивой в категории песчано-обломочных грунтов и рыхлых глин с дальним коагуляционным типом контакта, а наиболее выражена при контактах переходного типа.

Последняя из прочностных констант в (52) — Y_{pl} , ограничивающая сверху интенсивность сдвиговых напряжений. Ее величина слабо связана со сцеплением, поскольку при достижении условия $\sum S_{ij} S_{ij} = Y_{pl}^2$ скелет грунта разрушен. Поэтому на значение Y_{pl} основное влияние оказывает не литолого-генетический тип грунта, а влажность среды. Анализ опытных данных [29, 235, 297] и данных авторов приводит к следующей корреляционной зависимости:

$$Y_{pl} = 50 \exp(-20,7W/(1 + W)),$$

где W — весовая влажность в долях единицы, $[Y_{pl}] = \text{МПа}$. Отметим, что возможные ошибки задания Y_{pl} существенно меньше сказываются на величинах параметров импульсного возмущения, чем такие же ошибки при задании констант Y_0 , μ (рис. 45).

4.4.2. Фазовый состав грунта и упругие характеристики. Фазовый состав $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, где α_i – относительный объем грунта, занятый соответственно воздухом, водой и минеральным компонентом, определяет сжимаемость грунта при действии взрывных нагрузок и в конечном итоге значительную долю необратимо поглощенной энергии волны. В свою очередь, это сказывается на пространственном затухании амплитудных параметров волн – максимальных массовых скоростей и напряжений.

Величины α_i являются первичными физико-механическими характеристиками грунта и одновременно константами уравнений состояния. Наиболее точный способ их задания – непосредственное определение на образцах в соответствии с ГОСТами (см. [255]). В то же время такая возможность имеется не всегда. Поэтому необходимо рассмотреть вопросы косвенного определения α_i , например, через их связь со скоростями распространения продольных и поперечных волн.

Коэффициент Пуассона ν мягких грунтов в отличие от скальных и полускальных подвержен большим вариациям при изменении фазового состава в результате увлажнения или усыхания. Эта константа определяет траекторию нагружения на сдвиговой плоскости (Y, P) в области допредельных состояний и таким образом непосредственно влияет на максимальные смещения при численном моделировании взрывных процессов.

Важность модуля сдвига G определяется тем, что он влияет на уровень сдвиговых деформаций, развивающихся при прохождении по массиву взрывных волн. Зная G , можно оценить другую константу – сцепление Y_0 . Упругий модуль объемного сжатия K_e^0 необходим при задании динамической диаграммы нагружения и модуля разгрузки.

Общий объем существующих опытных данных, на основе которых необходимо разрабатывать способы задания α_i, ν, G , заметно меньше объема данных, положенных в основу систематики по сцеплению и коэффициенту трения. Поэтому в настоящее время не представляется возможным разработать некий единый для всех категорий грунтов (однородный) способ задания указанных констант. Специфика грунтов различных категорий проявляется здесь наиболее ярко. Ниже для различных литологогенетических типов приводится краткий обзор существующих корреляционных зависимостей и делаются некоторые обобщения.

Рассмотрим вначале песчаные грунты.

Характер связи между акустическими характеристиками и фазовым составом изучен достаточно подробно. Классической в этом отношении является работа [298], в которой опытным путем установлено, что для мелких песков скорость поперечных волн C_s зависит от всестороннего давления P и коэффициента пористости e_0 :

$$C_s = (A - Be_0)(P/P_0)^{1/4}. \quad (74)$$

$P_0 = 0,007$ МПа, $A = 180$, $B = 82$, $[C_s] = \text{м/с}$. Таким образом, по (74), зная C_s на какой-то глубине, можно найти величину e_0 , являющуюся простой функцией фазового состава, $e_0 = (\alpha_1 + \alpha_2)/\alpha_3$. С ростом среднего размера песчинок d скорость поперечных волн при прочих фиксированных условиях увеличивается, о чем свидетельствует корреляционная связь C_s с глубиной [294] (см. (67), где M – увеличивается с ростом d). Пропорционально величине M необходимо изменять и константы A, B в (74). Физической

причиной увеличения сдвиговой жесткости при возрастании размера обломков является увеличение коэффициента межчастичного трения f_{mi} [285].

Зависимость (67) удобно использовать дополнительно к (74) при моделировании взрывных процессов в случае, когда о каком-то слое грунта нет никакой информации, кроме той, что этот слой песчаный.

Различными исследованиями установлено отсутствие корреляции между C_s и влажностью песка [296, 299–301], поэтому по информации о скорости поперечных волн нельзя установить весовую влажность или степень водонасыщения $k = \alpha_2 / (\alpha_1 + \alpha_2)$. Не является в этом отношении информативной также скорость продольных волн C_p . Только при $k > 0,9$ начинается увеличение C_p [241], которое в случае полного водонасыщения (ниже уровня грунтовых вод) достигает значений $C_p = 1400 \div 1600$ м/с, близких к скорости звука в воде [296, 299–302]. Указанная величина C_p слабо зависит от глубины, на которой расположен уровень грунтовых вод. Поскольку скорость поперечных волн не изменяется при переходе через этот уровень, то коэффициент Пуассона песков с увеличением водонасыщения возрастает, приближаясь к величинам $\nu = 0,48 \div 0,49$ [299, 300], причем ν тем больше, чем выше уровень грунтовых вод.

Таким образом, найти α_1 , α_2 , α_3 по C_p , C_s можно для песков, расположенных ниже уровня грунтовых вод (здесь $\alpha_1 \approx 0,1\%$, $k \approx 1$). В зоне аэрации α могут быть определены только непосредственно. В промежуточной зоне капиллярного смачивания, которая определяется условием $0,9 < k < 1$, фазовый состав восстанавливается по C_p , C_s в соответствии с алгоритмом, приведенным ниже.

В основе алгоритма лежит полученное выражение, связывающее коэффициент Пуассона с пористостью. Литературные источники содержат самые разнородные сведения о ν . Сообщаемый диапазон изменения ν составляет 0,05–0,49. По данным [303] большое влияние на коэффициент Пуассона оказывает уровень напряжений в грунте. Так, при избыточном напряжении $P_0 \approx 0,007$ МПа $\nu = 0,05$, а при $P_0 \approx 0,1$ МПа $\nu = 0,26$ и далее не изменяется с ростом нагрузки. Поскольку для рассматриваемого класса задач напряжения, представляющие интерес, больше 0,1 МПа, то этим эффектом можно пренебречь. Разноречивость сведений о ν обусловлена также тем, что его величина зависит от пористости (рис. 50), сплошная линия – аппроксимирующая зависимость

$$\nu = 0,15/e_0 + 0,05. \quad (75)$$

Интересно отметить, что с уменьшением пористости коэффициент Пуассона возрастает, стремясь к 0,5, т.е. очень плотная, сухая, но несвязанная среда находится как бы в квазижидком состоянии. Соотношение (75) может описать это состояние количественно лишь в той мере, в какой правомерно экстраполировать найденную зависимость за пределы области существования опытных точек. В обычных условиях такие плотности укладки песчинок практически недостижимы.

Из изложенного следует, что коэффициент Пуассона не зависит от степени водонасыщения при $k < 0,9$. Поэтому учет влияния влажности на ν может быть осуществлен посредством линейной интерполяции между значениями $\nu = \nu_{00}$ при $k = 0,9$ и $\nu = \nu_b$ при полном водонасыщении ($k = 1$), где ν_{00} вычисляется через (75) по известному коэффициенту пористости.

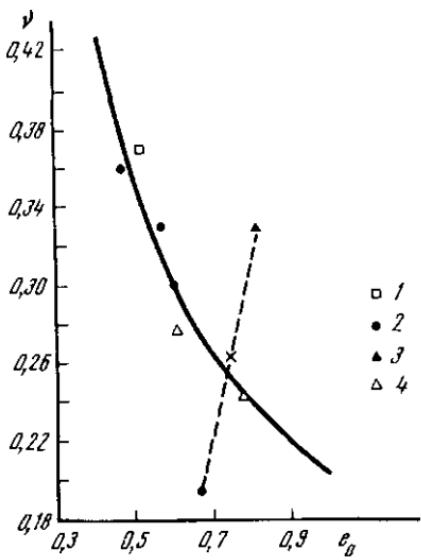


Рис. 50. Коэффициент Пуассона в зависимости от коэффициента пористости для сухих песков

Знаки — опытные данные: 1 — [303], 2 — [295], 3 — [299], 4 — [304], крестик — среднее между точками 2 и 3

Теперь по известным для данной глубины h C_p и C_s может быть восстановлен фазовый состав в зоне капиллярного смачивания над уровнем грунтовых вод. Вначале по (74) определяется коэффициент пористости e_0 (литостатическое давление $P = \frac{h}{g} \int_0^h \rho_0 dz$), находятся ν_{00} по (75) и скорость продольной волны C_{pb} , которая была бы на глубине h , если бы здесь находился уровень грунтовых вод:

$$C_{pb} = \begin{cases} 1500, & C_p \leq 1500 \\ C_p, & C_p > 1500, \end{cases}$$

$[C_{pb}] = \text{м/с. Соответствующий коэффициент Пуассона}$

$$\nu_b = 0,5(\eta_b^2 - 2)/(\eta_b^2 - 1), \quad \eta_b = C_{pb}/C_s.$$

Отсюда степень водонасыщения

$$\kappa = 0,1(\nu - \nu_{00})/(\nu_b - \nu_{00}) + 0,9,$$

где ν — фактическая величина коэффициента Пуассона, $\nu \geq \nu_{00}$, и фазовый состав

$$\alpha_3 = 1/(e_0 + 1); \quad \alpha_2 = \kappa e_0/(e_0 + 1); \quad \alpha_1 = 1 - \alpha_2 - \alpha_3.$$

Описанный алгоритм может использоваться и в обратном направлении — определении скоростей распространения продольных и поперечных волн по известному фазовому составу. Это позволит найти упругие модули объемного сжатия K_e^0 и сдвига G :

$$K_e^0 = \rho_0(C_p^2 - \frac{4}{3}C_s^2); \quad G = \rho_0 C_s^2.$$

Наконец, соотношение (74) совместно с (67) и (75) приведет к правдоподобной оценке C_p , если про грунт на заданной глубине известно только то, что он песчаный и находится в зоне аэрации.

Наименьшее количество опытных данных по связи между акустическими характеристиками и фазовым составом известно для глин. Поэтому наиболее точные сведения об α_1 , α_2 , α_3 дает их непосредственное определение. Имеющиеся данные получены в основном на пастах. При получении пасты глина высушивается, затем разрушается до грансостава и в нее добавляется необходимое количество воды [296, 300]. С ростом влажности скорость продольной волны C_p вначале возрастает, затем по достижении максимальной молекулярной влагоемкости начинает уменьшаться вследствие набухания и далее по достижении полного водонасыщения C_p резко возрастает

до величин $C_p \approx 1500$ м/с (плотность скелета фиксирована). Таким образом, зависимость $C_p(W)$ носит принципиально немонотонный характер и по заданному C_p однозначно восстановить W нельзя, не говоря уже о том, что C_p одновременно зависит и от плотности скелета. Необходимо также иметь в виду, что результаты изучения упругих свойств паст можно переносить только на естественные глины со слабыми структурными связями.

Более однозначной характеристикой глин является коэффициент Пуассона. В работе [305] посредством прозвучивания образцов глин ненарушенной структуры находились значения ν и было установлено, что величина ν не зависит от плотности скелета и статического давления на образец. Эти же факты установлены для суглинков и супесей ненарушенной структуры. Отчетливо выраженной оказывается моноотонная зависимость ν от степени водонасыщения k . Аппроксимация опытных данных приводит для глин к выражению

$$\nu = (0,172k - 0,592)/(k - 1,848). \quad (76)$$

При полном водонасыщении $\nu = 0,495$. Аналогичная зависимость для суглинков и супесей имеет вид

$$\nu = \frac{0,19k - 0,344}{k - 1,32}. \quad (77)$$

При полном водонасыщении $\nu = 0,48$.

Таким образом, если для слоя глин известны C_p , C_s , то по (76) можно найти степень водонасыщения. Чтобы восстановить фазовый состав, необходимо еще определить весовую влажность. Эта процедура осуществляется по цепочке $C_s \rightarrow G \rightarrow c \rightarrow W$ с учетом всех соотношений (56) – (65). Если известна только скорость продольных волн в массиве, то для получения оценок скорости поперечных волн можно восстановить по ее зависимости (67) от глубины. Нужно только иметь в виду, что для коренных глин, более древних, чем четвертичные, C_s больше приблизительно в 1,4 раза.

Наоборот, если известен фазовый состав, глубина залегания и возраст глинистых отложений, то с использованием (67), (76) можно определить скорости волн C_p , C_s , упругие модули объемного сжатия и сдвига.

Сведения о суглинистых грунтах более многочисленны. Анализ имеющихся данных приводит к выводу, что в этой категории необходимо выделить три подгруппы: моренные суглинки и супеси, лессовидные суглинки и супеси, а также суглинки и супеси, не относящиеся к первым двум подгруппам.

Моренные грунты образовывались в ледниковые периоды и характеризуются низкой пористостью ($n \approx 30 \div 40\%$), относительно прочными структурными связями, содержат включения гравия и гальки, имеют высокие скорости продольных волн (на глубине 1–2 м C_p может достигать значений порядка 1200–1300 м/с). В естественных условиях эти грунты находятся в твердом и тугопластическом состояниях.

Лессовидные грунты также обладают относительно прочными структурными связями, но их пористость высока ($n \approx 40 \div 50\%$), а скорости продольных волн вблизи поверхности невелики — C_p порядка 350–450 м/с.

Моренные и лессовидные суглинки (супеси) объединяет только то, что

влияет на затухание амплитудных параметров волн с расстоянием. Поскольку при нагрузках, больших предела структурной прочности, сжимаемость возрастает в результате разрушения связей, то $\gamma_c > 1$.

Анализ экспериментов, по результатам которых можно определить γ_c , показывает, что эта характеристика, являющаяся функцией фазового состава, коррелирует с произведением $\alpha_1 n$, n — пористость, α_1 — объем грунта, занятый воздухом. Математически зависимость записывается в виде

$$\gamma_c = \begin{cases} 12,5(\alpha_1 n)^{0,28}, & \alpha_1 n \leq 0,024 \\ 40(\alpha_1 n)^{0,6}, & \alpha_1 n > 0,024, \end{cases} \quad (81)$$

α_1, n — в долях единицы.

Данные, положенные в основу (81), получены в экспериментах двух типов: при одноосном динамическом деформировании в лабораторных условиях ([29, 235, 252] и данная работа) и при проведении маломасштабных опытов по взрыву зарядов химического ВВ в полевых условиях [1, 27, 299]. Мягкие грунты были представлены песками, глинами, суглинками, лёссами. В обоих случаях нагружение характеризуется высокой динамичностью. Так, в опытах на лабораторной установке время нарастания напряжения до максимума составляло 1,5–2,5 мс, во взрывных опытах – 3–4 мс. В первом случае модуль E_d^0 определялся по наклону нагрузочного участка диаграммы деформирования $\sigma(\epsilon)$ при напряжениях, превышающих предел структурной прочности, который, впрочем, является пренебрежимой в целях моделирования импульсных возмущений величиной порядка долей мегапаскаля. Упругий модуль K_e^0 находился по наклону разгрузочного ("ниспадающего") участка диаграммы $\sigma(\epsilon)$. Во втором случае величина E_d^0 определялась через скорость распространения фронта взрывной волны, а K_e^0 – через скорость распространения ее вступления в данную точку.

Существует одна особая пара значений $(\gamma_c, \alpha_1 n)$, которая учитывалась при нахождении зависимости (81), — $\gamma_c = 1,4$, $\alpha_1 n = 0,0004$. Происхождение этой точки следующее. Опыты [27] показали, что интенсивность затухания взрывных волн с расстоянием в песчаных грунтах очень сильно зависит от степени их водонасыщенности, т.е. от α_1 . Если аппроксимировать закон убывания с расстоянием амплитуд радиальных напряжений при камуфлетном взрыве сосредоточенного заряда зависимостью $\sigma_{rm} = A/r^m$, то в водонасыщенных песках с $\alpha_1 \approx 0,001$ значение $m = 1,5$. Однако уже при $\alpha_1 \approx 0,01$ показатель m резко возрастает, достигая $m = 2$ и более. Поскольку по результатам численных расчетов было известно, что в случае $\alpha_1 = 0,001$, $n = 0,4$ значение $m = 1,5$ достигается при $\gamma_c = 1,4$, то указанная точка участвовала в обработке опытных данных наряду с другими. Она цenna тем, что дает правильную асимптотику для состояний, близких к полному водонасыщению.

Используя зависимость (81) в расчетах, необходимо иметь в виду следующее обстоятельство. Параметрическим анализом уравнения состояния установлено, что изменение константы γ_c заметно влияет на амплитуду взрывной волны только при $\gamma_c < 5 \div 6$ (см. рис. 44). Физически это легко объяснимый результат. Действительно, сравним два случая, например, $\gamma_c = 5$ и $\gamma_c = 10$. В первом случае относительные необратимые потери энергии всестороннего равномерного сжатия составят примерно

они характеризуются относительно высоким сцеплением. Таким образом, в третью группу попадают грунты со слабыми структурными связями. Рекомендации по заданию фазового состава для всех групп различаются.

Исследование свойств моренных грунтов проводилось в данной работе. Образцы, извлеченные из массива специальным пробоотборником, прозвучивались на установке УК-10П. Одновременно на базе полевой лаборатории Литвинова [306] определялся фазовый состав. Поиски корреляционной зависимости привели к выводу, что средняя скорость продольных волн связана с относительным воздухосодержанием $\alpha_1/(\alpha_1 + \alpha_2) = (1 - \kappa)$:

$$C_p = 208 \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_2} \right)^{-0.54}, \quad (78)$$

$[C_p]$ = м/с. Соотношение (78) справедливо в широком диапазоне плотностей скелета $\rho_{ск} = 1,57 \div 1,91$ г/см³.

Если для слоя моренных суглинков или супесей в массиве известны C_p или C_s , то с помощью соотношений (77), (78) находится степень водонасыщения или одна из скоростей упругих волн по известной другой. Для восстановления фазового состава необходимо еще иметь сведения о пористости. Наоборот, если известен фазовый состав, то легко находятся C_p , ν , а следовательно, C_s , G и K_e^0 .

Для лёссовых грунтов известна зависимость плотности скелета от глубины залегания [296, 300]

$$\rho_s = \begin{cases} 1,27z^{0,05}, & z > 1 \text{ м} \\ 1,27, & z \leq 1 \text{ м}, \end{cases} \quad (79)$$

$[\rho_s]$ = г/см³, $\rho_s = 2,71\alpha_3$. Располагая известным значением C_p , можно по формулам (68), (77), (79) восстановить фазовый состав.

Оставшиеся суглинки и супеси, не попавшие в указанные подгруппы, характеризуются слабыми структурными связями и поэтому для них можно использовать результаты опытов на суглинистых пастах [296, 307], а именно

$$C_p = 2249\alpha_3 - 388\alpha_2/\alpha_3 - 574. \quad (80)$$

Выражение (80) получено нами в результате аппроксимации опытных данных. Зная скорости продольных и поперечных волн, по соотношениям (77), (80) восстанавливаем α_1 , α_2 , α_3 . Поскольку (80) установлена без учета влияния литостатической нагрузки, то исходные данные о C_p , относящиеся к массиву, необходимо предварительно уменьшить в соответствии с формулой: $\bar{C}_p = C_p/z^{0,15}$ при $z > 1$ м, $\bar{C}_p = C_p$ при $z < 1$ м, вытекающей из результатов работ [300, 305]. Если величина C_s неизвестна, то для ее оценки можно использовать связь с глубиной (67) при $M = 79$. По известному фазовому составу легко восстанавливаются C_p , ν , а далее скорость поперечных волн, модуль сдвига и модуль объемного сжатия.

4.4.3. Отношение упругого объемного модуля к упругопластическому модулю. В этом подразделе речь идет о константе $\gamma_c = K_e^0/E_d^0$. Величина γ_c дает существенный вклад в площадь петли гистерезиса на плоскости давление–объемная деформация, т.е. во многом определяет необратимые потери энергии в результате уплотнения грунта, и таким образом

80%, во втором – 90%. В итоге отличие потерь друг от друга оказывается малой величиной, поэтому при больших γ_c результаты практически не зависят от ее величины. Это обстоятельство играет определенную роль при анализе результатов расчетов взрывных волн в песках, поскольку в зависимости от грансостава и влажности (81) может приводить к завышению реальной величины γ_c (для $\alpha_1 n > 0,05$).

Главное предназначение (81) – максимально упростить конкретизацию ряда основных функций, входящих в уравнение состояния. В соответствии с аддитивной зависимостью (48) построение динамической диаграммы $P = P_d(\epsilon)$ (ударной адиабаты) сводится фактически к заданию α_1 , α_2 , α_3 и какой-либо из скоростей распространения упругих волн (если ее нельзя восстановить по фазовому составу). Действительно, располагая указанной информацией, находим упругий модуль объемного сжатия K_e^0 с использованием рекомендаций подразд. 4.4.2. Далее с использованием (81) отыскивается начальный упругопластический модуль объемного сжатия E_d^0 и соответственно модуль E_1 в (48) из соотношения

$$1/E_d^0 = \alpha_1/E_1 + \alpha_2/E_2 + \alpha_3/E_3,$$

являющегося тождеством (модуль объемного сжатия воды $E_2 = 2,25 \text{ ГПа}$, минерального компонента грунта $E_3 = 36 \text{ ГПа}$). Теперь для полного задания динамической диаграммы необходимо определить показатели степени γ_3 , γ_2 , γ_1 , характеризующие кривизну диаграмм сжимаемости соответственно минерального компонента, воды и системы свободные поры – скелет грунта. Если первых два показателя с достаточной для практики точностью можно считать постоянными ($\gamma_3 = 3$, $\gamma_2 = 3$), то последний, как показывает обработка опытных данных по диаграммам нагружения, зависит от величины свободной пористости α_1 : $\gamma_1 = 1$ при $\alpha_1 \geq 0,35$; $0,129\alpha_1^{-1,95}$ при $0,35 > \alpha_1 \geq 0,2$; $3,86\alpha_1^{0,157}$ при $0,2 > \alpha_1 \geq 0,015$; 2 при $\alpha_1 < 0,015$. Величина γ_1 немонотонно изменяется при убывании α_1 – сначала возрастает с 1 до 3, затем убывает с 3 до 2. Максимальное значение γ_1 достигается при влажности $W \approx 15\%$, что, возможно, не случайно близко к оптимальной влажности при уплотнении грунта.

4.4.4. Релаксационные константы. Таким термином названы константы, появляющиеся в упругопластически-релаксационном уравнении состояния дополнительно к константам, содержащимся в упругопластическом уравнении состояния. К ним относятся величины, входящие в функции $\varphi(P)$, $f(\epsilon_p)$, $\psi(d\eta/dt)$ (см. (47)), а также отношение $\gamma = E_d^0/E_s^0$, динамического и статического упругопластических модулей. Все указанные константы связаны с неравновесным (релаксационным) характером деформирования.

Для нахождения функций φ , f , ψ в работах [1, 33, 308] предложен и реализован специальный метод. Суть его заключается в том, что по результатам измерений массовых скоростей и напряжений при взрыве плоских накладных или камуфлетных сосредоточенных зарядов находятся определенные силовые ($P(t, x)$, $S(t, x)$) и деформационные ($\epsilon(t, x)$, $\epsilon'(t, x)$) характеристики волнового поля, x – пространственная координата. Найденные функции $P(t, x)$, $\epsilon(t, x)$ подставляют далее в левую и правую части основного уравнения УПР модели:

$$\frac{d\epsilon}{dt} - \frac{dP}{dt} \frac{1}{E_r} = \Omega \left(\epsilon, P, \epsilon_p, \frac{d\eta}{dt} \right), \quad (82)$$

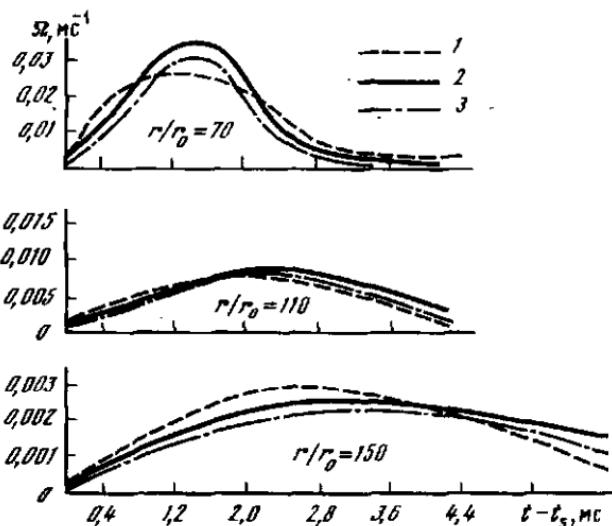


Рис. 51. Изменение во времени и пространстве правой и левой частей (82) при взрыве сосредоточенного заряда в суглинике

r_0 — радиус заряда, t_s — время прихода волны в заданную точку, 1 — левая часть; 2 — правая часть при $a = 4 \text{ мс}^{-1}$; $m = 270$; $b = 0,4 \text{ МПа/мс}$; $c = 3,2 \text{ МПа/мс}$; 3 — правая часть при $a = 2 \text{ мс}^{-1}$; $m = 540$; $b = 0,4 \text{ МПа/мс}$; $c = 6,4 \text{ МПа/мс}$

где Ω задается выражением (47). Искомые функции и величины констант, входящих в них, должны быть таковы, чтобы относительное отклонение левой и правой частей (82) не превосходило суммарной погрешности опыта. В результате установлено, что в (47) достаточно использовать функции простого вида

$$f(\epsilon_p) = m\epsilon_p, \quad \varphi(P) = aP + b, \quad \psi(\dot{\eta}) = \dot{\eta}^2 / (\dot{\eta}^2 + c^2).$$

Сопоставление обеих частей (82) при различных значениях констант иллюстрируется на рис. 51. Опыты проводились в суглинях естественного сложения со средними характеристиками $\rho_0 = 2 \text{ г/см}^3$, $\alpha_1 = 0,05$; $\alpha_2 = 0,335$; $\alpha_3 = 0,615$. Необходимо отметить, что релаксационные константы a , b , m , c оказались практически одинаковыми в случае камуфлетных взрывов и взрывов плоских накладных зарядов. Последние проводились в том же массиве, волновым движением охватывался верхний слой грунта толщиной приблизительно 1 м. При камуфлетных взрывах измерения параметров волн осуществлялись на уровне заложения заряда $h \approx 4 \text{ м}$.

Константа $\gamma = \gamma_{1,r}$ в (49), характеризующая степень отличия статической и динамической диаграмм, зависит от типа грунта. К сожалению, сведения о ней наименее представлены в имеющейся литературе и разработать какие-либо корреляционные зависимости не представляется возможным. На основе данных работ [235, 252] и авторов различным категориям грунтов в состоянии естественной влажности могут быть поставлены в соответствие следующие ориентировочные значения γ : 20–15 для глин с $W = 20\text{--}25\%$ и $\alpha_1 < 0,05$; 7–10 для суглиников с $W = 15\text{--}20\%$; 3 для лессов с $W = 15\%$; 3–6 для песков с $W = 10\text{--}15\%$. Приведенные величины демонстрируют некоторые тенденции в изменении γ — ее уменьшение при переходе к более крупнозернистым средам и при уменьшении влажности, но выразить

данные тенденции в виде конкретных формул затруднительно. Несомненно также, что на γ оказывает влияние и общая пористость грунта.

К числу констант, регулирующих протекание релаксационных процессов, относится давление P_{lim} , при превышении которого динамическое нагружение не приводит к дальнейшему увеличению необратимых деформаций и, следовательно, правая часть (82) близка к нулю ($E_r(P) = E_d(P)$). Величина P_{lim} определяется как $P_{lim} = P_d(\epsilon_{lim})$, где ϵ_{lim} – соответствующая предельная деформация, связанная со степенью водо- и воздухонасыщенности

$$\epsilon_{lim} = \alpha_1 / (1 - \alpha_1) + \omega \alpha_2.$$

На основе опытных данных по сжимаемости и результатов параметрического анализа УПР модели в задачах о распространении взрывных волн величина параметра ω оказывается равной 0,4.

На этом завершается описание способа задания констант, являющегося неотъемлемой частью упругопластически-релаксационной модели деформирования мягких грунтов. Способ максимально ориентирован на существующую практику инженерно-геологических и геофизических изысканий, позволяет восстанавливать необходимую для теоретического моделирования информацию по минимуму простых исходных данных – типу грунта, скоростям упругих волн, степени водо- и воздухонасыщенности.

4.5. АПРОБАЦИЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИ-РЕЛАКСАЦИОННОЙ МОДЕЛИ В ЗАДАЧАХ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН

Исследование упругопластически-релаксационного уравнения состояния осуществлялось численно при решении одно- и двумерных задач о взрыве зарядов химического ВВ (ТНТ). Задачи решались "сквозным" способом – от источника энерговыделения до конечного результата по параметрам волн на различных расстояниях до центра.

На рис. 52, 53 демонстрируется сравнение расчетов и опытов по амплитудам массовой скорости при камуфлетных взрывах сосредоточенных зарядов, значками показаны опытные данные, σ – среднеквадратичное отклонение. Опытные и расчетные величины времени нарастания массовой скорости до своего максимума сравниваются на рис. 54. В качестве исходных данных при проведении численных расчетов использовались сведения о типе грунта и его фазовом составе.

Как следует из сравнения, качество теоретического моделирования можно считать удовлетворительным, поскольку отклонение расчетных и средних экспериментальных величин не превосходит разброса последних. Аналогичный вывод справедлив и в отношении такого параметра, как максимальное смещение [1]. УПР модель обеспечивает также практическое выполнение требований закона энергетического подобия амплитудно-временных характеристик в широком диапазоне мощностей взрыва. Практически подобными являются и формы расчетных эпюр массовой скорости (рис. 55) (сплошные линии – изменение по времени эпицентralьной составляющей массовой скорости $U_n = U_x \sin \varphi + U_z \cos \varphi$, U_x – горизонтальная, U_z – вертикальная компоненты, φ – угол, отсчитываемый от оси z).

На основе УПР модели воспроизводится наблюдаемый в опытах эффект превращения ударной волны ($t_p = 0$) в непрерывную волну сжатия (см.

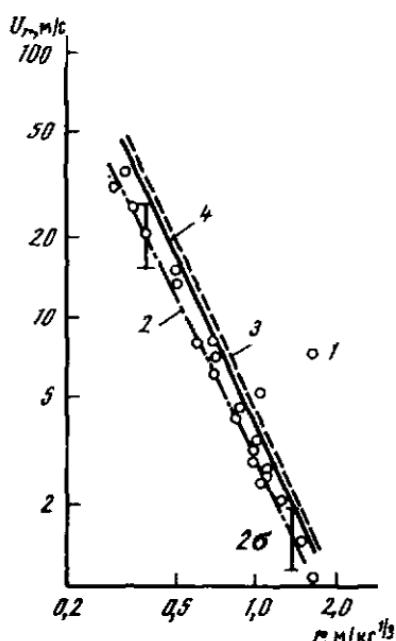


Рис. 52. Амплитуда массовой скорости в зависимости от приведенного расстояния при камуфлетном взрыве в песке

1 – опытные данные [8], 2 – средняя опытная зависимость, 3, 4 – расчетные кривые, соответствующие различным мощностям взрыва; $q_3 = 4,2 \cdot 10^9$ Дж, $q_4 = 4,2 \cdot 10^3$ Дж; в опытах $q \approx q_4$

Рис. 53. Амплитуда массовой скорости при камуфлетном взрыве в глине

1, 2, 3 – опытные данные [1, 27, 29], 4 – средняя опытная зависимость. 5, 6 – расчетные кривые: $q_5 = 4,2 \cdot 10^6$ Дж, $q_6 = 4,2 \cdot 10^{11}$ Дж; в опытах $q \approx q_5$

рис. 54). Следует отметить, что система уравнений движения, неразрывности и упругопластически-релаксационного уравнения состояния является гиперболической, поэтому формирование непрерывного сигнала происходит не в результате "размытия" ударного фронта*, а вследствие последовательного изменения релаксационными механизмами характера траекторий частиц на плоскости (P, ϵ). Это приводит, с одной стороны, к росту массовой скорости и напряжений после прохождения ударного фронта, а с другой стороны, к сильному затуханию его интенсивности, поэтому при $r > 0,4 \text{ м}/\text{кт}^{1/3}$ ударный фронт практически исчезает.

В случае камуфлетного взрыва геометрия движения является относительно простой. Более жесткие требования к достоверности модели деформирования грунта предъявляются в тех случаях, когда и формирование волновой картины влияет свободная поверхность. Поэтому представляет интерес сравнение опытных и расчетных результатов для взрывов сосредоточенных зарядов вблизи поверхности, при которых геометрия движения близка к двумерной осесимметричной.

* Ударный фронт может физически "размываться" лишь на ничтожно малую величину порядка $100 a_0$. a_0 – радиус пор [309].

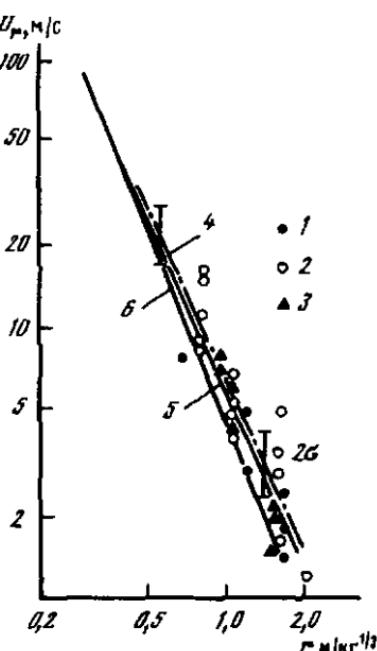


Рис. 52. Амплитуда массовой скорости в зависимости от приведенного расстояния при камуфлетном взрыве в песке

1 – опытные данные [8], 2 – средняя опытная зависимость, 3, 4 – расчетные кривые, соответствующие различным мощностям взрыва; $q_3 = 4,2 \cdot 10^9$ Дж, $q_4 = 4,2 \cdot 10^3$ Дж; в опытах $q \approx q_4$

Рис. 53. Амплитуда массовой скорости при камуфлетном взрыве в глине

1, 2, 3 – опытные данные [1, 27, 29], 4 – средняя опытная зависимость. 5, 6 – расчетные кривые: $q_5 = 4,2 \cdot 10^6$ Дж, $q_6 = 4,2 \cdot 10^{11}$ Дж; в опытах $q \approx q_5$

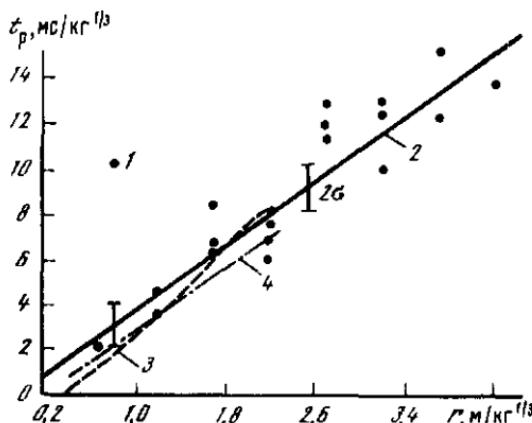


Рис. 54. Время нарастания до максимума в зависимости от расстояния при камуфлированном взрыве в глине

1 — опытные данные [1, 33], 2 — средняя опытная зависимость, 3, 4 — расчетные кривые: $q_3 = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж, $q_4 = 4,2 \cdot 10^6$ Дж; в опытах $q \approx q_4$

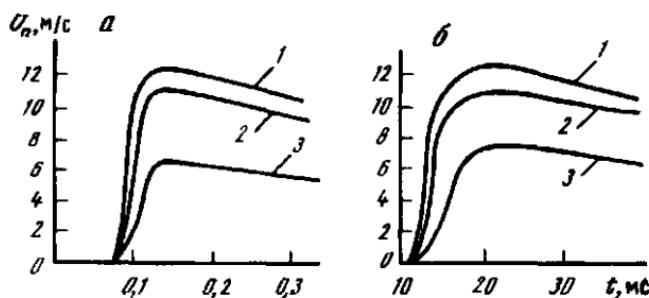


Рис. 55. Эпюры эпицентральной составляющей массовой скорости при контактном взрыве в глине в зависимости от угла и мощности взрыва

1 — $\varphi = 0$, 2 — $\varphi = -45^\circ$, 3 — $\varphi = 72^\circ$, а — $q = 4,2 \cdot 10^3$ Дж; б — $q = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж

Соответствующие эксперименты проводились в массиве моренных суглинков — плотных сред с высокой скоростью распространения упругих продольных волн. Сферический заряд химического ВВ радиусом r_0 подрывался под предварительно расчищенной дневной поверхностью, центр заряда находился на глубине $h = 2r_0$. Проводились две серии опытов. В первой серии, осуществленной В.С. Лагеревым и О.И. Жмакиным, в различных точках грунтового полупространства измерялись массовые скорости движения грунта. Во второй серии, проведенной В.В. Гуровым и В.И. Чекалиным, дополнительно к массовой скорости измерялась вертикальная компонента σ_z тензора напряжений. Порядок определения физико-механических характеристик грунта был следующим. После снятия травяного покрова производился отбор проб образцов грунта ненарушенной структуры до глубины 2,6 м. Диаметр и высота образцов равны 10 см. Из них с помощью устройства, входящего в состав полевой лаборатории Литвинова [306], отбирались стандартные керны диаметром и высотой

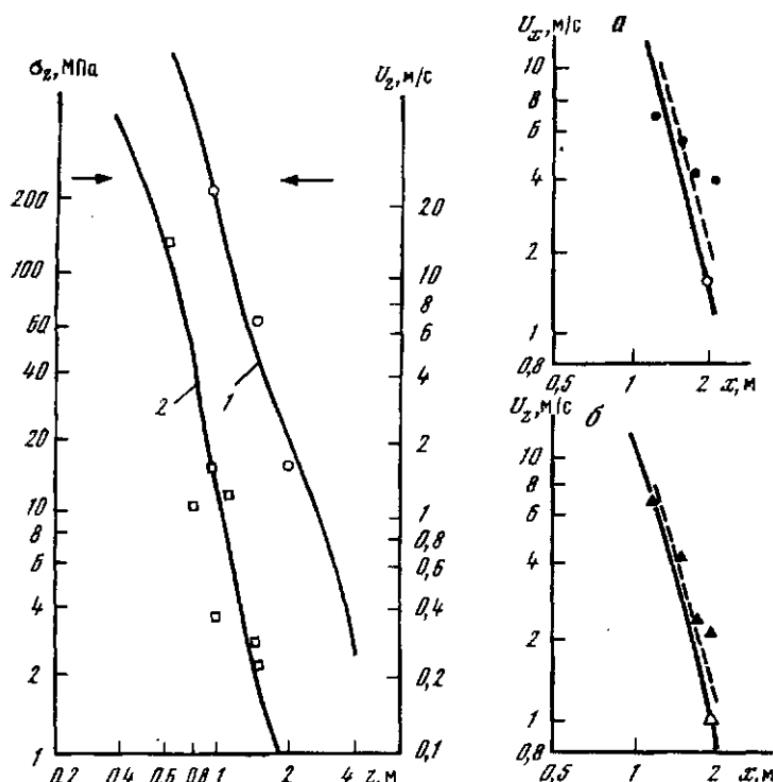


Рис. 56. Амплитуда массовой скорости (U_z) и вертикального напряжения (2) под центром взрыва

Значки — эксперимент (вторая серия), сплошные линии — расчет

Рис. 57. Амплитуда горизонтальной (а) и вертикальной (б) составляющих массовой скорости на свободной поверхности

Значки — эксперимент (сплошные звячки — первая серия), сплошные линии — расчет, пунктир — средняя зависимость

4 см, на которых определялись пористость n , влажность W и скорость распространения продольной волны C_p . Для нахождения C_p методом излучатель—приемник использовался прибор УК-10П с частотой прозвучивания 60 кГц. При этом длина волны $\lambda < 2$ см, отношение λ к диаметру образца меньше 0,5, что обеспечивает приемлемую погрешность измерений.

Анализ полученных данных показал, что строение массива по глубине может быть охарактеризовано как слоисто-градиентное. Осреднение C_p производилось согласно правилу, сохраняющему время прихода:

$$\frac{1}{C_p^m} = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{dz}{C_p(z)},$$

что приводит к значению $C_p^m = 830$ м/с. Осредненные значения пористости и весовой влажности находились по формулам

$$n_m = \frac{1}{h} \int_0^h n(z) dz, \quad W_m = \frac{1}{h} \int_0^h W(z) dz,$$

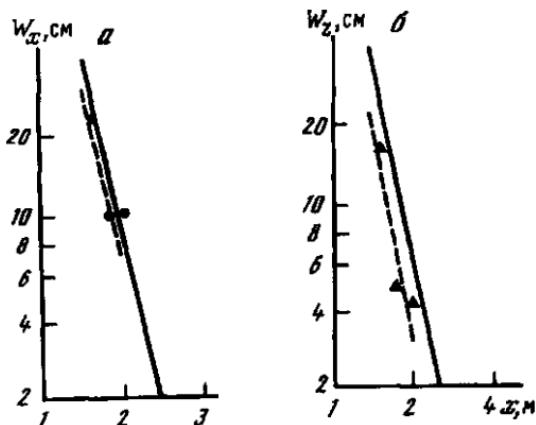


Рис. 58. Максимальные горизонтальные (а) и вертикальные (б) смещения на свободной поверхности

Обозначения те же, что на рис. 57

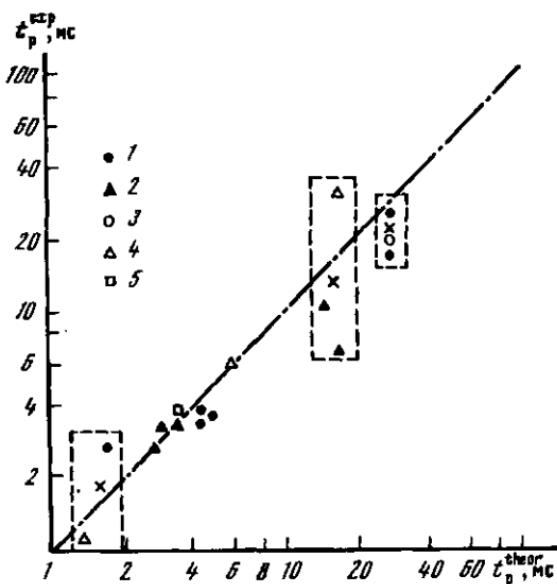


Рис. 59. Сравнение времени нарастания массовой скорости и напряжения до максимума в опыте и расчете

Обозначения те же, что на рис. 57, крестики — средние точки в областях, показанных пунктиром

что приводит к значениям $n_m = 0,35$; $W_m = 0,175$ ($h = 2,6$ м). Аналогично для степени водонасыщения получено $\kappa_m = 0,94$ и согласно корреляционной зависимости (77) коэффициент Пуассона $\nu = 0,435$. Зависимость (77) дает средние значения для суглинков, в то время как для моренных суглинков величина ν известна непосредственно по результатам сейсмопрофилирования в полевых условиях, а также прозвучивания образцов [310]

и равна 0,475. Последнему значению, естественно, было отдано предпочтение при задании констант.

Фазовый состав грунта определялся по формулам $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$, $\alpha_1 + \alpha_2 = n_m$, $\rho_b \alpha_2 / (\rho_3 \alpha_3) = W_m$, ρ_b , ρ_3 – плотности соответственно воды и минерального компонента, $\rho_b = 1 \text{ г}/\text{см}^3$, $\rho_3 = 2,68 \text{ г}/\text{см}^3$. Остальные константы УПР уравнения состояния задавались в соответствии с рекомендациями подразд. 4.4. Величины ϵ_e^* , P_e , характеризующие упругий участок, полагались равными нулю.

Численный расчет загубленного взрыва проводился в двумерной осесимметричной постановке с учетом области энерговыделения (выполнено В.А. Шербатюком). На рис. 56–59 представлено сопоставление результатов расчетов и опытных данных по амплитудам массовых скоростей и напряжений, максимальным смещениям, временам нарастания до максимума (в цилиндрической системе координат xoz ось z направлена вертикально). Время нарастания до максимума на рис. 59 определялось по различным характеристикам: 1, 3 – по горизонтальной составляющей массовой скорости, 2, 4 – по вертикальной, 5 – по вертикальному напряжению, крестиком на рисунке показана средняя точка в группе данных, обведенных пунктиром.

Изменения параметров волн составляют не менее порядка по величине. Сопоставлением охвачены области с принципиально отличными геометриями движения – под центром взрыва и вблизи поверхности грунта. Анализ результатов сравнения позволяет прийти к выводу об удовлетворительном согласии опытных и расчетных данных. Действительно, относительные отклонения δ_i расчетных величин от статистически-средних экспериментальных не превосходят $(1 \div 1.5) \sigma_i$, где σ_i – среднеквадратичное отклонение соответствующего параметра. Так, $\delta_i \approx 25\%$ для амплитуд горизонтальной и вертикальной компонент массовой скорости и вертикальных напряжений, $\delta_i \approx 25\text{--}40\%$ для максимальных горизонтальных и вертикальных смещений, а также времени нарастания. В соответствии с выдвинутой концепцией указанное обстоятельство является главным критерием достоверности разрабатываемых уравнений состояния и способов задания входящих в них констант. Следовательно, упругопластически-релаксационная модель достоверно отображает основные закономерности динамического деформирования мягких грунтов и может использоваться для прогноза результатов воздействия взрывных или ударных нагрузок на массивы этих грунтов.

Термин "полускальные грунты" объединяет осадочные породы различного генезиса (известняки, песчаники, туфы, аргиллиты, алевролиты и пр.), обладающие сравнительно прочным скелетом и высокой общей пористостью. Полускальные грунты отличаются от мягких грунтов (глин, суглиновков, илесков) тем, что при одинаковых пористости и влажности их прочность и жесткость может быть выше на порядок. От прочных скальных грунтов (гранитов, гранодиоритов и пр.) они отличаются, в свою очередь, пониженными величинами скоростей распространения упругих волн и прочности, существенно большей пористостью и способностью разрушаться в условиях равномерного всестороннего сжатия.

Таким образом, во всем существующем грунтовом многообразии полускальные грунты занимают промежуточное положение по своим физико-механическим характеристикам. Промежуточное положение эти грунты занимают и в спектре закономерностей деформирования, обладая чертами поведения и мягких, и скальных грунтов. Это происходит потому, что пространство полускальных грунтов включает в равной мере и поры, преобладающие в мягких грунтах, и узкие трещины, преобладающие в скальных грунтах. Отсюда вытекает многообразие реакций рассматриваемого типа грунтов на динамические нагрузки и сложность соответствующего уравнения состояния, которое должно учитывать широкий круг требований, вытекающих из результатов опытов как по испытаниям образцов, так и по распространению импульсных возмущений в грунтах.

Для того чтобы отнести тот или иной грунт к категории "полускально-го", недостаточно знать только его литологический тип. Так, например, туфы и известняки, существующие в природе, могут иметь прочность не уступающую, а иногда и превосходящую прочность слаботрециноватых гранитов. Поэтому помимо сведений о типе необходимо располагать также информацией о простейших физико-механических характеристиках — скорости продольных волн C_p и общей пористости n . Область существования полускальных грунтов может быть ориентировочно задана двумя неравенствами: $1,5 \text{ км/с} < C_p < 4 \text{ км/с}$; $10\% < n < 50\%$.

Можно надеяться, что, вследствие промежуточного положения полускальных грунтов, достоверное уравнение состояния будет допускать его разумную экстраполяцию за границы указанной области. С одной стороны, это оправдывает определенную условность в задании границ, с другой — позволяет рассматривать уравнение как потенциальную основу для описания и мягких, и скальных грунтов, т.е. всего грунтового многообразия. По этой причине в данном разделе по сравнению с предыдущими уделено больше внимания разработке оригинальной модели деформирования.

5.1. ОТОБРАЖЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОВЕДЕНИЯ ГРУНТОВ В МОДЕЛЯХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Проведем обзор существующих моделей, которые применяются или потенциально могут быть применены для описания поведения полускальных грунтов под действием импульсных нагрузок. Все модели разбиваются на два класса – упругопластические и релаксационные (вязкоупругие, вязкопластические и т.д.).

В упругопластических моделях, которые не содержат констант с размерностью времени, связь между давлением и объемной деформацией часто задается в рамках деформационного подхода [141], [45] – модель с неизменными модулями (variable moduli model). При описании сдвигового деформирования используются идеи как деформационной теории ([45] – указанная модель), так и теории течения [141]. Известны также модели с внутренними переменными (эндохронные – [199]). Полностью деформационный подход ([45] – указанная модель), опирающийся на существование интегрируемых соотношений между напряжениями и деформациями, противоречит широкому набору опытных данных и используется, в основном, как подгоночное средство для количественного описания эксперимента, проведенного в узком диапазоне фиксированных схем испытаний. Упругопластические модели, опирающиеся на инкрементальные (неинтегрируемые) соотношения, делятся, в свою очередь, на модели с ассоциированным и неассоциированным законами течения, а также на модели с внутренними переменными.

Для идеальных упругопластических тел наиболее изученным случаем [46] является закон течения, ассоциированный с условием прочности (текущести) Мицеса–Шлейхера $F = \frac{1}{2} S_{ij} S_{ij} - Y^2(P)/3 = 0$.

$$d\epsilon_{ij}^{(p)} = \lambda \delta F / \delta \sigma_{ij}, \quad (83)$$

где S_{ij} , σ_{ij} , $\epsilon_{ij}^{(p)}$ – компоненты девиатора тензора напряжений, тензоров напряжений и пластических деформаций, P – давление, $Y = Y(P)$ – предел прочности. Поскольку обычно $dY/dP > 0$, а для полускальных грунтов это справедливо по крайней мере для давлений P порядка P_e^d , где P_e^d – предел динамической прочности при всестороннем равномерном сжатии, то в расчетах взрывного процесса (83) приводит к повсеместному необратимому объемному разуплотнению [46]. Это противоречит опытным данным, полученным при камуфлетных взрывах сосредоточенных зарядов в блоках (рис. 60, 61), когда наряду с зонами разуплотненного грунта обнаруживаются представительные зоны уплотненного грунта. Последние появляются в результате заполнения пор обломками матрицы, что не может быть описано соотношением типа (83).

Использование неидеального упругопластического тела с ассоциированным законом течения, например широко известной колячковой модели (cap model) [45], не изменяет в принципе отмеченного выше несоответствия опытных данных и следствия из теории. Кроме того, как показано в разд. 3, результаты расчетов параметров импульсного воздействия на основе колячковой модели существенно не отличаются от тех, которые получаются при использовании более простого уравнения состояния [142] (см. рис. 28).

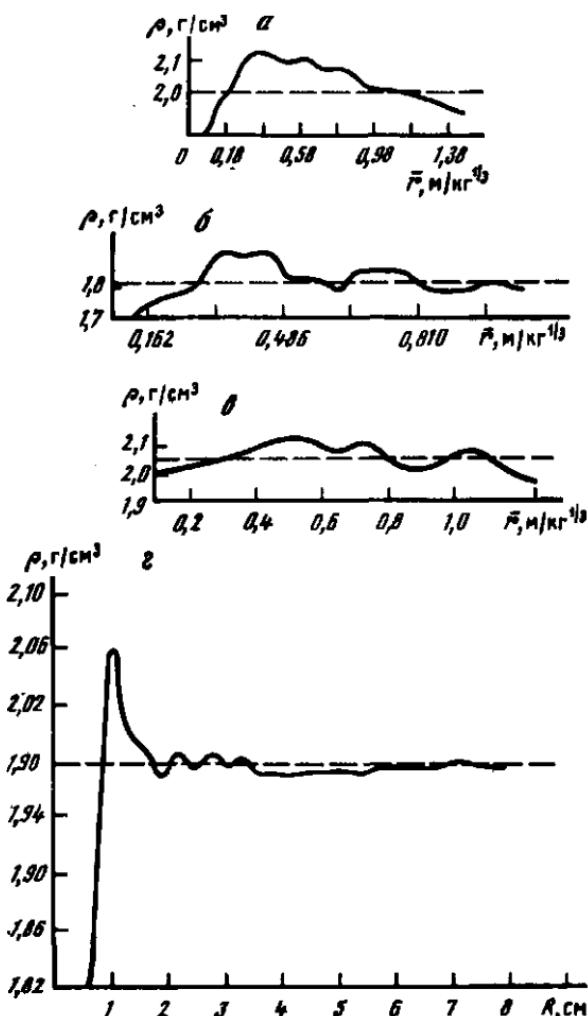


Рис. 60. Распределение остаточной плотности после взрыва в полускальных грунтах в зависимости от расстояния до центра взрыва

Пунктир — начальное состояние, а — [311], б — [312], в — [313], г — [314]; а, б, в — искусственные образцы, г — песчаник, а — водонасыщенный образец, б, в — сухие образцы

В последнее время получили широкое распространение [152–162] модели с неассоциированным законом течения, опирающиеся на дилатансионное соотношение [150, 151] между необратимыми деформациями объема и сдвига

$$\frac{d\epsilon_{kk}^P}{dt} = \Lambda \sqrt{\frac{1}{2} \frac{d(\epsilon_{ij}^P)'}{dt} \frac{d(\epsilon_{ij}^P)'}{dt}}, \quad (84)$$

где ϵ_{kk}^P — объемная необратимая деформация, $(\epsilon_{ij}^P)'$ — девиатор тензора необратимых деформаций, Λ — коэффициент скорости дилатанции, по повторяющимся индексам производится суммирование. Недостаток соотно-

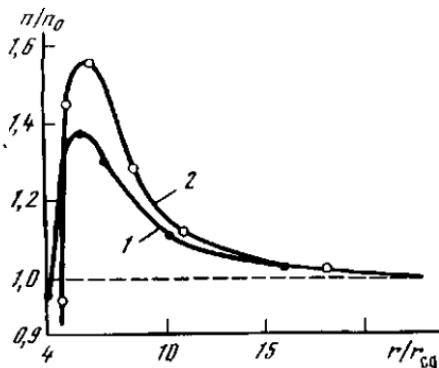


Рис. 61. Изменение пористости полусphericalных грунтов вокруг очага подземного взрыва [315]

1 — туф, 2 — ракушечник, r_{cg} — радиус заряда

шения (84) применительно к осадочным пористым грунтам проявляется в том, что при $(\epsilon_{ij}^p)' \equiv 0$, т.е. в условиях, реализующихся при равномерном всестороннем сжатии, необратимые объемные деформации согласно (84) отсутствуют, $\epsilon_{kk}^p \equiv 0$. Это противоречит множеству опытных данных, полученных при гидростатическом нагружении указанных типов грунтов [139, 297], в результате которого появляются существенные необратимые деформации уплотнения. Аналогичный недостаток имеет место и для моделей на основе ассоциированного закона течения.

Если при описании необратимого объемного деформирования полусphericalных грунтов ограничиться соотношениями типа (83), (84), то следствием указанного недостатка будет не согласующееся с опытом слабое пространственное затухание амплитуды импульсного возмущения (массовой скорости или напряжения) при математическом моделировании взрывного процесса. Причина та, что в ближней зоне взрыва действующие напряжения заметно превосходят сдвиговую прочность, ограниченную сверху, и в окрестности фронта волны режим нагружения близок к гидростатическому. В рассматриваемом случае это влечет за собой малость необратимых деформаций, т.е. снижение скорости диссиляции механической энергии импульсного возмущения в расчетах по сравнению с ее фактической величиной.

С точки зрения теоретического моделирования закономерностей убывания амплитудных параметров при взрыве в пористых осадочных отложениях более предпочтительным оказывается использование упругопластического уравнения состояния [141]. Это уравнение представляет совокупность функционально не зависящих друг от друга соотношений для девиаторных характеристик напряженно-деформированного состояния, с одной стороны, и давления P , плотности ρ — с другой. Пластическое деформирование описывается соотношением Прандтля—Рейсса $(\epsilon_{ij}^p)' = \lambda S_{ij}$, где λ — функционал, определяемый в силу выбранного условия текучести. Связь давления с плотностью задается в явном виде, учитывается наличие упругого участка и необратимость объемного деформирования, приводящего к остаточному уплотнению. В целом данное уравнение состояния относится к категории моделей с неассоциированным законом течения.

Анализ результатов численных расчетов процесса распространения

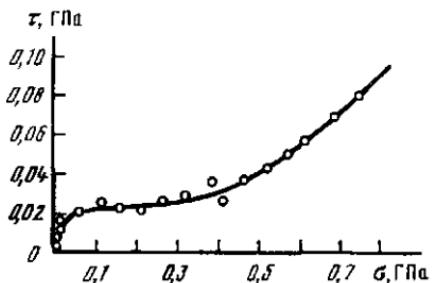


Рис. 62. Поверхность текучести для туфа [316]
 $\tau = 1/2(\sigma_1 - \sigma_3)$, $\sigma = 1/3(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$, σ_i – главные напряжения

взрывных волн с использованием уравнения состояния [141] показал, что данное уравнение, содержащее, видимо, минимальное число констант, необходимое для отображения ряда существенных черт деформирования полускальных грунтов, может с успехом применяться для моделирования амплитуд массовой скорости (напряжений) в пределах зоны разрушения при сжатии. Имеющиеся в этом случае трудности с воспроизведением таких характеристик, как максимальные и остаточные смещения среды при взрыве, обусловлены тем, что рассматриваемое уравнение состояния не учитывает разрыхления полускального грунта из-за дилатансии и потерю прочности в результате накопления "ущерба" (см. рис. 14, $\tau = 1/2(\sigma_1 - \sigma_3)$, $\sigma = 1/3(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$, σ_i – главные напряжения).

Таким образом, в определяющих соотношениях необходимо одновременно учитывать и разрыхление, и уплотнение, причем действие механизма уплотнения не должно ограничиваться характеристиками сдвиговой прочности. Поэтому естественным выглядит представление необратимой составляющей объемной деформации ϵ_{kk}^p в виде суммы двух членов [153], один из которых – ϵ_{kk}^{ps} обусловлен дилатансией и задается соотношением (84), а второй – ϵ_{kk}^{po} – действием равномерного всестороннего обжатия (давления) и задается в виде семейства гидростат нагружения и разгрузки [32].

$$\epsilon_{kk}^p = \epsilon_{kk}^{ps} + \epsilon_{kk}^{po}. \quad (85)$$

Сформулированное в работе [153] уравнение состояния достаточно полно отражало в общем виде нерелаксационные особенности деформирования, включая зависимость интенсивности предельных касательных напряжений τ_i от необратимых сдвиговых деформаций (т.е. "ущерба"). В данном уравнении состояния отсутствует, однако, зависимость τ_i также и от необратимой объемной деформации (ϵ_{kk}^p) и не учитывается предельное условие разрушения при равномерном всестороннем нагружении, что существенно для грунтов полускального типа и проявляется, на наш взгляд, в необычном виде поверхности текучести пористого грунта (рис. 62).

Для преодоления указанного выше недостатка при задании необратимой объемной деформации только на основе соотношения (84) в работе [14], аналогично [153], учтена также и составляющая ϵ_{kk}^{po} , другими словами, для полускального грунта на плоскости (P, ρ) допускается наличие двух различающихся ветвей при гидростатическом нагружении и разгрузке что приводит в этих условиях к необратимому уплотнению. Модель, описанная в [14], выделяется тем, что посредством обработки опытных дан-

ных по трехосному сжатию образцов в доицедельной и запредельной областях тщательно определены величины констант, входящих в уравнение состояния. Это относится, правда, к грунтам, которые в большей мере подпадают под категорию скальных. Применительно к типичным полускальным грунтам рекомендации [14] носят довольно общий характер.

Упругопластических моделей, которые могут в той или иной степени использоватьсь для описания поведения полускальных грунтов, существует множество, включая и эндохронные, здесь не анализировавшиеся. Поскольку целью этого краткого обзора было выявление основных качественных сторон статического объемного и сдвигового деформирования полускальных грунтов, а также изучение возможности удовлетворительного отображения этих сторон с помощью математического формализма, то поставленную задачу авторы считают выполненной и отсылают читателей к более подробным обзорам упругопластических моделей [45, 138, 317, 318]. Далее же будет уместно остановиться на одном существенном недостатке всех упругопластических уравнений состояния, если иметь в виду проблему теоретического моделирования процесса распространения импульсных возмущений в грунтах.

Рассматриваемые уравнения не учитывают релаксационных (временных) эффектов, т.е. зависимости свойств от скорости приложения и снятия нагрузки. Эти эффекты являются особенностью не только полускальных, но и всех типов грунтов [1, 138], включая прочные скальные (см. разд. 3, 4), и выражаются в зависимости траекторий нагружения от скорости деформирования (рис. 63–65). Многочисленные экспериментальные данные [205, 243, 319–321] свидетельствуют о влиянии скорости нагружения (деформирования) на сжимаемость полускальных грунтов. Образующаяся деформация запаздывает в развитии по отношению к изменению напряжений (релаксационный или "вязкий" эффект) (рис. 66). Релаксационные свойства грунта связаны с инерционностью процесса изменения свободной пористости вследствие разрушения его скелета под действием внешней нагрузки, переупаковки образовавшихся обломков и перераспределения несвязанной жидкости за фронтом распространяющейся по грунту взрывной волны [29, 248].

Поскольку упругопластические уравнения состояния не отражают указанной специфики интенсивного импульсного деформирования пористой среды, то их использование при теоретическом моделировании процесса распространения взрывных или ударных волн приводит к результатам, не согласующимся с опытными данными. В частности, использование уравнений, у которых в пространстве напряжений существует заметная область чисто упругого поведения (линейного или нелинейного), приводит к тому, что амплитуда массовой скорости U_M , начиная с определенного расстояния до центра энерговыделения, изменяется по закону $1/r$ (для сферически расходящихся волн) (см. рис. 15), в то время как в действительности для самых разных грунтов $U_M = A/r^m$, $m = 1,6–2,5$ [9]. Кроме того, время нарастания нагрузки в волне до максимума формируется здесь за счет выбегания медленно затухающего упругого предвестника (см. рис. 33, кривая 2) и передний участок эпюры массовой скорости в отличие от реальной непрерывной кривой (см. рис. 33, кривая 1) имеет характерный скачкообразный вид.

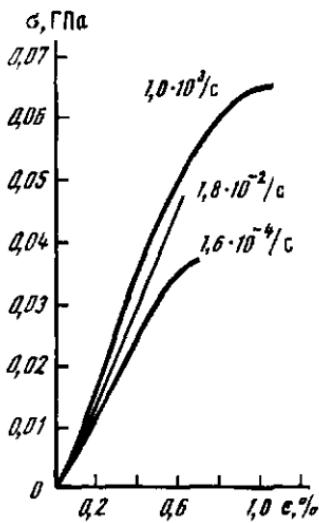


Рис. 63. Кривые одноосного сжатия вулканического туфа при различных скоростях деформирования [319]

Рис. 64. Кривые одноосного деформирования тоналита [205]

1 – статическая диаграмма, 2 – динамическая

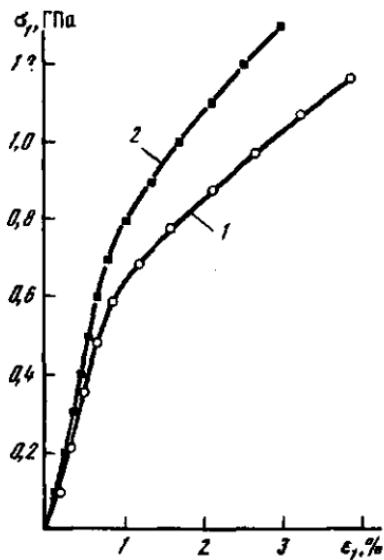
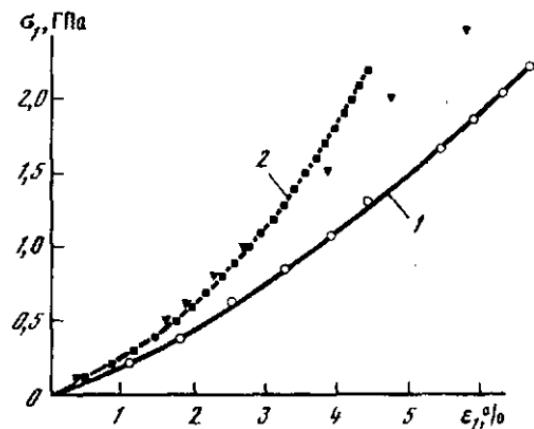
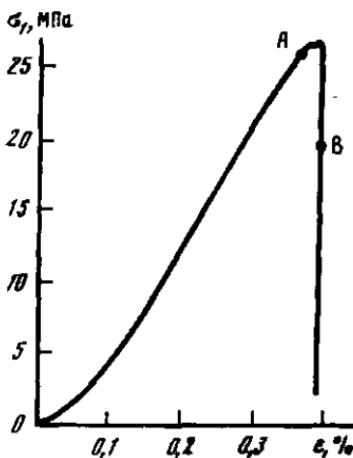


Рис. 65. Кривые одноосного деформирования известняка [205]

Обозначения те же, что на рис. 64

Рис. 66. Кривая одноосного сжатия туфа [321]

AB – участок релаксации



Упругопластические уравнения состояния с обширной областью неупругого допредельного деформирования могут приводить либо к тем же результатам, что и уравнения состояния с полностью упругим допредельным деформированием (см. разд. 3, рис. 28), обладающие отмеченными выше недостатками, либо к результатам, более плохим в качественном отношении (см. рис. 27). Эпюры 1 на рис. 27 демонстрируют аномальные слабо затухающие высокочастотные колебания, являющиеся следствием того, что уравнение состояния учитывает дилатансию (разрыхление) в области допредельных состояний. Учет дилатанции осуществлен здесь в соответствии с результатами опытов по трехосному нагружению образцов.

При использовании эндохронных моделей можно достичь правильного затухания амплитуд с расстоянием, но также затруднительно получить эффект превращения распространяющейся ударной волны в непрерывную волну сжатия. Исследование простейшей из таких моделей показывает обратный результат — появление высокочастотных составляющих по мере распространения сигнала (см. рис. 29).

Одной из возможностей для достоверного воспроизведения передней части эпюры взрывного или ударного импульса считается задание диаграммы нагрузки (P, ρ) или (σ, ρ) с кривизной переменного знака. Расчеты показывают, что для пористых сред задание таких диаграмм позволяет получить непрерывные эпюры массовой скорости и напряжения с реальным временем нарастания до максимума, но этого удается достичь за счет ухудшения качества зафронтового участка эпюр, которые оказываются здесь аномально выпуклыми в сторону оси времени. Причиной является чрезмерно большое различие наклона диаграммы нагрузки и кривых разгрузки, идущих существенно круче. Подгоночный характер описанного способа наглядно проявляется в случае мягких грунтов (глин, суглинов, песков). С одной стороны, в этих грунтах наиболее интенсивно по сравнению с грунтами других типов происходит "размывание" ударного фронта [1, 27, 29, 231] (при нагрузках во фронте порядка 10 МПа и выше [1]). С другой стороны, изменение знака кривизны диаграмм не подтверждается здесь экспериментально [1, 28, 233], за исключением незначительной области $\sigma \approx \sigma_e$, $P \approx P_e$, где σ_e , P_e — пределы структурной прочности величиной порядка долей мегапаскаля.

Попытка сконструировать в рамках идеологии упругопластического деформирования такие определяющие соотношения, которые одновременно не содержат констант с размерностью времени и не обладают указанными недостатками, представляла бы, на наш взгляд, работу в неверном направлении, поскольку в основе наблюдаемой трансформации переднего фронта импульсного возмущения лежат, без сомнения, механизмы "вязкого" деформирования. Они выражаются в запаздывании развития деформаций по сравнению с изменением напряжений. Наличие в допредельном состоянии (уже при малых деформациях) диаграмм нагрузки, зависящих от скорости приложения нагрузки (см. рис. 63, 64), указывает на то, что более адекватным действительности является не только учет "вязких" эффектов пластического (необратимого) деформирования, но и введение вязкоупругой составляющей деформации ϵ_{ij}^{ve} (деформации последействия), которая отличается от упругой составляющей ϵ_{ij}^e тем, что не изменяется мгновенно с изменением напряжений, а от необратимой ϵ_{ij}^p тем,

что в конечном счете исчезает после снятия нагрузки. Эта деформация не определяется простым суммированием изменений размеров микробольемов, слагающих представительный объем, но связана с изменением размеров и формы силового (опорного) каркаса из микрообъемов, расположенного внутри представительного объема [21]. Таким образом, в общем виде тензор полной деформации ϵ_{ij} представляется как

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^{ve} + \epsilon_{ij}^p. \quad (86)$$

Релаксационные ("вязкие") эффекты нашли отражение при разработке уравнений состояния, описывающих поведение мягких [27, 28, 33, 233] и скальных [162] грунтов. Уравнения состояния [27, 28, 233] являются обобщением уравнения Малверна [249], опирающегося, в свою очередь, на модель стандартного линейного тела. В этих уравнениях, в отличие от [249], учитывается, что деформирование грунта при нагружении и разгрузке происходит с различающимися модулями. Упругоупластическое-релаксационное уравнение состояния [33] является дальнейшим развитием подходов, разрабатываемых в [27, 28, 233]. Исследования показали [1, 28, 250] (см. также разд. 4), что указанные уравнения состояния позволяют воспроизвести в расчетах время нарастания нагрузки в волне до максимума и его увеличение по мере удаления от источника возмущений, что является типичной картиной, регистрируемой в опытах. В них, однако, учитывается только необратимое уплотнение, а в [162] для скальных грунтов — только необратимое разуплотнение. Необходимость сочетания в случае полускальных грунтов релаксационных факторов с остаточными эффектами уплотнения и разуплотнения не позволяет использовать цитированные выше подходы для этих грунтов.

Подход, потенциально возможный для полускальных грунтов, изложен в [322]. Здесь релаксационные факторы учитываются в рамках ассоциированного закона течения со специальным семейством кривых текучести (на базе известной колпачковой модели (cap model) [45]). В работе [322] вопросы моделирования процесса распространения импульсных возмущений не обсуждаются, поэтому достоверность рассматриваемого подхода с этой точки зрения остается не ясной. Можно лишь отметить, что ассоциированный закон течения, и в частности колпачковая модель, исследовались в задаче о распространении сейсмовзрывных волн в скальном грунте (см. разд. 3). Было показано, что в этих случаях не удается достичь приемлемого соответствия с опытными данными одновременно по амплитудам массовой скорости и максимальным смещениям. Лучшие результаты по моделированию волн в скальных грунтах приносит подход на основе неассоциированного закона, где главным является дилатансионное соотношение (84). Разумно сохранить это соотношение и для составляющей ϵ_{kk}^{ps} необратимой объемной деформации в случае полускальных грунтов.

Представляется также оправданным распространение со скальных на полускальные грунты сделанного ранее вывода [1] о нецелесообразности учета дилатансии в допредельном состоянии при моделировании процесса распространения сейсмовзрывных волн. В соответствии с этим выводом дилатансию необходимо учитывать после достижения грунтом максимальной несущей способности, т.е. в запредельном состоянии. При меньших нагрузках эффект дилатансии подавляется релаксационными факторами.

Резюмируя сказанное, выделим следующие основные свойства полускальных грунтов, которые необходимо учесть при формулировке уравнения состояния:

необратимое объемное уплотнение грунта при всестороннем равномерном сжатии до деформаций, больших критической величины ϵ_e^* ;

влияние сдвиговых деформаций на необратимое изменение объема (дилатационный эффект);

потерю прочности грунта при разрушении его структуры в результате и сдвига, и равномерного всестороннего сжатия;

наличие области вязкоупругого деформирования в допредельном состоянии и соответственно вязкоупругой составляющей деформации ϵ_{ij}^{ve} ;

существование предельных динамической и статической диаграмм нагружения, зависимость траекторий сдвигового и объемного деформирования от скорости приложения и снятия нагрузки.

В настоящее время отсутствуют уравнения состояния, которые учитывали бы в широком диапазоне избыточных нагрузок перечисленную совокупность факторов деформирования полускальных грунтов и продемонстрировали на практике свою адекватность тем процессам, которые протекают при динамическом деформировании, порожденном взрывным или ударным источником.

Недостатком многих уравнений состояния является декларирование достоверности, когда ее обоснование практически совпадает с формулировкой уравнения состояния, в надежде на то, что достаточно соблюсти общие принципы построения определяющих соотношений, историческую преемственность и качественно (количественно) отобразить результаты лабораторных (полевых) опытов с образцами грунта. Не подвергая сомнению принципиальную правомерность подобного подхода и считая его необходимой "элементной базой", отметим в то же время его недостаточность, если условия ожидаемого применения уравнения состояния заметно отличаются от условий лабораторных (полевых) опытов с образцами. Очевидно, что в большинстве случаев именно этот вариант применения является целью работы.

Отмеченная недостаточность порождается, во-первых, ограниченностью экспериментов с образцами на испытательных машинах. Так, опыты по трехосному сжатию являются, как правило, статическими, а не динамическими, не все нужные режимы нагружения (виды соотношений между компонентами тензора напряжений) можно воспроизвести в опытах; на результатах оказывается жесткость испытательной машины и т.д. Во-вторых, и это, на наш взгляд, самое главное, существуют серьезные сомнения в правомочности простого переноса закономерностей деформирования образцов на условия деформирования во взрывной волне, особенно когда речь идет о массивах грунтов. Дело здесь не только в масштабном эффекте, то есть изменении величин физико-механических характеристик (прочности, упругих модулей и т.д.), но и в изменении соподчиненности и значимости тех или иных механизмов деформирования, а также существующей неопределенности в переносе особенностей поведения в запредельной области. Выявленная сильная зависимость траекторий деформирования в этой области от формы испытываемых образцов [167] (см. рис. 18) порождает принципиальную трудность, поскольку, видимо, невозможно ответить

на вопрос о том, "образец" какой именно формы разрушается при сжатии его взрывной волией.

Строгое следование закономерностям поведения, выявленным на образцах, не является, очевидно, обязательным критерием и должен быть сформулирован другой (достаточный) критерий достоверности уравнения состояния. Таким критерием является, на наш взгляд, удовлетворительное соответствие опытных данных и результатов теоретического моделирования по широкому спектру параметров импульсного возмущения, распространяющегося в грунте: амплитудам, временам нарастания нагрузки до максимума, длительностям различных фаз движения (от источника и к источнику), максимальным и остаточным смещениям. Многообразие параметров, по которым удается получить согласие, большой диапазон изменения их значений в совокупности с отображением основных механизмов деформирования полускальных грунтов позволяют надеяться на то, что такое уравнение состояния будет достоверным.

Таким образом, рассмотренная выше традиционная "элементная база" разработки уравнений состояния расширяется и трансформируется за счет включения в нее закономерностей пространственно-временного изменения параметров взрывных волн, а также изменения акцента в соотношении теории и эксперимента.

Для того чтобы применить на практике выцвнутый критерий, необходимо, естественно, уметь задавать конкретный вид опорных зависимостей и величины констант, входящих в уравнение состояния. Формулировка многих уравнений состояния либо не включает подобной процедуры, либо ограничивает ее узким диапазоном нагрузок, что не позволяет высказать определенного суждения об их достоверности. Уровень нагрузок, при котором функционирует блок задания опорных зависимостей и констант, должен быть, по возможности, выше, если иметь в виду высокий уровень давления газообразных продуктов в источнике возмущений порядка 10–100 ГПа. Совокупность уравнения состояния и этого блока по принятой в данной работе терминологии называется моделью деформирования грунта в строгом смысле, что подчеркивает его самостоятельную значимость. Создание указанного блока является отдельной стоящей задачей по той простой причине, что, с одной стороны, современное уравнение состояния содержит значительное число опорных зависимостей и порядка 20 констант, а с другой, исходная информация о физико-механических характеристиках грунтов в подавляющем большинстве случаев не выходит за рамки сведений о 2–3 простейших характеристиках, например, скорости продольных волн, пористости, влажности. Отображение этой исходной информации на множество констант составляет главное содержание рассматриваемого блока.

В соответствии с изложенным последующие задачи, которые авторы ставят перед собой, включают: формулировку уравнения состояния, отображающего выявленные особенности поведения полускальных грунтов; разработку способа задания входящих в него опорных зависимостей и величин констант, апробирование полученной модели в задачах о распространении импульсных возмущений и доказательство на этой основе ее достоверности. Прежде чем перейти к соответствующим подразделам, рассмотрим краткую характеристику опытных данных по закономерностям распространения взрывных волн в полускальных грунтах.

5.2. ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ ПО ЗАКОНОМЕРНОСТИЯМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Опытные данные, относящиеся к взрывам в полускальных грунтах, можно разбить на две группы: а) полученные при маломасштабных лабораторных взрывах камуфлетных зарядов химического ВВ [9, 323, 324] с энергией до $q \approx 10^4$ Дж; б) полученные при действии камуфлетных высокозергетических импульсных источников с энергией порядка 10^{13} Дж и более [145, 325–327]. Привлечение указанных групп данных обусловлено следующими причинами.

Используемая в лабораторных опытах электромагнитная методика [8, 9] позволяет с большой точностью регистрировать эпюры массовой скорости в диапазоне амплитуд от сотни до единиц метров в секунду (рис. 67). В этих опытах блоки туфов, известняков, аллювия намного более однородны по сравнению с природными массивами туфов и аллювия, в которых измеряются параметры возмущения от высокозергетического импульсного источника, что позволяет более определенно соотносить закономерности распространения взрывных волн и свойства среды. Большая представительность данных гарантирует получение надежных корреляционных зависимостей (общее количество измерений различных параметров волн в лабораторных опытах приблизительно 450).

Такой же представительностью обладают данные, зарегистрированные при действии высокозергетических источников (общее количество измерений различных параметров массовой скорости приблизительно 500). Наличие этих данных позволяет апробировать модель деформирования грунта в процессах с большими длинами волн – порядка километра и более, а в совокупности с результатами лабораторных опытов оценить ее достоверность в пространственно-временных масштабах, отличающихся более чем на три порядка.

Статистическая обработка опытных данных осуществлялась на основе метода наименьших квадратов в соответствии с зависимостями

$$U_M = A_0 / (R/R_0)^m; \quad d = d_0 / (R/R_0)^k; \quad T_p = \tau_p^0 + K_t (R/R_0); \quad (87)$$

$$T_{dr} = t_{dr}^0 + K_{dr} (R/R_0),$$

где U_M – амплитуда массовой скорости (максимальная величина), см. рис. 67, б, d – максимальное смещение грунта, $d = \int_0^{T_{dr}} U(t) dt$, T_p – время нарастания массовой скорости от момента вступления волны до момента достижения максимальной величины U_M , T_{dr} – длительность первой фазы движения (от источника), R – расстояние до источника. В итоге были определены величины A_0 , d_0 , m , K , τ_p^0 , K_t , t_{dr}^0 , K_{dr} , и их возможные отклонения, другими словами, установлены средние зависимости и среднеквадратичные отклонения параметров U_M , d , T_p , T_{dr} от ожидаемых значений. Аналогично обрабатывались опытные данные по второй фазе движения (к источнику). Больше двух фаз движения в прямой волне от источника внутреннего действия обычно не наблюдается. На рис. 68 иллюстрируются характер опытных данных и результаты их статистической обработки.

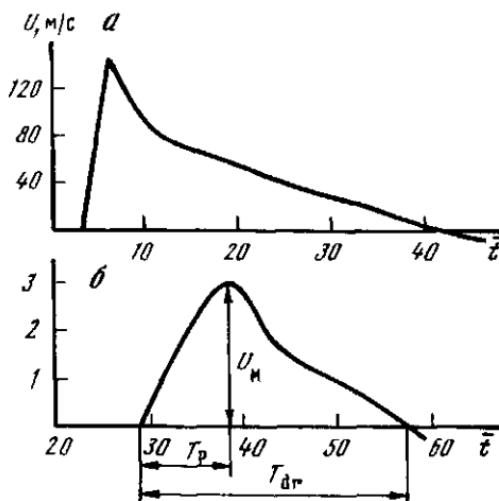


Рис. 67. Эпюры массовой скорости в лабораторных опытах в зависимости от времени [323].

$$a - \bar{R} = 16; \quad b - \bar{R} = 99; \quad \bar{R} = R/R_0; \quad \bar{t} = t/t_0; \quad R_0 = 0,62 \cdot 10^{-4} \text{ м/Дж}^{1/3}; \quad t_0 = 0,62 \cdot 10^{-4} \text{ мс/Дж}^{1/3}$$

В большинстве случаев коэффициент корреляции для функциональных связей (87) изменяется в диапазоне 0,7–0,9, что свидетельствует об их устойчивости. Как и следовало ожидать, среднеквадратичные отклонения, характеризующие разброс опытных данных относительно их средних значений, оказались по всем параметрам волн меньше в случае лабораторных экспериментов. Так, для амплитуд массовых скоростей $\sigma_U = 0,2$ и $\sigma_{U\bar{}} = 0,4$, для максимальных смещений $\sigma_d = 0,25$ и $\sigma_{d\bar{}} = 0,6$ соответственно в лабораторном и крупномасштабном эксперименте*. Дело здесь не только в большей точности измерений при регистрации волн в блоках пород, но и в большей неоднородности строения реальных массивов на испытательных площадках по сравнению с блоками небольшого размера порядка 20–30 см. О влиянии неоднородности свидетельствует то, что независимо от масштаба опыта $\sigma_d > \sigma_U$. Действительно, максимальное смещение формируется в конце первой фазы движения и поэтому область влияния неоднородностей среды на смещение в данной точке представляет шар радиусом $R \approx D T_{dr}/2$ с центром в этой точке, D – скорость распространения волны. Этот шар заметно больше соответствующего шара, влияющего на формирование амплитуды массовой скорости, поскольку длительность фазы намного больше времени нарастания до максимума. Поэтому среднеквадратичное отклонение смещений превосходит аналогичную характеристику амплитуд массовой скорости.

При обработке данных лабораторных и крупномасштабных экспериментов легко выясняется, что грунты одного названия, например туф (или

*Методом наименьших квадратов фактически обрабатываются логарифмы амплитуд и смещений, поэтому среднеквадратичное отклонение оказывается безразмерным.

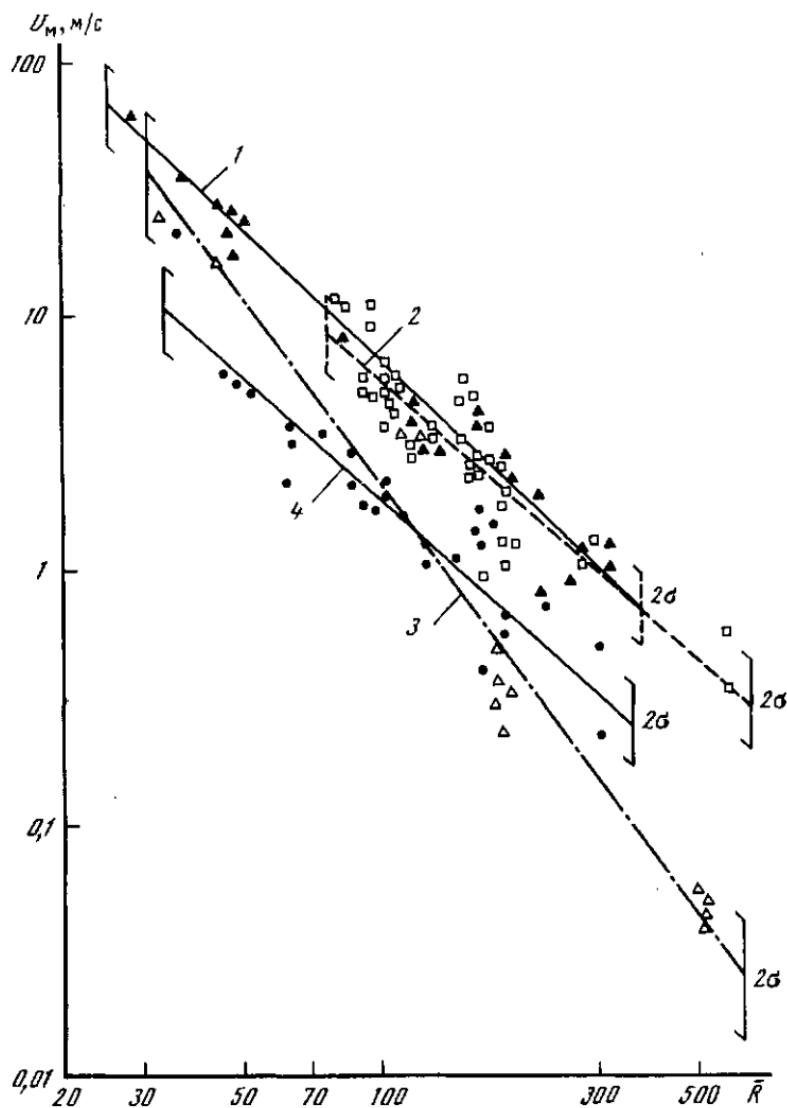


Рис. 68. Амплитуды массовой скорости в туфах в зависимости от приведенного расстояния до центра купномасштабных подземных взрывов

Знаки — опытные данные [145, 325], пунктир, штрихпунктир, сплошные линии — средние зависимости, σ — среднеквадратичное отклонение; 1 — прочный влажный туф, 2 — непрочный влажный, 3 — непрочный сухой, 4 — прочный сухой туф

аллювий), на самом деле представляют сильно отличающиеся по свойствам среды. Это становится ясно, когда при совместной обработке данных отдельных опытов среднеквадратичная ошибка возрастает в два раза. Свойства полускальных грунтов и соответственно величины параметров волн сильно зависят от степени водонасыщения k и прочности скелета. Так, с возрастанием k величина K_f (скорость изменения времени нарастания с расстоянием) увеличивается в 3–4 раза, длительность фазы T_{dr} — в 3–5 раз, максимальные смещения d — в 2–3 раза. Если же на изменение k

накладывается изменение прочности скелета, то вариации амплитудно-временных параметров волн достигают порядка величины. Для того чтобы систематизировать опытные данные по параметрам волн с точки зрения физико-механических характеристик массивов, в которых проводились испытания, массивы считались эффективно однородными и разбивались на шесть категорий: аллювий сухой и влажный, туф непрочный сухой и влажный, туф прочный сухой и влажный.

Границы области грунта с прочным скелетом определяются условием $2,5 \div 2,8 \text{ км/с} < C_p < 3,5 \div 4 \text{ км/с}$, с непрочным – $1,5 \text{ км/с} < C_p < 2,5 \div 2,8 \text{ км/с}$, для аллювия $C_p \approx 1,5 \text{ км/с}$ и менее, C_p – скорость упругих продольных волн. Лабораторные и полевые эксперименты показывают, что отличие параметров взрывных волн мало, если влагосодержание составляет менее 50% от уровня насыщения, но отличие растет при увеличении степени водонасыщения от 50 до 100%. Таким образом, к категории сухой может быть отнесен грунт с $k \leq 50\%$, при $k > 50\%$ грунт классифицируется как влажный.

К категории аллювий относится грунт из вулканического краяне рыхлого пепла, включающего в себя песчаные и гравийные обломки. Степень водонасыщения лежит в диапазоне от 10–30% до 90–100% и зависит от уровня грунтовых вод. Это грунт представляет очень непрочную полускальную среду и по своим физико-механическим характеристикам приближается к мягким грунтам.

К категории непрочный туф относятся равнинные туфы, а также выветрельй слой туфов, залегающих в горных районах с поверхности и характеризующихся пониженной прочностью скелета.

К категории прочный туф относятся породы, которые за время своего существования консолидировались и метаморфизировались. Как правило, они залегают в горных районах, но встречаются и на равнинной местности и обладают повышенной прочностью скелета.

При обработке данных по параметрам волн крупномасштабных взрывов эти данные группировались в соответствии с рассмотренной выше классификацией на основе наиболее характерных особенностей грунтов испытательных площадок [145]. Анализ результатов статистической обработки показал, что параметры волн в целом также расщепляются на группы с закономерным отличием друг от друга (см. рис. 68). Это свидетельствует о правдоподобности предложенной классификации.

В соответствии с выдвинутым естественным критерием модели деформирования необходимо разрабатывать только с той точностью, которая не превышает точности данных по параметрам волн, другими словами, чтобы расчетные параметры отличались от их средних опытных значений во всей области определения на величину, не превосходящую $(1 \div 2) \sigma_i$, где σ_i – соответствующие среднеквадратичные отклонения. Такое соотношение расчета и опыта может считаться удовлетворительным соответствием. С точки зрения выдвинутого критерия совокупность имеющихся опытных данных по закономерностям распространения импульсных возмущений в полускальных грунтах предъявляет жесткие требования к достоверной модели деформирования. Последняя должна обладать достаточной сложностью, гибкостью и сбалансированностью, чтобы приводить в расчетах к удовлетворительному воспроизведению пространственно-временных

закономерностей изменения множества разнородных параметров волн в широком диапазоне изменения их величин.

Естественно, что выяснить достоверность уравнения состояния и способа задания входящих в него констант можно только на основе численных расчетов. Камуфлетные взрывы в качестве объекта численного моделирования помимо представительности выделяются простой геометрией развития взрывного процесса, близкой к одномерному движению во всем объеме грунта до момента отражения волн от границ. При проведении численных расчетов камуфлетных взрывов сводятся к минимуму трудности и неопределенности в задании начальных и граничных условий, становится возможным применение одномерных вычислительных программ, т.е. снижаются возможные ошибки расчетов.

Задача о камуфлетном взрыве решается численно в следующей постановке. В шаре радиуса r_0 размещаются газообразные продукты: в случае высокозенергетичного источника — испаренный грунт, в случае маломасштабного взрыва — продукты детонации химического ВВ. Система одномерных уравнений движения "газа" и грунта, окружающего область газообразных продуктов, аппроксимируется на одномерной сетке ячеек в соответствии с лагранжевой численной схемой [38].

Уравнение состояния испаренного грунта учитывает ионизацию и диссоциацию вещества и задается в виде

$$P = \xi(V, E)E/V,$$

где V, E — удельные объем и внутренняя энергия, $\xi(V, E)$ — переменный коэффициент пропорциональности, определяемый с учетом водосодержания по nomogrammам P, V, E силикатных пород из работы [80]. Радиус шара r_0 и начальное давление P_0 газообразных продуктов задаются в соответствии с рекомендациями [80]

$$r_0 = 4,2 \cdot 10^4 \rho_0^{-1/3}, \text{ м}/(\text{Дж})^{1/3}; \quad P_0 = 31,5 \rho_0^{1,8},$$

ρ_0 — начальная плотность грунта в $\text{г}/\text{см}^3$, P_0 — в ГПа.

При моделировании маломасштабных взрывов для описания продуктов детонации химического ВВ используется уравнение состояния JWL [328]. Зависимость давления от удельных объема и энергии имеет вид

$$P = A [1 - W/(R_1 V)] \exp(-R_1 V) + B [1 - W/(R_2 V)] \exp(-R_2 V) + \\ + WE/V.$$

Начальный радиус заряда r_0 задается исходя из его массы и плотности ВВ, начальное давление P_0 — исходя из вида ВВ.

Начальные условия в газообразных продуктах имеют вид равномерно распределенного в шаре радиуса r_0 давления P_0 и плотности ρ_0 , массовая скорость равна нулю. Правомерность задания таких простых условий вместо реального пространственного распределения P, ρ, U в начальный момент времени обосновывается тем, что, как установлено в расчетах, влияние деталей этого распределения на параметры импульсного возмущения исчезает уже при малых расстояниях $R = (2 \div 3) r_0$.

Для проверки правильности работы алгоритма решалась тестовая зада-

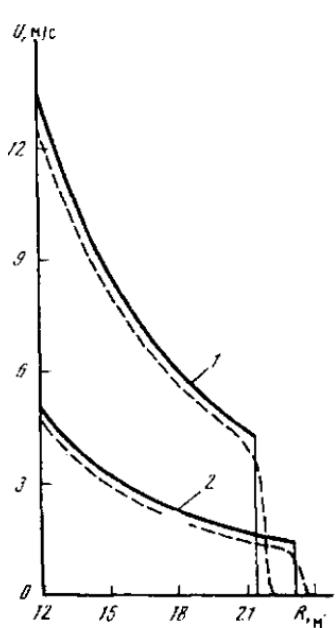


Рис. 69. Распределение массовой скорости по пространству в различные моменты времени

Пунктир — численное решение, сплошные линии — аналитическое; 1 — $t = 25,2$ мс; 2 — $t = 29,9$ мс

Рис. 70. Зависимость амплитуды массовой скорости от расстояния

Обозначения те же, что на рис. 69

ча. На границе сферической полости радиуса r_0 в безграничной среде задавалась массовая скорость в виде

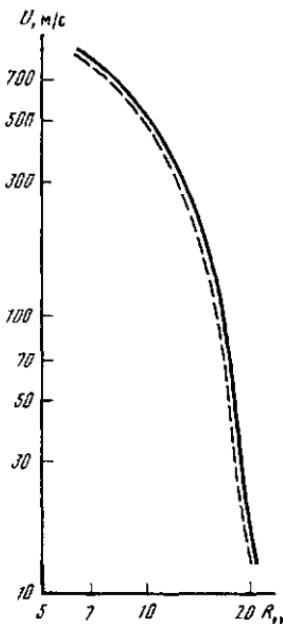
$$U_g(t) = \begin{cases} U_0 \sin[\pi t/(2t_p)], & t \leq t_p \\ U_0 \exp[-\lambda(t - t_p)], & t > t_p, \end{cases} \quad (88)$$

где t_p — время нарастания до максимума. Константы t_p , λ , U_0 подбирались так, чтобы эпюра (88) соответствовала реальному изменению массовой скорости во времени при крупномасштабном взрыве ($t_p = 0,2$ мс; $\lambda = 0,2$ мс⁻¹, $U_0 = 2$ км/с, $r_0 = 2$ м). Окружающая среда представляла сухой грунт пористостью 40%, диаграмма нагружения которого задается трехкомпонентным уравнением (43) ($\alpha_1 = 0,4$; $\alpha_2 = 0$; $\alpha_3 = 0,6$). Кривая разгрузки на плоскости (P, ρ) считалась вертикальной (практически модуль разгрузки превосходит модуль нагрузки в десятки раз), сдвиговые напряжения полагались равными нулю.

Для рассматриваемой ситуации несжимаемости среды за фронтом ударной волны существует простой интеграл движения

$$U(R, t) = \varphi(t)/R^2,$$

на основе которого легко строится аналитическое решение. На рис. 69, 70 показано сравнение численного и аналитического решений. Небольшая



относительная разность сопоставляемых величин в области непрерывности аналитического решения (не более 5–7%) свидетельствует о том, что разработанная программа с достаточной для наших целей точностью описывает распространение взрывных волн.

5.3. ФОРМУЛИРОВКА ВЯЗКОУПРУГОГО ДИЛАТАНСИОННОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

При сжатии грунта возникающая в нем деформация рассматривается как сумма трех компонент

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^{ue} + \epsilon_{ij}^p, \quad (89)$$

где ϵ_{ij} , ϵ_{ij}^e , ϵ_{ij}^{ue} , ϵ_{ij}^p – компоненты тензора соответственно полной, упругой, вязкоупругой и необратимой деформации, $i, j = 1, 2, 3$. Для шаровой части и девиатора тензоров имеем соответственно

$$\epsilon_{kk} = \epsilon_{kk}^e + \epsilon_{kk}^{ue} + \epsilon_{kk}^p, \quad (90)$$

$$\epsilon'_{ij} = \epsilon_{ij}^{(e)} + \epsilon_{ij}^{(ue)} + \epsilon_{ij}^{(p)}, \quad (91)$$

$k = 1, 2, 3$, по индексу k производится суммирование. Таким образом,

$$\epsilon_{ij} = 1/3 \epsilon_{kk} \delta_{ij} + \epsilon'_{ij}; \quad \epsilon_{ij}^e = 1/3 \epsilon_{kk}^e \delta_{ij} + \epsilon_{ij}^{(e)};$$

$$\epsilon_{ij}^{ue} = 1/3 \epsilon_{kk}^{ue} \delta_{ij} + \epsilon_{ij}^{(ue)}; \quad \epsilon_{ij}^p = 1/3 \epsilon_{kk}^p \delta_{ij} + \epsilon_{ij}^{(p)}.$$

Поскольку необратимое объемное деформирование грунта возможно как в результате равномерного всестороннего сжатия, так и в результате сдвига, то

$$\epsilon_{kk}^p = \epsilon_{kk}^{po} + \epsilon_{kk}^{ps}, \quad (92)$$

где ϵ_{kk}^{po} – шаровая часть тензора необратимых деформаций ϵ_{ij}^{po} , возникающих из-за равномерного всестороннего сжатия, ϵ_{kk}^{ps} – шаровая часть тензора необратимых деформаций ϵ_{ij}^{ps} , возникающих при сдвиге, $\epsilon_{ij}^p = \epsilon_{ij}^{po} + \epsilon_{ij}^{ps}$. Естественно, что девиатор тензора ϵ_{ij}^{po} тождественно равен нулю, поэтому $\epsilon_{ij}^{(po)} = \epsilon_{ij}^{(ps)}$.

Рассмотрим вначале соотношения, описывающие деформирование при равномерном всестороннем сжатии, т.е. поведение на плоскости давление P – объемная деформация ϵ , $\epsilon = \epsilon_{kk}$. Предлагаемое уравнение состояния учитывает наличие двух предельных диаграмм деформированния (рис. 71): статической $P = P^{st}(\epsilon)$, реализующейся при $d\epsilon/dt \rightarrow 0$, и динамической $P = P^d(\epsilon)$, реализующейся при $d\epsilon/dt \rightarrow \infty$, т.е. ударной адиабаты, OAB – область вязкоупругого поведения. Задание правильной формы этих диаграмм оказывает заметное влияние на коэффициент затухания m амплитуд массовой скорости с расстоянием и время нарастания T_p до максимума при математическом моделировании взрывного процесса.

Полускальный грунт в общем случае представляет трехфазную систему из свободных пор и трещин, жидкости в порах и трещинах и скелета. Обозначая α_1 , α_2 , α_3 объемные доли соответствующих компонент в еди-

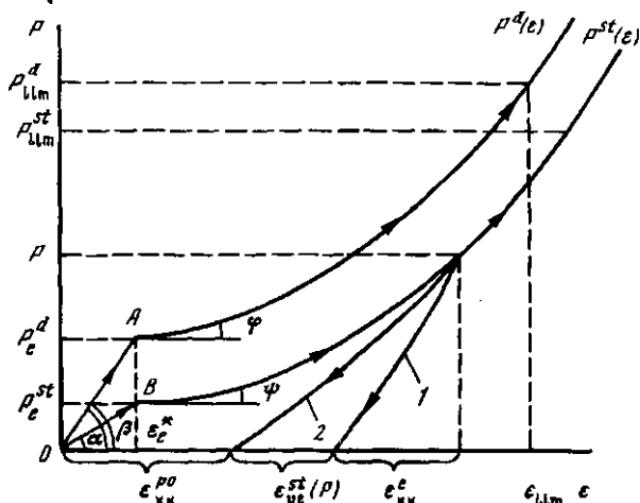


Рис. 71. Диаграммы динамического и статического равномерного всестороннего сжатия грунта, динамической (1) и статической (2) разгрузок

нице объема и используя гипотезу аддитивности, будем иметь следующие выражения:

для ударной адиабаты $P = P^d(\epsilon)$

$$\begin{aligned} \epsilon &= \varphi_{e1}(\epsilon_e^*, (P - P_e^d)/K_{e,0}^d) \text{ при } P < P_e^d, \\ \epsilon &= \epsilon_e^* - 1 + \left[\sum_{i=1}^3 \alpha_i \left(1 + \gamma_i \frac{P - P_e^d}{E_i} \right)^{-1/\tau_i} \right]^{-1} \text{ при } P \geq P_e^d; \end{aligned} \quad (93)$$

для статической диаграммы нагружения $P = P^{st}(\epsilon)$

$$\epsilon = \varphi_{e2}(\epsilon_e^*, (P - P_e^{st})/K_{e,0}^{st}) \text{ при } P < P_e^{st}, \quad (94)$$

$$\epsilon = \epsilon_e^* - 1 + \left[\sum_{i=1}^3 \alpha_i \left(1 + \gamma_i \frac{P - P_e^{st}}{(E_i/\gamma_{i,R})} \right)^{-1/\tau_i} \right]^{-1} \text{ при } P \geq P_e^{st},$$

где ϵ_e^* — предел упругости по объемной деформации, P_e^d, P_e^{st} — пределы упругости по давлению соответственно при динамическом и статическом сжатии, $K_{e,0}^d, K_{e,0}^{st}$ — начальные упругие объемные модули, соответственно динамический и статический, $K_{e,0}^d/K_{e,0}^{st} = \gamma_e$, E_i , $i = 1, 2, 3$ — модули динамического объемного сжатия компонент, $\gamma_i, \gamma_{i,R}, \gamma_e$ — константы, $\varphi_{e2}, \varphi_{e1}$ — функции, описывающие упругое деформирование при медленном и быстром равномерном всестороннем сжатии, $\epsilon = \rho/\rho_0 - 1$, ρ, ρ_0 — текущая и начальная плотности грунта.

Термины "медленное" и "быстрое" понимаются здесь и далее следующим образом. Если обозначить как θ характерную длительность импульсного возмущения, то процессы с характерными временами порядка $\theta/10$ и менее относятся к категории "быстрых", а процессы с характерными временами порядка 10θ и более — к категории "медленных".

При деформациях, больших ϵ_e^* , на диаграммах $P - \epsilon$ имеется излом, грунт из области вязкоупругого деформирования переходит в область необратимых деформаций. Жесткость грунта уменьшается, что приводит к уменьшению модулей нагрузки: $E_0^d < K_{e,0}^d$, $E_0^{st} < K_{e,0}^{st}$, $E_0^d = dP^d(\epsilon)/de$ ($\epsilon = \epsilon_e^*$), $E_0^{st} = dP^{st}(\epsilon)/de$ ($\epsilon = \epsilon_e^*$), $E_0^d = \operatorname{tg} \varphi$, $E_0^{st} = \operatorname{tg} \psi$ (см. рис. 71). Необратимые деформации уплотнения, возникающие в полускальном грунте при равномерном всестороннем сжатии, обусловлены разрушением его скелета и заполнением пор частицами раздробленной матрицы. Величина нагрузки, при которой начинает разрушаться внутренняя структура, возрастает при увеличении скорости деформирования [138] (от $P = P_e^{st}$ до $P = P_e^d$ (см. рис. 71)), но одновременно возрастают и соответствующие модули нагружения (упругие, эффективные), см. разд. 3, 4. Поэтому представляется естественным и правдоподобным считать, что критическая объемная деформация ϵ_e^* в первом приближении не зависит от скорости деформирования.

Изменение объемной деформации во времени в соответствии с (90), (92) задается соотношением общего вида

$$\frac{de}{dt} = \frac{d\epsilon_{kk}}{dt} = \frac{d\epsilon_{kk}^e}{dt} + \frac{d\epsilon_{kk}^{ve}}{dt} + \frac{d\epsilon_{kk}^{ps}}{dt}, \quad (95)$$

в котором поведение каждого члена описывается своими законами.

Для упругой компоненты имеем нелинейный закон

$$\frac{d\epsilon_{kk}^e}{dt} = \frac{dP}{dt} \frac{1}{K_e^d(P)}, \quad (96)$$

где упругий модуль K_e^d определяется как

$$K_e^d(P) = \begin{cases} K_{e,0}^d, & P < P_e^d \\ K^d(P) \left[\frac{K_{e,0}^d}{E_0^d} + \left(1 - \frac{K_{e,0}^d}{E_0^d} \right) \left(\frac{P - P_e^d}{P_{lim}^d - P_e^d} \right)^{1/3} \right], & P_e^d < P < P_{lim}^d \\ K^d(P), & P \geq P_{lim}^d. \end{cases} \quad (97)$$

В (97) функция $K^d(P)$ определяется наклоном динамической диаграммы к оси деформации: $K^d = dP^d(\epsilon)/de$, P_{lim}^d – характерное давление, выше которого при динамическом нагружении практически ликвидируется свободная пористость и деформирование является обратимым. Участок OA (см. рис. 71) для простоты считается линейным. Учет нелинейности, ввиду ограниченности предела прочности P_e^d , пренебрежимо оказывается на результатах теоретического моделирования.

По своему смыслу модуль K_e^d связан со скоростью звука, определяемой при высокочастотном прозвучивании грунта. Существующие экспериментальные данные [240, 241] свидетельствуют о том, что в среде, не обладающей связностью (а именно таковым в значительной мере является состояние грунта на ударной адиабате выше точки A), скорость звука с ростом давления увеличивается – вначале быстро, потом медленнее. Это обстоятельство отражено в средней части формулы (97).

Поведение вязкоупругой составляющей предлагается описывать урав-

$$\frac{d\epsilon_{kk}^{ve}}{dt} = \mu_{ve}(\gamma_e - 1)(\epsilon_{ve}^{st}(P) - \epsilon_{kk}^{ve}), \quad (98)$$

где μ_{ve} – константа вязкости, $\epsilon_{ve}^{st}(P)$ – максимальное, достигаемое в случае медленного ($d\epsilon/dt \rightarrow 0$) нагружения значение вязкоупругой деформации при данном значении давления. Эта величина определяется как разность между деформациями, образующимися при быстрой ($d\epsilon/dt \rightarrow -\infty$) и медленной ($d\epsilon/dt \rightarrow 0$) разгрузках со статической диаграммы от давления P до исходного давления (см. рис. 71). По своей природе ϵ_{kk}^{ve} – обратимая деформация силового каркаса, т.е. некоторой "конструкции" внутреннего представительного объема грунта. В силу этого скорость вязкоупругого деформирования, в отличие от скорости упругого или пластического (необратимого) деформирования, не может сколь угодно возрастать при увеличении скорости нагружения. Релаксационный характер соотношения (98) приводит к тому, что уже в допредельной области OAB траектории нагрузки и разгрузки зависят от скорости протекания процесса и не связаны однозначно с текущим значением давления даже при отсутствии дилатансии. Если количество дефектов (пор, трещин) в объеме грунта мало, то отношение γ_e динамического и статического упругих модулей близко к единице, а ϵ_{ve} близко к нулю.

Нужно отметить, что определение $\epsilon_{ve}^{st}(P)$ является однозначным, а ее нахождение – несложная экспериментальная процедура. Деформации последействия составляют характерную особенность опытов на динамических установках [1]. Возможность указанного выше однозначного определения зависимости $\epsilon_{ve}^{st}(P)$ существует благодаря тому, что согласно многочисленным наблюдениям в процессе разгрузки со статической диаграммы прекращается накопление необратимых деформаций. При повторном нагружении до исходного состояния накопление необратимых деформаций в первом приближении можно также не учитывать [141].

Таким образом, по сравнению с традиционными уравнениями состояния релаксационного ("вязкого") типа, использующимися для моделирования взрывных процессов в грунтах [1, 27, 33, 249, 250], предлагаемое уравнение учитывает существование двух модулей разгрузки – при очень быстром и очень медленном процессах снятия избыточных напряжений. Естественно, что роль динамического модуля разгрузки играет упругий модуль $K_e^d(P)$ (97) (при отсутствии дилатансии). Статический модуль разгрузки $K_e^{st}(P)$ определяется аналогично (97):

$$K_e^{st}(P) = \begin{cases} K_{e,0}^{st}, & P < P_e^{st} \\ K^{st}(P) \left[\frac{K_{e,0}^{st}}{E_0^{st}} + \left(1 - \frac{K_{e,0}^{st}}{E_0^{st}}\right) \left(\frac{P - P_e^{st}}{P_{lim}^{st} - P_e^{st}} \right)^{1/3} \right], & P_e^{st} \leq P < P_{lim}^{st} \\ K^{st}(P), & P \geq P_{lim}^{st} \end{cases}, \quad (99)$$

где $K^{st}(P)$ – модуль нагрузки на статической диаграмме, $K^{st}(P) = dP^{st}(\epsilon)/d\epsilon$.

При равномерном всестороннем сжатии, в выводящем изображающую точку за пределы области OAB (см. рис. 71), появляются необратимые деформации уплотнения ϵ_{kk}^{p0} . В случае динамического нагружения до фиксируемого давления развивающаяся необратимая деформация минимальна, так как в разрушенном грунте не успевают в полной мере произойти ни переупаковка структурных блоков, ни затекание пор. При медленном сжатии необратимая деформация, напротив, максимальна. Таким образом, с физической точки зрения описание необратимой объемной деформации должно с необходимостью включать "вязкий" фактор, как это делается в традиционных подходах [1, 27, 33, 249, 250]. По аналогии с указанными подходами уравнение для необратимой деформации уплотнения при равномерном всестороннем сжатии задается в виде

$$\frac{d\epsilon_{kk}^{p0}}{dt} = \begin{cases} 0, & \epsilon < \epsilon_e^* \\ \mu_p \left(\frac{P - P^{st}(\epsilon)}{E_0^{st}} \right)^\alpha + \frac{dP}{dt} \left(\frac{1}{K^d(P)} - \frac{1}{K_e^d(P)} \right), & (dP > 0) \wedge (P \geq P^{st}(\epsilon)) \\ \mu_p \left(\frac{P - P^{st}(\epsilon)}{E_0^{st}} \right)^\alpha & (dP \leq 0) \wedge (P \geq P^{st}(\epsilon)) \\ 0 & P < P^{st}(\epsilon), \end{cases} \quad (100)$$

где μ_p – коэффициент объемной вязкости, Λ – знак логической операции "и". В соотношении (100) учтены отмеченные выше обстоятельства, касающиеся необратимого деформирования при разгрузке или ниже статической диаграммы, член $\mu_p [(P - P^{st}(\epsilon))/E_0^{st}]^\alpha$ определяет характер релаксационного поведения грунта.

При движении грунта за фронтом взрывной волны напряженное состояние не является гидростатическим за исключением самой ближней зоны взрыва. Возникающие сдвиговые деформации приводят к микровращениям образовавшихся обломков, что влияет на объемную деформацию. Связь между плоскостью переменных (P, ϵ) и плоскостью сдвигового деформирования задается дилатансионным соотношением (84), которое описывает изменение во времени последнего члена аддитивного выражения (95)

$$\frac{d\epsilon_{kk}^{ps}}{dt} = - \frac{2}{\sqrt{3}} \Lambda \sqrt{\frac{d\epsilon_{ii}^{(p)}}{dt} - \frac{d\epsilon_{ii}^{(p)}}{dt}}, \quad (101)$$

где $\epsilon_{ij}^{(p)}$ – девиатор тензора необратимых деформаций, Λ – коэффициент скорости дилатансии (деформация считается положительной при уплотнении). Соотношение (101) с учетом закона Прандтля–Рейсса $d\epsilon_{ij}^{(p)}/dt = \lambda S_{ij}$, S_{ij} – девиатор тензора напряжений, переписывается к виду, более удобному при проведении численных расчетов:

$$d\epsilon_{kk}^{ps}/dt = -\lambda \Lambda \sqrt{J_2}, \quad (102)$$

где $J_2 = \frac{1}{2} S_{ii} S_{jj}$, λ – функционал процесса деформирования, определяемый в силу условия прочности (см. далее), $\lambda \geq 0$.

Прежде чем перейти к формулировке соотношений сдвигового деформирования, отметим, что, суммируя левые и правые части выражений (96), (98), (100)–(102), с учетом (95) получим определяющие соотношения, управляющие поведением на плоскости давление–объемная деформация. В общем случае негидростатического нагружения и разгрузки траектории изображающей точки на плоскости (P, ϵ) будут покидать пределы области, расположенной ниже динамической диаграммы, что невозможно при $J_2 = 0$.

Изменение во времени девиатора тензора полной деформации описывается соотношением

$$\frac{d\epsilon'_{ij}}{dt} = \frac{d\epsilon_{ij}^{(e)}}{dt} + \frac{d\epsilon_{ij}^{(ve)}}{dt} + \frac{d\epsilon_{ij}^{(p)}}{dt}, \quad (103)$$

где $\epsilon_{ij}^{(e)}$, $\epsilon_{ij}^{(ve)}$, $\epsilon_{ij}^{(p)}$ – девиаторы тензоров упругой, вязкоупругой и необратимой деформаций, $\epsilon_{ij}^{(p)} = \epsilon_{ij}^{(ps)}$.

Поведение упругой компоненты задается законом Гука

$$\frac{d\epsilon_{ij}^{(e)}}{dt} = \frac{1}{2G_e^d} \frac{dS_{ij}}{dt}, \quad (104)$$

где G_e^d – динамический модуль сдвига.

Изменение во времени вязкоупругой компоненты описывается соотношением, представляющим частный случай модели стандартного линейного тела:

$$\frac{d\epsilon_{ij}^{(ve)}}{dt} = \mu_{ve}' (\gamma_{ys} - 1) \left(\frac{S_{ij}}{2G_e^{st}} - \epsilon_{ij}^{(ve)} \right), \quad (105)$$

где μ_{ve}' – коэффициент девиаторной вязкости, G_e^{st} – статический модуль сдвига,

$$\gamma_{ys} = G_e^d/G_e^{st}.$$

Для девиатора тензора необратимых деформаций предполагается выполненным закон течения Прандтля–Рейсса

$$d\epsilon_{ij}^{(p)}/dt = \lambda S_{ij}. \quad (106)$$

Суммируя (104)–(106), с учетом (103) получим основное определяю-

щее соотношение

$$\frac{d\epsilon'_{ij}}{dt} = \frac{1}{2G_e^d} \frac{dS_{ij}}{dt} + \mu'_{ve} (\gamma_{ys} - 1) \left(\frac{S_{ij}}{2G_e^{sr}} - \epsilon_{il}^{(ve)} \right) + \lambda S_{ij}. \quad (107)$$

В (107) предполагается, что $\epsilon_{ij}^{(ve)}$ есть известный оператор от S_{ij} в силу уравнения (105). Полная производная по времени dS_{ij}/dt , строго говоря, должна быть заменена в (107) на производную Яумана [143]

$$d\tilde{S}_{ij}/dt = dS_{ij}/dt - S_{ik}\omega_{kj} - S_{jk}\omega_{ki},$$

где ω_{mn} – тензор вращения. Практика проведения численных расчетов показывает, однако, что добавки пренебрежимо мало сказываются на решении задач. Это естественно, поскольку отношение $\frac{dS_{ij}}{dt}/(\omega_{ki}S_{jk})$ имеет порядок $1/\epsilon'_{ij} \gg 1$.

Предельное соотношение, ограничивающее сдвиговое напряженное состояние элемента среды, задается в форме обобщенного условия Мизеса, хорошо зарекомендовавшего себя при моделировании взрывных волн в мягких и скальных грунтах [1, 33, 162]:

$$J_2 = \frac{1}{2} S_{ij} S_{ij} = Y^2, \quad (108)$$

где Y – предел прочности среды. Функционал λ находится при $J_2 = Y^2$ по формуле

$$\lambda = \frac{1}{4G_e^d J_2} \left(2G_e^d W_p - \frac{dJ_2}{dt} - 2\mu'_{ve} \frac{G_e^d}{G_e^{sr}} J_2 + 2G_e^d \mu'_{ve} E_{ve} \right) \quad (109)$$

при условии, что $\lambda > 0$, иначе $\lambda = 0$. При $J_2 < Y^2$ $\lambda \equiv 0$, $W = S_{ij} d\epsilon'_{ij}/dt$, $E_{ve} = S_{ij} e_{ij}^{ve}$. Фактически при проведении численных расчетов используют не громоздкое выражение (109), а простую процедуру "спуска напряжений", разработанную в [38].

Для того чтобы учсть разупрочнение полускального грунта после достижения максимума несущей способности, необходимо ввести в предел сдвиговой прочности зависимость от параметра, изменяющегося в процессе разрушения первоначальной структуры грунта (рис. 72):

$$Y = \begin{cases} Y_1(P) & \text{в исходном состоянии} \\ Y_2(P) & \text{в разрушенном состоянии} \\ Y(P, X) & \text{в процессе разрушения,} \end{cases} \quad (110)$$

где X характеризует нарушенность среды,

$$X = \psi_p + \varphi(\epsilon_{kk}^{po}), \quad (111)$$

$\psi_p = \int_0^T \sqrt{\chi e_{ij}^{(p)} e_{ij}^{(p)}} dt$, $e_{ij}^{(p)}$ – девиатор тензора скорости необратимых деформаций, $e_{ij}^{(p)} = d\epsilon_{ij}^{(p)}/dt$, T – время от начала нагружения. Необходимость использования для полускальных грунтов комбинированного параметра разупрочнения обусловлена наличием двух источников "ущерба" – равно-

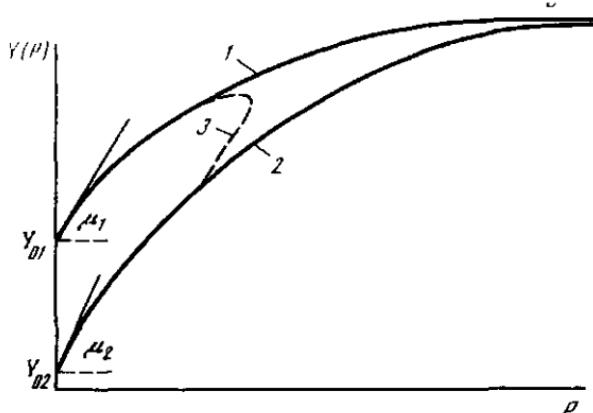


Рис. 72. Предел сдвиговой прочности полускального грунта в зависимости от давления

1 – исходное состояние, 2 – разрушенное, 3 – процесс разрушения

мерного всестороннего сжатия, с одной стороны, и сдвигового деформирования – с другой. Структура (111) для параметра χ фактически отражает два уровня нарушений в среде – микроскопический (на уровне пор) и макроскопический (на уровне образовавшихся обломков). Первый контролируется составляющей $\epsilon_{kk}^{p_0}$ необратимой объемной деформации, второй – интенсивностью необратимых деформаций сдвига ψ_p .

В случае если в грунте образуются растягивающие напряжения, то до момента выполнения условия отрывного разрушения по какому-либо из главных направлений деформирование описывается соотношениями вязкоупругой дилатансионной (ВУД) модели, приведенными в данном разделе. В противном случае используются уравнения (26) блока отрывного разрушения обобщенной квазиупругопластической модели разд. 3.

5.4. СПОСОБ ЗАДАНИЯ ОПОРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ И ВЕЛИЧИН КОНСТАНТ ВУД МОДЕЛИ

На практике типичной является ситуация, когда исходная информация о физико-механических характеристиках грунта ограничена скучивыми сведениями о его влажности W , пористости n и (или) скорости распространения упругих продольных волн C_p (поперечных волн C_s). Но, даже обладая значительными ресурсами, практически невозможно непосредственно определить все интересующие нас опорные зависимости и величины констант по причине их большого количества в уравнении состояния достаточно высокого уровня и ограниченности опытов, проводимых на образцах грунта. Можно попытаться, используя имеющиеся в литературе опытные данные о взаимосвязи различных физико-механических характеристик и дополняя отсутствующие сведения экспертными оценками, создать единый алгоритм нахождения опорных зависимостей и величин констант, ориентированный на минимальную исходную информацию о свойствах грунта. Далее излагаются результаты такой попытки. Если же известны какие-либо

дополнительные данные о свойствах грунта, то это только облегчает поставленную задачу.

Наиболее простой характеристикой, но в конечном итоге во многом определяющей основные черты динамического и статического деформирования является фазовый состав $\{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3\}$, связанный с плотностью среды ρ_0 , весовой влажностью W и плотностью минерального скелета ρ_3 простыми соотношениями

$$\alpha_3 = \rho_0 / ((1 + W)\rho_3); \quad \alpha_2 = \alpha_3 \rho_3 W / \rho_2; \quad \alpha_1 = 1 - \alpha_2 - \alpha_3, \quad (112)$$

где ρ_2 — плотность воды. Пористость n и степень водонасыщения k , в свою очередь, связаны со свободной пористостью α_1 и объемной влажностью α_2 :

$$n = \alpha_1 + \alpha_2; \quad k = \alpha_2 / (\alpha_1 + \alpha_2). \quad (113)$$

Величины n и k удовлетворительно коррелируют со скоростями распространения упругих волн. Проведенная нами статистическая обработка опытных данных [206, 329, 330], включая данные авторов, приводит к следующим средним зависимостям для сухих сред (аллювия, известняков, песчаников, туфов) во всем возможном диапазоне их существования:

$$\begin{aligned} C_p^{dry} &= 5,5 - 5,15 n^{0,38}, \quad \sigma_p = 0,5 \text{ км/с}; \\ C_s^{dry} &= 2,85 - 2,7 n^{0,38}, \quad \sigma_s = 0,35 \text{ км/с}, \end{aligned} \quad (114)$$

$[C_p] = [C_s] = \text{км/с}$, σ_p , σ_s — среднеквадратичные отклонения (рис. 73). Увеличение степени водонасыщения приводит к повышению скорости продольных волн C_p (рис. 74), незначительно влияя на скорость поперечных. Обработка указанных опытных данных с учетом влажности дает окончательно следующие соотношения:

$$C_p = (1 + nk^{5,25})(5,5 - 5,15n^{0,38}); \quad C_s = 2,85 - 2,7n^{0,38}, \quad (115)$$

n и k — в долях единицы.

Нужно отметить, что опытные данные по величинам C_p , C_s получены посредством ультразвукового "просвечивания" образцов небольшого размера на частотах порядка десятков килогерц, поэтому резонным является вопрос о правомочности использования средних зависимостей (115) при больших линейных масштабах. Этот вопрос решался в работе [18] посредством анализа применимости теоретических зависимостей [17] для эффективных модулей упругости среды, содержащей множество хаотично ориентированных дефектов, к описанию опытных данных (C_p, n) , (C_s, n) , аналогичных рассматриваемым. Основной вывод работы состоит в том, что если выполнено условие $\lambda_{ac} > 10 l_{max}$, где λ_{ac} — длина акустической волны, l_{max} — размер максимального дефекта строения на трассе распространения сигнала, то опытные зависимости типа (115) могут использоваться для характеристики свойств грунта в объеме порядка λ_{ac}^3 . Величины n , k , которые определяются в соответствии со (115) по известным C_p , C_s , будут характеризовать средние значения пористости и водонасыщенности указанного объема. Строго говоря, этот вывод обоснован, если в грунте преобладают дефекты какой-либо одной формы, например, узкие трещины (при малых n) или поры и каверны (при больших n). В случае более рав-

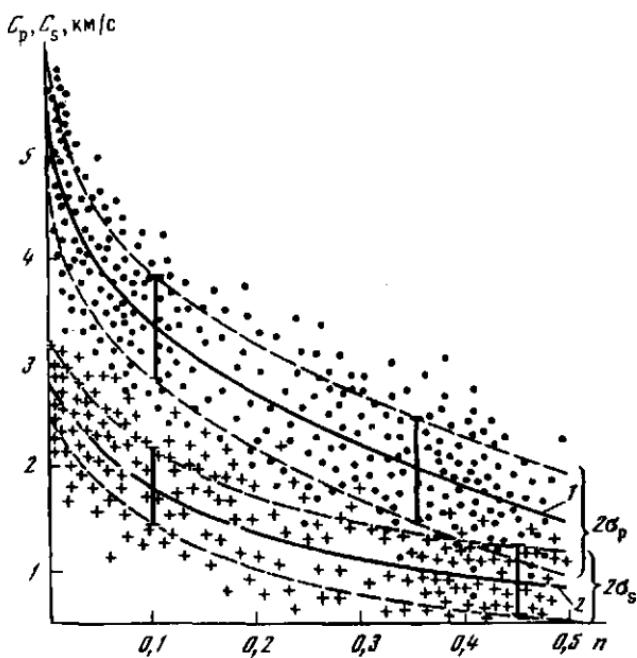


Рис. 73. Скорости продольных (точки) и поперечных (крестики) волн в зависимости от пористости для сухих сред
1, 2 – средние зависимости

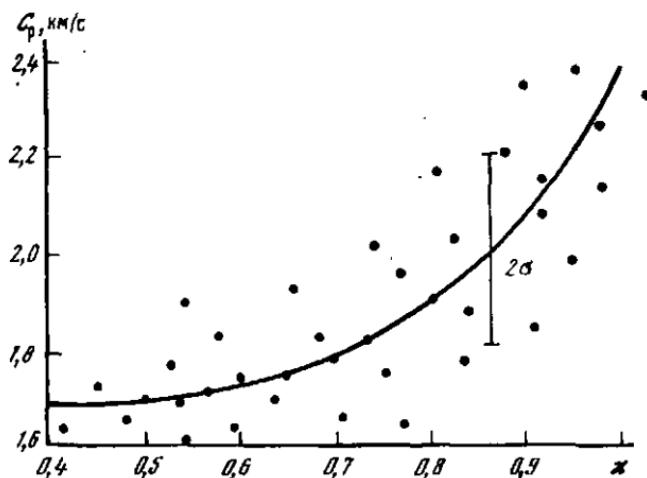


Рис. 74. Зависимость скорости продольных волн от степени водонасыщения при фиксированной пористости $n \approx 45\%$ в случае туфов и аллювия [329]
Сплошная линия – средняя зависимость, точки – опытные данные

номерного распределения дефектов по форме погрешность восстановления n и k по C_p , C_s , возможно, будет больше.

При моделировании процесса распространения взрывных волн в массиве с характерной длиной волны λ желательно иметь информацию о скоростях распространения продольных и поперечных волн длиной $\lambda_{ac} \approx \approx (0,1 \div 0,03) \lambda$. Это реально достигается при использовании сейсмокаротажа или сейсмопрофилирования (λ_{ac} изменяется от долей метра до десятка метров). Подобная информация предпочтительнее данных, полученных на кернах из массива, поскольку позволяет оценить пористость и водонасыщенность в таком масштабе, в котором, с одной стороны, степень осреднения этих характеристик относительно невелика, а с другой — устраняется детальность исходной информации, не только избыточной, но и неточно отображающей свойства массива при распространении в нем возмущений с длиной волны порядка десятков метров и более.

Корреляционная связь (115) может использоваться и в обратном направлении — нахождении по известному фазовому составу скоростей C_p , C_s . Так как очевидно, что пористость и влажность непосредственно могут быть определены только на кернах, то эта процедура менее точна и приводит к более высоким величинам скоростей распространения упругих волн.

Рассмотренные выше характеристики ρ_0 , ρ_3 , α_1 , α_2 , α_3 , n , k , W , C_p , C_s являются стандартом инженерно-геологических и геофизических изысканий, легко определяются в лабораторных условиях. Они в достаточной, на наш взгляд, мере передают состояние грунтовой среды и в свернутом виде отражают другие физико-механические характеристики полускальных грунтов. Предлагаемый ниже способ задания опорных зависимостей и величин констант, входящих в уравнение состояния, ориентирован на использование указанной исходной информации с учетом перекрестных связей (112) — (115) внутри этой группы данных.

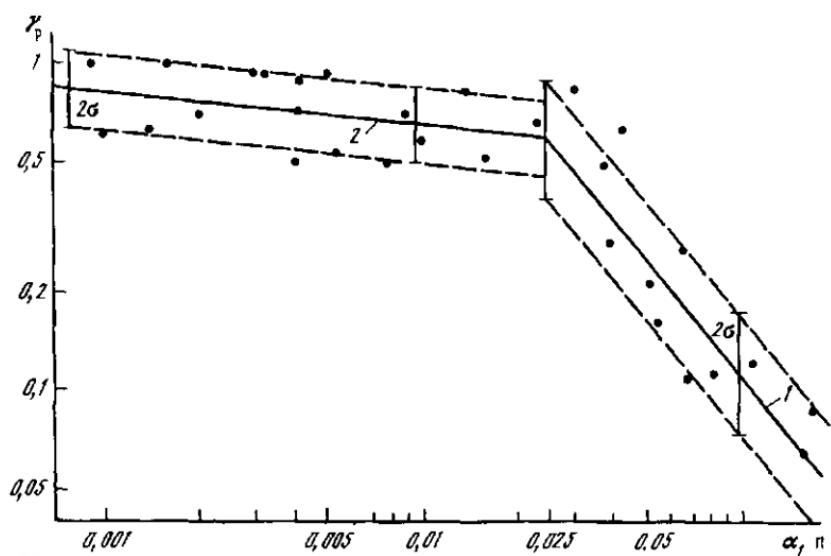
Обратимся вначале к характеристикам деформирования при равномерном всестороннем сжатии.

Начальный динамический упругий модуль находится по известному соотношению

$$K_{e,0}^d = p_0(C_p^2 - 4/3 C_s^2). \quad (116)$$

Константа γ_e , равная отношению динамического модуля $K_{e,0}^d$ к статическому $K_{e,0}^{st}$, оценивается исходя из следующих соображений. Для прочных полускальных грунтов, приближающихся по свойствам к скальным ($C_p \approx 4$ км/с), величина γ_e минимальна и может быть охарактеризована значением $\gamma_e = 1,5$ [1]. По мере снижения прочности грунта γ_e имеет тенденцию к возрастанию и в случае полускальных грунтов со слабым скелетом и пористостью $n \approx 45\%$ ($C_p \approx 1,5$ км/с) приближается к аналогичной величине для мягких грунтов. Если исключить из рассмотрения высокопластичные глины и суглинки, которые не могут, естественно, играть роль асимптоты для непрочного полускального грунта, то величина γ_e в другом своем пределе может быть охарактеризована по аналогии значением $\gamma_e = 4$, [1] (для упомянутых глин, суглинков γ_e порядка 10 и более [1]). Из отмеченного вытекает экспертная оценка

$$\gamma_e = 5,5 - C_p, \quad (117)$$



Чис. 75. Зависимость константы γ_p от произведения пористости и свободной пористости

Точки — опытные данные, сплошная линия — средняя зависимость (118); 1, 2 — участки с разными коэффициентами корреляции

размерность C_p — км/с. Зная γ_e , находим статический модуль $K_{e,0}^{st} = K_{e,0}^d / \gamma_e$.

Предел прочности грунта P_e^d при всестороннем равномерном сжатии убывает с ростом водонасыщения из-за повышения порового давления и возрастает с ростом прочности скелета. Для задания этой константы можно воспользоваться рекомендациями [297], отраженными в табл. 6. В таблице предел прочности P_e^d является функцией параметра $Z = W/(1 + W)$ и скорости продольных волн C_p . При $Z > 0,1$ величина P_e^d перестает зависеть от водосодержания, при $0 \leq Z \leq 0,1$ она находится интерполяцией между соседними точками.

Зная P_e^d , находим $\epsilon_e^* = P_e^d / K_{e,0}^d$. (Функции $\varphi_{e,1}$, $\varphi_{e,2}$ предполагаются линейными ввиду незначительного влияния деталей опорных диаграмм в области OAB на процесс распространения волн.)

Переход от упругого к необратимому деформированию сопровождается изломом на динамической и статической диаграммах (см. рис. 71),

Таблица 6

Предел прочности грунта P_e^d , МПа

| Z | C_p , км/с | | | | |
|------|--------------|------|-----|------|------|
| | 1,5 | 1,75 | 2,0 | 2,25 | 2,5 |
| 0 | 3,7 | 5,2 | 9,9 | 13,9 | 19,5 |
| 0,05 | 3,0 | 4,4 | 7,0 | 9,9 | 14,3 |
| 0,1 | 2,8 | 3,9 | 6,2 | 8,5 | 11,0 |

характеризующимся отношениями $\gamma_p^d = E_0^d / K_{e,0}^d$, $\gamma_p^{st} = E_0^{st} / K_{e,0}^{st}$. Величина γ_p^{st} определялась непосредственно из экспериментальных данных [331, 332] по гидростатическому сжатию риолита и туфов. Далее предполагалось выполненным равенство $\gamma_p = \gamma_p^d = \gamma_p^{st}$. Прямые опытные свидетельства этого равенства, к сожалению, отсутствуют ввиду сложности проведения соответствующих динамических экспериментов и его можно рассматривать в качестве первого приближения. Поиск тех характеристик грунта, с которыми, возможно, коррелирует величина γ_p , привел к следующей связи γ_p с комбинированной переменной $\alpha_1 n$ (рис. 75):

$$\gamma_p = \begin{cases} 0,414(\alpha_1 n)^{-0,1}, & \alpha_1 n \leq 0,024 \\ 0,0066(\alpha_1 n)^{-1,21}, & \alpha_1 n > 0,024 \end{cases} \quad (118)$$

(коэффициент корреляции для участка 1 равен 0,8, для участка 2 – 0,5). Соотношение (118) дополняется условием: если $\gamma_p > 1$, то γ_p полагается равным единице. Эта ситуация реализуется при состоянии, близком к полному водонасыщению ($\alpha_1 \rightarrow 0$).

Вычислив γ_p , можно найти E_0^d , E_0^{st} и восстановить часть информации, необходимой для построения динамической и статической диаграмм (93), (94). С этой целью используется связь между константами $\gamma_{1,R}$, γ_e и γ_p , являющаяся тождеством:

$$\gamma_{1,R} = \left(\frac{\gamma_e}{\gamma_p K_{e,0}^d} - \frac{\alpha_2}{E_2} - \frac{\alpha_3}{E_3} \right) / \left(\frac{1}{\gamma_p K_{e,0}^d} - \frac{\alpha_2}{E_2} - \frac{\alpha_3}{E_3} \right), \quad (119)$$

$\gamma_{2,R} \equiv \gamma_{3,R} \equiv 1$, и аналогичное по сути выражение для динамического модуля объемного сжатия E_1

$$E_1 = \alpha_1 / \left(\frac{1}{E_0^d} - \frac{\alpha_2}{E_2} - \frac{\alpha_3}{E_3} \right), \quad (120)$$

Величина E_1 не является в буквальном смысле объемным модулем сжатия воздуха в составе грунта, так же как и E_2 – модулем сжатия воды. Это обусловлено взаимодействием между указанными компонентами и скелетом грунта, поэтому данные модули характеризуют сжимаемость соответственно системы свободные поры–скелет грунта и системы поры с жидкостью–скелет грунта. При аналитической аппроксимации результатов опытов [331, 332] по сжатию туфов различной влажности и пористости

C_p , км/с

| 2,75 | 3,0 | 3,25 | 3,5 | 3,75 | 4,0 |
|------|------|------|------|------|------|
| 27,3 | 37,3 | 46,5 | 57,5 | 67,5 | 78,0 |
| 18,9 | 23,0 | 26,0 | 28,0 | 29,5 | 30,5 |
| 12,5 | 13,8 | 15,0 | 15,7 | 16,2 | 16,5 |

было установлено, что наилучшее соответствие с опытными данными обеспечивает величина $E_2 \approx 7$ ГПа, приблизительно в три раза превосходящая модуль сжатия воды. Корреляция E_2 с фазовым составом не прослеживается. Естественно, что модуль E_1 имеет при этом значения, на много порядков большие модуля сжатия воздуха. Модуль объемного сжатия твердого компонента E_3 вычислялся в соответствии с (115) при нулевой начальной пористости, $E_3 = 49,5$ ГПа ($\rho_3 = 2,55$ г/см³, ρ_3 для полускальных грунтов лежит в диапазоне 2,3 – 2,8 г/см³ [82, 333]).

Построение диаграмм нагружения $P^d(\epsilon)$, $P^{st}(\epsilon)$ завершается заданием показателей γ_1 , γ_2 , γ_3 , характеризующих кривизну диаграмм сжимаемости компонентов. Последние определялись при обработке указанных опытных данных. Величина γ_1 коррелирует со свободной пористостью

$$\gamma_1 = \begin{cases} 2, & \alpha_1 \leq 0,015 \\ 3,86\alpha_1^{0,16}, & 0,015 < \alpha_1 \leq 0,2 \\ 0,129\alpha_1^{-1,95}, & 0,2 < \alpha_1 \leq 0,35 \\ 1, & \alpha_1 > 0,35, \end{cases} \quad (121)$$

показатели γ_3 , γ_2 можно принять постоянными – $\gamma_2 = 5$, $\gamma_3 = 5$.

Оставшиеся константы и опорные зависимости, относящиеся к плоскости (P, ϵ) , содержатся в уравнениях (96), (98), (100), (102).

Характерное давление P_{lim}^d на динамической диаграмме, выше которого прекращается накопление необратимых деформаций уплотнения, определяется как $P_{lim}^d = P^d(\epsilon_{lim})$, а для деформации ϵ_{lim} предлагается использовать выражение

$$\epsilon_{lim} = \alpha_1 / (1 - \alpha_1) + \omega \alpha_2, \quad (122)$$

в котором величина ω на основе результатов численного моделирования взрывных волн и опытных данных по сжимаемости грунтов может быть принята равной 0,4. Опытные данные никогда не бывают настолько подробными, чтобы на их основе можно было точно найти ϵ_{lim} . На основе этих данных можно скорее указать, больше какой величины должна быть характерная деформация ϵ_{lim} . Если же задать ϵ_{lim} чрезмерно большой, то в этом случае из-за повышенной диссипации механической энергии взрывной волны ее амплитуда уменьшается с расстоянием слишком быстро, не согласуясь с соответствующими опытными данными. Предлагаемая величина ω является разумным компромиссом между указанными обстоятельствами. Поскольку на статической диаграмме в отличие от динамической присутствует еще и вязкоупругая составляющая деформации, то здесь неплохим приближением к характерному давлению P_{lim}^{st} является оценка $P_{lim}^{st} = P_{lim}^d$.

Таким образом, оказываются заданными как функции давления динамический K_e^d и статический K_e^{st} упругие модули (97), (99) и становится возможным определение функции $\epsilon_{ve}^{st}(P)$ в уравнении (98) для вязкоупругой компоненты деформации, а именно

$$\epsilon_{ve}^{st}(P) = \int_0^P \left(\frac{1}{K_e^{st}(P)} - \frac{1}{K_e^d(P)} \right) dP. \quad (123)$$

Смысл функции $\epsilon_{ve}^{st}(P)$ состоит в том, что при любом фиксированном

давлении ее значение представляет предел сверху, к которому стремится вязкоупругая составляющая объемной деформации ϵ_{kk}^{ve} .

Задание коэффициентов вязкости μ_{ve}, μ_p в (98), (100) является сложной задачей. Дело в том, что введение в определяющие соотношения констант с размерностью времени автоматически приводит к отклонению от закона энергетического подобия взрывных процессов при их теоретическом моделировании. Основной причиной является возникающее существенное различие между характерным временем протекания моделируемого процесса, пропорциональным $\sqrt[3]{q}$, q – энергия источника возмущений, и характерными постоянными временами релаксации, определяемыми константами вязкости. Для того чтобы сохранить в расчетах подобие амплитудно-временных параметров волн (разумеется, в пределах той точности, с которой оно может быть установлено по опытным данным), существует выход, в полной мере продемонстрированный в разд. 3, 4. Суть его состоит в формулировке определяющих соотношений с такой математической структурой, которая сама вырабатывает требуемую эффективную вязкость в зависимости от скорости деформирования или нагружения. Другими словами, для сохранения подобия необходимо, чтобы характерные времена релаксации в модели были приблизительно пропорциональны времени протекания взрывного или ударного процесса.

Реализация указанного предложения при формулировке ВУД модели встретила заметные трудности, главным образом, по причине ее повышенной сложности в сравнении с моделями [33, 162] для скальных и мягких грунтов. В силу этого все коэффициенты вязкости задаются зависящими непосредственно от $\sqrt[3]{q}$, т.е. реализуется достаточный для практики инженерный подход. Авторы, однако, понимают известную ограниченность и условность этого подхода и в будущем надеются исправить положение в духе идей квазиупругой модели деформирования [211] (см. разд. 3) и упругопластически-релаксационной модели [33] (см. разд. 4).

Помимо отмеченного обстоятельства величины коэффициентов вязкости должны экспоненциально зависеть от уровня приложенной нагрузки [1, 212]. Чем выше давление, тем штотнее грунт и большая скорость протекания релаксационных процессов, а также меньше время, требуемое для производства структурных изменений в материале. Не вызывает сомнений, что при нагрузках, больших некоторой величины, должно происходить "насыщение", т.е. заметное уменьшение темпа изменения характерного времени релаксации.

С учетом указанного коэффициенты вязкости предлагается задавать в виде

$$\mu_p = \mu_{ve} = \begin{cases} a(b \exp(P/P_0) - 1)/\sqrt[3]{q/q_0}, & P \leq P_0 \\ c/\sqrt[3]{q/q_0}, & P > P_0. \end{cases} \quad (124)$$

Константы, входящие в (124), оценивались, исходя из сопоставления результатов расчетов с опытными данными по параметрам сейсмовзрывных волн в полускальных грунтах. Оказалось, что могут быть приняты следующие числовые оценки: $a = 0,21$; $b = 1,24$; $c = 0,5$; $P_0 = 100$ МПа; $q_0 = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж, размерность коэффициентов в (124) – мс^{-1} . Одновре-

менно было установлено, что показатель степени α в выражении (100) целесообразнее положить равным единице.

Чтобы завершить задание констант, входящих в закон объемного деформирования, остается конкретизировать величину коэффициента скорости дилатансии Λ . В общем случае он является функцией инвариантов тензоров напряжений и необратимых деформаций. В работе [14] на основе опытных данных [164, 228] по трехосному сжатию образцов различных типов скальных и полускальных грунтов установлена зависимость Λ от первого и второго инвариантов напряженного состояния. Ввиду отмеченных в подразд. 3.1 неопределенностей при интерпретации опытов с образцами в за- предельной области состояний и переносе результатов на большие масштабы, желательно ограничиться более простыми зависимостями, отразив в них некоторые существенные черты.

Если в грунте давление превышает пороговую величину P_{lim}^d , то происходит интенсивное затекание пор и закрытие трещин. Естественно считать, что при таких давлениях коэффициент дилатансии близок к нулю. По мере понижения давления Λ увеличивается до определенного предела, зависящего от пористости и влажности грунта. Качественно это согласуется с результатами обработки опытных данных, проведенной в [14], и может быть описано соотношением

$$\Lambda(P) = \begin{cases} \Lambda_0, & P \leq P_{lim}^d / 2 \\ 2\Lambda_0(1 - P/P_{lim}^d), & P_{lim}^d / 2 < P \leq P_{lim}^d \\ 0, & P > P_{lim}^d. \end{cases} \quad (125)$$

Зависимость величины Λ_0 от свойств среды передается экспертной оценкой

$$\Lambda_0 = 0,6 - 0,12(5,4 - C_p/C_{p,0}), \quad (126)$$

$C_{p,0} = 1$ км/с, полученной линейной интерполяцией между характерными значениями Λ_0 для прочного скального грунта, сопоставимыми с единицей [14], и для рыхлого непрочного грунта, близкими по порядку к 0,1 [4].

Константы и опорные зависимости в соотношениях (104)–(111), описывающих сдвиговое деформирование среды, задаются следующим образом. Динамический модуль сдвига G_e^d и статический модуль сдвига G_e^{st} задаются как

$$G_e^d = \rho_0 C_s^2, \quad G_e^{st} = G_e^d / \gamma_{ys}, \quad (127)$$

а γ_{ys} полагается равным γ_e . Последнее эквивалентно допущению о независимости коэффициента Пуассона от скорости деформирования.

Пределы сдвиговой прочности грунта в исходном и разрушенном состояниях задаются в виде (см. рис. 72):

$$Y_1(P) = \mu_1 P / (1 + \mu_1 P / (Y_{pl1} - Y_{01})) + Y_{01}, \quad (128)$$

$$Y_2(P) = \mu_2 P / (1 + \mu_2 P / (Y_{pl2} - Y_{02})) + Y_{02}, \quad (129)$$

где Y_{01} , Y_{02} – сцепление, Y_{pl1} , Y_{pl2} – предельно достижимые величины сдвиговой прочности, μ_1 , μ_2 – величины, близкие по природе к коэффициенту внутреннего трения и связанные с ним соотношением типа (55), где коэффициент бокового давления $\eta = \nu / (1 - \nu)$, ν – коэффициент Пуас-

сона (в дальнейшем будем для простоты именовать их коэффициентами трения). Зависимость типа (128) удобна тем, что содержит минимальное число констант, необходимых для удовлетворительной аппроксимации опытных данных, и хорошо зарекомендовала себя в моделях деформирования мягких [33] и скальных [162] грунтов.

Для начального сцепления Y_{01} согласно [293] предлагается использовать корреляционную зависимость

$$Y_{01} = G_e^d / 520. \quad (130)$$

В соответствии с рекомендациями работы [297], основанными на опытных данных, предельная величина сдвиговой прочности Y_{p11} может быть вычислена по формуле

$$Y_{p11} = \begin{cases} 1/(250Z + 2) \text{ ГПа}, & Z \leq 0,02 \\ 1/(475Z - 2,5) \text{ ГПа}, & Z > 0,02. \end{cases} \quad (131)$$

Зависимость (131) отражает, с одной стороны, слабое влияние исходной жесткости и прочности скелета на максимальную величину сдвиговой прочности, а с другой — сильное влияние на нее влажности грунта.

Коэффициент внутреннего трения μ_1 также понижается с ростом влажности, о чем свидетельствует корреляционная зависимость μ_1 от α_2 , полученная при обработке опытных данных авторов

$$\mu_1 = \begin{cases} 1 - 1,76\alpha_2, & 0 \leq \alpha_2 < 0,3 \\ 0,82 - 1,16\alpha_2, & 0,3 \leq \alpha_2 < 0,707 \\ 0, & \alpha_2 > 0,707. \end{cases} \quad (132)$$

Опытные данные, относящиеся к кривой прочности $Y_2(P)$ разрушенного грунта, недостаточно представительны для какой-либо систематики, поэтому задание соответствующих констант базируется на ряде допущений, а именно, предполагается, что $\mu_1 = \mu_2$, $Y_{p11} = Y_{p12}$. Основанием для этих равенств является то, что определяющее влияние на фигурирующие в них характеристики оказывает влажность грунта (объемная или весовая). Последняя же изменяется незначительно за время прохождения импульсного возмущения из-за медленности процесса фильтрации. Исключение может составлять только область грунта, примыкающая непосредственно к источнику возмущений, где существенно изменяется пористость и вследствие больших градиентов давления, а также действия газов возможен режим динамической фильтрации [29]. Имеется, однако, простой способ проверить справедливость указанных допущений, равно как и рекомендуемого соотношения $Y_{02} = Y_{01}/\beta$ для сцепления разрушенного грунта, где $\beta \approx 2$. Суть способа в том, что, если допущения сильно отклоняются от действительности, то в расчетах будет невозможно получить правильный размер взрывных полостей, поскольку именно величины Y_{02} , μ_2 оказывают решающее влияние на их формирование. Положительный ответ на этот вопрос содержится в следующем подразделе.

Накопление "ущерба" в структуре грунта приводит к прогрессирующему уменьшению предела сдвиговой прочности от $Y_1(P)$ до $Y_2(P)$ (см. рис. 72, кривая 3). Для задания связи между накопленным "ущербом" χ

и текущим значением прочности среды используется простейшая зависимость

$$Y(P, \chi) = \begin{cases} \chi(Y_2(P) - Y_1(P))/\chi_* + Y_1(P), & \chi < \chi_* \\ Y_2(P), & \chi > \chi_* \end{cases} \quad (133)$$

где χ_* — предельное значение параметра χ , ограничивающее влияние накопленного ущерба на прочность среды. Величина χ_* полагалась равной 0,02. Зависимость параметра χ от объемной необратимой деформации уплотнения ϵ_{kk}^{po} в (111) задается линейной, т.е. $\varphi(\epsilon_{kk}^{po}) = \epsilon_{kk}^{po}$.

Коэффициент девиаторной вязкости μ'_{ve} при моделировании процесса распространения импульсных возмущений определялся из соотношения $\mu'_{ve} = \mu'_{vetm}/\sqrt{q/q_0}$, а константа μ'_{vetm} варьировалась в диапазоне $0,1 - 1 \text{ мс}^{-1}$ *

Предел прочности на отрыв σ_{ot} может быть вычислен по известному пределу прочности на одноосное сжатие σ_p , если воспользоваться корреляционной связью [173]:

$$\sigma_p = \begin{cases} 19,3 \sigma_{ot}, & \sigma_{ot} \leq 2,93 \text{ МПа} \\ 25,6 \sigma_{ot} - 18,5, & \sigma_{ot} > 2,93 \text{ МПа.} \end{cases} \quad (134)$$

В свою очередь, величина σ_p связана со сцеплением и коэффициентом трения простой зависимостью

$$\sigma_p = 3Y_{01}/(\sqrt{3} - \mu_1). \quad (135)$$

Совокупность соотношений (112)–(135) задает алгоритм определения всех констант и опорных зависимостей вязкоупругого дилатационного уравнения состояния полускальных грунтов и совместно с этим уравнением образует ВУД модель. На основе разработанного способа можно восстановить всю необходимую для расчетов информацию при минимальных исходных данных о свойствах грунта. Такими данными являются сведения о фазовом составе и скоростях распространения продольных и поперечных волн. Предложенный способ выполняет свое предназначение и при отсутствии части исходных данных, например сведений о фазовом составе или скоростях волн C_p , C_s (это, разумеется, увеличивает погрешность прогноза параметров волнового процесса при теоретическом моделировании).

Таким образом, мы располагаем всем необходимым, чтобы выявить достаточность ВУД модели, т.е. ответить на вопрос: достаточно ли тех механизмов деформирования, которые в ней учтены, и предложенных количественных соотношений между константами для удовлетворительного воспроизведения пространственно-временных закономерностей изменения разнообразных параметров импульсных возмущений.

* При параметрическом анализе модели в задаче о распространении взрывных волн. В расчетах, результаты которых сопоставлялись с опытом, $\mu'_{vetm} = 0,5 \text{ мс}^{-1}$.

5.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Численные расчеты, результаты которых приводятся далее, проводились в постановке, изложенной в подразд. 5.2. В случае высокоэнергетического импульсного источника с начальной плотностью энергии порядка 10^{14} Дж/м³ в некоторой его окрестности помимо испарения минерального скелета происходит также испарение содержащейся в грунте воды. Из-за различия теплофизических свойств размеры области испарения воды заметно превосходят размеры области испарения скелета. Так же, как и продукты испарения последнего, вода в газообразном состоянии играет роль рабочего тела, совершающего работу над грунтом. Это обстоятельство не учитывается ВУД моделью, поэтому представляет интерес оценить эффект испарения воды, т.е. оценить возможную погрешность в задании источника возмущений. Для полускальных грунтов, часто находящихся в водонасыщенном состоянии, указанное исследование имеет определенный смысл.

Поскольку речь идет об относительных оценках и зоне с высокими скоростями деформирования, то в расчетах использовался упрощенный вариант модели, а именно, полагалось:

$$\gamma_e = 1, \quad \gamma_{ys} = 1, \quad P_e^d = P_e^{st}, \quad Y_{01} = Y_{02}, \quad \Lambda = 0$$

(статическая диаграмма совпадает с динамической, отсутствует накопление "ущерба" и дилатансия). В соответствии с уравнением состояния [47, 74, 75] вода, подвергнутая ударному сжатию с давлением выше 70 ГПа, при разгрузке полностью испаряется. Там, где максимальное давление на фронте волны не превосходило 5 ГПа, вода при разгрузке не испаряется, в промежуточной области будет происходить частичное испарение с образованием парожидкостной смеси.

Адиабаты разгрузки полускальной среды рассчитывались по адиабатам разгрузки воды и скелета грунта с защемленным воздухом при отсутствии какой-либо химической реакции, такой как растворение скелета. В работе [334] показано, что для заметного растворения требуются минуты. С учетом отмеченного траектории разгрузки с давлений на фронте, меньших или равных 5 ГПа, задаются в соответствии с (93), (95)–(97), (100). Для построения опорных траекторий разгрузки из состояний с большими давлениями второй член в знаменателе (93), описывающий изменение удельного объема системы – вода в порах – минеральный скелет, заменяется на выражение, описывающее адиабату [47] расширения воды при снятии нагрузки и испарении. Фактически задавалось пять опорных траекторий разгрузки, начинающихся с давлений 100, 50, 20, 10, 5 ГПа, остальные определялись линейной интерполяцией по давлению при фиксированной объемной деформации.

На рис. 76 показано сравнение расчетных эпюр массовой скорости с учетом и без учета испарения. В расчете задавался рыхлый водонасыщенный грунт с фазовым составом: $\alpha_1 = 0,1$; $\alpha_2 = 0,3$; $\alpha_3 = 0,6$. Аналогичные по характеру результаты получены и для других фазовых составов с меньшей пористостью. Учет испарения воды во всех рассмотренных случаях приво-

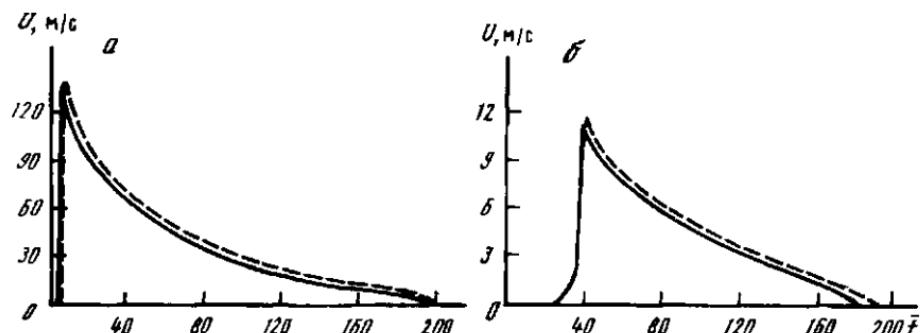


Рис. 76. Эпюры массовой скорости на различных расстояниях от источника без учета (сплошная линия) и с учетом (пунктир) испарения воды

a — $R = 15$, *б* — $R = 50$

дит к незначительному (с точки зрения разброса опытных данных) относительному повышению амплитуд массовой скорости и максимальных смещений, не превосходящему 10%.

Полученный вывод расходится с результатами известной работы [47], одной из первых, в которой изучалось влияние воды на механическое действие высокозергетичного импульсного источника. В этой работе получено более сильное влияние испарения воды на параметры волн. Причина указанного расхождения состоит в следующем. В [47] среда рассматривается как двухкомпонентная (вода и минеральные зерна), в данной работе дополнительно учитывается реально присутствующий в порах защемленный воздух. Последнее обстоятельство приводит к объемному уплотнению. Необратимость объемного деформирования (различие траекторий нагружения и разгрузки) проявляется при давлениях $P < P_{lim}^d$, $P_{lim}^d \approx 1$ ГПа. Испарение же воды, т.е. резкое увеличение ее объема за счет образования парожидкостной смеси, происходит при давлениях, на порядок меньших P_{lim}^a . Например, при разгрузке от максимального давления 30 ГПа испарение начинается только при давлении 0,025 ГПа [47].

Таким образом, необратимые потери энергии взрывной волны за счет уплотнения грунта только в малой степени могут компенсироваться работой, совершаемой водяным паром или смесью вода—пар при расширении. Роль указанной компенсации, разумеется, возрастает по мере приближения к границе области испарения твердого компонента, но в конечном итоге не оказывается решающей. Во избежание недоразумения нужно отметить, что наблюдаемое в экспериментах по взрывам химических ВВ остаточное разуплотнение полускального грунта в ближней зоне (см. рис. 60) обусловлено дилатационным эффектом, а не испарением воды, причем, как показывают расчеты, диссипация механической энергии в этой зоне также обусловлена в основном работой напряжений на деформациях уплотнения. Последние сменяются здесь остаточными деформациями разуплотнения при существенном снижении уровня нагрузок в фиксированной точке.

В итоге можно прийти к выводу, что учет испарения воды за пределами области испарения минерального скелета ненецелесообразен, поскольку приводит к неоправданному усложнению уравнения состояния. Существует

Таблица 7

Исходные данные для расчетов я обозначения к рис. 77-80

| Тип грунта | n | κ | C_p , км/с | Номер варианта | Обозначение |
|------------|------|----------|--------------|----------------|-------------|
| Туф | | | | | |
| прочный | 0,2 | 0 | 3,2 | 1 | • |
| сухой | | 0,5 | 3,25 | 2 | ▲ |
| прочный | 0,2 | 0,75 | 2,85 | 3 | ○ |
| влажный | | 0,95 | 3,1 | 4 | △ |
| непрочный | 0,35 | 0,5 | 2,0 | 5 | ■ |
| сухой | | 0,75 | 2,2 | 6 | ■ |
| непрочный | 0,35 | 0,95 | 2,1 | 7 | □ |
| Аллювий | | | | | |
| влажный | 0,45 | 0,75 | 1,87 | 8 | ⊕ |
| сухой | 0,45 | 0,5 | 1,2 | 9 | + |

еще одно обстоятельство, которое усиливает сделанный вывод. Дело в том, что полиморфный фазовый переход типа кварц—стишовит, имеющий место в диапазоне давлений 10–40 ГПа, приводит к обратному эффекту — понижению амплитуды волны и максимальных смещений в волне на 10–15% (см. подразд. 2.3). Поэтому более точный учет одновременно и полиморфного перехода в минеральном скелете и испарения воды должен привести к взаимной компенсации этих разнонаправленных факторов. Последнее обстоятельство и является основанием для использования предлагаемого в данной работе упрощенного подхода. По причине несущественного влияния теплового расширения грунтов при давлениях в десятки гигапаскалей и менее на закономерности распространения взрывных волн [34] учет этого обстоятельства также не производится в предлагаемом подходе.

Существует одна общая причина, по которой можно пренебречь многими специфическими эффектами, имеющими место в ближней зоне действия высокознергетичного импульсного источника за пределами области испарения грунта*, — их узкая пространственная локализация ($R < (5 \div 6)$) и, следовательно, относительно небольшая масса вовлеченного в движение грунта. Эта масса составляет доли процента от массы грунта в зоне дробления ($R < 50 \div 60$), где диссирируется подавляющая часть энергии источника (75–80%), происходит формирование временных параметров волн, а амплитудные параметры изменяются на два порядка. Очевидно, что учет таких деталей в указанной зоне, как испарение воды, полиморфные переходы, тепловое расширение, не может существенно изменить волновой картины за пределами этой зоны.

Перейдем к сопоставлению результатов численных расчетов и эксперимента. В табл. 7 приведены исходные данные (пористость n и степень водонасыщения κ грунта), по которым в соответствии с подразд. 5.4 восста-

* Если не интересоваться параметрами волн непосредственно в этой зоне.

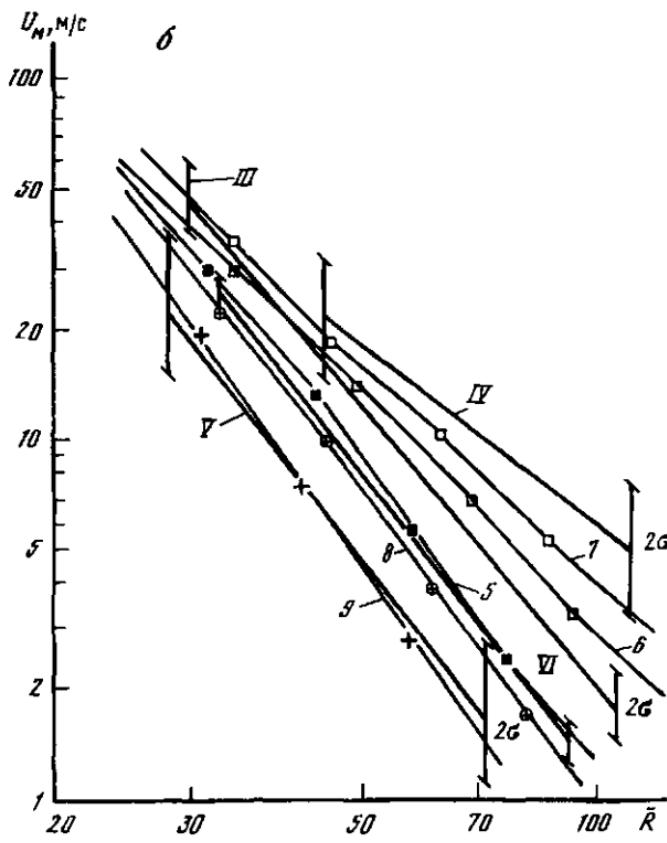
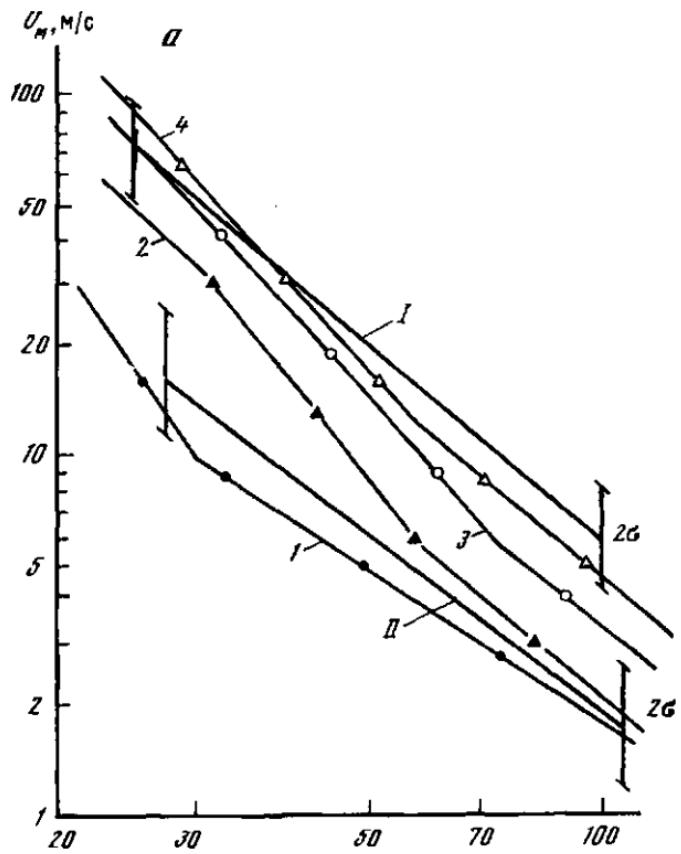


Рис. 77. Амплитуды массовой скорости в зависимости от приведенного расстояния

a – варианты 1–4 табл. 7, *b* – варианты 5–9; I – прочный влажный туф; II – прочный сухой, III – непрочный сухой, IV – непрочный влажный туф, V – сухой аллювий, VI – влажный аллювий

навливались константы, необходимые для численного расчета механического действия высокозергетичного импульсного источника. Таблица отражает классификацию полускальных грунтов, учитывающую различные типы скелета (прочный, непрочный, слабопрочный или аллювий) и разную степень водонасыщения (сухой грунт — $0 \leq k \leq 0,5$; "влажный" — $0,5 < k \leq 1$). Скорость продольных волн в табл. 7 определена по (115) и дана для удобства ориентации.

На рис. 77–80 приведено сравнение результатов расчетов различных параметров сейсмовзрывных волн с имеющимися опытными данными [145, 325] для туфов и аллювия, σ — соответствующее среднеквадратичное отклонение. На всех рисунках сплошными линиями, обозначенными римскими цифрами, даны средние опытные зависимости, прерывистыми линиями (со звездочками), отмеченными арабскими цифрами, даны результаты расчетов, причем номера линий и звездочки соответствуют номерам вариантов и обозначениям табл. 7, $t_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ мс/(Дж) $^{1/3}$, $R_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ м/(Дж) $^{1/3}$.

Анализируя характер соответствия опыта и расчета необходимо отметить, что вязкоупругая дилатансионная модель позволяет воспроизводить с удовлетворительной погрешностью основные параметры сейсмовзрывных волн — амплитуды массовых скоростей, времени нарастания до максимума, длительности первой фазы, максимальные смещения. Отклонения результатов расчета от статистически средних экспериментальных не превосходят в основном $1,5 \sigma_f$ и в редких случаях $2 \sigma_f$, σ_f — среднеквадратичное отклонение соответствующего параметра. О высоком качестве теоретического моделирования свидетельствует то, что, с одной стороны, параметры волн удовлетворительно воспроизводятся в пределах двух порядков их изменения с расстоянием, а с другой стороны, — в пределах порядка при изменении физико-механических характеристик грунтов. Об этом же свидетельствует сопоставление расчетных и опытных ззоров массовой скорости при взрыве в аллювии (рис. 81).

Способность ВУД модели правильно описывать, кроме параметров волн, и остаточные явления демонстрируется на рис. 82, где приведено сравнение экспериментальной зависимости [335] для радиуса образующейся полости с результатами расчета*. По мере приближения к полюсу рассматриваемого грунтового многообразия — прочным сухим полускальным грунтам — погрешность расчета радиуса полости возрастает до 25%, что, видимо, обусловлено завышенней в этом случае величиной коэффициента трения.

С точки зрения полноты информации как по параметрам волн, так и по физико-механическим характеристикам среды, в которой проводится эксперимент, более представительными являются маломасштабные опыты по камуфлетным взрывам в блоках зарядов химического ВВ мощностью $q = (4 \div 40) \cdot 10^3$ Дж. С другой стороны, разброс опытных данных здесь заметно меньше, чем в полевых экспериментах, т.е. сложнее достичь до-

* В отличие от [335] дана зависимость для \bar{R}_c не от предела сдвиговой прочности, а от предела прочности на одноосное сжатие σ_p , который вычислялся по (132), (135), $\bar{R}_c = R_c/R_0$.

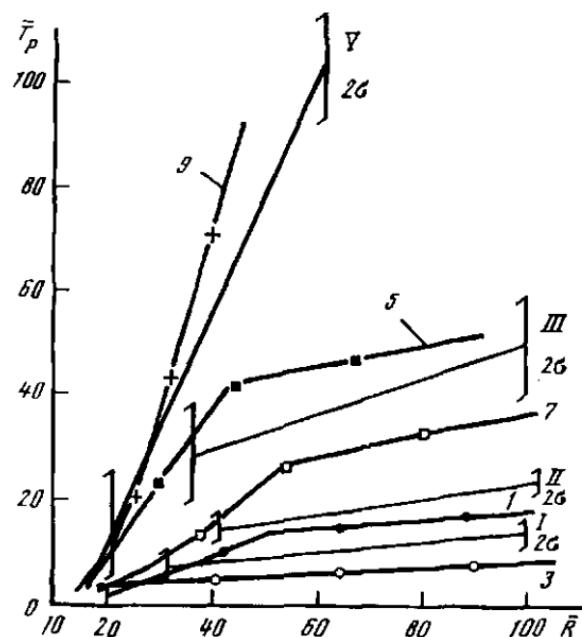


Рис. 78. Приведенное время нарастания массовой скорости до максимума
Обозначения те же, что на рис. 77

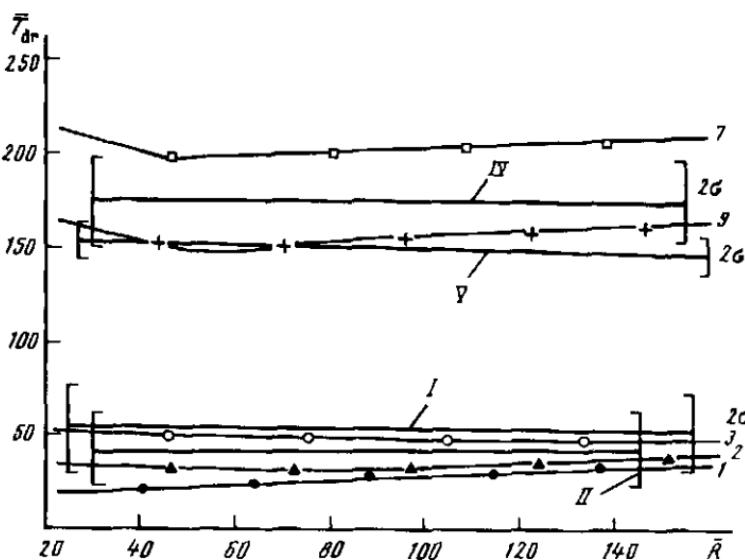


Рис. 79. Приведенная длительность первой фазы движения
Обозначения те же, что на рис. 77

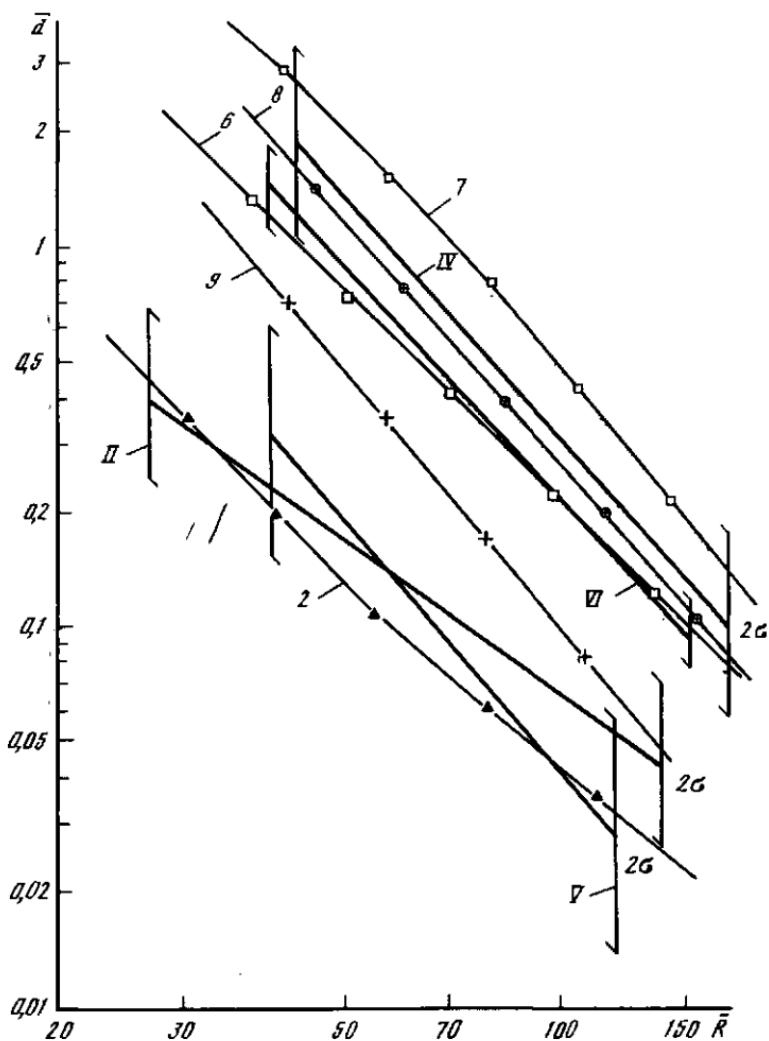


Рис. 80. Приведенное максимальное смещение грунта

Обозначения те же, что на рис. 77; $\bar{d} = d/R_0$

пустимого отклонения опыта и расчета. В свою очередь из всех имеющихся лабораторных данных наиболее представительными являются результаты, полученные при взрывах в искусственно созданной среде RMG-2C4, моделирующей полускальный грунт [323]. Константы для численного расчета задавались в соответствии с физико-механическими характеристиками этого грунта, приведенными в табл. 8. Было произведено единственное отступление от предложенного способа задания констант, касающееся выбора характеристик сдвиговой прочности. В этом способе не учитывается влияние скорости деформирования на сдвиговую прочность [138, 181], что становится существенным для моделирования максимальных смещений при переходе к рассматриваемому в данный момент простран-

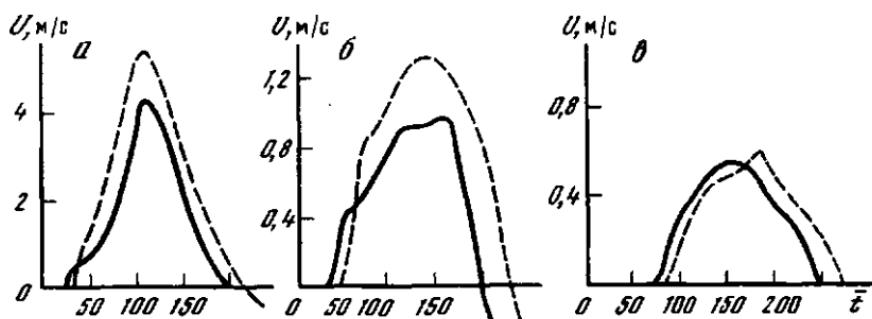


Рис. 81. Сравнение расчета с опытом по эпюрам массовой скорости

Расчетные эпюры — пунктир, опытные — сплошные линии (опыт Merlin [326]); $a - \bar{R} = 47$, $b - \bar{R} = 68$, $c - \bar{R} = 110$

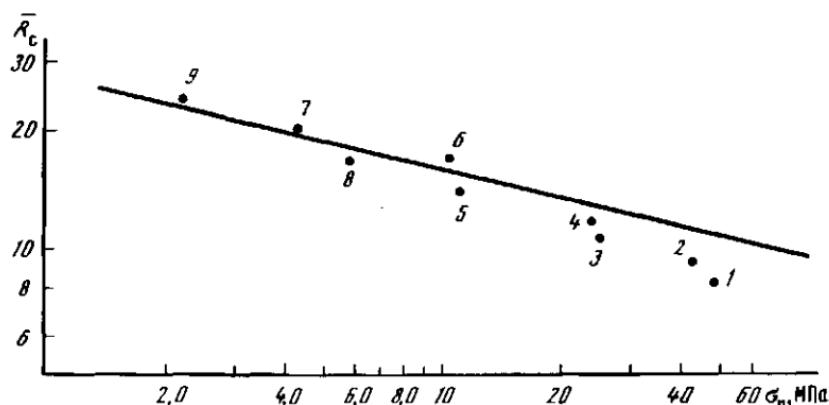


Рис. 82. Приведенный радиус полости в зависимости от предела прочности на одноосное сжатие

Точки — результаты расчетов вариантов табл. 7, сплошная линия — опытная зависимость

ственно-временному масштабу. Принимая во внимание указанное обстоятельство, полагалось $Y_{p1} = 45$ МПа, $Y_{p11} = 150$ МПа.

Сравнение опытных и расчетных данных по параметрам волн демонстрируется на рис. 83—87, σ — соответствующее среднеквадратичное отклонение, $\bar{R} = R/R_0$. Анализ сравнения показывает, что в соответствии с выд-

Таблица 8

Физико-механические характеристики среды
RMG-2C4

| ρ_0 , г/см ³ | ρ_3 , г/см ³ | W , % | n , % | κ , % |
|------------------------------|------------------------------|------------------|-------------------|--------------|
| 2,15 | 2,87 | 18,6 | 39 | 97 |
| C_p , км/с | C_s , км/с | $K_e^d, 0$, МПа | G_e^d , МПа | v |
| 3,3 | 1,8 | $146 \cdot 10^2$ | $75,2 \cdot 10^2$ | 0,28 |

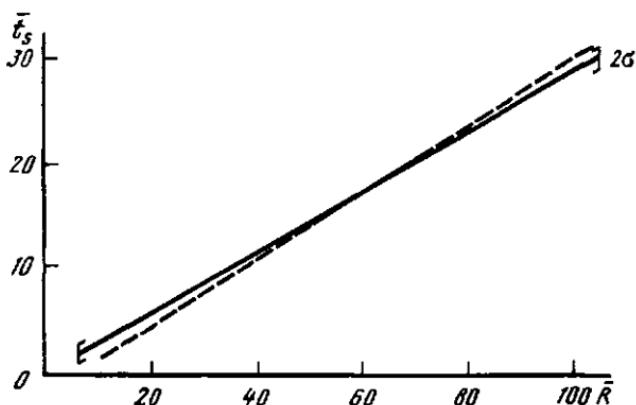


Рис. 83. Приведенное время вступления волны в данную точку от приведенного расстояния

Сплошная линия — средняя экспериментальная зависимость, пунктир — расчет

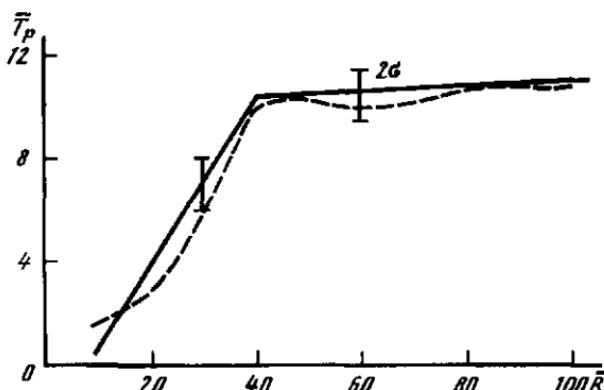


Рис. 84. Приведенное время нарастания массовой скорости до максимума

Обозначения те же, что на рис. 83

винутым критерием ВУД модель обеспечивает удовлетворительное воспроизведение всех параметров первой фазы движения (от центра источника). Отклонения расчетных и статистически средних опытных зависимостей во всей широкой области определения последних не превосходят $1,5 \sigma_f$. Вывод усиливается тем, что в расчетах получаются эпюры массовой скорости, практически идентичные регистрируемым в опытах (рис. 88).

Интересная особенность наблюдается на графике зависимости времени нарастания от расстояния — излом при $\bar{R} \approx 40$, после которого резко уменьшается темп изменения T_p . Этот излом отмечается практически во всех лабораторных опытах [9, 323, 324] с блоками туфов, известняков и есть результат перехода от выраженного неупругого к квазиупругому деформированию в окрестности фронта взрывной волны. Ни на одном из графиков, характеризующих остальные параметры, излома не наблюдается. Ситуация представляется естественной, поскольку из ряда кинематических

Рис. 85. Приведенная длительность первой фазы движения
Обозначения те же, что на рис. 83

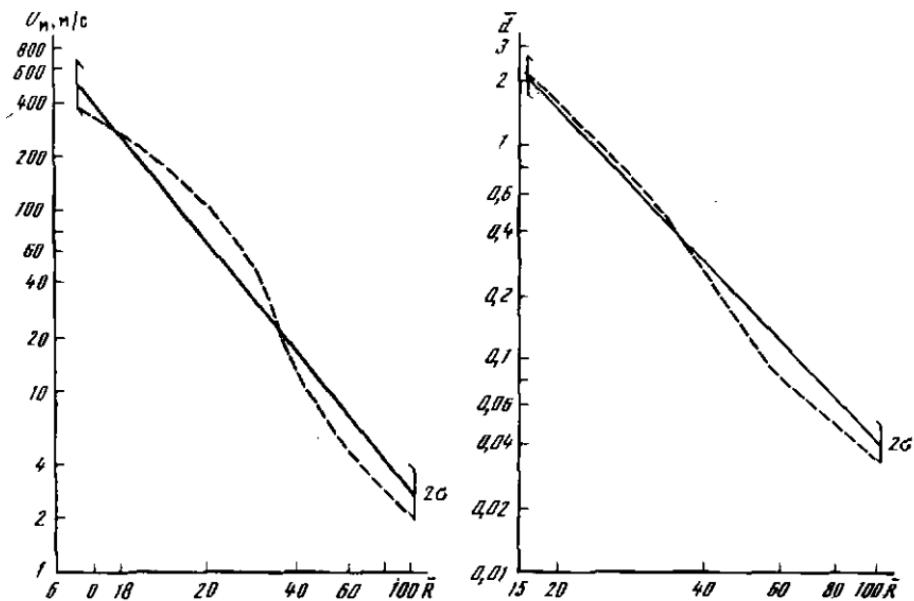
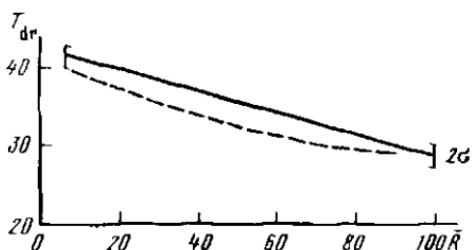


Рис. 86. Амплитуда массовой скорости в первой фазе от приведенного расстояния
Обозначения те же, что на рис. 83

Рис. 87. Приведенное максимальное смещение грунта
Обозначения те же, что на рис. 83

переменных — смещение, скорость, ускорение — последняя является дифференциальной и должна быть более чувствительной к изменению структуры материала. Отмеченная особенность не выявляется по результатам крупномасштабных опытов, скорее всего, по причине повышенного разброса параметров волн из-за погрешности измерений и неоднородности среды.

Данные, полученные в лабораторных условиях, предоставляют возможность сопоставить результаты расчетов и опытов по параметрам U_{M2} , T_{p2} , T_{dr2} (рис. 89) второй фазы движения грунта (к источнику возмущений). Сведения об этих параметрах при крупномасштабных экспериментах в полускальных грунтах практически отсутствуют. Результаты расчета и опытные данные приведены на рис. 90–92, σ — соответствующее

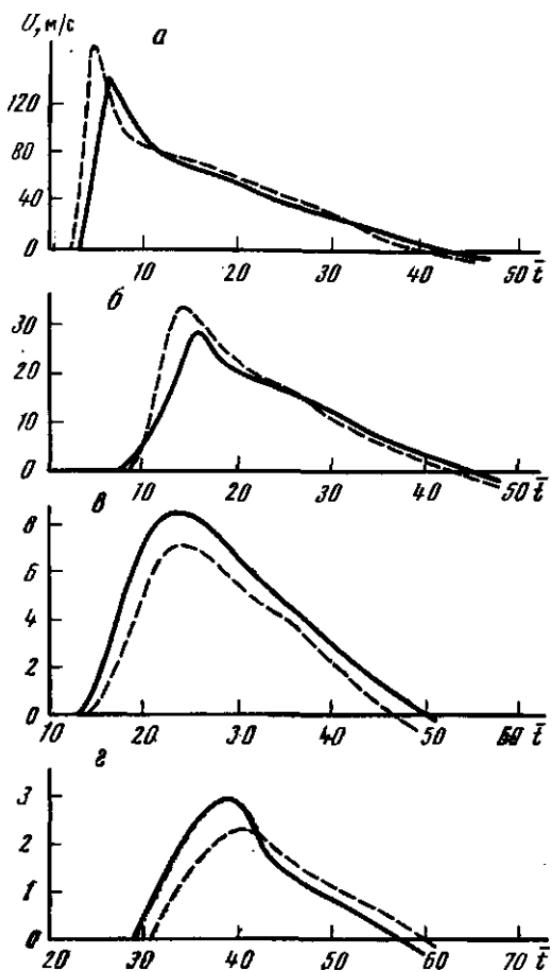


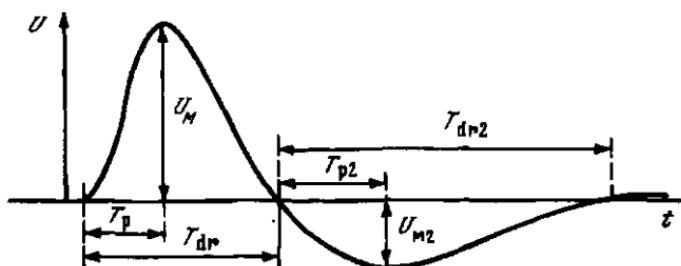
Рис. 88. Эпюры массовой скорости во времени на различных расстояниях от центра взрыва в опыте (сплошные линии) и расчете (пунктир)

a – $\bar{R} = 16$, *b* – $\bar{R} = 31$, *c* – $\bar{R} = 50$, *d* – $\bar{R} = 99$

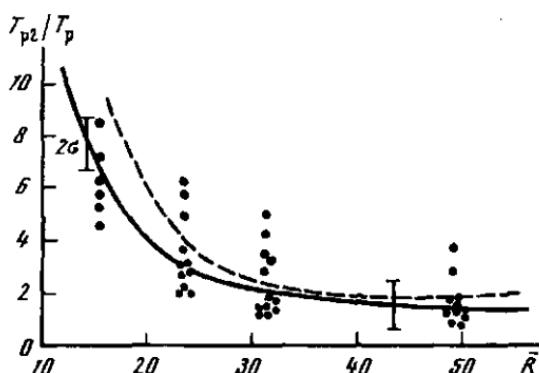
среднеквадратичное отклонение. Относительные величины вместо абсолютных рассматриваются по той причине, что в каждом опыте с конкретным грунтом последних недостаточно для статистической обработки, а рассматриваемые отношения в первом приближении не должны зависеть от свойств грунтов и представлены по всей совокупности опытов.

Как следует из сопоставления, отношения параметров двух фаз воспроизводятся с погрешностью, не превосходящей 2σ . Относительное ухудшение в сравнении с результатами по первой фазе обусловлено тем, что расчет выполнялся для модельного грунта RMG-2C4, а не для грунта со средними физико-механическими характеристиками.

ВУД модель демонстрирует в расчетах также способность качественно и количественно воспроизводить характерную именно для полускальных грунтов закономерность немонотонного изменения пористости после

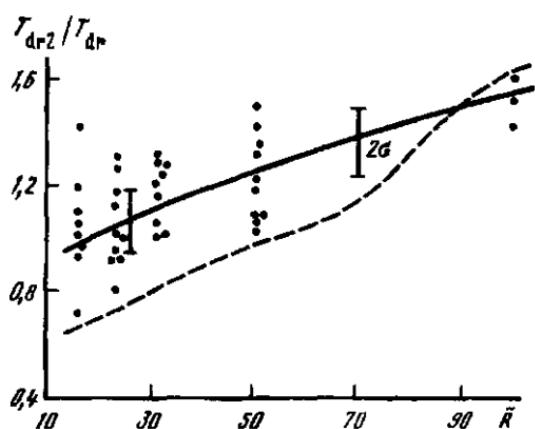


Р и с. 89. Типичная эпюра массовой скорости в лабораторных экспериментах



Р и с. 90. Отношение времени нарастания во второй фазе к аналогичной величине первой фазы

Точки – эксперимент, сплошная линия – средняя зависимость, пунктир – расчет



Р и с. 91. Отношение длительности второй фазы к длительности первой фазы
Обозначения те же, что на рис. 90

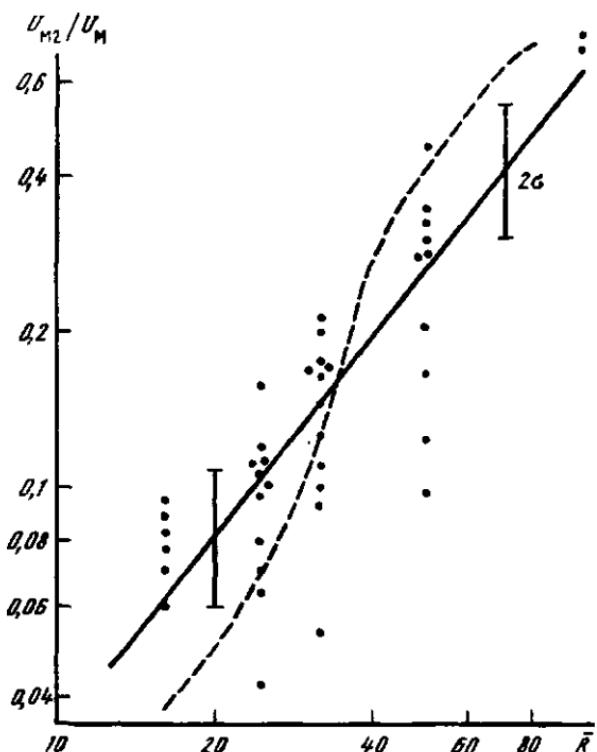


Рис. 92. Отношение амплитуды второй фазы к амплитуде первой фазы
Обозначения те же, что на рис. 90

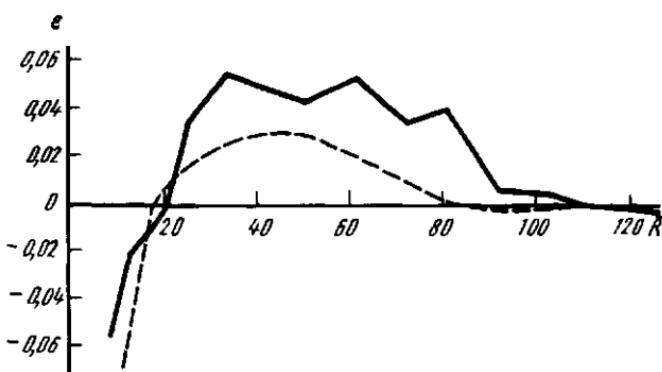


Рис. 93. Распределение по пространству остаточной объемной деформации в лабораторных опытах [311] (сплошная линия) и расчете (пунктир); $\epsilon = \rho / \rho_0 - 1$

взрыва (рис. 93): к полости примыкает зона разуплотнения, далее следует зона уплотнения, которая вновь сменяется зоной разуплотнения. Размер полости в расчете отличается от экспериментального не более чем на 10%. Природа отмеченной немонотонности — в существовании двух разноправленно действующих механизмов: уплотнения в результате затекания

пор при всестороннем сжатии, т.е. при разрушении на микроуровне, и разрыхления в результате относительных разворотов образовавшихся блоков при сдвиге. Из-за больших сдвиговых деформаций ϵ , в области, примыкающей к полости, в конечном итоге преобладающим оказывается последний механизм, уступающий "пальму первенства" первому при удалении от полости и уменьшении ϵ , появление же снова зоны разуплотнения обусловлено снижением нагрузок, не способных вызвать заметных изменений на уровне пор. Как видим, ВУД модель автоматически обеспечивает правильную балансировку указанных механизмов.

В заключение раздела отметим следующее.

ВУД модель обладает высокой гибкостью, отличающей ее от других моделей и позволяющей, используя минимальную исходную информацию о состоянии грунтовой среды, достоверно воспроизводить в расчетах все основные параметры импульсного возмущения в широком диапазоне их изменения.

Модель прошла всестороннюю апробацию в задаче о камуфлетных взрывах. К сожалению, немногочисленность и отрывочность опытных данных для импульсных процессов с двумерной (трехмерной) геометрией не дает возможности осуществить аналогичную апробацию в более общем случае. Несмотря на это ВУД модель может, на наш взгляд, успешно использоваться и при решении подобного рода задач. Основанием для такого заключения является то, что модель, во-первых, не содержит ограничений на возможный вид напряженно-деформированного состояния и характер движения, во-вторых, качественно отображает основные закономерности поведения полускальных грунтов, выявленные в статических и динамических лабораторных опытах на образцах, в-третьих, доказала свою адекватность процессам деформирования полускальных грунтов при действии интенсивных импульсных нагрузок с пространственно-временными масштабами, отличающимися более чем на три порядка, и, в-четвертых, способ задания констант, входящих в уравнение состояния, базируется на корреляционных соотношениях между физико-механическими характеристиками и не зависит от геометрии процесса.

Единственным моментом, требующим дополнительного обсуждения, является выбор величины q в выражениях типа (124) для коэффициентов вязкости. Под q в общем случае необходимо понимать энергию импульсного источника, переданную непосредственно грунтовой среде (эффективную мощность). В оценке эффективной мощности обычно трудно ошибиться более чем на порядок, что может привести к двукратной ошибке в задании коэффициентов вязкости μ_p , μ_{ve} , μ'_{ve} . Подобное же изменение коэффициентов, как показывает параметрический анализ ВУД модели, приводит к пренебрежимо отличающимся результатам (с точки зрения существующих разбросов параметров импульсного возмущения).

6. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФРАГМЕНТИРОВАНИЯ ГРУНТОВЫХ СРЕД ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ НАГРУЗОК

Во многих сферах практической деятельности представляет интерес распределение по размерам обломков, образовавшихся при разрушении твердых сред (дисперсный состав). На одном полюсе здесь находится, например, добыча и измельчение полезных ископаемых, на другом – дробление почечных камней интенсивной импульсной нагрузкой. Спектр обломков, закономерности образования которых необходимо знать на практике, включает блоки размером от микрометров до метров, что связано с широким кругом проблем – от снижения запыленности на карьерах до уменьшения доли негабарита в общем объеме раздробленной породы.

Помимо практического применения рассматриваемый вопрос имеет непосредственное отношение к исследованию механических свойств твердых тел, поскольку закономерности их фрагментирования являются логическим продолжением закономерностей деформирования и разрушения. Поэтому дисперсионный состав, образовавшийся в каких-либо условиях, отражает не только эти условия, но в опосредованном виде несет информацию о таких кардинальных свойствах материалов, как хрупкость, пластичность, вязкость разрушения. В конечном счете анализ закономерностей фрагментирования может послужить углублению представлений о характере процессов при нелинейном взаимодействии множества развивающихся трещин, помочь в правильной интерпретации результатов экспериментов с образцами на прессах различной жесткости, позволить объективно оценить физико-механические характеристики для линейных масштабов, исключающих возможность их непосредственного определения и пр.

Одним из направлений изучения процесса фрагментирования грунтовых сред является создание математических моделей, которые позволили бы, отталкиваясь от картины напряженно-деформированного состояния, получить информацию о формирующемся дисперсном составе [336, 337]. Это в настоящее время, пожалуй, самая сложная область нелинейной механики деформируемого твердого тела. В основу моделей закладываются предположения о скорости распространения трещин, критической плотности дефектов и условиях их коалесценции [336–338]. Можно отметить несомненные успехи подобных подходов в прогнозировании дисперсного состава грунтов при ударе и взрыве [336], но одновременно указать на их упрощенный характер, являющийся следствием большой сложности объекта исследований. На пути приближения моделей к реальности встает ряд трудно преодолимых обстоятельств: существенно коллективный и стохастический характер изменения трещинной структуры под действием импульсных нагрузок, иензученность условий распространения и зарождения новых трещин при множественном взаимодействии, бифуркации и пр.

В то же время закономерности фрагментирования грунтовых сред изучены недостаточно на макроуровне и это составляет другое направление исследований. Закон, описывающий распределение обломков раздробленного грунта по размерам и его эволюцию при изменении параметров внешнего воздействия, мы называем количественной моделью фрагментирования. Созданию таких моделей посвящается панский раздел. Содержание раздела включает систематизацию имеющихся опытных данных, проведение опытов по дроблению грунтов, их анализ и формулировку моделей для грунтов различного типа (скольких и мягких). Полученные результаты рассматриваются в основном с позиции исследования механических свойств твердых тел, что, конечно, не исключает их использование в практических задачах.

6.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛОМКОВ ПО РАЗМЕРАМ ПРИ ВЗРЫВНОМ РАЗРУШЕНИИ СКАЛЬНЫХ ГРУНТОВ

В результате взаимодействия взрывных волн в скальных грунтах (гравитатах, кварцитах, прочных известняках, песчаниках) с имеющимися системами макро- и микротрещин формируется определенное распределение обломков по размерам. В некоторых схемах взрывания (цилиндрические заряды, рядные взрывы) картина разрушения дополнительна усложняется за счет геометрических факторов, что маскирует проявление закономерностей, внутренне присущих рассматриваемому явлению. В дальнейшем ограничимся случаем единичных взрывов сосредоточенных зарядов внутреннего действия (в образцах, в массиве) и аналогичным случаем для накладных зарядов (на поверхности образцов).

Известно, что блоки, формирующие определенную структуру массива горных пород или образцов, обнаруживают некоторую иерархию пренебрежимо малых размеров l_i , $l_{i+1} > l_i$ [339, 340]. Результат дробления будет, естественно, зависеть от соотношения между этими размерами и характерной длиной волны при взрыве. Для определенности в дальнейшем рассматриваются случаи, когда $\lambda \gg l_k$, но влиянием волн, отраженных от границ блока следующего $k + 1$ -го уровня, можно в первом приближении пренебречь. Указанные условия выполняются для широкого круга задач. Например, они реализуются естественным образом в случае высокогенергетических импульсных источников с энергией q порядка $10^{12} - 10^{14}$ Дж, а также в опытах по разрушению монолитных образцов горных пород в лабораторных условиях с q порядка 10^3 Дж.

Для описания дисперсного состава разрушенной взрывом породы используются различные законы: распределение Пуассона, нормальное и гамма-распределение, но чаще всего распределение Розина-Раммлера [210, 341-343] и логарифмически нормальное распределение [210, 341, 344, 345].

Математическая запись закона Розина-Раммлера имеет вид

$$m_+(d) = m_0 \exp(-(d/d_{0PP})^n), \quad (136)$$

где m_0 — общая масса разрушенного материала, d — характерный размер обломка, $m_+(d)$ — масса обломков, размер которых превышает d , d_{0PP} , n — константы. В качестве характерного размера обычно используется

диаметр шара, равного по массе обломку. В работе [342] показано, что закон (136) может быть получен как частный случай из общих вероятностных представлений, имеющих определенный физический смысл: образование трещины отрыва сопровождается разгрузкой среды в ее окрестности, поэтому должен существовать характерный линейный размер d_{0PP} — такой, что вероятность возникновения второй трещины на расстоянии d_{0PP} от первой больше, чем на расстоянии $d < d_{0PP}$. После образования двух плоских трещин отрыва вероятность появления новой трещины между ними резко снижается, поэтому закон Розина–Раммлера существенно связан с однократным характером разрушения.

В координатах $\{\ln \ln(m_0/m_+), \ln d\}$ этот закон представляется в виде прямой линии. Опытные точки, находящиеся на указанной плоскости координат, не ложатся, однако, во всех случаях на одну прямую, что свидетельствует о многократности процесса дробления. Как показано в работах [210, 341], данные экспериментов в условиях вторичного дробления могут быть аппроксимированы логарифмически нормальным распределением

$$\Phi(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^y \exp(-t^2/2) dt, \quad (137)$$

где $y = (\ln d - \ln d_{LN})/\sigma_{LN}$, d_{LN} — медиана распределения, σ_{LN} — среднеквадратичное отклонение логарифма размера куска от его среднего значения, $\Phi(y)$ — весовая доля обломков с размерами меньше d .

Применимость (137) к описанию процесса многократного дробления была доказана теоретически в работе [344]. Основное предположение указанной работы состоит в том, что вероятность дробления каждой частицы не зависит от ее абсолютных размеров, от предшествующих дроблений и от других частиц. Тогда при многократном разрушении всех частиц независимо от их начального распределения по размерам функция распределения раздробленного материала асимптотически стремится к логарифмически нормальному закону.

При взрыве реализуются условия, обеспечивающие формирование обломков как в соответствии с законом (136), так и в соответствии с законом (137). Одними из первых на это обратили внимание авторы [341]. Можно считать установленным [210, 341], что при камуфлетном взрыве в хрупкой среде реализуется устойчивый фронт разрушения, на котором среда дробится, т.е. разделяется на множество кусков. Существуют две области, где на указанном фронте разрушение происходит при различных видах макроскопического напряженного состояния: при всестороннем сжатии в ближней зоне взрыва и при растяжении хотя бы вдоль одного направления на более далеких расстояниях. За фронтом разрушения осуществляется вторичное дробление кусков с уменьшающейся интенсивностью по мере удаления от центра взрыва. Эти выявленные в опытах на канифоли обстоятельства позволили авторам [210, 341] построить модель, согласно которой в ближней зоне ($r < 8a_0$, a_0 — радиус заряда), где разрушение происходит при всестороннем сжатии, распределение осколков по размерам подчиняется логарифмически нормальному закону, а в периферийной, где разрушение осуществляется в результате отрыва, — закону Розина–Раммлера. Поскольку периферийная зона имеет на поря-

док большую массу, то суммарный дисперсный состав согласно [210, 341] описывается законом Рознга-Раммлера.

Указанная модель является более адекватной действительности, чем одномодальные подходы, предлагавшиеся ранее. Другие данные [346, 347] также свидетельствуют о невозможности описать весь спектр размеров частиц в рамках распределения, функция плотности которого имеет один максимум.

Результаты, полученные в цитированных работах, не могут устроить по ряду причин. В [210, 341] представляется упрощением действительности скачкообразный характер перехода одного закона в другой. На наш взгляд, в общем случае должен существовать непрерывный переход. В работах [346, 347] дробление рассматривается с позиции суммарного дисперсного состава, образовавшегося при взрыве. Поскольку целью является исследование механических свойств грунтовых сред через призму закономерностей их фрагментирования, то наиболее полезными представляются сведения о локальном, а не о суммарном дисперсном составе. Для выяснения существа вопроса были проанализированы имеющиеся опытные данные, проведены целенаправленные эксперименты по дроблению горных пород взрывом и ударом. Ниже приводится краткий обзор опытных данных, предваряющий формулировку локального двухмодального закона распределения.

6.1.1. Характеристика опытных данных. Камуфлетный взрыв "Хардхэт" с энергией источника $q = 2,5 \cdot 10^{13}$ Дж был проведен на глубине 286 м в гранодиорите [348]. Проводилось подробное послевзрывное исследование [92, 127]. Для каждого керна из зоны сжатия определялся индекс разрушения F.I., который характеризует среднее число трещин, рассекающих зерна в пределах одного обзорного поля микроскопа диаметром 220 мкм (рис. 94), $F.I. \approx 1/\bar{R}^{1/3}$, $\bar{R} = R/R_0$, $R_0 = 0,62 \cdot 10^{-4}$ м/Дж $^{1/3}$. Величина \bar{R} здесь и далее является приведенным лагранжевым (начальным) расстоянием до центра взрыва. В работе [348] получено детальное распределение обломков по размерам с частицами от 800 мкм до 1,5 м (рис. 95), относящееся к основанию свода столба обрушения, $\bar{R} \approx 50$ м/Дж $^{1/3}$.

Камуфлетный взрыв "Пайлдрайвер", $q = 2,6 \cdot 10^{14}$ Дж, был проведен на глубине 450 м в гранодиорите [348]. В штолне, пересекающей столб обрушения, на высоте 32 м от уровня точки взрыва, в близкорасположенных местах производился отбор двух проб раздробленной породы, разделявшихся на 25 фракций в диапазоне размеров 43 мкм – 1,8 м. Распределение по размерам, полученное в [348] как среднее между двумя пробами, показано на рис. 96. С учетом данных по остаточному смещению до обрушения и средней величине разрыхления в столбе обрушения это распределение может быть отнесено к лагранжевому расстоянию $1,3 \cdot 10^{-3}$ м/Дж $^{1/3}$.

Камуфлетный взрыв "Хэндкар", $q = 5 \cdot 10^{13}$ Дж, был проведен на глубине 402 м в доломитовой толще [349]. Порода характеризуется как прочная ($\rho_0 = 2,78 \div 2,76$ г/см 3 , пористость $n = 3 \div 6\%$, $C_p = 4,8$ км/с). Дисперсный состав обломков с размерами от 5 до 90 см, используемый нами в дальнейшем, определяется методом фотопшаниметрии и относится к основанию верхнего пустого пространства столба обрушения. Порода, разрушившаяся на данные обломки, до взрыва находилась на кровле будущего столба обрушения и поэтому $R \approx 1,9 \cdot 10^{-3}$ м/Дж $^{1/3}$.

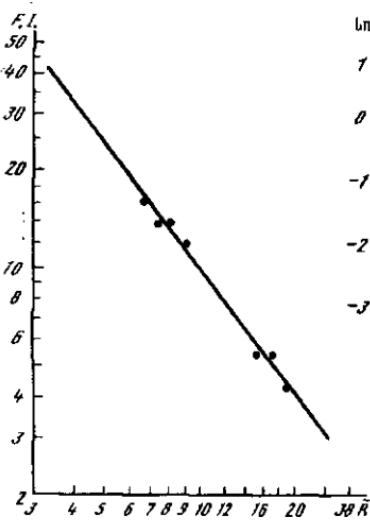


Рис. 94

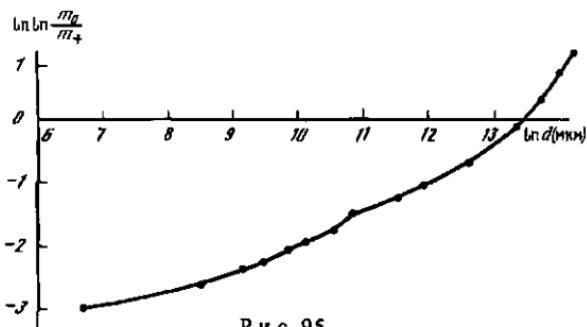


Рис. 95

Рис. 94. Индекс разрушения при взрыве "Хардхэт" в зависимости от приведенного лагранжевого расстояния

Точки — опытные данные [127],
сплошная линия — средняя зависимость

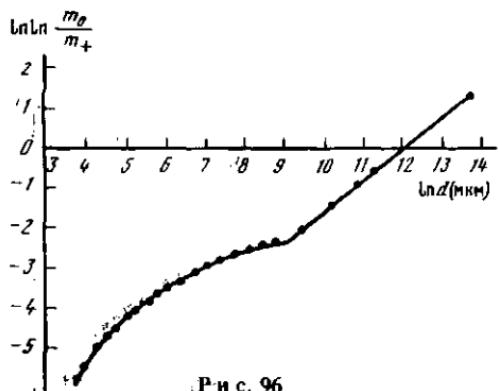


Рис. 96

Рис. 95. Дисперсный состав в спрямляющих координатах закона Розина — Раммлера, эксперимент "Хардхэт"
Обозначения те же, что на рис. 94

Рис. 96. Дисперсный состав в эксперименте "Пайлдрайвер"
Обозначения те же, что на рис. 94

Данные по фрагментированию, относящиеся к крупномасштабным камуфлетным взрывам в гранитном массиве Хоггар, носят качественный характер [126] (рис. 97). Образцы из зоны смятия (эйлерова координата $r = (4,5 \div 6,2) \cdot 10^{-4}$ м/Дж $^{1/3}$) — мелоподобные, связные, но ломкие и легко крошащиеся. Микротрещины расположены на расстоянии 10 мкм друг от друга и пронизывают зерна нерегулярным образом. По мере удаления от зоны смятия гранит разрушен все более грубым образом в последовательности: крупнозернистый песок, гравий, затем обломки от 5 до 15 см и т.д. Таким образом, эти данные указывают на неуклонное возрастание среднего размера куска по мере снижения интенсивности воздействия.

Об этом же свидетельствуют измерения среднего размера отдельности d_{PP} в прочном массиве апатитовой руды ($\rho_0 = 2,9 \div 3$ г/см 3 , $n = 0,1 \div 0,2\%$), разрушенном крупномасштабным камуфлетным взрывом (рис. 98). Средний размер определялся в [350] по результатам фильтрационных испытаний и измерений трещиноватости, имеются также данные,

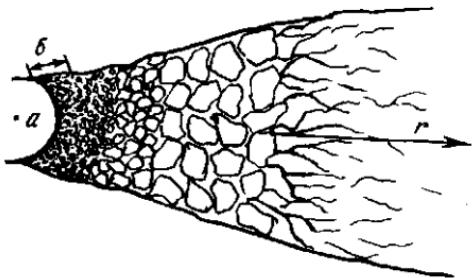


Рис. 97. Схематичный разрез массива после взрыва в горизонтальной плоскости

a — полость, *б* — зона смятия

полученные непосредственно при ситовом анализе и относящиеся к различным расстояниям до центра взрыва [210].

Для выявления закономерностей распределения обломков по размерам недостаточно одних только данных, относящихся к действию высокоэнергетичных импульсных источников. Много ценной информации получено в опытах по дроблению различных твердых сред взрывами химических зарядов в лабораторных условиях.

В работах [210, 341] приведены результаты экспериментов с камуфлетными взрывами микрозарядов тэнза, $q \approx 1,8 \cdot 10^3$ Дж, в кубических блоках канифоли размерами $300 \times 300 \times 300$ мм. Для определения характера дробления блоки после взрыва вскрывались, брались локальные пробы с различных расстояний от центра r и производился ситовой анализ (рис. 99). Выбор канифоли в качестве модельной среды объясняется тем, что она разрушается хрупко, как и большинство горных пород. Кривая предельного состояния канифоли в зависимости от вида напряженного состояния и скорости деформирования оказывается подобной аналогичным кривым для горных пород. Полученные результаты недвусмысленно свидетельствуют о доминировании в ближней зоне логарифмически нормального распределения так же, как в дальней зоне — закона Розина—Раммлера. К сожалению, ситовой анализ в опытах ограничивался размерами частиц более 80 мкм, что, учитывая небольшую энергию заряда, повлияло на результаты и несколько искажило, на наш взгляд, картину перехода одного закона распределения в другой.

При использовании данных [210, 341] нами проводилась корректировка расстояний, фигурирующих в маломасштабном опыте, к высокoenергетичному импульсному источнику, а именно: каждое расстояние до центра взрыва относилось к радиусу полости r_c в канифоли и полученное значение умножалось на среднюю величину радиуса полости при камуфлетных взрывах большой мощности в скальных грунтах, т.е. на $5,6 \cdot 10^{-4}$ м/Дж^{1/3} [172]. В соответствии с данными [7] максимальная величина r_c составила $3,6 a_0$, окончательное же значение радиуса полости должно быть согласно [7] меньше на 15%, т.е. $r_c = 3,06 a_0$.

Обширная серия лабораторных опытов по взрывному дроблению плексигласа и известняка проведена в работе [342]. Сосредоточенные заряды гексогена массой 3, 10, 100 г подрывались в центре цилиндрических блоков из плексигласа с высотой 140 мм, равной диаметру, осколки затормаживались снегом. Минимальный учитываемый размер осколков — 600 мкм.

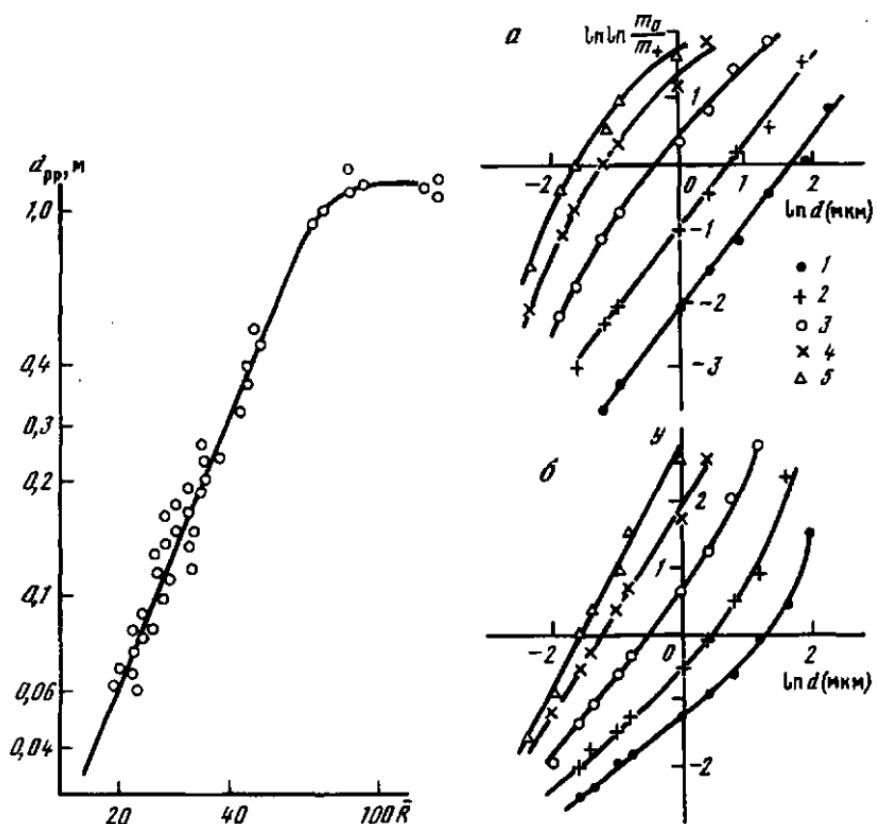


Рис. 98. Средний размер отдельности в зависимости от приведенного расстояния [350]

Рис. 99. Дисперсный состав канифоли на различных расстояниях от центра взрыва [341]

a – в спрямляющих координатах закона Розина–Раммлера, *b* – в спрямляющих координатах логарифмически нормального закона; 1 – $r = 22a_0$; 2 – $15a_0$; 3 – $10.5a_0$; 4 – $7.5a_0$; 5 – $6.5a_0$; a_0 – радиус заряда

Аналогичные опыты проводились с известняком восьмой категории прочности (массы зарядов 500, 40, 20 г, массы блоков известняка 4866, 1388, 859 кг). Здесь минимальный учитываемый размер осколка равнялся примерно 1 см. Полученные результаты использовались нами в интерпретации, данной в работе [210]. Дело в том, что авторы [342] для описания результатов экспериментов использовали исключительно закон Розина–Раммлера. Однако в тех случаях, когда размер блока по отношению к радиусу заряда не столь велик, дисперсный состав на самом деле аппроксимируется логарифмически нормальным законом. Необходимо отметить, что данные [342] в отличие от цитированных выше носят интегральный характер и их интерпретация в качестве локальных данных требует определенной корректировки, рассматриваемой в следующем подразделе.

Опыты, аналогичные рассмотренным, проводились авторами. Сосредоточенные заряды химического ВВ с энергией порядка $4 \cdot 10^3$ Дж подрывались в центре масс цилиндрических образцов прочного песчаника

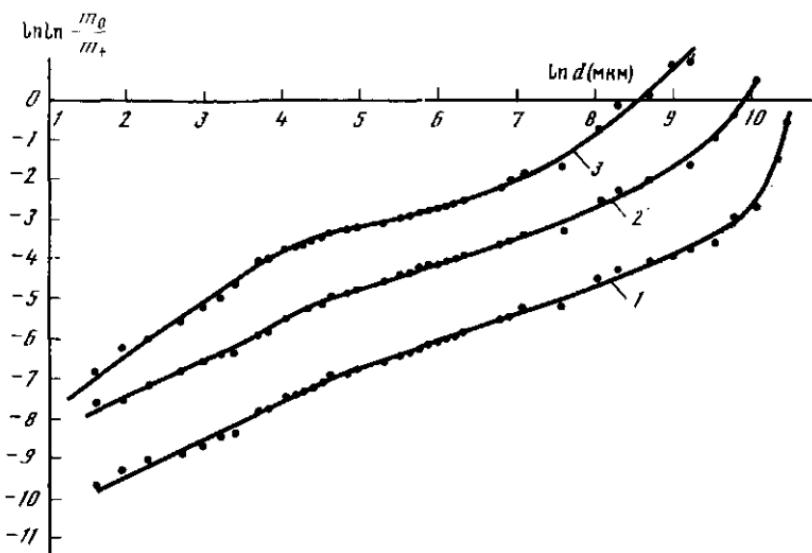


Рис. 100. Распределение обломков песчаника в спрямляющих координатах закона Розина-Раммлера

Точки – опытные данные, сплошные линии – средние зависимости, 1 – диаметр образца 72 мм, 2 – 60 мм, 3 – 30 мм

($\rho_0 = 2,7 \div 2,9 \text{ г/см}^3$, $C_p = 5,0 \div 5,5 \text{ км/с}$), высота образцов совпадала с диаметром, который от опыта к опыту варьировался: 72, 60, 30 мм. Для предотвращения повторного дробления при разлете осколков и их удержания образцы подвешивались в центре резинового мешка, в свою очередь размещавшегося в цилиндре из проволочного каркаса с натянутым на него изнутри слоем поролона. Диапазон размеров частиц, учитываемых при анализе, составил от нескольких микрометров до нескольких сантиметров. Частицы с размерами, превосходящими 40 мкм, высевались на калиброванных ситах (33 сита от 40 мкм до 4 см). Более мелкие частицы разбивались на фракции 40–30, 30–25, 25–20, 20–15, 15–10, 10–7, 7–5 и менее 5 мкм с использованием седиментационного метода [351]. Типичные результаты иллюстрируются на рис. 100.

Помимо опытов с зарядами внутреннего действия представляют также интерес опыты по взрывам накладных зарядов химических ВВ, в ходе которых проводились исследования дисперсного состава.

В работе [336] заряд ВВ, $q = 2,1 \cdot 10^4 \text{ Дж}$, размещался на поверхности блока арканзасского новакулита (кварцита) диаметром 12 см и толщиной 5 см. Водонепроницаемый пластмассовый мешок покрывал образец, а мешок в свою очередь накрывался перевернутой пластиковой бочкой с водой. Осколки разделялись на фракции в диапазоне размером 27,5 – 1200 мкм. Распределение по числу частиц, приводимое в [336], пересчитывалось к весовому распределению по размерам.

В аналогичных опытах, проведенных нами, заряд ВВ, $q = 4,2 \cdot 10^4 \text{ Дж}$, располагался на поверхности гранитного блока, осколки улавливались с помощью специально сконструированного устройства и рассеивались на фракции в диапазоне размеров от нескольких микрометров до 2 мм.

При анализе данных интегральное распределение обломков, выброшенных из воронки, приводилось к локальному распределению при взрыве внутреннего действия. Это осуществлялось в два этапа. Вначале масса выброшенной породы M_0 удваивалась и соотносилась с камуфлетным взрывом мощностью q_* , эквивалентным накладному по механическому действию, $q_* \approx q/5$ [352]. Отсюда лагранжевый приведенный радиус шара \bar{R}_{ef} , вмещающего раздробленную массу, находится из соотношения:

$$2M_0 = \frac{4}{3} \pi \rho_0 (\bar{R}_{ef}^3 - \bar{r}_0^3) q_*,$$

где ρ_0 – плотность породы, \bar{r}_0 – приведенный радиус заряда. Следующий шаг состоял в том, что параметры распределения частиц по размерам (или комбинации этих параметров) либо соотносились с расстоянием \bar{R}_{ef} как с локальным, либо корректировались. Правомерность подобного подхода обосновывается в следующем разделе.

Ранее рассматривались опытные данные, полученные при взрывах различных зарядов. Определенный интерес представляют также результаты дробления горных пород при ударе, которое осуществлялось авторами по схеме рис. 101. В цилиндрическом образце породы диаметром 14 и высотой 8 мм, запрессованном в специальной обойме, с помощью ударника создавалось импульсное однородное напряженное состояние. Амплитуда импульса измерялась диэлектрическим датчиком [353] и варьировалась в диапазоне 1,5–25 ГПа. Размеры обоймы рассчитывались так, чтобы исключить влияние отраженных от свободной поверхности волн разгрузки, а материал обоймы выбирался из условия близости его акустической жесткости к акустической жесткости исследуемого образца (сплав D-16, $\rho_0 = 2,8 \text{ г/см}^3$, $C_p = 6,4 \text{ км/с}$). В экспериментах использовались образцы габбро ($\rho_0 = 3 \text{ г/см}^3$, $n = 0,3\%$, $C_p = 6 \text{ км/с}$), гранита, песчаника и диабазового порфирита ($\rho_0 = 2,65 \div 2,8 \text{ г/см}^3$, $C_p = 5,4 \text{ км/с}$), контактным способом измерялась скорость ударника, выполненного из того же сплава, диапазон размеров частиц в опытах составлял 5–9000 мкм. Характерные распределения частиц демонстрируются на рис. 102 в спрямляющих координатах закона Розина–Раммлера.

Ценность полученных результатов в том, что они дают информацию локального характера о фрагментировании скальных грунтов при высоких нагрузках. На их основе можно найти параметры распределения, инвариантные относительно масштаба явления, в частности медиану пылеватых и мелких частиц. Для того чтобы использовать результаты, необходимо определить, какому приведенному расстоянию от центра камуфлетного взрыва соответствуют те или иные условия ударного нагружения. В работе [47] содержатся опытные данные по амплитуде радиальных напряжений при крупномасштабных камуфлетных взрывах в скальных грунтах, полученные в диапазоне нагрузок 0,2–4 и 30–80 ГПа. Эти данные могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\sigma_m = 400/\bar{R}^2,$$

$\bar{R} = R/R_0$ – приведенное лагранжево расстояние от центра взрыва, $[\sigma_m] = \text{ГПа}$. По этой формуле, зная амплитуду напряжения при ударе, легко найти эквивалентное расстояние. Ударным экспериментам была также поставлена в соответствие некоторая эффективная мощность камуфлет-

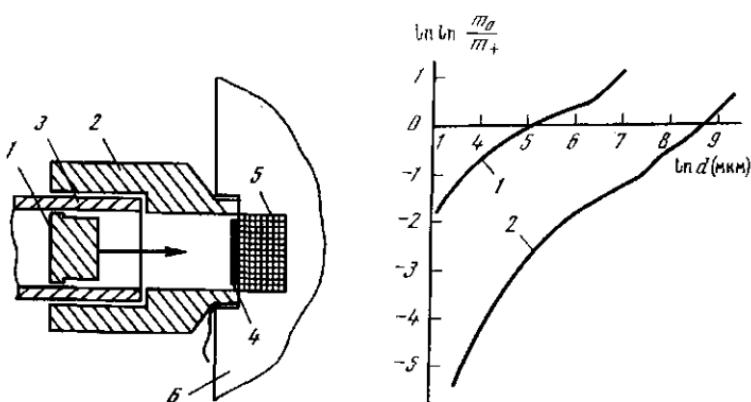


Рис. 101. Схема опытов по разрушению горных пород ударом

1 – ударник, 2 – насадка, 3 – ствол разгонного устройства, 4 – дизлектрический датчик, 5 – образец породы, 6 – обойма

Рис. 102. Распределение частиц по размерам при дроблении пород ударом

1 – гранит, скорость ударника 1200 м/с; 2 – габбро, скорость ударника 300 м/с

ного взрыва $q_{ef} \approx 4 \cdot 10^3$ Дж. Оценка обосновывается следующим образом. Полное время действия нагрузки, регистрируемое в ударных экспериментах, составляет около 30 мкс, что соответствует длительности положительной фазы взрыва указанной мощности (см. рис. 67, разд. 5).

6.1.2. Формулировка локального двухмодального закона распределения обломков по размерам. Анализ представленных опытных данных показывает, что не существует какого-либо пространственного ограничения на сферу действия как логарифмически нормального закона, так и закона Розина–Раммлера. На любом лагранжевом расстоянии R от центра камуфлетного взрыва в пределах зоны дробления закон распределения представляет комбинацию названных законов. При изменении расстояния от центра взрыва изменяются параметры обоих законов, а также относительная весовая доля частиц, распределенных по тому или иному закону. Математически это записывается в виде

$$\Omega(d, R) = \frac{\alpha(R)}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^y \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt + (1 - \alpha(R)) PP(d, R), \quad (138)$$

где d – характерный размер частицы, Ω – весовая доля частиц с размерами, меньшими d , $\alpha(R)$ – весовая доля частиц, распределенных по логарифмически нормальному закону, $y = (\ln d - \ln d_{LN}(R)) / \sigma_{LN}(R)$, $d_{LN}(R)$, $\sigma_{LN}(R)$ – медиана и среднеквадратичное отклонение, $PP(d, R)$ – распределение Розина–Раммлера со сдвигом

$$PP(d, R) = \begin{cases} 0, & d \leq d_K \\ 1 - \exp(-(d - d_K)/d_{0PP})^n, & d > d_K, \end{cases} \quad (139)$$

n – показатель формы, $d_K(R)$ – величина сдвига, $d_{0PP}(R)$ – характер-

ный линейный размер, связанный со средним размером соотношением

$$d_{OPP} = \frac{d_{PP} - d_K}{1(1 + 1/n)}, \quad (140)$$

Γ — гамма-функция.

Опытные данные в совокупности с представлением об условии формирования распределения Розина-Раммлера (однократность разрушения) приводят к парадоксу. А именно, это распределение проявляет себя там, где разрушение происходит при всестороннем сжатии, т.е. там, где, казалось бы, для него отсутствуют необходимые условия. Наиболее ярко парадокс проявляется в опытах по ударному разрушению. Здесь на кривых, характеризующих дисперсионный состав в координатах $\ln \ln(m_0/m_+)$, $\ln d$ отчетливо просматриваются прямолинейные участки со стороны крупных фракций (см. рис. 102). Однако можно с уверенностью утверждать, что в разрушающем образце не могут появиться сколь-нибудь значительные растягивающие напряжения (макроскопические), поскольку на границе его контакта с обоймой и ударником отсутствует сцепление и поэтому волны растяжения, возникающие на внешних границах обоймы и ударника, не могут проникнуть внутрь образца.

Парадокс снимается, если обратиться к результатам опытов по трехосному сжатию образцов горных пород. В работе [354] установлено, что, во-первых, при образовании сдвиговой макротрещины не наблюдается относительного смещения ее берегов (отсутствует заметная милонитизация), во-вторых, эта трещина образуется посредством последовательного ступенчатообразного объединения соответствующим образом расположенных микротрещин отрыва (при раскрытии промежуточных мостиков из сдвиговых трещин). В итоге авторами [354] сделан вывод о том, что образование в условиях всестороннего сжатия макроскопической трещины в целом есть результат не столько сдвигового процесса, сколько процесса отрыва. Образование микротрещин отрыва при всестороннем сжатии подтверждается также фактом появления экспоненциально нарастающей акустической эмиссии [355]. Физической основой этих эффектов является дилатансия. В силу нерегулярности строения берегов трещины (шероховатости, выступы) при ее сдвиге возникает реакция, стремящаяся раскрыть трещину [356]. Когда сила реакции превосходит напряжение, нормальное трещине, последняя раскрывается, т.е. ведет себя как трещина отрыва. Явление дилатансии — фундаментальный факт механики [132, 186–188, 354, 356], имеющий место для всех прочных пород в широком диапазоне нагрузок (от десятков мегапаскалей до единиц гигапаскалей) и соотношений между главными напряжениями.

Отмеченное позволяет уточнить общую схему дробления под действием взрывных нагрузок [357]. Локальное распределение обломков по размерам, формирующееся на динамическом фронте дробления и в его окрестности, качественно не должно зависеть от вида макроскопического механизма разрушения — сдвигового или отрывного, т.е. от расстояния до центра взрыва. При всестороннем сжатии на некотором мезоуровне в структуре горной породы возникают критические растягивающие напряжения и часть наиболее крупных обломков формируется в результате раз-

рушения отрывом, что приводит к закону Розина–Раммлера. Таким образом, этот закон является следствием взаимодействия взрывных волн с первичными трещинами, распределенными в исходном состоянии по некоторым статистическим законам. Оставшаяся часть более мелких обломков формируется в результате многократных разрушений, в том числе и некоторого количества обломков, распределенных первоначально по закону Розина–Раммлера, и в соответствии с теоремой А.Н. Колмогорова [344] распределяется по логарифмически нормальному закону. В итоге локально формируется двухмодальное распределение (138). Величина d_K в (139) является некоторой характерной границей между мезо- и микроуровнями.

В ближней зоне взрыва, где фронт разрушения совпадает с фронтом волны сжатия, из-за больших нагрузок и смещений преобладает логарифмически нормальное распределение, т.е. величина α близка к единице. Преобладание обусловлено рядом факторов. Во-первых, при больших давлениях в волне (порядка 2 ГПа и более) хрупкое разрушение начинает сменяться распределенной пластической деформацией [138], поэтому дилатансионный эффект становится менее выраженным [358]. Во-вторых, из-за больших сдвиговых деформаций происходит разворот обломков и возникают значительные контактные напряжения, что приводит к многократному дроблению. Поскольку при сжатии магистральные трещины согласно [354] образуются в результате объединения множества благоприятным образом ориентированных трещин отрыва, то средний размер d_{pp} уцелевших обломков, распределенных по закону Розина–Раммлера, должен быть заметно больше d_K . По мере удаления от центра взрыва снижение нагрузок и смещений приводит к уменьшению α , а снижение скорости деформирования – к увеличению характерного размера трещин, отделяющих мезоуровень от микроуровня, т.е. к росту d_K . В свою очередь это ведет к росту величины d_{pp} .

В более отдаленной области массива разрушение происходит под действием макроскопических растягивающих напряжений (тангенциальных при камуфлетном взрыве). Здесь обеспечивается преимущественно однократное разрушение и доля обломков, распределенных по закону Розина–Раммлера, стремится к единице. Мелкие частицы образуются за счет двух механизмов: выкрашивания при прохождении микротрещин по блокам и выкрашивания блоков в тех местах, где возникают концентрации напряжений, например в углах при относительном развороте блоков. Хаотичная картина трещин в ближней зоне сменяется четко выраженной структурой радиальных трещин [134, 135], формирующими, видимо, в результате лидер-эффекта – неустойчивости системы компланарных трещин, при которой одни трещины получают преимущественное развитие перед другими [342] и их количество неуклонно снижается. Именно этот эффект приводит, на наш взгляд, к тому, что средний размер обломков d_{pp} неуклонно возрастает вплоть до границы зоны дробления (см. рис. 98).

Основная задача теперь состоит в том, чтобы, опираясь на опытные данные, найти зависимость параметров локального закона распределения (138) d_{LN} , σ_{LN} , d_K , d_{opp} , n , α от расстояния и энергии источника в наиболее простом случае камуфлетного взрыва сосредоточенного заряда. Для этого необходимо уметь выделять из какого-либо распределения

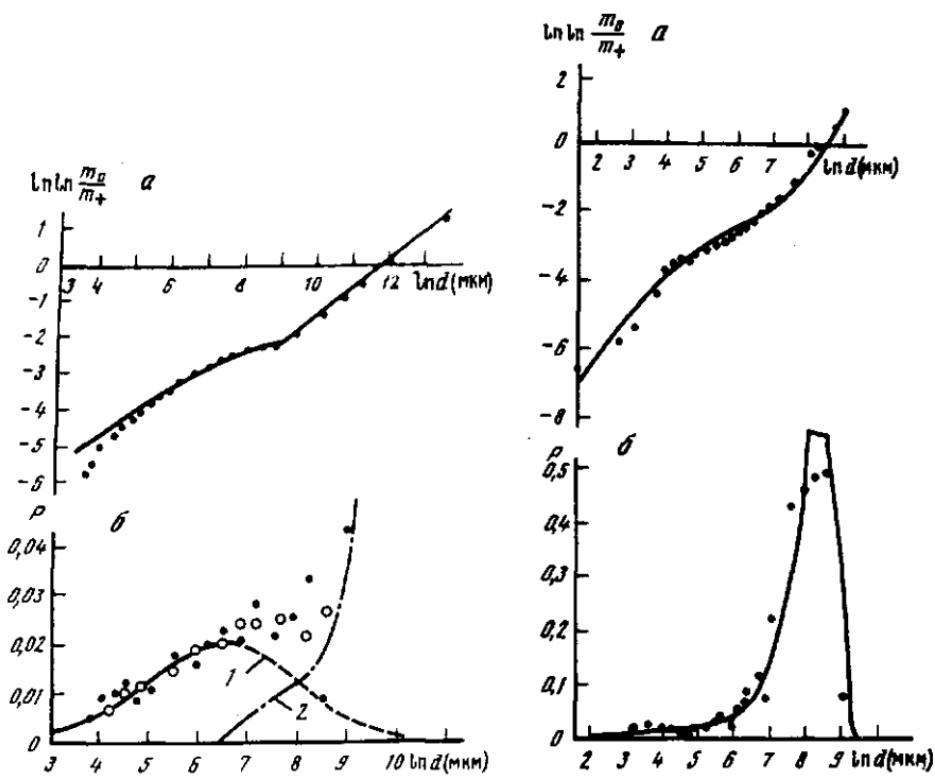


Рис. 103. Дисперсный состав при взрыве "Пайлдрайвер"

a – интегральное распределение, *b* – дифференциальное; точки – опытные данные, сплошные линии – аналитические аппроксимации, $P = d\Omega/d \ln d$, светлые кружки – сглаженные значения, 1 – логарифмически нормальное распределение, 2 – распределение Розина–Раммлера

Рис. 104. Дисперсный состав при взрыве заряда в образце песчаника

a – интегральное распределение, *b* – дифференциальное. Обозначения те же, что на рис. 103

частиц по размерам составляющие распределения согласно (138). Соответствующий алгоритм состоит в определении параметров логарифмически нормального закона и доли α по части опытных данных, относящихся к пылеватым и мелким частицам, нахождении разницы между всеми опытными данными и этим распределением и определении по вычисленной разнице параметров закона Розина–Раммлера. Подход базируется на том, что в диапазоне размеров $d < d_K$ распределение (138) из двухмодального превращается в одномодальное. В соответствии со смыслом величины "сдвига" d_K полагается $d_K = d_{LN}$. Указанная процедура повторяется при последовательном увеличении числа опытных точек, используемых для нахождения параметров логарифмически нормального закона. При этом вычисляется среднеквадратичное отклонение между теоретическим и экспериментальным распределениями и по его минимуму выбирается искомая совокупность параметров двухмодального распределения (138).

На рис. 103, 104 демонстрируются полученные описанным способом оптимальные аппроксимации опытных данных, свидетельствующие, с

Таблица 9

Обозначения к рис. 105–110

| Источник разрушения | Тип среды | Литературный источник | Обозначение |
|--------------------------------|----------------------|-----------------------|-------------|
| Камуфлетный взрыв | | | |
| маломасштабный | Канифоль | [210, 341] | ● |
| крупномасштабный | Апатиты | [210] | ○ |
| крупномасштабный | Гранит "Хардхэт" | [348] | □ |
| крупномасштабный | Гранит "Пайлдрайвер" | [348] | △ |
| крупномасштабный | Доломит | [349] | ▽ |
| Взрыв в образце | Плексиглас | [342] | ▼ |
| в блоке | Известняк | [342] | ■ |
| в блоке | Песчаник | Данная работа | □ |
| Накладной маломасштабный взрыв | Гранит | Данная работа | ○ |
| Накладной маломасштабный взрыв | Кварцит | [336] | ■ |
| Удар | Диабазовый порфирит | Данная работа | + |
| Удар | Габбро | То же | △ |
| Удар | Гранит | " | ○ |
| Удар | Песчаник | " | ● |

одной стороны, об удовлетворительности используемого алгоритма, а с другой стороны, о том, что суммарное распределение в пределах разброса эксперимента действительно представляет комбинацию логарифмически нормального закона и закона Розина–Раммлера.

В результате обработки опытных данных подразд. 6.1.1 с помощью указанного алгоритма было произведено выделение двух законов и определены их параметры. Анализ величин параметров показал, что существует ряд корреляционных зависимостей, приводимых ниже. Для того чтобы ориентироваться в иллюстративном материале, составлена табл. 9.

На рис. 105 представлены результаты определения среднего размера обломков, распределенных по закону Розина–Раммлера. Сплошной линией показана аппроксимирующая зависимость

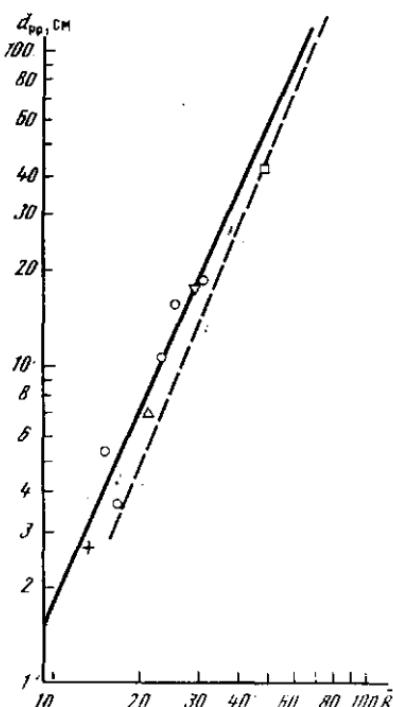
$$d_{PP} = 0,007(q/q_0)^{1/6} \bar{R}^{2,3}, \text{ см} \quad (141)$$

при $q = q_0$, $q_0 = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж (d_{PP} определяется согласно (140)), пунктир — изменение среднего размера обломков при крупномасштабном камуфлетном взрыве по измерениям трещиноватости [350] (см. рис. 98). При обработке опытных данных учитывалось, что размер обломка с увеличением энергии источника q растет, как $q^{1/6}$ [185]. Показатель степени при \bar{R} в (141) по другим источникам составляет: 2,45 — канифоль [210]; 2,4 — известняк [185].

В связи с зависимостью (141) хотелось обратить внимание, что она в

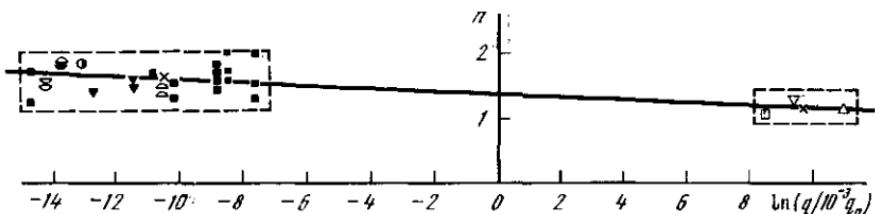
Р и с. 105. Средний размер обломков в зависимости от приведенного расстояния при камуфлетном взрыве

Обозначения см. табл. 9



Р и с. 106. Коэффициент формы в зависимости от энергии источника

Обозначения см. табл. 9



концентрированной форме выражает лидер-эффект, т.е. неустойчивое развитие созданных и подновленных взрывом трещин, приводящее к постепенному уменьшению их количества по мере удаления от его центра. Не исключено, что эта зависимость передает размер обломка и за пределами области, считающейся обычно зоной дробления ($R < (50 \div 60)$). Выход на асимптоту среднего расстояния между трещинами, обнаруженный в [350] (см. рис. 98), объясняется тем, что количество трещин, непосредственно созданных взрывом, здесь резко уменьшается и в опыте фиксируется среднее расстояние между первичными трещинами, которое в массиве обычно имеет величину порядка 1–2 м. Возможный же размер обломков, больший 1–2 м, трудно определить, поскольку он оказывается со-поставимым или превосходит диаметр штольни.

Попытка найти корреляционную зависимость от приведенного расстояния для коэффициента формы n не увенчалась успехом: Анализ данных указывает, однако, на слабую тенденцию к изменению n с мощностью взрыва q (см. рис. 106). Соответствующая зависимость получена простой ин-

терполяцией между средними значениями в двух областях, отмеченных пунктиром, и имеет вид

$$n = 1,2 - 0,02 \ln(q/q_0). \quad (142)$$

Уменьшение величины n с ростом мощности взрывного воздействия, возможно, объясняется следующим образом. При увеличении q увеличивается длина волны и расширяется спектр размеров дефектов, влияющих на процесс дробления, т.е. и спектр размеров образующихся обломков. Следовательно, дробление становится более неравномерным, что должно привести к уменьшению n , так как нормированная дисперсия в законе Розина-Раммлера $\tilde{D} = D/d_{PP}^2 \approx 1/n$. Изменение n , однако, невелико, что согласуется с известным из опыта фактом [359] приблизительного постоянства нормированной дисперсии распределения при варьировании на порядок среднего размера обломка (в этом случае q изменяется в 10^6 раз, например, от $q = 4,2 \cdot 10^6$ до $q = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж, а $1/n$ — от 0,68 до 0,83).

При анализе данных, относящихся к логарифмически нормальному закону, бросается в глаза тот факт (за редким исключением, обусловленный грубостью данных), что средний размер крупных обломков d_{PP} с увеличением мощности взрыва возрастает быстрее, чем медианный размер d_{LN} пылеватых и мелких частиц. Полагая $d_{PP}/d_{LN} = A(\bar{R})q^\gamma$, где A — некоторая функция приведенного расстояния, получим для фиксированного расстояния

$$(d_{PP}/d_{LN})/(d_{PP}/d_{LN})_{PDR} = (q/q_{PDR})^\gamma, \quad (143)$$

индексом PDR обозначены соответствующие величины для взрыва "Пайлдрайвер". Вычисление величины γ согласно (143) показало, что в диапазоне энергий источников $1,8 \cdot 10^3 - 2,6 \cdot 10^{14}$ Дж ее величина изменяется мало — от 0,135 до 0,185 со средним значением $\gamma = 0,158$. Полагая $\gamma \approx 1/6$, из (141) получим, что в первом приближении для широкого диапазона мощностей взрывов локальная медиана пылеватых и мелких частиц не зависит от q , но зависит от приведенного расстояния — $d_{LN} = f(\bar{R})$. Таким образом, величина d_{LN} определяется амплитудными параметрами волн, слабо зависящими от мощности (максимальным напряженiem при сжатии в ближней зоне и минимальным напряженiem при растяжении в дальней).

Определение вида функции $f(\bar{R})$ может быть осуществлено на основе сведений об индексе разрушения, вычисленном при микроскопическом анализе кернов (см. рис. 94). По смыслу индекса FJ , $d_{LN} \approx 1/FJ$, т.е.

$$d_{LN} = B\bar{R}^{1/3}. \quad (144)$$

Представляя в (144) соответствующие величины для взрыва "Пайлдрайвер", как наиболее достоверные из всех данных по крупномасштабным взрывам, получим

$$d_{LN} = 0,0012\bar{R}^{1/3}, \quad (145)$$

размерность d_{LN} — см. Зависимость (145) удовлетворительно подтверждается другими локальными данными (рис. 107). Поскольку величина медианы определяется амплитудой воздействия, то данные, полученные при ударе, не требуют какой-то корректировки. Зависимость для канифоли подтверждает ту же тенденцию к увеличению d_{LN} , меньшие же абсолют-

Р и с. 107. Зависимость медианы логарифмически нормального закона от приведенного расстояния

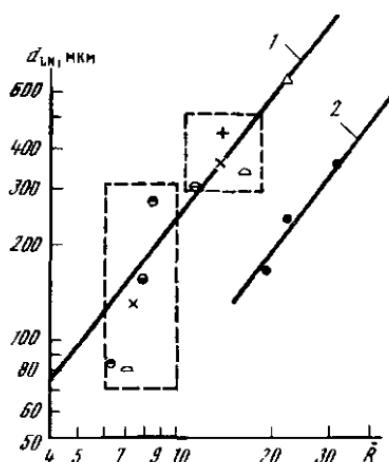
1 — (145), косые крестики — средние значения в областях, отмеченных пунктиром. 2 — зависимость для канифоли. Обозначения см. табл. 9

Р и с. 108. Зависимость среднеквадратичного отклонения от энергии источника

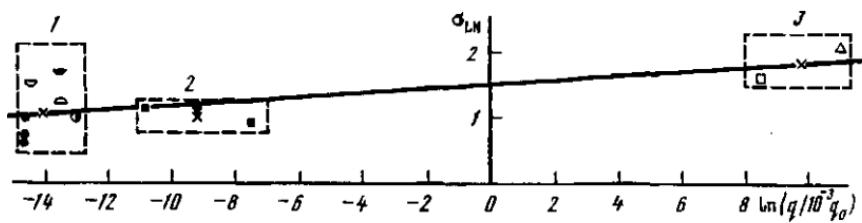
Крестики — средние значения в областях, отмеченных пунктиром. Обозначения см. табл. 9

Р и с. 109. Среднеквадратичное отклонение от приведенного расстояния

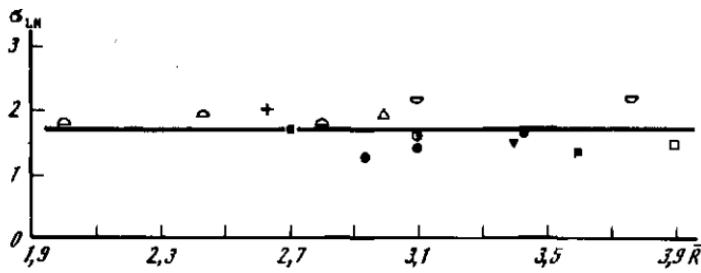
Сплошная линия соответствует средней величине σ_{LN} . Обозначения см. табл. 9



Р и с. 107



Р и с. 108



Р и с. 109

ные значения медиан отражают специфику канифоли как очень хрупкого материала.

Совокупность данных, демонстрируемых на рис. 107, наглядно свидетельствует о практической независимости медианы от мощности взрывного воздействия (q или q_{ef} изменяется здесь от $1,8 \cdot 10^3$ до $2,6 \cdot 10^{14}$ Дж). Соотношение (145), вообще говоря, справедливо в случае использования высокозергетичных импульсных источников. Нижней границей его применимости можно считать $\bar{R} = 2,9$. Согласно [47] на этом расстоянии напряжение во фронте ударной волны составляет 46 ГПа, что совпадает с верхней границей двухфазной области при полиморфных превращениях в силикатных породах (см. рис. 10). Таким образом, условие $\bar{R} < 2,9$ прибли-

зительно ограничивает область существования расплава*. В случае взрывов химических ВВ зависимость (145) несложно откорректировать с учетом соответствующего закона изменения амплитуд с расстоянием.

Поскольку предполагается, что $d_K = d_{LN}$, то на этом завершается задание параметров распределения Розина–Раммлера. Для полной же характеристики логарифмически нормального закона необходимо еще оценить среднеквадратичное отклонение σ_{LN} . Анализ полученных данных свидетельствует об увеличении σ_{LN} с ростом мощности взрыва (рис. 108). Это согласуется с ранее высказанными тезисами. Действительно, поскольку частицы, распределенные по логарифмически нормальному закону, образуются в результате многократного дробления, в том числе и некоторой доли обломков, распределенных первоначально по закону Розина–Раммлера, а неравномерность дисперсного состава последних увеличивается с ростом мощности, то это должно быть справедливым и в отношении логарифмически нормального закона. Нужно отметить, что данные рис. 108 относятся к различным приведенным расстояниям — среднее в первой группе — $\bar{R} = 24$, во второй — $\bar{R} = 30$, в третьей — $\bar{R} = 35$, но, как выясняется, среднеквадратичное отклонение не коррелирует с приведенным расстоянием.

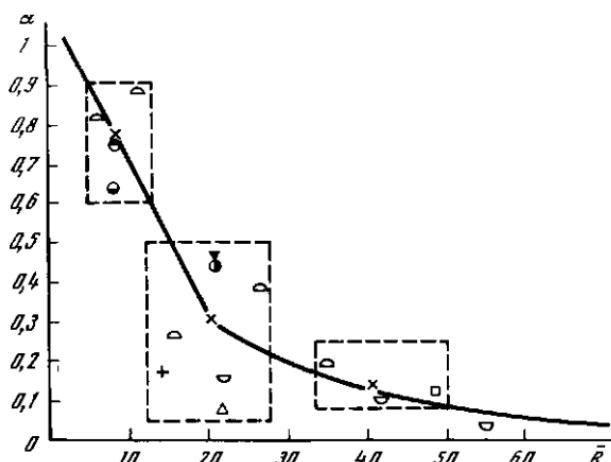
Сплошная линия на рис. 108 получена экстраполяцией между средними точками крайних областей и ее уравнение имеет вид

$$\sigma_{LN} = 1,77 + 0,03 \ln(q/q_0). \quad (146)$$

Зависимость σ_{LN} от q определяется, на наш взгляд, преимущественным влиянием на ширину спектра мелких и пылеватых частиц длительности взрывного процесса: фазы сжатия в ближней зоне и фазы растяжения — в дальней. Это косвенно подтверждается отсутствием корреляции между σ_{LN} и \bar{R} (рис. 109) (на этом рисунке все первичные данные пересчитывались к мощности $q = q_0$ посредством добавления к ним в соответствии со (146) величины $\delta\sigma_{LN} = 0,03 \ln(q/q_0)$). Так же, как и σ_{LN} , длительности первой и второй фаз при крупномасштабных взрывах в скальных и полускальных грунтах практически не зависят от расстояния (см. рис. 79, 91), однако как σ_{LN} , так и длительности увеличиваются с ростом мощности взрыва.

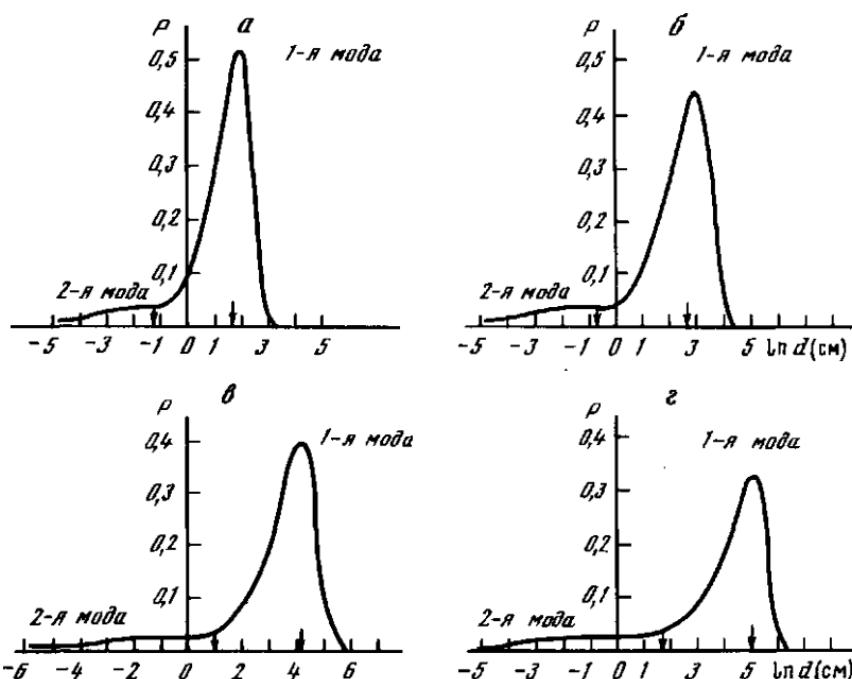
Чтобы полностью задать локальную функцию распределения (138), остается конкретизировать параметр α . Совершенно очевидно, что по мере удаления от центра взрыва интенсивность вторичного дробления должна ослабевать, а относительная весовая доля мелких и пылеватых частиц — уменьшаться. Анализ опытных данных, полученных при выделении двух законов, проводился в соответствии с представлениями о подобии (автомодельности) геодинамических процессов, развивающимися М.А. Садовским [339]. А именно, считалось, что α не зависит от мощности взрывного воздействия. В противном случае нарушилось бы подобие в распределении частиц по размерам для взрывов с заметно отличающимися q , но это противо-

* Здесь речь идет о промежутках времени, сопоставимых с продолжительностью взрывного процесса. Для существенно более длинных промежутков количество расплава увеличивается за счет кондуктивного прогрева и указанная граница несколько отодвигается.



Р и с. 110. Относительная весовая доля частиц, распределенных по логарифмически нормальному закону, в зависимости от приведенного расстояния

Сплошная линия — средняя зависимость, косые крестики — средние значения в областях, отмеченных пунктиром. Обозначения — см. табл. 9



Р и с. 111. Функция плотности распределения обломков для различных мощностей взрыва

$P = d\Omega/d \ln d$; $a - q = 4,2 \cdot 10^5$ Дж; $b - q = 4,2 \cdot 10^9$ Дж; $c - q = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж; $d - q = 4,2 \cdot 10^{15}$ Дж, вертикальными стрелками показаны моды логарифмически нормального закона и закона Розина—Раммлерса; $R \leq 49$

речит имеющейся совокупности опытных данных. Зависимость же α от приведенного расстояния, несомненно, имеет место (рис. 110). При аппроксимации считалось, что на границе области расплава $\alpha = 1$. Это не противоречит опытным данным рис. 110. Оптимальная зависимость $\alpha(R)$ имеет вид

$$\alpha = \begin{cases} 1 - 0,04(\bar{R} - 2,9), & 2,9 \leq \bar{R} < 20,4 \\ 0,3 \exp(-0,043(\bar{R} - 20,4)), & \bar{R} \geq 20,4. \end{cases} \quad (147)$$

Приведенное расстояние \bar{R} фактически является параметром, через который опосредованно выражается влияние на α амплитудных характеристик импульсиого возмущения. В силу этого в (147) несложно перейти к случаю взрыва химического ВВ.

Выражение (147) является последним в цепи соотношений, описывающих закономерности изменения распределения частиц по размерам в зоне дробления камуфлетного взрыва. Имея конкретные зависимости (141), (142), (145) – (147), можно рассчитать как локальный, так и интегральный дисперсный состав в пределах любого шара с центром в точке взрыва. Оказывается, что интегральный состав с удовлетворительной погрешностью, не превосходящей погрешности опытных данных, также описывается двухмодальным законом (138) (рис. 111). Необходимо отметить качественную инвариантность распределений, сохраняющих практически одинаковое отношение мод в широком диапазоне энергий источников. Это согласуется с концепцией автомодельности геодинамических процессов в частном случае дробления горных пород взрывом.

Анализ результатов вычисления интегрального дисперсного состава в пределах шаров различного радиуса \bar{R} выявил интересную особенность – тесную связь между некоторыми параметрами интегрального распределения и локального на расстоянии \bar{R} . В частности устойчивым оказалось отношение d_{PP}/d_{LN} (табл. 10, $q = 4,2 \cdot 10^6$ Дж). Это позволяет без большой ошибки использовать интегральное распределение для нахождения указанного локального отношения. Изменение средних размеров $(d_{PP})_{int}$, $(d_{PP})_{loc}$ с увеличением радиуса шара происходит по одному и тому же степенному закону $\sim \bar{R}^{2,3}$, причем отношение $(d_{PP})_{loc}/(d_{PP})_{int}$ практически не зависит от мощности взрыва.

В тех случаях когда при взрыве сосредоточенного заряда характер движения существенно отличается от сферически симметричного, например при взрыве вблизи поверхности Земли или обнажения, предложенный локальный закон может также использоваться, но с некоторыми модификациями зависимостей (141), (142), (145) – (147). Суть модификаций в следующем. Параметры d_{LN} , α мы связываем с амплитудными характеристиками взрывного воздействия, а σ_{LN} , n – с длительностями фаз. Из-за влияния свободной поверхности указанные характеристики изменяют свои значения. Это изменение можно отождествить с эффективной мощностью камуфлетного взрыва, т.е. таким q_* , при котором на заданном расстоянии от источника R характеристики волн принимают те же значения, что и для рассматриваемого взрыва мощностью q . Величина q_* подставляется в (142), (145) – (147) вместо q , приведенное расстояние пересчитывается: $\bar{R} = R/\sqrt[3]{q_*}$.

Для нахождения эффективной мощности необходимо выбирать характе-

Таблица 10
Отношение среднего и медианного размеров

| R | 24 | 30 | 40 |
|-------------------------|------|------|----|
| $(d_{PP}/d_{LN})_{loc}$ | 11,6 | 14,8 | 20 |
| $(d_{PP}/d_{LN})_{int}$ | 10,3 | 12,5 | 16 |

ристику взрывного возмущения, инвариантную относительно геометрии движения, например напряжение по нормали к фронту эпицентральной волны. Численные расчеты показывают, что эффективная мощность различна для амплитуд (q_{*1}) и длительностей (q_{*2}) и зависит не только от R , но и от положения рассматриваемой точки по отношению к дневной поверхности. Таким образом, для нахождения d_{LN} , α используется q_{*1} , для нахождения σ_{LN} , $n = q_{*2}$. Смысл эффективных мощностей q_{*1} , q_{*2} в том, что эти величины, выступающие в роли параметров, суть функционалы взрывного процесса, определяемые в силу конкретных граничных условий и амплитудно-временных характеристик волн. Наилучшим способом их отыскания является одновременное численное моделирование и камуфлетного взрыва, и взрыва вблизи свободной поверхности с использованием ОКУП модели (см. разд. 3) в случае скальных и ВУД модели (см. разд. 5) в случае полускальных грунтов.

Несколько сложнее выглядит алгоритм пересчета среднего размера обломков d_{PP} , распределенных по закону Розина–Раммлера. Вследствие малости относительной весовой доли частиц, распределенных по логарифмически нормальному закону ($\alpha < 0,1$), величина d_{PP} является также хорошим приближением к среднему размеру во всем объеме дробления и представляет один из основных показателей в горном деле. Этот показатель формируется под влиянием и амплитудных и временных характеристик взрывных волн. Кроме того, на средний размер обломков, несомненно, влияет соотношение между главными напряжениями. При взрыве вблизи свободной поверхности картина главных напряжений в некоторых областях массива существенно отличается от того, что мы имеем при камуфлетном взрыве. Поэтому пересчет пространственно-временных масштабов, аналогичный изложенному выше, не может привести к достоверному результату. Рассмотрим один из возможных здесь подходов.

Обычно образование трещин рассматривается как результат достижения растягивающим напряжением (или некоторым функционалом от него) порогового значения [176, 183]. Однако отрывные трещины (точнее квазиотрывные) образуются также и в условиях всестороннего макроскопического сжатия. Доказательством этого является в частности то, что некоторая доля обломков в ближней зоне взрыва распределена по закону Розина–Раммлера. С учетом последнего обстоятельства процесс образования крупных кусков должен описываться соотношением, симметричным относительно знака действующих напряжений. Естественно обратиться к энергетической характеристике взрывного возмущения. Трецинообразование в скальных грунтах представляет, как правило, квазихрупкий процесс

[360], поэтому будем рассматривать упругую энергию единицы объема U

$$U = \frac{1}{2} (P^2/K + S_{ij}S_{ij}/2G),$$

где P – давление, S_{ij} – девиатор тензора напряжений, K, G – модули объемного сжатия и сдвига соответственно.

При образовании и распространении трещин часть упругой энергии единицы объема диссилируется в области вблизи трещин. Если λ – энергия, необходимая на образование единицы поверхности (по Ирвину), то поверхность, образованная в единице объема, пропорциональна U_{dis}/λ_s , U_{dis} – диссилированная энергия. Поскольку рост трещин и последующее фрагментирование не осуществляются мгновенно, то необходимо рассматривать этот процесс во времени. Введем λ_θ – интенсивность диссилиации упругой энергии: $\lambda_\theta dt = (\delta U)_{dis}/U$, т.е. λ_θ имеет смысл относительной доли упругой энергии, диссилируемой в единицу времени в единице объема. Тогда в предположении $\lambda_\theta = \text{const}$ вся энергия, затраченная на образование трещин, есть

$$\lambda_\theta \int_0^\tau U dt, \text{ а площадь трещин в единице объема}$$

$$S = \frac{\lambda_\theta}{\lambda_s} \int_0^\tau U dt,$$

τ – длительность процесса.

Пусть некоторый единичный* объем среды разрушается на одинаковые куски размера d . В [342] показано, что произведение суммарной поверхности обломков на d есть константа: $Sd = B$. Величина B зависит от мощности взрыва, поскольку с изменением q изменяется единичный объем. В соответствии с (141) он должен быть пропорционален $(q^{1/6})^3 = q^{1/2}$. Учитывая все обстоятельства, получим соотношение

$$d = A(q/q_0)^{1/2} \left(\int_0^\tau U dt \right)^{-1}, \quad (148)$$

где q, A – постоянные, $q_0 = 4,2 \cdot 10^{12}$ Дж, обобщающее известный закон Риттингера, в котором $d \approx 1/U$ [185].

Для проверки применимости (148) проводился численный расчет крупномасштабного камуфлетного взрыва ($q = q_0$) с использованием ОКУП модели разд. 3. С ее помощью удается достоверно воспроизводить в расчетах одновременно амплитуды массовой скорости и напряжения, максимальные смещения, время нарастания до максимума, длительности первой и второй фаз, радиус котловой полости, суммарный объем разрыва в зоне дробления. Поэтому можно надеяться на то, что величина

$\xi = 1/\int_0^\tau U dt$, вычисляемая в процессе расчета, также соответствует действительности. В итоге выяснилась идентичность закона изменения ξ и среднего размера куска d_{pp} с расстоянием (рис. 112). Таким образом, имеется

* Под единичным понимается такой объем, масса которого в определение большое число раз превосходит массу куска среднего размера. Этот объем однозначно является представительным.

Рис. 112. Зависимость от приведенного расстояния величины ξ и среднего размера куска

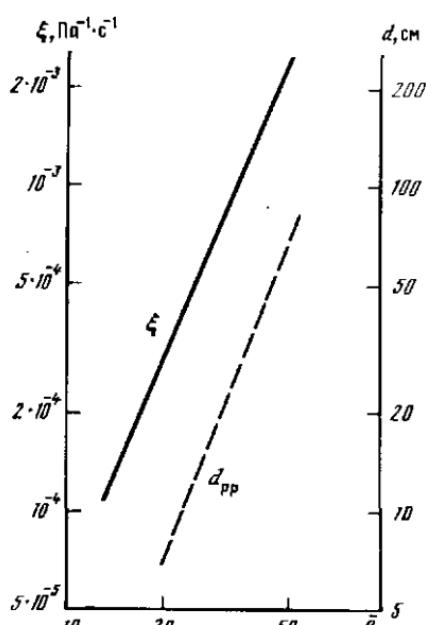
Пунктир — по зависимости (141)

удовлетворительное соответствие энергетического критерия (148) опытным данным. Количественно зависимости (141) и (148) практически совпадают при $A = 2,5 \cdot 10^4$ Па · см · с. Учитывая общий характер критерия (148), его можно рекомендовать вместо (141) для определения среднего размера обломков

$$d_{pp} = 2,5 \cdot 10^4 (q_{*2}/q_0)^{1/2} \left[\int_0^t \frac{1}{2} (P^2/K + S_{ij} S_{ij}/2G) dt \right]^{-1}, \quad (149)$$

размерности P, S_{ij}, K, G — Па, t — с, d_{pp} — см. Аналогично другим параметрам двухмодального закона (138) определение d_{pp} при взрыве вблизи свободной поверхности может быть осуществлено в процессе численного расчета волнового возмущения.

Таким образом, предлагаемый способ прогноза дисперсного состава не ограничен рамками какой-либо геометрии движения. С одной стороны, он опирается на картину напряженно-деформированного состояния грунтовой среды, выявляемую при численном моделировании взрыва сосредоточенного заряда с произвольным положением его центра масс по отношению к свободной поверхности, а с другой стороны, содержит в основе эмпирические зависимости для частного случая камуфлетного взрыва, построенные с использованием представительных опытных данных. В таком качестве способ является альтернативой подходу [336, 337], когда дисперсный состав также находится по результатам численных расчетов волнового поля, но моделирование основывается полностью на теоретических представлениях о характере трещинообразования и фрагментирования. Степень глубины и детализации теории должна в этом случае быть весьма велика, что, на наш взгляд, в настоящее время не достигнуто. Разумеется, и предлагаемый в данной работе подход не свободен от недостатков, только подчеркивающих сложность рассматриваемого явления. В частности, необходимо учесть влияние на результат дробления физико-механических характеристик породы и плотности исходных трещин. Планируя эту работу в будущем, отметим тем не менее ряд благоприятных обстоятельств. Двухмодальный закон (138) — (147) базируется на опытных данных по дроблению разнообразных горных пород и поэтому в какой-то мере отражает спектр их физико-механических характеристик. В частности, опытные данные, полученные при крупномасштабных взрывах, относятся к массивам с различной исходной трещиноватостью. Необходимо также отметить, что в случае



использования высокоэнергетичных импульсных источников существует представительная область, в которой исходная трещиноватость не должна играть заметной роли. Речь идет о зоне, в которой под действием взрывных нагрузок трещины закрываются и дроблению подвергается как бы порода в монолитном состоянии. Уровень этих нагрузок $\sigma > \sigma_k$, $\sigma_k = E\alpha$ [170], E – модуль Юнга, α – коэффициент раскрытия трещин. Для типичной ситуации $\sigma_k \approx 1$ ГПа и размеры указанной области ограничиваются условием $R < 20 \div 25$.

Из отмеченного следует, что в любом случае важной компонентой, входящей в прогноз дисперсного состава, является теоретическое моделирование взрывного процесса, которое должно давать достоверную информацию о напряженно-деформированном состоянии среды. Имеется и обратная связь – сведения о распределении частиц по размерам могут повысить достоверность результатов моделирования параметров взрывных волн. Подобный пример приводился в разд. 4, где на основе закона увеличения среднего размера куска d_{pp} с расстоянием (141) оценивалось снижение прочности массива по мере удаления от центра крупномасштабного взрыва. В плоскости анализа законов фрагментирования лежит, на наш взгляд, и решение вопроса о соответствии опытов по деформированию образцов на прессах различной жесткости реальным условиям нагружения при взрыве. Единичный представительный объем, разрушаемый взрывным возмущением, можно отождествить с "образцом", а возмущение – с "приводом пресса", "рабочим телом" которого является сама среда. На запредельном участке деформирования между "образцом" и "рабочим телом" происходит обмен энергией, что выражается в определенном законе изменения внутренней энергии "образца" $U(t)$ во времени и реализуется в виде определенных параметров закона распределения образующихся обломков (α , σ_{LN} , d_{LN} , d_{pp} , n). Идеальный пресс должен иметь конструкцию, которая позволяет либо в точности воспроизводить указанные параметры, либо моделировать распределение с поправкой на масштабный фактор, т.е. в точности воспроизводить α , d_{LN} , а параметры σ_{LN} , d_{pp} воспроизводить с учетом влияния на них масштаба явления согласно (141), (142), (146). В этом случае можно утверждать, что измеренные в опыте напряжения и деформации образца правильно передают характер запредельного поведения при взрыве. Поскольку по мере удаления от центра взрыва соотношение между параметрами α , d_{LN} , d_{pp} изменяется, то идеальный пресс должен иметь переменную жесткость.

Используемые повсеместно жесткие прессы, давая возможность точно определить механические характеристики изолированного образца, приводят к слишком коротким временам разрушения и, по имеющимся у авторов данным, искажают требуемые соотношения между параметрами α , d_{pp} , n , d_{LN} (повышенное переизмельчение малой весовой доли частиц на фоне аномально крупных для масштаба опытов обломков с чрезмерно большими величинами коэффициента формы n). По нашему мнению, для прогресса исследований в механике деформируемого твердого тела необходим переход к "мягким" прессам с регулируемой жесткостью, в экспериментах на которых дисперсный состав будет средством контроля условий нагружения.

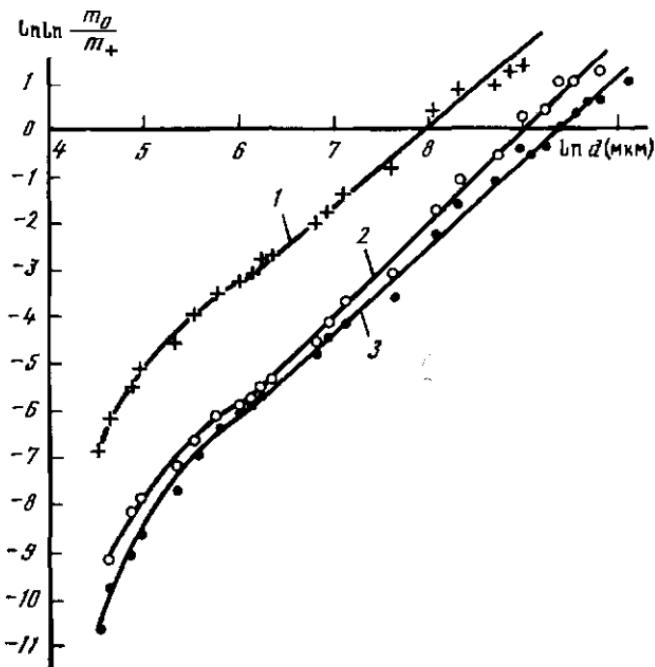
6.2. ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ МЯГКИХ ГРУНТОВ ПРИ ВЗРЫВНОМ РАЗРУШЕНИИ

Чехол рыхлых осадочных отложений (мягких грунтов) — глин, суглинков, лесков — покрывает подавляющую часть территории Земли. Эта группа среди находится на противоположном от прочных горных пород полюсе грунтового многообразия и поэтому ее исследование представляет определенный интерес. Закономерности дробления мягких грунтов несмотря на их широкое распространение изучены очень мало (практически полное отсутствие данных в известной авторам литературе). Ниже приводятся схемы проведенных опытов и анализируются полученные результаты.

6.2.1. Схемы опытов по дроблению мягких грунтов. При изучении вопросов дробления мягкие грунты распадаются на две подгруппы с ярко выраженной спецификой: глины, суглинки и пески.

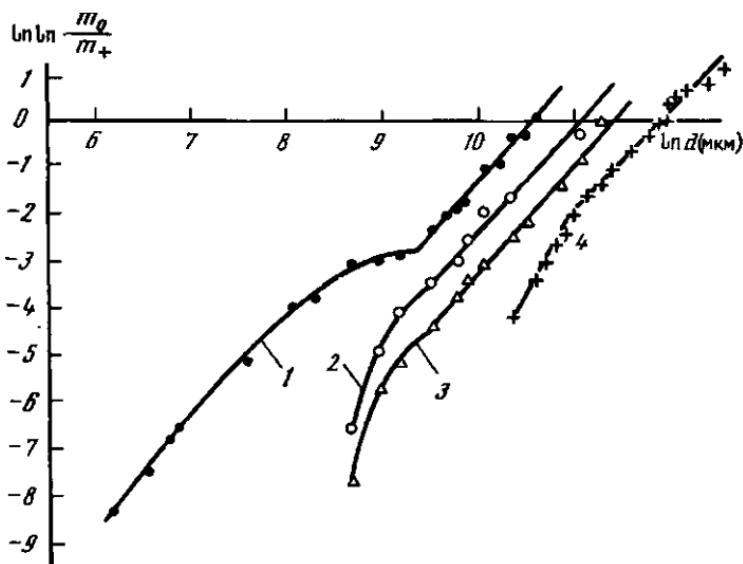
Основная идея опытов с глинисто-суглинистыми грунтами состояла в том, чтобы разрушить в сходственных геометрических условиях образцы с различной весовой влажностью W : от $W = 24\%$ до воздушного сухого состояния ($W \approx 0$) и проконтролировать изменение характера фрагментирования. Смысл здесь в том, что в указанном диапазоне влажности физико-механические свойства грунта кардинально меняются от свойств слабопрочной вязкоупругой среды до свойств прочной хрупкой среды полускального типа. Поскольку при всестороннем сжатии образца влажного грунта он не разрушается в обычном смысле, распадаясь на части, а необратимо изменяет свою форму, то выбрались такие схемы опытов, в которых разрушение осуществляется под действием растягивающих напряжений. Для предотвращения повторного дробления при разлете осколков образцы размещались в тонком резиновом мешке, вложенном в цилиндр из проволочного каркаса с натянутым на него изнутри слоем поролона. Разделение на фракции обломков с влажностью в диапазоне 10–24% начиналось с замораживания раздробленной массы при температуре от -5 до -10°C . В этом случае значительно повышается прочность обломков и определение дисперсного состава предохраняется от искажения, вносимого при просевании. Последнее проводилось при тех же отрицательных температурах. Разрушенный грунт с размерами фрагментов более 45 мкм разделялся по фракциям на ситах и грохотах с калиброванными ячейками согласно ГОСТ 6613–73 (22 сита в диапазоне размеров отверстий 2000 – 45 мкм, 12 грохотов с диаметром отверстий более 2 мм). Проводились три серии экспериментов с различными схемами.

По первой схеме сосредоточенный заряд химического ВВ, $q = 2,3 \cdot 10^3$ Дж, подрывается в центре масс цилиндрического образца с высотой, равной диаметру, который в опытах варьируется (72, 60, 30 мм). Образцы изготавливались из природного суглиника естественной влажности $W = 24\%$ методом отбора проб. Для получения другой влажности исходные образцы помещались в оболочку из кальки и электротехнического картона (с целью предотвращения растрескивания) и выдерживались необходимое время в сушильном шкафу при температуре 60°C . При достижении заданной влажности образцы помещались на 12 ч в эксикатор для более равномерного распределения влажности по объему. Полученные в опытах характерные распределения частиц демонстрируются на рис. 113. Как сле-



Р и с. 113. Распределение частиц суглинка в спрямляющих координатах закона Розина-Раммлера при взрывах в образцах.

Знаки – опытные данные, сплошные линии – оптимальные аппроксимации; 1 – диаметр образца 30 мм, влажность $W = 16\%$; 2 – диаметр 60 мм, $W = 17.3\%$; 3 – диаметр 72 мм, $W = 19.3\%$



Р и с. 114. Распределение частиц суглинка по размерам при взрывах рыхления
 $q = 2.3 \cdot 10^3$ Дж; 1 – $h = 7.5$ см; $W = 12.8\%$; 2 – $h = 6$ см; $W = 21.6\%$; 3 – $h = 8$ см;
 $W = 21.6\%$; 4 – пояснение в тексте

дует из представленных данных, распределение не описывается каким-то одним законом. Со стороны мелких частиц явственно проглядывает характерная дуга логарифмически нормального закона, распределение же крупных обломков удовлетворительно аппроксимируется законом Розина—Раммлера.

Аналогичные результаты получены в серии взрывов на рыхление. Опыты проводились с образцами суглинка кубической формы, размер ребра — 40 см. Подготовка образцов производится аналогично предыдущему. Эти взрывы при правильном выборе глубины заложения центра масс заряда h практически полностью исключают выброс грунта из зоны дробления и поэтому образовавшийся дисперсный состав хорошо сохраняется. Данные рассева частиц по фракциям представлены на рис. 114. Геометрические условия опытов здесь приблизительно постоянны и можно отметить закономерное уменьшение при подсушивании среднего размера обломков с одновременным возрастанием доли частиц, распределенных по логарифмически нормальному закону.

С целью исследования влияния мощности на средний размер обломков проводились опыты по взрывному рыхлению в полевых условиях. Заряд с энергией $q = 2,1 \cdot 10^6$ Дж подрывался на глубине 75 см в массиве моренных суглинков. Характерный результат показан на рис. 114 (крестики, кривая 4, $W = 14\%$). Необходимо отметить, что в данных опытах фракции мелких обломков не изучались детально, поскольку их вклад в общую массу раздробленного грунта невелик и, следовательно, мало влияние на средний размер.

Экспериментальное исследование дробимости песчаного грунта проводилось с гравелистым песком, состоящим на 80% из кварцевых зерен с примесью полевого шпата. Форма зерен в основном изомерична, зерна полуокатаны. Подготовка образцов к испытаниям включала промывку песка для удаления пылеватых частиц, удерживаемых крупными зернами за счет адгезии, последующую сушку и рассеивание по фракциям. Дроблению подвергались образцы, состоящие из частиц одного размера, точнее частиц одной фракции с узким спектром распределения (среднеквадратичное отклонение десятичного логарифма размера около 0,04). Испытывались также образцы с искусственно созданым логарифмически нормальным законом распределения исходных зерен по размерам.

При малых уровнях нагрузок исследования проводились на установке динамического типа, обеспечивающей одноосное деформирование образца в жесткой цилиндрической обойме диаметром 150 мм и высотой 30 мм с варьируемыми параметрами нагружения: амплитуда сжатия $\sigma_m = 2-6$ МПа, длительность сжатия $\tau_s = 50-1100$ мс, время нарастания нагрузки до максимума $\tau_p = 8-12$ мс. После нагружения, во избежание возможного искажающего влияния боковых стенок обоймы, пробы отбирались из ее центральной области. Специально исследовалось влияние условий отбора на дисперсный состав. Для этого варьировался объем центральной области, но различий обнаружено не было. Характерные распределения частиц песка по размерам в спрямляющих координатах закона Розина—Раммлера показаны на рис. 115. Отчетливо просматривается двухмодальность распределения.

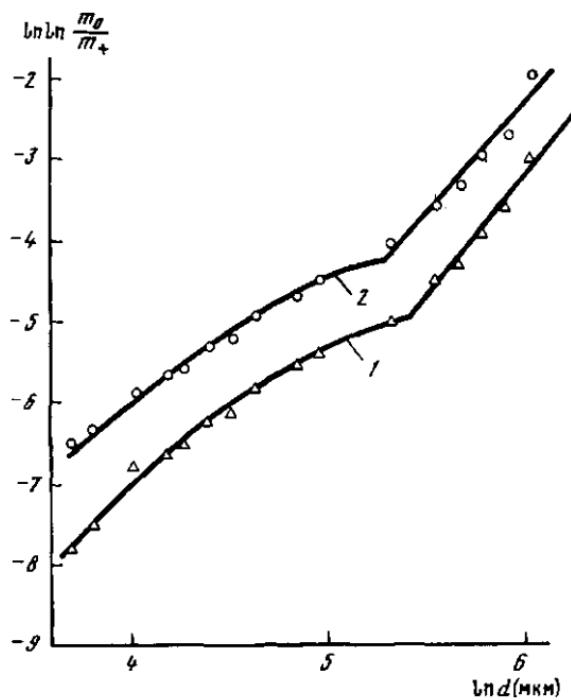


Рис. 115. Распределение раздробившихся песчинок по размерам в опытах на установке одноосного динамического деформирования

m_0 — масса всех раздробившихся песчинок, исходный размер $d_0 = 500-450$ мкм, 1 — амплитуда нагрузки 4,5 МПа, 2 — 5,3 МПа

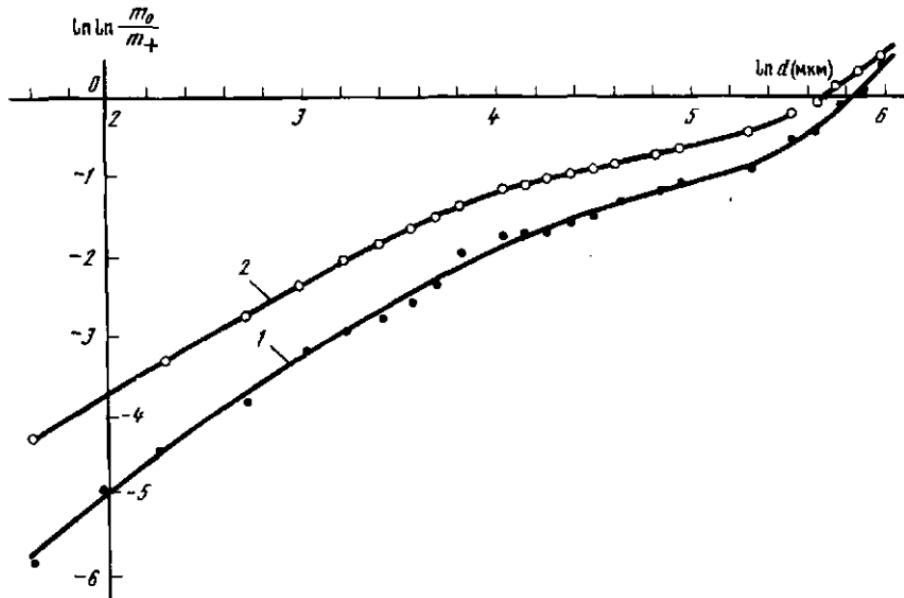


Рис. 116. Распределение частиц песчаного грунта по размерам при взрывах в оболочке

$q = 2,3 \cdot 10^3$ Дж; радиус оболочки 3 см; $d_0 = 0,45 \div 0,5$ мм; 1 — взрыв в воздухе, 2 — в плотном окружении

Установка позволяет получать локальные данные при ограниченном уровне нагрузок. Аналогичные данные при больших σ_m получены в опытах по взрывам плоских зарядов химического ВВ. Образцы песчаного грунта помещались между двумя кругами резины, герметично склеенными по периметру, и располагались в среде, передающей давление. Здесь был достигнут уровень нагрузок $\sigma_m = 70$ МПа. Интересно отметить, что даже в том случае, когда искусственно создавалось логарифмически нормальное распределение исходных песчинок по размерам, результат дробления удовлетворительно аппроксимируется только двухмодальным законом.

Для выяснения характера фрагментирования песка при нагрузках в диапазоне 0,03–6 ГПа проводились опыты по ударному дроблению моносоставов с размерами песчинок $d_0 = 0,9 \div 1$ мм и $d_0 = 0,5 \div 0,45$ мм. Соответствующая методика изложена в подразделе 6.1.1. После опытов частицы размером менее 45 мкм разделялись на 10 фракций в диапазоне 45 \div 5 мкм и менее 5 мкм (одна фракция) с использованием седиментационного метода [351]. Полученные распределения носят также двухмодальный характер. Даже при амплитуде нагрузки $\sigma_m = 6$ ГПа, когда практически весь состав песчинок описывается логарифмически нормальным законом, существует, тем не менее, малая доля частиц, распределенных по закону Розина–Раммлера.

Приведенные результаты являются локальными. Кроме них, получены также данные интегрального характера при взрыве заряда химического ВВ в герметичной резиновой оболочке, заполненной песчаным моносоставом. Подрыв заряда производился при размещении оболочки с песком в воздухе или ящике с песком. Результаты опытов демонстрируются на рис. 116. Из них следует, что закономерности дробления песка так же, как и в предыдущих случаях, нельзя описать в рамках одномодального распределения.

6.2.2. Анализ опытных данных. Даже беглого взгляда достаточно, чтобы установить общность закономерностей дробления как глин и песков, так мягких и скальных грунтов в целом. Эта общность выражается в существовании на крайней мере двух характерных распределений, комбинация которых приводит к итоговому распределению. Как было установлено в подразд. 6.1, для скальных грунтов итоговое распределение (локальное или интегральное) складывается из закона Розина–Раммлера и логарифмически нормального закона. Применение изложенного в подразд. 6.1.2 алгоритма обработки опытных данных позволило установить, что с удовлетворительной погрешностью, не превосходящей разброса данных, аналогичная ситуация имеет место и в случае дробления мягких грунтов: более крупные частицы распределены по закону Розина–Раммлера, мелкие и пылеватые – по логарифмически нормальному закону. Таким образом, это обстоятельство отражает некоторую общую закономерность, присущую процессам импульсионного фрагментирования твердых сред в широчайшем диапазоне изменения их свойств. Количественные аспекты закономерности различны для разных типов грунтов, поэтому анализ полученных данных проведем раздельно в случае глинисто-суглинистых грунтов и песков.

Параметрами, варьируемыми в опытах с суглинком, были весовая влажность, мощность взрыва и размер образца. Последний при обработке данных трансформировался в приведенное расстояние \bar{R} , которое вы-

числялось как радиус шара с массой образца, отнесенный к $\sqrt[3]{q}$, q – энергия заряда. В итоге выяснилось, что из пяти параметров двухмодального закона (138) d_{PP} , n , d_{LN} , σ_{LN} , α часть зависит от \bar{R} и W , другая – не зависит от \bar{R} , но зависит от влажности.

Средний размер куска d_{PP} связан с определяющими характеристиками соотношением, аналогичным по структуре (141):

$$d_{PP} = A(W)(q/q_0)^k \bar{R}^{m(W)}, \quad (150)$$

где, однако, показатель степени m и коэффициент A существенно зависят от влажности:

$$m(W) = \begin{cases} 2,5 - 0,062 W, & 0 \leq W \leq 24\%, \\ 1, & W > 24\%, \end{cases} \quad (151)$$

зависимость $A(W)$ иллюстрируется на рис. 117. Показатель степени k оценивался по опытам рыхления в диапазоне мощностей, отличающихся на 3 порядка и оказался равным 0,19. Таким образом, в первом приближении можно считать, что масштабный фактор одинаково оказывается на размере крупных обломков как в случае скальных, так и влажных мягких грунтов.

Коэффициент формы n в законе Розина–Раммлера так же, как и ранее, не зависит от \bar{R} , но тесно связан с влажностью (рис. 118), сплошная линия задается соотношением

$$n = 0,000048 W^3 + 0,0006 W^2 + 1,2. \quad (152)$$

Влияние мощности взрыва в указанном диапазоне не обнаружено. Возможно это связано с узостью диапазона q , но может быть и не случайным фактом. Действительно, для скального грунта изменение n с ростом q получило объяснение как результат расширения спектра дефектов, влияющих на процесс дробления. Влажный глинистый грунт в отличие от скального не содержит множества начальных трещин, другими словами, но сравнению со скальным его можно условно считать бесструктурным. Повышение однородности внутреннего строения с ростом влажности отчетливо просматривается на графике рис. 118, когда грунт ненрерывно переходит от полу-скольного трещиноватого состояния к состоянию грунтовой массы и при этом монотонно улучшается равномерность его дробления, а также увеличивается средний размер обломков. Для образцов прочного несчаника таких же размеров, разрушенных точно в таких же условиях $n = 1,4$, что существенно меньше величины n в случае влажного суглинка с $W = 20 \div 24\%$. Повышение однородности оказывается и на более медленном увеличении d_{PP} с ростом размеров образца.

Из отмеченного вовсе не следует, что в мягких грунтах отсутствует связь коэффициента формы n с масштабом явления, видимо, она выражена менее сильно, чем в скальных грунтах.

Структура зависимости медианы d_{LN} логарифмически нормального закона от определяющих параметров имеет вид

$$d_{LN} = B(W) \bar{R}^{l(W)}. \quad (153)$$

Аналогично показателю $m(W)$ в (150) $l(W)$ убывает с ростом влажности,

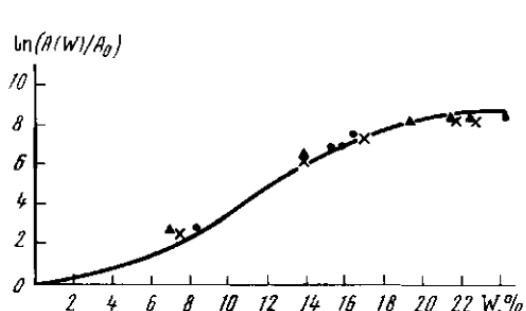


Рис. 117. Зависимость коэффициента A от влажности

$A_0 = A(0)$, точки соответствуют образцу диаметром 30 мм, крестики – 60 мм, треугольники – 72 мм, сплошная линия – аналитическая аппроксимация

Рис. 118. Зависимость коэффициента формы от влажности

Обозначения те же, что на рис. 117

что также свидетельствует о повышении однородности внутреннего строения:

$$l(W) = \begin{cases} 1,55 - 0,065W, & 0 \leq W \leq 23,8\% \\ 0, & W > 23,8\%. \end{cases} \quad (154)$$

Коэффициент $B(W)$ экспоненциально зависит от влажности:

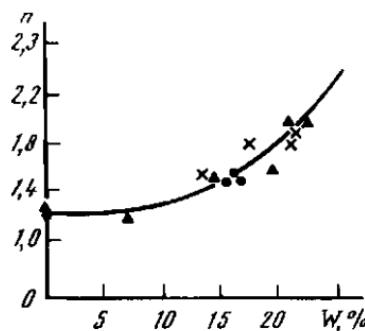
$$\ln(B/B_0) = \begin{cases} 0,41W, & 0 \leq W \leq 14\% \\ 5,7 + 0,1(W - 14), & 14\% < W \leq 20\% \\ 6,3, & W > 20\%. \end{cases} \quad (155)$$

Совокупность формул (153)–(155) отражает своеобразный характер изменения медианы в мягких грунтах: при некоторых фиксированных \bar{K} с ростом влажности величина d_{LN} достигает наибольшего значения в случае $W = 14\%$, а затем уменьшается.

Характерное значение влажности $W = 14\%$ проявляется и в зависимости среднеквадратичного отклонения логарифмически нормального закона от W (рис. 119), сплошная линия – аналитическая аппроксимация

$$\sigma_{LN} = \sigma_{LN}^0 \exp(-0,00158W^2). \quad (156)$$

Указанная величина W близка к точке перегиба графика функции (156). Уменьшение дисперсии распределения мелких обломков с ростом влажности дополнительно свидетельствует в пользу тезиса о происходящем при этом повышении однородности внутренней структуры (но уже на микроравнине!), и это уменьшение можно попытаться качественно объяснить следующим образом. Увеличение влажности снижает сцепление грунта, т.е. уменьшает силу связей между составляющими его структурными элементами (коллоидными частицами, микроагрегатами). При взрывном воздействии грунт с пониженной прочностью связей должен распадаться преимущественно на части, близкие по размерам к составляющим элементам, и дисперсия уменьшается. В случае прочного грунта образуются



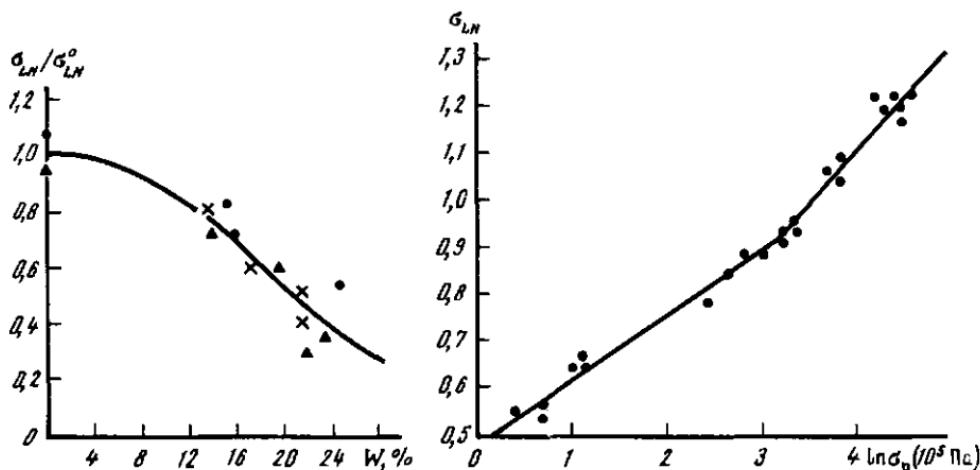


Рис. 119. Зависимость среднеквадратичного отклонения от влажности
Обозначения те же, что на рис. 117

Рис. 120. Среднеквадратичное отклонение в зависимости от прочности при одноосное сжатие при дроблении суглинка

Точки – эксперимент, сплошная линия – средняя зависимость

обломки, скомпонованные из более разнообразного набора комбинаций исходных элементов, и дисперсия увеличивается.

Указанное непосредственно подтверждается опытными данными (рис. 120), полученными следующим образом. Параллельно с образцами, в которых подрывались заряды, изготавливались образцы того же размера, влажности и пористости для определения физико-механических характеристик – скорости продольных волн C_p , прочности на одноосное сжатие σ_p . Каждая точка на рис. 120 соотносит дисперсию мелких и пылеватых частиц, образовавшихся при разрушении образца, его начальную прочность. Здесь тоже наблюдается характерное изменение хода зависимости $\sigma_{LN}(\sigma_p)$, как раз при влажности $W = 14\%$ ($\sigma_p = 2,2 \text{ МПа}$). Эта особенность проявляется себя и на графике зависимости скорости продольных волн от влажности, а также на графиках рис. 117, 118.

Такая устойчивая особенность объясняется исчезновением несвязанной воды при понижении влажности от ее первоначальной величины $W = 20 \div 23\%$ до $W = 14 \div 15\%$. В результате падает поровое давление, изменяется консистенция и начинает проявляться хрупкость, минеральные соли выпадают в осадок, цементируя скелет. Данные обстоятельства сказываются и на характере фрагментирования мягкого грунта.

Анализируя данные рис. 119, необходимо также указать на тенденцию зависимости σ_{LN} от размера образцов, а именно при его увеличении среднеквадратичное отклонение уменьшается, что может быть соотнесено с понижением среднего уровня действующих нагрузок. Наиболее сильно тенденция проявляется в случае влажного слабопрочного грунта и затухает, когда его состояние приближается к полускальному. Последнее согласуется с ситуацией для скальных грунтов (см. рис. 109). В противоположность этим грунтам не обнаружено корреляции σ_{LN} с масштабом явления.

Чтобы завершить задание параметров двухмодального закона, необхо-

димо определить относительную весовую долю частиц α , распределенных по логарифмически нормальному закону. Величина α существенно отличается от случая скального грунта. Так, в опытах с малыми образцами (диаметром 30 мм) для влажного грунта ($W = 23\%$) α в 3,5 раза меньше, а для сухого — в 3 раза больше. Аналитическая аппроксимация опытных данных имеет вид

$$\alpha = \exp(-\beta(\bar{R} - 2,9)),$$

где β — функция влажности, $\beta = 2,4 \cdot 10^{-4} W^2 + 0,04$.

Во всех опытах с песком — на установке одноосного деформирования, на ударной установке, при взрывах в центре песчаных образцов и их нагружении плоской ударной волной — всюду итоговое распределение частиц по размерам имеет двухмодальный характер. Результаты опытов с песком как со средой, кардинально отличной от глинисто-суглинистых и скальных грунтов, дополнительно подчеркивают универсальность суперпозиции логарифмически нормального закона и закона Розина—Раммлера. Наличие последнего, несомненно, связано с той большой ролью, которую играют растягивающие напряжения при инициировании трещин, раскалывающих зерна песка.

В опытах с песком выяснилось, что некоторые характеристики процесса дробления (медиана d_{LN} и среднеквадратичное отклонение σ_{LN} пылеватых частиц, их относительная весовая доля α , а также относительная весовая доля к всех разрушившимся песчинкам) не зависят от длительности процесса нагружения, а определяются только его амплитудой. Опыты на установке одноосного деформирования позволили обнаружить этот факт в диапазоне длительностей 50–1100 мс. Нагрузки здесь были, однако, невелики — $\sigma_m = 2 \div 6$ МПа. Более высокие амплитуды реализовывались при взрывах зарядов в образцах, имеющих форму шара. В одном случае оболочка с песком находилась в среде такой же жесткости, в другом — подвешивалась в воздухе. Очевидно, что смещение песка возрастает в последнем случае. Если бы эффект милонитизации (перетирания) был существенен, это должно было проявиться соответствующим образом. Оказалось, однако, что в первом случае, наоборот, выше не только доля образовавшихся пылеватых частиц ($\alpha_1 = 0,78$; $\alpha_2 = 0,44$), но и общая степень дробления — $\kappa_1 = 0,24$; $\kappa_2 = 0,21$. Решающим обстоятельством оказывается более высокая амплитуда нагрузки при взрыве в плотном окружении.

Косвенное подтверждение независимости характера дробления зернистой среды из хрупких зерен от длительности сжатия содержится в работах [1, 234, 235, 361]. Здесь опытным путем установлено, что на участке падения напряжения сухие зернистые среды испытывают практически только упругие деформации, т.е. не происходит дробления зерен, автоматически ведущего к необратимому деформированию. К отмеченному добавим близость времени спада нагрузки и полной длительности сжатия при взрывных и ударных процессах (из-за малости времени нарастания до максимума).

Этот факт может быть объяснен следующим образом. При нарастании напряжения до максимума непрерывно увеличиваются и концентрации напряжений на контактах между зернами, вызывая разрушение тех из них, которые оказываются в силовом каркасе ансамбля частиц [362]. На стадии

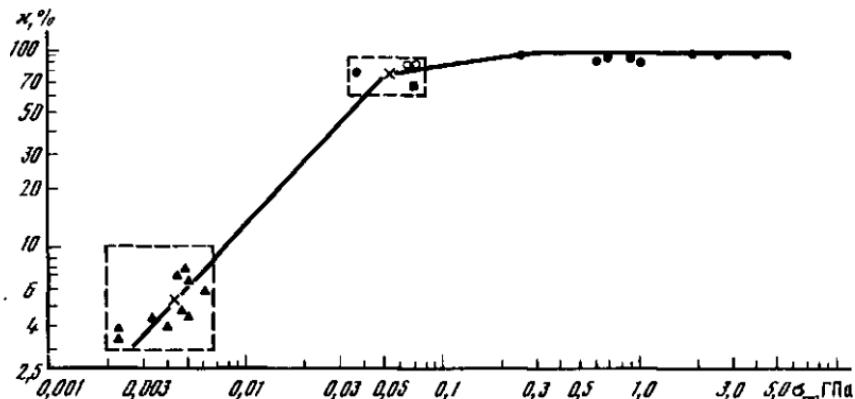


Рис. 121. Зависимость степени дробления песка от амплитуды нагрузки
Значки — опытные данные, сплошная линия — аналитическая аппроксимация,
крестики — средние точки в областях, отмеченных пунктиром

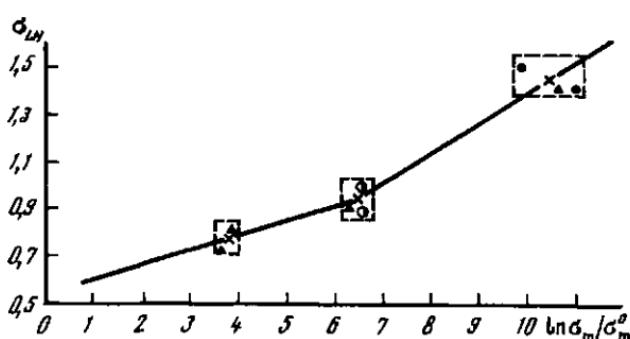


Рис. 122. Среднеквадратичное отклонение в зависимости от амплитуды нагрузки при дроблении песка

Обозначения те же, что на рис. 121

спада нагрузки концентрации напряжений уменьшаются и интенсивность дробления зерен резко падает, поскольку зерна, которые могли бы раздробиться при заданном уровне напряжения, уже раздробились тогда, когда этот уровень достигался ранее на стадии нарастания до максимума. Время разрушения зерна $t \approx d/C_s$, C_s — скорость поперечных волн, и для типичного случая $d = 2$ мм, $C_s = 2$ км/с $t \approx 10^{-3}$ мс, т.е. настолько меньше представляющего практический интерес времени нарастания, что разрушение безынерционно "отслеживает" процесс возрастания напряжений.

Важной характеристикой процесса разрушения зернистых сред является степень дробления k , которая определяется как отношение массы разрушенных частиц к полной массе и легко вычисляется для моносоставов (рис. 121). Корреляция k с амплитудой нагрузки σ_m выявляет ряд интересных особенностей. Во-первых, существует некоторое значение $\sigma_m^0 \approx 0,1$ ГПа, при котором дробятся практически все песчинки. Возможно, что σ_m^0 характеризует прочность материала песчинок. Во-вторых, даже при нагрузках в единицы гигапаскаля остается 1–2% неразрушенных частиц.

Это указывает на наличие существенно коллективного (синергетического) эффекта.

Медиана d_{LN} частиц, распределенных по логарифмически нормальному закону *, так же, как и κ , однозначно связана с амплитудой нагрузки:

$$d_{LN} = \begin{cases} 80(\sigma_m/\sigma_0)^{-0,24}, & d_0 = 475 \text{ мкм} \\ 87(\sigma_m/\sigma_0)^{-0,24}, & d_0 = 950 \text{ мкм} \end{cases} \quad (157)$$

где $\sigma_0 = 0,1 \text{ ГПа}$, $[d_{LN}] = \text{мкм}$, d_0 – начальный размер песчинок. Зависимость (157) получена в интервале нагрузок $3 \cdot 10^{-3} \div 6 \text{ ГПа}$. Числовой коэффициент оказывается независящим от длительности процесса сжатия в диапазоне $\tau_+ = 3 \cdot 10^{-2} \div 300 \text{ мс}$. Самое интересное то, что он практически не зависит и от начального размера песчинок. Таким образом, в логарифмически нормальном распределении утрачивается "память" об исходной структуре среды.

Об этом свидетельствуют также данные о другом параметре закона – среднеквадратичном отклонении (см. рис. 122), $\sigma_m^0 = 0,1 \text{ МПа}$. Результаты, иллюстрируемые на рисунке, относятся к образцам с начальными размерами песчинок 475, 950 мкм и получены в указанных выше интервалах амплитуд нагрузки и длительностей сжатия. Та зависимость от амплитуды, которая просматривалась как тенденция в случае влажного суглипка, отчетливо проявляется в случае зернистой несвязанной среды:

$$\sigma_{LN} = \begin{cases} 0,062 \ln(\sigma_m/\sigma_m^0) + 0,54, & \sigma_m < 0,066 \text{ ГПа} \\ 0,135 \ln(\sigma_m/\sigma_m^0) + 0,06, & \sigma_m \geq 0,066 \text{ ГПа.} \end{cases} \quad (158)$$

Увеличение дисперсии с амплитудой нагрузки объясняется уменьшением пористости и, следовательно, увеличением числа контактов частиц. Амплитуда $\sigma_m = 0,066 \text{ ГПа}$, при переходе через которую меняется вид зависимости $\sigma_{LN}(\sigma_m)$, одновременно является характерной и на графике рис. 121 и это, видимо, не случайное совпадение.

6.3. ДВУХМОДАЛЬНЫЙ ЗАКОН И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Универсальный характер закона распределения (138) приводит к мысли о возможности его использования для описания крупномасштабных образований, к которым относятся геологические объекты – континентальная кора и составляющие ее фрагменты. Идея подобия (автомодельности) геодинамических процессов в широких масштабах была выдвинута в работах [339, 340]. Обнаруженные здесь качественные закономерности фрагментирования продемонстрировали некоторое внутреннее единство в огромном диапазоне размеров – от миллиметров до сотен километров, что, с одной стороны, подтверждает в специфической форме один из основных тезисов философии о материальном единстве мира, а с другой – позволяет надежду на успешное моделирование отдельных сторон природных процессов в лабораторных условиях. Чтобы достигнуть этого практически, необходим переход от качественного описания к выявлению количествен-

* В опытах с моносоставами двухмодальным законом описывается дисперсный состав только раздробившихся песчинок.

ной стороны закономерностей. Частично здесь может помочь подход, развиваемый в данном разделе.

Даже при беглом взгляде на географическую карту бросается в глаза тот факт, что острова Филиппинского архипелага представляют фрагменты некогда целого образования. Распределение фрагментов по размерам строилось следующим образом. Исходя из известной площади острова S_i , вычислялся его характерный размер $d_i = \sqrt{S_i}$, "масса" m_i определялась как $m_i = \beta d_i^3$, где β – отношение толщины континентальной коры к d_i . Все острова разбивались на фракции в соответствии с их характерными размерами и способом суммирования "масс" строилось распределение фрагментов (в предположении независимости β от d_i) (рис. 123)*. В литературе приводятся сведения [363] о 154 самых крупных островах архипелага (из 7100), минимальный из которых имеет площадь 5 квадратных миль, максимальный – 40 420 (Лусон). Площадь определялась Филиппинским бюро берега и геодезических изысканий.

После обработки указанных данных в соответствии с алгоритмом подразд. 6.1.2 выяснилось, что распределение островов в первом приближении удовлетворительно аппроксимируется двухмодальным законом (138) (см. рис. 123, кривая 1). Многочисленные мелкие острова описываются логарифмически нормальным распределением с параметрами $\sigma_{LN} = 0,75$; $d_{LN} = 32,8$ км; крупные – распределением Розина–Раммлера с параметрами $d_{OPP} = 214$ км; $d_K = 32,8$ км; $n = 2,73$; $d_{PP} = 247$ км. Относительная "весовая" доля мелких островов составляет малую величину ($\alpha = 0,008$).

Неслучайность этого удивительного обстоятельства подтвердилась, когда по аналогичной методике было построено распределение, относящееся ко всем континентальным объектам – материкам с прилегающими островами (см. рис. 123). (Европа рассматривалась отдельно от Азии, Южная Америка – от Северной, полуостров Индостан – от Азии.) Площадь учитываемых островов ограничивалась снизу величиной 1000 км². Аппроксимация суммарного распределения двухмодальным законом приводит к следующим параметрам: $\sigma_{LN} = 0,78$; $d_{LN} = 1043$ км; $d_{OPP} = 4171$ км; $d_K = 1043$ км; $n = 4,1$; $d_{PP} = 5214$ км; $\alpha = 0,0134$.

В соответствии с концепцией дрейфа континентов [364] несколько сот миллионов лет назад произошел раскол гигантского праматерика на фрагменты, пачавшие смещаться друг относительно друга. Возможной причиной этого события считается действие гигантской мантийной струи, вызвавшей локальные повышенные давления на подошве континентальной коры. При разрушении Гондваны**, начавшем происходить 120 млн лет назад, местом такой локализации считается африканский континент [364]. Таким образом, дробление праматерика, который в масштабе представляется тонкой линзой, происходило преимущественно под действием растягивающих напряжений. Об этом убедительно свидетельствует распределение фрагментов по размерам, а именно подавляющее преобладание той их части,

* Вид распределения в координатах $(\ln \ln(m_b/m_+, \ln d))$ инвариантен относительно величины β .

** Гондвана – гипотетический материк, состоявший из части материков Южной Америки, Африки, Азии, Австралии и, возможно, Антарктиды.

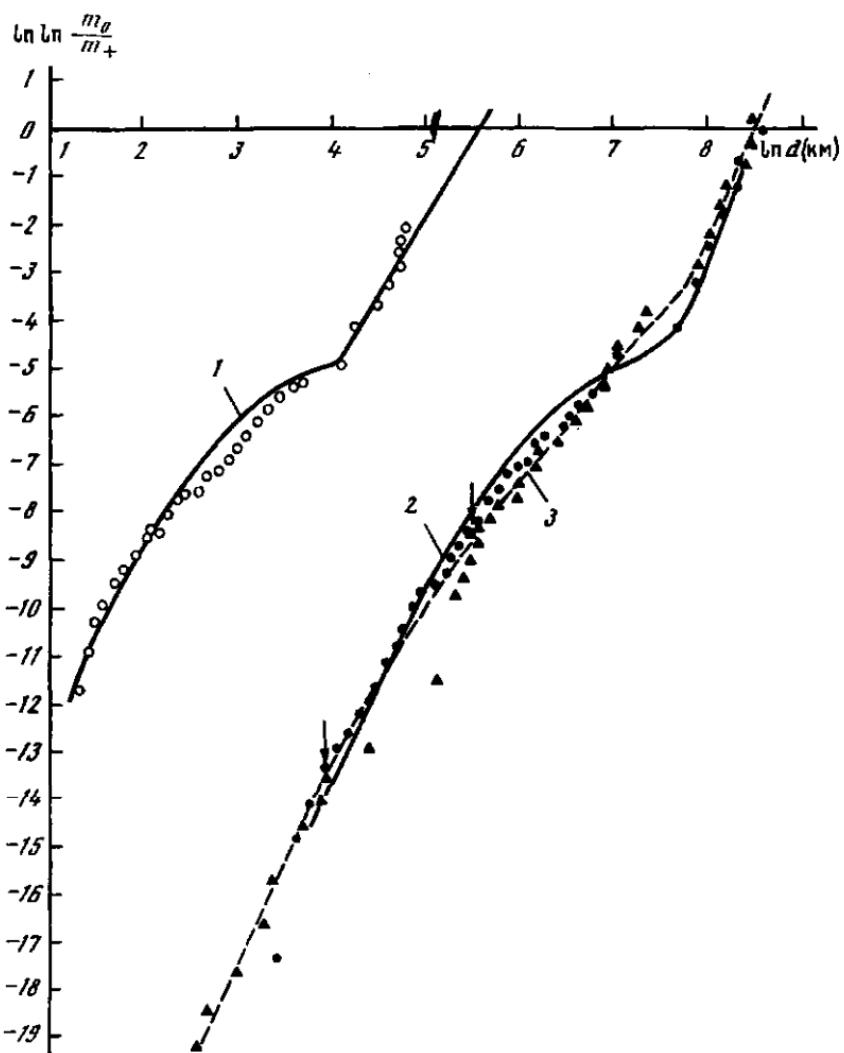


Рис. 123. Распределение фрагментов геологических объектов по размерам в спрямляющих координатах закона Розина–Раммлера

Светлые кружки – острова Филиппинского архипелага, точки – материки с прилегающими островами, треугольники – малые планеты и спутники планет Солнечной системы; 1–3 – аналитические аппроксимации

которая описывается законом Розина–Раммлера. Аналогичная ситуация имеет место в случае Филиппинского архипелага.

Сравнивая рассмотренные объекты, нельзя не отметить удивительную инвариантность некоторых параметров распределения – среднеквадратичного отклонения σ_{LN} мелких фрагментов, их относительной "весовой" доли α , а также отношения d_{PP}/d_{LN} характерных размеров крупных и мелких фрагментов: 7,5 в случае Филиппин и 5 в случае континентов с островами. Резонным является вопрос, не обусловлены ли эти факты специфичной геометрией данных объектов как тонких линз (толщина континенталь-

ной коры порядка нескольких десятков километров). То, что это не так, наглядно демонстрирует распределение по размерам малых планет и спутников планет Солнечной системы (см. рис. 123). Исходные данные взяты из работы [340]. Эти тела имеют шарообразную форму, тем не менее и качественно и количественно сравниваемые распределения обнаруживают поразительное сходство. При анализе необходимо только иметь в виду различное определение характерного размера d фрагментов: в случае планет это истинный средний диаметр, в случае материков — квадратный корень из площади видимой поверхности. Переход к истинному среднему размеру посредством учета толщины континентальной коры приведет к параллельному переносу кривых 1, 2 и соответствующих точек влево вдоль оси $\ln d$ (в предположении $\beta = \text{const}$).

Из факта существования закона, описывающего в первом приближении распределение мелких фрагментов, вытекает одно следствие. В интервале диаметров спутников планет 50 — 240 км наблюдается характерный "пробал", обусловленный отсутствием должного количества фрагментов (показан вертикальными стрелками на рис. 123). Интересно выяснить, что является причиной этого обстоятельства.

Суммируя сказанное, можно прийти к следующему выводу. Параметры двухмодального закона несут информацию как о внешних условиях фрагментирования объектов, так и о механических свойствах, проявляющихся в этом процессе. Поэтому одна из задач — правильная интерпретация величин d_{LN} , σ_{LN} , d_{PP} , n , α с целью получения указанных сведений. Подобная задача представляет некоторое самостоятельное направление, на пути которого имеется много трудностей. Изложим далее в виде гипотез ряд моментов, следующих, на наш взгляд, из представленных результатов.

Параметр α , как указывалось, несет информацию о характере напряженного состояния, вызывающего дробление. Его малость, при прочих равных условиях, свидетельствует, что преобладают растягивающие напряжения. Опыты по дроблению суглинка показывают, однако, заметное убывание α с ростом влажности. Таким образом, в этом параметре закодирована также информация о физико-механических свойствах объекта.

Среднеквадратичное отклонение σ_{LN} характеризует ширину спектра размеров мелких фрагментов и оказывается у геологических объектов существенно меньше, чем при дроблении горных пород. Так, в наших опытах по разрушению образцов песчаника $\sigma_{LN} \approx 1,5$, в случае крупномасштабных камуфлетных взрывов $\sigma_{LN} \approx 1,77$. В подразделе 6.1.2, кроме того, отмечалась тенденция к увеличению σ_{LN} с ростом масштаба явления при взрывах в горных массивах, что связывалось с увеличением длительности импульсного возмущения. Казалось бы, объяснение указанного расхождения величин σ_{LN} тривиально и сводится к несопоставимости процессов взрыва и раскола континентальной коры. Ситуация, однако, не является такой простой, поскольку при импульсном разрушении слабо-прочных сред (влажного суглинка, песка) среднеквадратичное отклонение мелких и пылевых частиц принимает значения, близкие к σ_{LN} у геологических объектов. Так, для суглинов влажностью 17 — 21%, разрушенных взрывом, σ_{LN} изменяется в диапазоне 0,6—0,7 и снижается при большой влажности (см. рис. 120).. Значения $\sigma_{LN} \approx 0,75$ достигаются в случае дробления песка нагрузками с амплитудой 3—5 МПа (см. рис. 122). Уменьше-

ние σ_{LN} может быть сопоставлено со снижением сцепления разрушающей среды и в этом смысле земная кора уподобляется не прочным горным породам, а слабопрочным грунтовым средам. При анализе ситуации необходимо также учесть выявленное в опытах на суглинках закономерное уменьшение σ_{LN} с ростом влажности, т.е. при возрастании однородности внутренней структуры.

Суммируя все обстоятельства, можно выстроить следующую схему. Если рассматривать ряд объектов (массивов горных пород) с последовательно увеличивающимися размерами вплоть до континентов, то величина σ_{LN} формируется под воздействием нескольких разнонаправленных факторов. Увеличение масштаба, а следовательно, и времени действия разрушающих нагрузок должно приводить к росту σ_{LN} . С другой стороны, прочность объекта (сцепление) в этом случае снижается, что дает противоположный результат — уменьшение σ_{LN} . С ростом размеров объекта изменяются и другие свойства, в частности, уменьшается скорость релаксации избыточных напряжений и, как это ни странно, возрастает относительная однородность его строения, что также ведет к уменьшению σ_{LN} . Возможно оба последних фактора эквивалентны друг другу. Наконец, в рассматриваемом случае увеличивается уровень геостатических нагрузок (под ним понимается $\sqrt{I_2}$, I_2 — второй инвариант тензора наружений), а это должно давать возрастание σ_{LN} . Найденные значения σ_{LN} у геологических объектов есть результат баланса указанных факторов.

Труднообъяснимым фактом у геологических объектов выглядит малая величина отношения характерных размеров $d_{PP}/d_{LN} \approx 5 \div 7$, которая не имеет аналогов при дроблении влажных суглинков (здесь $d_{PP}/d_{LN} \approx 20 \div 30$), а также массивов горных пород высокогенергетичным источником (здесь $d_{PP}/d_{LN} \approx 200$). Величины $d_{PP}/d_{LN} \approx 5 \div 7$ отмечаются только на близких приведенных расстояниях при взрывах с маленькой энергией порядка $4 \cdot 10^3$ Дж в образцах горных пород и сухих суглинков.

Наибольшее количество данных для анализа удается набрать по коэффициенту формы n в законе Розина—Раммлера (рис. 124). В области a собраны известные авторам данные, полученные при дроблении горных пород взрывом [210, 336, 341, 342, 348, 349]. Условия проведения опытов широко варьируются. Здесь нашли отражение различные генетические типы пород и искусственные материалы: известняки, доломит, граниты, кварцит, песчаник, канифоль, плексиглас; различные схемы применения сосредоточенных зарядов: взрывы камуфлетные, на выброс, на поверхности блоков; различные типы источников (химические, высокогенергетичные), мощности которых изменяются в широком диапазоне, $q = 1,8 \cdot 10^3 \div 2,6 \cdot 10^{14}$ Дж.

Данные в области b относятся к геологическим объектам и получены следующим образом. Для ряда архипелагов (Соломоновы о-ва, о-ва Новые Гебриды, Новая Зеландия с прилегающими островами, о-ва Фиджи, Гавайи) посредством обработки площади видимой поверхности строилось "весовое" распределение по размерам аналогично тому, как это сделано ранее для Филиппинского архипелага и континентов с островами. В работе [340] приведены данные о числе блоков земной коры различного размера в некоторых континентальных районах (Калифорния, Средняя Азия, Туркме-

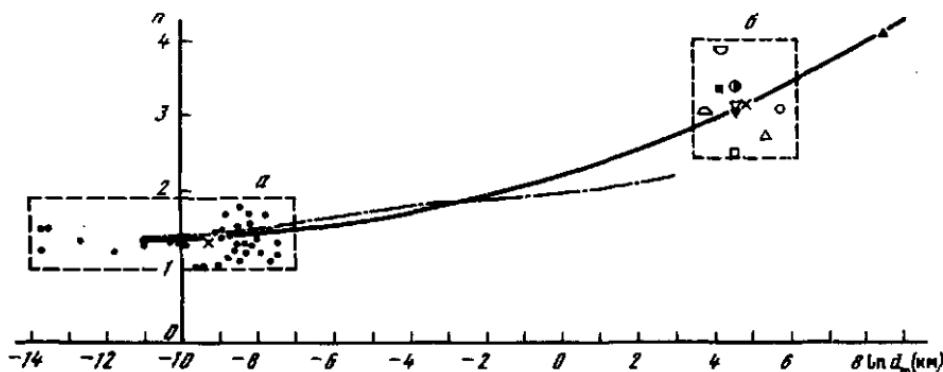


Рис. 124. Коэффициент формы в зависимости от логарифма характерного размера

Обозначения см. табл. 11. Крестики — средние значения в областях, показанных пунктиром; сплошная линия — аналитическая аппроксимация, d_m — медианный размер раздробленной массы; штрихпунктир — пояснения в тексте

ния), полученные на основе гелиевой разведки и космических снимков. Указанные сведения также использовались для нахождения "весового" распределения и параметров n , d_{0PP} , d_{PP} . Параметры логарифмически нормального закона оказалось определить затруднительно по причине отсутствия данных, относящихся к мелким фрагментам. Чтобы ориентироваться в обозначениях рис. 124, составлена табл. 11.

Рассмотрим возможную интерпретацию коэффициента формы n , которая в дальнейшем поможет обосновать сведение столь разнородных данных на одном рисунке и выяснить смысл увеличения n с ростом масштаба явления.

При анализе результатов опытов, относящихся к дроблению горных пород и мягких грунтов (подразд. 6.1.2, 6.2.2), было установлено, что величина n зависит от длины волны импульсного возмущения и физико-механических характеристик среды. Последнее наиболее ярко проявилось в увеличении n с ростом влажности суглинка (см. рис. 118), когда, с одной стороны, дробление становится более равномерным, а с другой стороны, увеличивается однородность внутреннего строения и уменьшается сдвиговая жесткость. Существует характеристика, которая одновременно учитывает и пространственный масштаб и физико-механические свойства, — время релаксации напряжений τ . Зависимость $n = n(\tau)$ строилась следующим образом.

В опытах [365] изучалось распространение в образце кварцита волны, вызванной ударной нагрузкой на торце образца. По мере распространения амплитуда нагружения на ударном фронте закономерно убывает в результате действия релаксационного фактора. Исходя из этой закономерности, определялось время релаксации, которое при амплитуде волны $\sigma_1 \approx 3$ ГПа составило $\tau \approx 0,2$ мкс. В цитированных опытах дисперсный состав не анализировался, поэтому использовались данные о размерах обломков, полученных нами в таких же условиях при дроблении ударом прочного гранита той же толщины (порядка 1 см), близкого по свойствам к кварциту. В этом случае медианный размер всей раздробленной массы d_m при амплитуде нагрузки $\sigma_1 \approx 4$ ГПа оказался равным 0,6 мм, т.е. характерная ско-

Таблица 11

Характеристики дисперсного состава геологических объектов

| Название объекта | Медианный размер, км | Показатель формы, n | Обозначение | Название объекта | Медианный размер, км | Показатель формы, n | Обозначение |
|----------------------------|----------------------|-----------------------|-------------|------------------------|----------------------|-----------------------|-------------|
| Соломоно- вы о-ва | 75 | 3,9 | □ | О-ва Филиппины | 226 | 2,73 | △ |
| О-ва Новые Гебриды | 45 | 3,04 | □ | Калифорния | 99 | 3,4 | ○ |
| Новая Зеландия с островами | 330 | 3,1 | ○ | Средняя Азия | 99 | 3,1 | ▽ |
| О-ва Фиджи | 100 | 2,5 | □ | Туркмения | 110 | 3,08 | ▼ |
| О-ва Гавайи | 67 | 3,37 | ■ | Континенты с островами | 4915 | 4,1 | ▲ |

рость релаксации $U_p = d_m/\tau \approx 3$ км/с. Эта величина практически совпадает со скоростью поперечных волн C_s в прочных горных породах. Совпадение не является случайным, так как величина C_s близка к предельной скорости распространения трещин [134], органично связанной с процессом фрагментирования.

Исходя из изложенного, определялось время релаксации в опытах по разрушению образцов песчаника взрывом сосредоточенного заряда (см. подразд. 6.1.1). Наиболее достоверный результат (за счет многократного повторения опытов) был здесь получен при дроблении образцов среднего размера диаметром 60 мм. Оказалось, что при медианном размере всей массы обломков $d_m = 18$ мм коэффициент формы в законе Розина-Раммлера $n = 1,37$ (среднее значение n в области a на рис. 124 равно 1,35). Таким образом, значению $n = 1,37$ может быть сопоставлено время релаксации $\tau = d_m/U_p = 6$ мкс.

Вторая опорная точка (n, τ) получена по результатам экспериментов с мягкими грунтами. В работе [28] посредством обработки диаграмм однородного динамического деформирования $\sigma(\epsilon)$ определялось характерное время релаксации τ в глинах и суглинках. Диаграммы $\sigma(\epsilon)$ получены на образцах толщиной 30 мм, размещавшихся в жесткой недеформируемой обойме. Оказалось, что τ зависит от амплитуды нагрузки σ_m и с ростом последней уменьшается. Таким образом, чтобы получить конкретные со-подчиненные величины n и τ , необходимо определить σ_m в опытах по дроблению суглинков. Из всех опытов (см. подразд. 6.2.1) отбирался тот, в котором, во-первых, радиус образца составлял 30 мм, во-вторых, физико-механические характеристики (влажность, пористость) были близки к характеристикам какого-либо грунта из числа рассмотренных в [28]. В указанном опыте получены следующие параметры закона распределения обломков по размерам: $n = 1,53$, $d_m = 3,5$ мм. Оценка амплитуды напряжения, достигнутой в опыте, производилась следующим образом. Амплитуда радиальных напряжений σ_r в волне камуфлетного взрыва задается для

влажного суглинка соотношением $\sigma_r = 2,5/r^2$ [1], где r – приведенное расстояние до центра взрыва, $[r] = \text{м}/\text{кг}^{1/3}$, $[\sigma_r] = \text{МПа}$. Поскольку основная масса обломков формируется на периферии образца, то величина σ_r определялась при $r = 0,43$: $\sigma_r = 13,5 \text{ МПа}$ (r вычисляется как радиус шара с массой образца, отнесенный в $\sqrt[3]{q}$). Отсюда в соответствии с данными [28] $\tau = 0,1 \text{ мс}$ и характерная скорость релаксации $U_p = 35 \text{ м/с}$ оказывается уже в несколько раз меньше скорости упругих поперечных волн во влажном суглинке.

Искомая зависимость $n = n(\tau)$ представлялась в виде

$$n = b \ln(1 + \tau/\tau_0) + 1,$$

константы b , τ определялись на основе найденных значений n и τ . Окончательно

$$n = 0,058 \ln(1 + \tau/10^{-8}) + 1, \quad (159)$$

где $[\tau] = \text{с}$.

Если в (159) подставить величину коэффициента формы для континентов с островами $n = 4,1$, то найдем, что характерное время релаксации $\tau = 5 \cdot 10^7 \text{ лет}$. Медианный размер d_m в этом случае равен 4900 км , откуда характерная скорость релаксации $U_p \approx 10 \text{ см/год}$. Полученное значение U_p по порядку величины совпадает со скоростями движения литосферных плит [364], а характерное время релаксации сопоставимо со временем разрушения гигантских праматериков.

Среднее значение n в группе менее крупных геологических объектов b на рис. 124 – архипелагов, отдельных районов континентов – равно $3,15$ и в соответствии с (159) $\tau = 4 \text{ года}$, т.е. $U_p = 27 \text{ км/год}$ ($d_m = 107 \text{ км}$). Чтобы проинтерпретировать полученные величины U_p , τ обратимся к результатам работ [366, 367]. В них была выдвинута идея о существовании волны тектонических напряжений, отождествленной с волной миграции сейсмической активности вдоль литосферной плиты [368]. Для горизонтальных смещений в [366] получено уравнение типа уравнения диффузии. Задавая мощность литосферы $H_1 = 100 \text{ км}$ и соответствующую вязкость астеносферы, автор получил, что характерное время процесса равно примерно 3 годам , а скорость волны неуравновешенных напряжений – 30 км/год , т.е. те же величины, которые являются следствием формулы (159) для пространственного масштаба в 100 км . Выводы из работы [366] впоследствии были подтверждены опытными данными. Так, в [369] обнаружено, что для островов Тонга центры землетрясений перемещаются по глубине со скоростью 30 км/год , т.е. волна Эльзассера играет роль "спускового крючка". Интересные результаты получены в работе [370] о периодичности землетрясений в Памиро-Гиндукушском эпицентральном регионе. Этот район характеризуется наличием двух разделенных горизонтов сейсмичности глубиной $70\text{--}100 \text{ км}$ и $200\text{--}250 \text{ км}$. Оказалось, что характерный период сейсмичности в горизонтах составляет 3 года , а для длины волны деформаций в 90 км ее скорость составляет 30 км/год .

Таким образом, имеется глубокая связь между коэффициентом формы n в законе Розина–Раммлера, характерными временем релаксации τ и скоростью релаксации U_p , а также медианным размером фрагментов d_m в

очень широком диапазоне изменения указанных величин. По этой причине на одном рисунке были сведены, казалось бы, столь разнородные данные, и является правомерной их аналитическая аппроксимация, показанная сплошной линией. Математически она имеет вид

$$n = 1 + 1,2 \exp(0,17 |\ln d_m|^{0,8} \operatorname{sign} \ln d_m), \quad (160)$$

$[d_m]$ — км (на левом конце линии $d_m = 18$ мм, $n = 1,37$). Штрихпунктиром здесь показана зависимость, для которой характерное время релаксации определяется через скорость упругих поперечных волн: $\tau = d_m/U_p$, $U_p = C_s = 3$ км/с. Интересно отметить, что, начиная с $d_m = 0,08$ км, скорость релаксации U_p в соответствии с (159), (160) монотонно уменьшается при увеличении медианного размера фрагментов по отношению к C_s . Она последовательно принимает в процессе перемещения вдоль сплошной кривой на рис. 124 значения $U_p = 100$ м/с для $d_m = 1$ км, $U_p = 27$ км/год для $d_m = 107$ км, $U_p = 10$ см/год для $d_m = 4900$ км. При $d_m < 0,08$ км функциональная зависимость (160) приводит к нефизическому неравенству $U_p > C_s$ за исключением области, близкой к $d_m = 18$ мм. Поэтому здесь она заменяется соотношением (159), в котором $\tau = d_m/C_s$, т.е.

$$n = 1 + 0,058 \ln(1 + d_m/C_s \cdot 10^8), \quad d_m < 0,08 \text{ км}. \quad (161)$$

Разница в величинах n между (160) и (161) на этом интервале существенно меньше разброса экспериментальных данных.

Из (159), (160) вытекает интересное следствие, подтверждаемое опытными данными. Известно, что землетрясению большей магнитуды M соответствует выделение энергии в большем блоке земной коры [340], поэтому чем больше M , тем меньше должна быть в соответствии с (159), (160) скорость релаксации U_p . Отмеченное соответствует тому, что для сильнейших землетрясений скорость распространения триггерных ("спусковых") волн составляет 16,6 км/год [371] в отличие от скорости аналогичных волн порядка 30 км/год для более слабых землетрясений [368].

Рассмотрим изменение n при увеличении крупности фрагментов с позиции дефектов внутреннего строения природных объектов. Подмеченная в подразделе 6.1.2 тенденция к уменьшению n с ростом длины волны возмущения объясняется расширением спектра для трещин, распространение которых приводит к формированию обломков. Однако экстраполяция тенденции на все большие пространственные масштабы оказывается, как это следует из (159)–(161), неправомочной, поскольку кардинальным образом изменяются механические свойства объекта. Действительно, характерная скорость релаксации в скальном массиве, разрушенном на блоки с медианным размером 1 км, составляет 100 м/с, т.е. такая же, как скорость поперечных волн во влажных глинисто-суглинистых грунтах. Получается, что в таком масштабе возбуждение и движение дефектов не происходит по типу, наблюдаемому, скажем, при $d_m = 1$ м и связанному с распространением, ветвлением и слиянием трещин. Можно предположить, что в рассматриваемом случае хрупкость существенно снижается и разрушение массива происходит в результате взаимодействия узких полос локализации деформаций (полос скольжения или квазитрещин). Таким образом, если в масштабе $d_m = 1$ м процесс фрагментирования носит упруго-хрупкий характер, то при $d_m = 1$ км — вязкоупругопластический.

Дальнейшее увеличение d_m сопровождается ростом n , т.е. усилением равномерности дробления, а значит, и однородности внутреннего строения объекта. Это хорошо видно по результатам опытов с суглинками различной влажности (см. рис. 118). Таким образом, континентальная кора в пространственно-временном масштабе 5000 км и 50 млн. лет является намного более однородным объектом, чем обломок гранита в масштабе человеческой жизни, и по механическим свойствам сродни вязкой жидкости. Естественно поставить вопрос — развитие и взаимодействие каких особенностей приводит к дроблению такого объекта? По нашему мнению, ими являются крупномасштабные вихри, играющие роль своеобразных "дефектов" внутреннего строения. Скорость распространения вихрей определяется посредством исключения n из зависимостей (159), (160), которые фактически представляют дисперсионное соотношение, заданное в параметрическом виде. Из него следует, что скорость распространения вихрей уменьшается с ростом их размера. Поэтому любой набор вихрей разного размера, локализованный вначале в какой-то области коры и движущийся в одном направлении, должен с течением времени превращаться в линейную клиновидную структуру.

Суммируя изложенное, отметим главную особенность зависимостей (159)–(161). Они задают некоторый спектр скоростей релаксации и связывают воедино объекты с различным внутренним строением — от кристаллического до аморфного.

В заключение разд. 6 изложим некоторые суждения с целью уточнения авторской концепции в отношении локального двухмодального закона (138).

Этот закон — первое приближение к реальным процессам фрагментирования в сравнительно простых условиях воздействия. Общим случаем является, безусловно, полимодальность распределений с различным числом мод (2, 3, 4 и т.д.), но эти распределения нужно рассматривать как обобщения двухмодального закона или результат комбинирования таких законов. Особая роль двухмодального закона вытекает из того, что его, видимо, невозможно "расщепить", т.е. получить в опытах только какую-нибудь одну из составляющих — логарифмически нормальный закон или закон Розина—Раммлера (за исключением каких-то предельных случаев, учитываемых в (138)). В этом, можно считать, опытном факте заложен глубокий смысл.

Дело в том, что, как мы убедились, параметры закона Розина—Раммлера в большей мере, чем параметры логарифмически нормального закона, несут информацию о свойствах и строении разрушаемого объекта. Например, по медиане мелких и пылеватых частиц d_{LN} совершенно невозможно представить исходные размеры песчинок, подвергшихся дроблению, но информация об этом закодирована в параметре d_{PP} закона Розина—Раммлера. Величина d_{LN} определяется только амплитудой нагрузки, а d_{PP} несет на себе отпечаток исходной трещиноватости и блочности объекта. Чем выше трещиноватость, тем меньше упругие модули и в соответствии с (149) меньшая величина d_{PP} при прочих равных условиях.

По принципу общей теории систем Лешателье—Брауна [372] при внешнем воздействии система вырабатывает в себе такие изменения, которые

противодействуют вызвавшему их воздействию, другими словами, система стремится сохранить свою структуру и минимизировать повреждения. В соответствии с указанным принципом закон Розина–Раммлера есть результат усилий, направленных на сохранение исходной структуры разрушающего объекта, а логарифмически нормальный закон – неизбежная плата за этот результат. В ближней зоне взрыва, где превалируют частицы, распределенные по логарифмически нормальному закону, одновременно наблюдается наиболее интенсивная диссиpация механической энергии, т.е. самая большая удельная энтропия. Суперпозиция двух рассматриваемых распределений отражает, таким образом, борьбу между хаосом и порядком и это невозможно отразить в рамках какого-то одного из законов.

Если подходить к обработке опытных данных по дисперсному составу формально, то в рамках погрешности, с которой получены эти данные, можно без сомнения подыскать эквивалентные с математической точки зрения комбинации или из двух законов Розина–Раммлера, или из двух логарифмически нормальных законов, или из двух каких-то других законов. Здесь, на наш взгляд, важна принципиальная сторона, а именно то, что, во-первых, каждый из обсуждаемых законов является предельным случаем с четко фиксируемыми условиями его достижения (многократный и однократный характер дробления), во-вторых, эти условия реально достигаются при разрушении, в-третьих, соотношение между однократностью и многократностью закономерно изменяется по мере удаления от источника возмущений и также закономерно изменяется распределение частиц по размерам. В этом плане имеются все основания относить логарифмически нормальный закон к пылеватым и мелким частицам, закон же Розина–Раммлера – к крупным обломкам, как это и делалось при обработке опытных данных. Не исключено, что при решении задачи об экстремуме функционала, задающего повреждения объекта в результате внешнего воздействия, двухмодальный закон (138) в названной последовательности сочленения его составляющих явится простым математическим следствием.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Возк А.А., Замышляев Б.В., Евтерев Л.С.* и др. Поведение грунтов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наук. думка, 1984. 286 с.
2. *Фачиолли Э., Анг Х.С. Эйтлерова модель для волн в сжимаемой среде // Действие ядерного взрыва. М.: Мир, 1971. С. 163–263.*
3. *Hornsey E.E., Clark G.B. Comparison of spherical elastic, voigt and observed wave forms for underground explosions // Basic and appl. rock mech.: Proc. 10th symp. on rock mech. N.Y.: AIME, 1972. P. 115–148.*
4. *Родионов В.Н., Адушкин В.В., Костюченко В.Н.* и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971. 224 с.
5. *Купер Г.Ф., Броуд Г.Л., Лей Дж.Дж. Некоторые основные аспекты действия ядерного оружия // Расчеты взрывов на ЭВМ: Подземные взрывы. М.: Мир, 1975. С. 104–134.*
6. *Delbert F. Dimensional analysis for the mechanical effects of some underground explosions // Proc. symp. eng. nucl. explos. Las Vegas; Springfield, (Va.), 1970. Vol. 2. P. 1386–1405.*
7. *Родионов В.Н., Сизов И.А., Сливак А.А.* и др. О поведении среды в зоне разрушения при камуфлетном взрыве // Взрывное дело. М.: Недра, 1976. № 76/33. С. 24–39.
8. *Зельманов И.Л., Калков О.С., Тихомиров А.М.* и др. Движение песчаного грунта при камуфлетном взрыве // Физика горения и взрыва. 1968. № 1. С. 116–121.
9. *Larson D.B. Explosive energy coupling in geologic materials // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci.* 1982. Vol. 19, N 4. P. 157–166.
10. *Larson D.B. Inelastic wave propagation in sodium chloride // Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1982. Vol. 72, N 6. P. 2107–2130.
11. *Cherry J.T. Computer calculations of explosion produced craters // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci.* 1967. Vol. 4, N 1. P. 1–22.
12. *Николаевский В.Н. Современные проблемы механики грунтов // Определяющие законы механики грунтов.* М.: 1975. С. 210–229.
13. *Brady B.T. A mechanical equation of state for brittle rock // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci.* 1970. Vol. 7, N 4. P. 385–421.
14. *Капустянский С.М., Николаевский В.Н. Параметры упругопластической дилатансионной модели для геоматериалов // ЖПМТФ.* 1985. № 6. С. 145–150.
15. *Cherry J.T., Petersen F.L. Numerical simulation of stress wave propagation from underground nuclear explosions // Proc. symp. eng. nucl. explos. Las Vegas; Springfield (Va.), 1970. Vol. 1. P. 142–220.*
16. *Рац М.В., Чернышев С.Н. Трещиноватость и свойства трещиноватых горных пород.* М.: Недра, 1970. 160 с.
17. *Toksöz M.N., Cheng C.H., Timur A. Velocity of seismic waves in porous rocks // Geophysics.* 1976. Vol. 41, N 4. P. 621–645.
18. *Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Хоруженко С.Г. О связи упругих характеристик массивов и образцов // Взрыв в грунтах и горных породах.* Киев: Наук. думка, 1985. С. 58–67.
19. *Richart F.E. Some effects on dynamic soil properties of soil structure interaction // J. Geotechn. Eng. Div. Proc. ASCE.* 1975. Vol. 101. P. 1197–1236.
20. *Andreasson B. Deformation characteristics of soft highplastic clays under loading conditions.* Göteborg.: Univ. press, 1979. 242 p.

21. Гуревич Г.И. Деформируемость сред и распространение сейсмических волн. М.: Наука, 1974. 483 с.
22. Ишлинский А.Ю., Звалинский Н.В., Степаненко И.З. К динамике грунтовых масс // ДАН СССР. 1954. Т. 95, № 4. С. 729–731.
23. Григорян С.С. К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах // ПММ. 1964. Т. 28, № 6. С. 1070–1082.
24. Капустянский С.М., Шхинек К.Н. Приближенные методы решения одномерных упругопластических задач // Изв. АН СССР. МТТ. 1970. № 3. С. 87–95.
25. Хайретдинов Э.Ф. О некоторых одномерных движениях мягкого грунта // ЖПМТФ. 1970. № 1. С. 57–66.
26. Bishop R.N. Spherical shock waves from underground explosions // Close-in phenomena of buried explosions. N.Y.: Univ. press, 1963. P. 60–72.
27. Ляхов Г.М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1974. 192 с.
28. Ляхов Г.М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. М.: Наука, 1982. 286 с.
29. Вовк А.А., Смирнов А.Г., Кравец В.Г. Динамика водонасыщенных грунтов. Киев: Наук. думка, 1975. 201 с.
30. Mogi K. Effect of the intermediate principal stress of rock failure // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72, N 16. P. 5117–5131.
31. Рихтмайер Р.Д., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972. 418 с.
32. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Кривошеев С.Г. Об уравнении состояния горных пород при взрывных нагрузках // ДАН СССР. 1980. Т. 251, № 2. С. 322–326.
33. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Чернейкин В.А. Релаксационное уравнение состояния мягких грунтов // Там же. 1981. Т. 261, № 5. С. 1126–1130.
34. Григорян С.С., Евтерев Л.С. О действии сильного взрыва на поверхности скального полупространства // Там же. 1975. Т. 222, № 3. С. 544–547.
35. Григорян С.С., Пачепский Я.А. О действии сильного подземного взрыва в плотной горной породе // Там же. 1973. Т. 212, № 2. С. 337–340.
36. Коротков П.Ф., Просвирнина Б.М. Численное исследование взрыва в упругопластической среде и некоторые вопросы моделирования // Там же. 1976. Т. 228, № 1. С. 66–69.
37. Евтерев Л.С. Начальная стадия сильного взрыва на поверхности твердой скальной породы // Научные работы аспирантов. М.: Изд-во МГУ, 1973. С. 67–80.
38. Уилkins M.L. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
39. Майдчен Д., Сак С. Метод расчета "Тензор" // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.
40. Burton D.E., Snell C.M., Bryan J.B. Computer design of high explosive experiments to simulate subsurface nuclear detonations // Nucl. Technol. 1975. Vol. 26, N 1. P. 65–87.
41. Butkovich T.R. Calculation of the shock wave from an underground nuclear explosion in granite // J. Geophys. Res. 1965. Vol. 70, N 4. P. 885–892.
42. Butkovich T.R., Burton D.E., Bryan J.B. Calculation modelling of explosive fracture and permeability enhancement // Trans. ASME. J. Energy Resour. Technol. 1979. Vol. 101, N 1. P. 28–33.
43. Камерон И.Г., Скорджа Г.К. Динамика сильных подземных взрывов // Действие ядерного взрыва. М.: Мир, 1971. С. 264–311.
44. Grady D.E., Kipp M.E. Continuum modelling of explosive fracture in oil shale // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1980. Vol. 17, N 3. P. 147–157.
45. Nelson I., Baron M.L., Sandler I. Mathematical models for geologic materials for wave propagation studies // Shock waves and mechanical properties solids. Syracuse: Univ. press, 1971. P. 289–351.
46. Айзенберг Дж., Бхаумик Э.К. Сферические волны в неупругих материалах // Механика: Сб. пер. М.: Мир, 1973. С. 96–111.
47. Butkovich T.R. Influence of water in rocks on effects of underground nuclear explosions // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76, N 8. P. 1993–2011.

48. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
49. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // Успехи физ. наук. 1965. Т. 85, вып. 2. С. 197–258.
50. Альтшулер Л.В., Баканова А.А. Электронная структура и сжимаемость металлов при высоких давлениях // Там же. 1968. Т. 96, вып. 2. С. 193–214.
51. Жарков В.Н., Калинин В.А. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968. 311 с.
52. Walsh J.M., Rice M.N., McQueen R.G. et al. Compressibility of twenty seven metals in shock wave: Equations of state // Phys. Rev. 1957. Vol. 108, N 2. P. 196–216.
53. Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Карльдиолы, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. 484 с.
54. Фортов В.Е. Динамические методы в физике неидеальной плазмы // Успехи физ. наук. 1982. Т. 138, вып. 3. С. 361–412.
55. Альтшулер Л.В. Результаты и перспективы экспериментальных исследований экстремальных состояний вещества // Там же. 1985. Т. 147, вып. 1. С. 189–192.
56. Леонас В.Б., Родионов И.Д. Исследования высокозергетического рассеяния атомов и молекул // Там же. Т. 146, вып. 1. С. 7–34.
57. Калиткин Н.Н., Леонас В.Б., Родионов И.Д. Модели экстремальных состояний вещества и их экспериментальная проверка // Там же. Т. 147, вып. 1. С. 184–189.
58. Аврорин Е.Н., Водолага Б.К. Ударная сжимаемость свинца, алюминия, воды при давлении порядка 100 Мбар // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 727–728.
59. Ragan C.E., Silbert M.G., Diven B.C. Shock compression of molybdenum to 2 GPa during nuclear explosion // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48, N 7. P. 2860–2870.
60. Волков Л.П., Волошин Н.П., Мансаров Р.А. и др. Ударная сжимаемость воды при давлении порядка 1 Мбар // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 546–548.
61. Волков Л.П., Волошин Н.П., Владимиров Н.П. и др. Ударная сжимаемость алюминия при давлении 10 Мбар // Там же. С. 623–626.
62. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Квантово-статистическое уравнение состояния и ударные адабаты. М., 1975. 56 с. (Препр. / ИМП АН СССР; № 34).
63. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Таблицы термодинамических функций вещества при высокой концентрации энергии. М., 1975. 73 с. (Препр. / ИМП АН СССР; № 35).
64. Киржниц Д.А., Шпаковская Г.В. Осцилляционные эффекты атомной структуры // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 2082–2096.
65. Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпаковская Г.В. Статистическая модель вещества // Успехи физ. наук. 1975. Т. 117, вып. 1. С. 3–47.
66. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Применение модифицированной модели Хартри–Фока–Слаэтера для расчетов уравнений состояния вещества // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Методики и программы числ. решения задач мат. физики / ЦНИИатоминформ. 1979. Вып. 4 (6). С. 27–35.
67. Замышляев Б.В., Ступицкий Е.Л., Гузь А.Г. и др. Состав и термодинамические функции плазмы. М.: Энергоатомиздат. 1984. 144 с.
68. Иосилевский И.Л., Грязнов В.К. О сравнительной точности термодинамического описания свойств газовой плазмы в приближениях Томаса–Ферми и Саха // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19, № 6. С. 1121–1135.
69. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Шарипджанов И.И. Построение уравнения состояния химических соединений. М., 1976. 69 с. (Препр. / ИМП АН СССР; № 43).
70. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В. и др. Скорость откола в твердой среде при действии ударной волны // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 891–898.
71. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В. и др. Интерполяционное уравнение состояния для сланца и его приложение к исследованию скорости откола при сильных ударных волнах // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1976. № 2. С. 58–61.
72. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В. и др. Исследование влияния процессов термического разложения на скорость откола при сильных ударных волнах в твердых средах // Там же. № 3. С. 49–57.

73. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В. и др. Интерполяционное уравнение состояния NaCl , учитывающее процессы плавления, испарения, диссоциации и ионизации // ЖПМТФ. 1978. № 6. С. 112–121.
74. Замышляев Б.В., Менжулин М.Г. Интерполяционное уравнение состояния воды и водяного пара // Там же. 1971. № 3. С. 113–121.
75. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Менжулин М.Г. и др. Интерполяционная термодинамическая модель для воды в области однородных и двухфазных состояний // Там же. 1978. № 5. С. 130–139.
76. Коваленко Г.В., Сапожников А.Т. Табличное уравнение состояния воды // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Методики и программы числ. решения задач. мат. физики / ЦНИИатоминформ. 1979. Вып. 4 (6). С. 40–46.
77. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В. О построении приближенных ударных адабат твердых тел в гидродинамической области // ДАН СССР. 1969. Т. 184, № 3. С. 574–577.
78. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
79. Latter R. Temperature behaviour of the Tomas–Fermi statistical model for atoms // Phys. Rev. 1955. Vol. 99, N 6. P. 1854–1870.
80. Буткович Т.Р. Газовое уравнение состояния для природных материалов // Расчеты взрывов на ЭВМ: Подземные взрывы. М.: Мир, 1975. С. 135–161.
81. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В.П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962. Т. 2. 950 с.
82. Справочник физических констант горных пород / Под ред. С. Кларка. М.: Мир, 1969. 541 с.
83. Кей Д., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М.: Физматгиз, 1962. 324 с.
84. Перельман В.И. Краткий справочник химика. М.: Госхимиздат, 1954. 620 с.
85. Калашников Н.Г., Павловский М.Н., Симаков Г.В. и др. Динамическая сжимаемость минералов группы кальцита // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1973. № 2. С. 23–30.
86. Кормер С.Б., Синицын М.В., Кириллов Г.А. и др. Экспериментальное определение температур ударно сжатых NaCl и KCl и их кривых плавления до давлений 700 кбар // ЖЭТФ. 1965. Т. 48, вып. 4. С. 1033–1049.
87. Кормер С.Б., Синицын М.В., Фунтиков А.И. и др. Исследование сжимаемости пяти ионных соединений до давлений 5 Мбар // Там же. 1964. Т. 47, вып. 5. С. 1202–1213.
88. Альтшулер Л.В., Павловский М.Н., Кулешова Л.В. и др. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия // ФТТ. 1963. Т. 5, вып. 1. С. 279–290.
89. Альтшулер Л.В., Кулешова Л.В., Павловский М.Н. Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и электропроводность хлористого натрия при высоких давлениях // ЖЭТФ. 1960. Т. 39, вып. 1. С. 16–24.
90. Уббелоде А. Плавление и кристаллическая структура. М.: Мир, 1969. 258 с.
91. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Замышляев Б.В. и др. Динамика изменения состояния вещества в центральной области при камуфлетных взрывах в каменной соли // Физика горения и взрыва. 1981. № 4. С. 122–129.
92. Boardman C.R., Rabb D.D., McArthur R.D. Response of four rock mediums to contained nuclear explosions // J. Geophys. Res. 1964. Vol. 69, N 16. P. 3457–3471.
93. Werth G., Randolph P. The Salmon seismic experiment // Ibid. 1966. Vol. 71, N 14. P. 3405–3426.
94. Rawson D., Randolph P., Boardman C. et al. Post-explosion environment resulting from the Salmon event // Ibid. P. 3507–3521.
95. Нибонгов Б.И., Протопопов Д.Д., Ситников И.Е. и др. Подземные ядерные взрывы. М.: Атомиздат, 1965. 160 с.
96. Вукалович М.П. Теплофизические свойства воды и водяного пара. М.: Машиностроение, 1967. 160 с.
97. Ривкин С.Л., Александров А.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Энергия, 1975. 78 с.
98. Альтшулер Л.В., Баканова А.А., Трунин Р.Ф. Фазовые превращения при сжатии воды сильными ударными волнами // ДАН СССР. 1958. Т. 121, № 1. С. 67–69.

99. Баканова А.А., Зубарев В.Н., Сутулов Ю.Н. и др. Термодинамические свойства воды при высоких давлениях и температурах // ЖЭТФ. 1975. Т. 68, вып. 3. С. 1099–1107.
100. Кот К.А. Моиные подводные взрывы // Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974. С. 9–43.
101. Кузнецов Н.М. Уравнение состояния и теплоемкость воды в широком диапазоне термодинамических параметров // ЖПМТФ. 1961. № 1. С. 112–120.
102. Rice M.N., Walsh J.M. Equation of state of water to 250 Kilobars // J. Chem. Phys. 1957. Vol. 26, N 4. P. 824–832.
103. Копышев В.П. Константа Грюнайзена в приближении Томаса–Ферми // ДАН СССР. 1965. Т. 161, № 5. С. 1067–1068.
104. Juza J. An equation of state for water and steam // Advances in thermophysics: Properties of extreme temperatures and pressures. N.Y.: ASME, 1965. Р. 55–67.
105. Бобровский С.В., Гоголев В.М., Ложкина В.П. О влиянии типа термодинамического приближения на описание динамической сжимаемости многокомпонентных сред // ЖПМТФ. 1982. № 6. С. 83–88.
106. Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
107. Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Подурец М.А. Сжатие пористого кварца сильными ударными волнами // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1971. № 3. С. 33–39.
108. Ahrens T.J., Takahashi T., Davies G.F. A proposed equation of state of stishovite // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75, N 2. P. 310–316.
109. Grady D.E., Murri W.J., Fowles G.R. Quartz to stishovite: Wave propagation in the mixed phase region // Ibid. 1974. Vol. 79, N 2. P. 332–338.
110. Stöfler D. Progressive metamorphism and classification of shocked and brecciated crystalline rock at impact craters // Ibid. 1971. Vol. 76, N 23. P. 5541–5558.
111. Stöfler D. Coesite and stishovite in shocked crystalline rocks // Ibid. P. 5474–5493.
112. Альтшуллер Л.В., Шарипджанов И.И. Аддитивное уравнение состояния силикатов при высоких давлениях // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1971. № 3. С. 11–28.
113. Wackerle J. Shock-wave compression of quartz // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. P. 922–937.
114. Подурец М.А., Симаков Г.В., Трунин Р.Ф. О фазовом равновесии в ударно сжатом кварце и о характере кинетики фазового перехода // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1976. № 7. С. 3–11.
115. Anderson L.O. The use of ultrasonic measurements under modern pressure to estimate compression at high pressure // J. Phys. and Chem. Solids. 1966. Vol. 27, N 3. P. 521–536.
116. Крупников К.К., Куропатенко В.Ф., Сапожников А.Т. и др. Расчет взрывов в средах с полиморфными фазовыми переходами // ДАН СССР. 1972. Т. 202, № 2. С. 300–301.
117. Григорян С.С., Евтерев Л.С., Замышляев Б.В. и др. Об ударно-волновых процессах в силикатных породах с учетом фазовых превращений // Там же. 1978. Т. 241, № 6. С. 1292–1295.
118. Куропатенко В.Ф. Математическое моделирование неуставновившихся движений сред с равновесными фазовыми переходами // Вопр. атом. науки и техн. Сер. Методики и программы числ. решения задач мат. физики / ЦНИИатоминформ. 1979. Вып. 4(6). С. 3–12.
119. Адушкин В.В., Костюченко В.Н., Николаевский В.Н. и др. Механика подземного взрыва // Итоги науки и техники. Механика твердых деформируемых тел. М.: ВИНТИ, 1974. Т. 7. С. 87–197.
120. Броуд Г.Л., Бьюрк Р.Л. Образование воронки при контактном взрыве // Деятельность ядерного взрыва. М.: Мир, 1971. С. 121–162.
121. Григорян С.С., Евтерев Л.С. Расчет двумерной осесимметричной задачи о сильном контактном взрыве: Отчет ин-та механики МГУ. М.: Изд-во МГУ, 1974. 40 с.
122. Подурец М.А., Симаков Г.В., Телегин Г.С. и др. Полиморфизм кремнезема в ударных волнах и уравнение состояния коэнита и стишовита // Изв. АН СССР. Физика Земли, 1981. № 1. С. 16–25.
123. Михалюк А.В., Белинский И.В. Напряженно-деформированное состояние пород-

- ных массивов при внутренних взрывах // Взрывное дело. М.: Недра, 1976. № 76/33. С. 15–24.
124. Родионов В.Н., Цветков В.М. Некоторые результаты наблюдений при подземных ядерных взрывах // Атом. энергия. 1971. Т. 30, вып. 1. С. 31–36.
 125. Цветков В.М., Сизов И.А., Поликарпов А.Д. О поведении хрупкоразрушающей среды при камуфлетном взрыве // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1977. № 4. С. 36–41.
 126. Derlich S. Underground nuclear explosion effects in granite rock fracturing // Proc. symp. eng. nucl. expos. Las Vegas; Springfield (Va.), 1970. Vol. 1. P. 505–518.
 127. Short N.M. Effects of shock pressure from a nuclear explosion on mechanical and optical properties of granodiorite // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71, N 4. P. 1195–1216.
 128. Green S.J., Butters S.W., Jones A.H. Recoverable dilatancy exhibited by rocks // Proc. Amer. Geophys. Union. Meet. Wash. (D.C.): Nat. Acad. Sci., 1973. P. 369–378.
 129. Brady B.T., Duvall W.I., Horino F.G. An experimental determination of the true uniaxial stress-strain behaviour of brittle rock // Rock Mech. 1973. Vol. 5, N 2. P. 107–120.
 130. Wawersik W.R., Fairhurst C.A. A study of brittle rock in laboratory compression experiments // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1970. Vol. 7, N 5. P. 561–575.
 131. Crouch S.L. Experimental determination of volumetric strain in failed rock // Ibid. N 6. P. 589–603.
 132. Ставрогин А.Н., Певзнер Е.Д. Механические свойства горных пород при объемных напряженных состояниях и разных скоростях деформирования // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1974. № 5. С. 3–9.
 133. Ставрогин А.Н., Зарецкий-Феоктистов Г.Г., Танов Г.Н. Исследование дилатационных эффектов в горных породах при сложном осесимметричном напряженном состоянии // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1985. № 3. С. 9–18.
 134. Юхансон К., Персон П. Дetonация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973. 350 с.
 135. Bienlawski Z.T. An application of high-speed photography to the determination of fracture velocity in rock // Proc. 8th Intern. congr. of high-speed photography. Stockholm: Univ. press, 1968. P. 440–460.
 136. Byerlee J.D. Frictional characteristics of granite under high confining pressure // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72, N 14. P. 3639–3648.
 137. Scheck R.N., Heard H.C., Stephens D.R. Stress-strain behaviour of a granodiorite and two gray wacke sandstones on compression to 20 kilobars // Ibid. 1973. Vol. 78, N 26. P. 5922–5941.
 138. Николаевский В.Н., Лившиц Л.Д., Сизов И.А. Механические свойства горных пород: Деформации и разрушение // Итоги науки и техники. Механика деформируемого твердого тела. М.: ВИНИТИ, 1978. Т. 11. С. 123–150.
 139. Stephens D.R., Lilley E.M., Louis H. Pressure-volume equation of state of consolidated and fractured rocks to 40 Kilobars // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1970. Vol. 7, N 3. P. 257–296.
 140. Ставрогин А.Н., Зарецкий-Феоктистов Г.Г., Танов Г.Н. О статических и динамических упругих модулях горных пород при сложном осесимметричном напряжении состояния // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1984. № 5. С. 9–16.
 141. Григорян С.С. Об основных представлениях динамики грунтов // ПММ. 1960. Т. 24, вып. 6. С. 1057–1072.
 142. Григорян С.С. Некоторые вопросы математической теории деформирования и разрушения твердых горных пород // Там же. 1967. Т. 31, вып. 4. С. 643–669.
 143. Седов Л.И. Понятия разных скоростей изменения тензоров // Там же. 1960. Т. 24, вып. 3. С. 393–398.
 144. Седов Л.И. Механика сплошной среды. В 2 т. М.: Наука, 1970. Т. 2. 568 с.
 145. Perret W.R., Bass R.C. Free-field ground motion induced by underground explosions. Albuquerque (N. Mex.), 1975. 119 p. (Sandia Lab. Rep.; SAND-74-0252).
 146. Lundborg N. Strength of rock-like materials // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1968. Vol. 5. P. 427–454.
 147. Родионов В.Н., Сухотин А.П. Параметры упругих волн, излученных при сферическом взрыве в металлах с различной прочностью // Физика горения и взрыва. 1971. № 1. С. 142–146.

148. Handin J., Heard H.C., Magouirk J.N. Effects of the intermediate principal stress on the failure // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72, N 2. P. 611–640.
149. Drucker D.C., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis or limit design // Quart. Appl. Math. 1952. Vol. 10, N 2. P. 157–165.
150. Reynolds O. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact // Philos. Mag. Ser. 5. 1885. Vol. 20, N 127. P. 469–481.
151. Hansen B. Line ruptures regarded as a narrow ruptures zone: basic equations based on kinematic consideration // Proc. conf. earth pressure probl. Brussels: Univ. press, 1958. Vol. 1. P. 39–48.
152. Николаевский В.Н. О связи объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах // ДАН СССР. 1967. Т. 177, № 3. С. 542–545.
153. Коротков П.Ф. О математической модели постепенного разрушения горных пород и превращении их в пористые сыпучие среды // Там же. 1980. Т. 253, № 6. С. 1357–1360.
154. Николаевский В.Н., Сырников Н.М., Шефтер Г.М. Динамика упругопластических дилатирующих сред // Успехи механики деформируемых сред. М.: Наука, 1975. С. 397–413.
155. Башуров В.В., Вахрамеев Ю.С., Демьяновский С.В. и др. Модель грунта и вычислительный комплекс для расчета подземных взрывов // ЖПМТФ. 1979. № 3. С. 153–159.
156. Николаевский В.Н., Поляничев А.Н., Сумин Е.В. и др. Дилатансионные эффекты при подземном камуфлетном взрыве // ДАН СССР. 1980. Т. 250, № 1. С. 66–70.
157. Райс Дж.Р. Об устойчивости дилатансионного упрочнения насыщенных скальных массивов // Определяющие законы механики грунтов. М.: Мир, 1975. С. 195–209.
158. Rudnicki J.W., Rice J.R. Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials // J. Mech. and Phys. Solids. 1975. Vol. 23, N 6. P. 371–394.
159. Tapponier P., Brace W.F. Development of stress-induced microcracks in westerly granite // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1976. Vol. 13, N 4. P. 103–112.
160. Дунин С.З., Сиротин В.К. Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта // ЖПМТФ. 1977. № 4. С. 106–109.
161. Капустянский С.М., Николаевский В.Н. Количественная формулировка упругопластической дилатансионной модели (на примере песчаника) // Изв. АН СССР. МТТ. 1984. № 4. С. 113–123.
162. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Кривошеев С.Г., Пилипко Ю.В. Модель динамического деформирования и разрушения массивов горных пород // ДАН СССР. 1987. Т. 293, № 3. С. 568–571.
163. Николаевский В.Н. Динамическая прочность и скорость разрушения // Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С. 166–203.
164. Ставрогин А.Н., Протосеня А.Г. Пластичность горных пород. М.: Недра, 1979. 300 с.
165. Vesci A.S., Clough G.W. Behaviour of granular materials under high stresses // J. Soil Mech. and Found. Div. Proc. ASCE. 1968. Vol. 94, N 3. P. 661–688.
166. Долгов К.А. О затратах энергии на дробление горной породы // Механизм разрушения горных пород взрывом. Киев: Наук. думка, 1971. С. 58–61.
167. Hegemier G.A., Read H.E. Discussion // Theoretical foundation for large-scale computations of nonlinear material behaviour: Proc. of workshop / Ed. S. Nemat-Nasser et al. Dordrecht etc.: Nijhoff, 1984. P. 300–311.
168. Biernawski Z.T. Fracture dynamics of rock // Intern. J. Fracture Mech. 1968. Vol. 4. P. 415–430.
169. Blouin S.E., Wolfe S.H. Analyses of explosively generated ground motions using Fourier techniques. Hanover (N.H.), 1976. 91 p. (Cold Regions Res. and Eng. Lab. Rep. N 76-28).
170. Walsh J.B. The effect of cracks on the compressibility of rocks // J. Geophys. Res. 1965. Vol. 70, N 2. P. 399–411.
171. Kuster G.T., Toksöz M.N. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media // Geophysics. 1974. Vol. 39, N 5. P. 587–618.
172. Borg I. Extent of pervasive fracturing around underground nuclear explosions // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1973. Vol. 10. P. 11–18.

173. Карташев Ю.М., Мухеев Г.В. О прочности твердых горных пород на сжатие и растяжение // Тр. VI Всесоюз. конф. по механике горн. пород. Фрунзе: Илим, 1980. С. 67–69.
174. Lukishov B.G., Rodionov V.N., Sizov I.A. et al. The model investigation of explosion fracturing // Peaceful nuclear explosions. Vienna: IAEA, 1975. Р. 441–450.
175. Ильюшин А.А. Об одной теории длительной прочности // Инж. журн. МТТ. 1967. № 3. С. 21–35.
176. Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979. 270 с.
177. Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
178. Никифоровский В.С. О кинетическом характере хрупкого разрушения твердых тел // ЖПМТФ. 1976. № 5. С. 150–167.
179. Фадеенко Ю.И. Об установившемся деформировании твердого тела // Там же. № 6. С. 115–117.
180. Kumar A. The effect of stress rate and temperature on the strength of basalt and granite // Geophysics. 1968. Vol. 33, N 3. P. 501–510.
181. Можнаев М.П., Присташ В.В. Динамическая прочность горных пород. М.: Наука, 1982. 139 с.
182. Steverding B., Lehnigk S.H. The fracture penetration depth of stress pulses // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1976. Vol. 13, N 3. P. 75–80.
183. Иванов А.Г., Минеев В.Н. О масштабных эффектах при разрушении // Физика горения и взрыва. 1975. № 5. С. 70–82.
184. Gupta I.N. Seismic wave velocities in rocks under uniaxial stress upon the fracture // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78, N 29. P. 6936–6942.
185. Кузнецов В.М. Математические модели взрывного дела. Новосибирск: Наука, 1977. 262 с.
186. Brace W.F., Paulding B.W., Scholz C. Dilatancy in the fracture of crystalline rocks // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71, N 16. P. 3939–3954.
187. Brady B.T. A mechanical equation of state for brittle rock. Pt.2.. The prefailure initiation behaviour of brittle rock // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1973. Vol. 10, N 4. P. 291–309.
188. Zoback M.D., Byerlee J.D. The effect of cyclic differential stress on dilatancy in westerly granite under uniaxial and triaxial conditions // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80, N 11. P. 1526–1530.
189. Кунтыш М.Ф. Особенности процесса деформирования и разрушения горных пород. // Исследование прочности и деформируемости горных пород. М.: Наука, 1973. С. 16–39.
190. Christensen R.J., Swanson S.R., Brown W.S. Split-Hopkinson bar tests on rock under confining pressure // Exp. Mech. 1972. Vol. 12, N 11. P. 508–513.
191. Brace W.F., Riley D.K. Static uniaxial deformation of 15 rocks to 30 Kb // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1972. Vol. 9, N 2. P. 271–288.
192. Жариков И.Ф. Исследование действия взрыва в упругопластической среде // Техника и технология открытых горных работ в угольной промышленности. М.: Недра, 1975. Вып. 131. С. 61–68.
193. Сухотин А.П., Викторов С.Д. Взрыв сферического заряда ВВ в блоке стекла // Взрывное дело. М.: Недра, 1976. № 76/33. С. 50–60.
194. Шемякин Е.И. О волнах напряжений в прочных горных породах // ЖПМТФ. 1963. № 3. С. 83–93.
195. Христофоров Б.Д. Параметры ударных волн при взрыве сферического заряда в пористом NaCl // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 594–599.
196. Седов Л.И. Механика сплошной среды: В 2 т. М.: Наука, 1976. Т. 1. 535 с.
197. Водарович М.П., Баюк Е.И., Левыкин А.И., Томашевская И.С. Физико-механические свойства горных пород и минералов при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1974. 223 с.
198. Bazant Z.P., Bhat P. Endochronic theory of inelasticity and failure of concrete // J. Eng. Mech. Div. Proc. ASCE. 1976. Vol. 102. P. 701–722.
199. Бажант З. Эндохронная теория неупругости и инкрементальная теория пластич-

ности // Механика деформируемых твердых тел: Направления развития. М.: Мир, 1983. С. 189–229.

200. Knopoff L., MacDonald G.S. Model for acoustic loss in solids // J. Geophys. Res. 1960. Vol. 65, N 7. P. 2191–2197.
201. Коган С.Я. Краткий обзор теорий поглощения сейсмических волн // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1966. № 11. С. 1–16.
202. Cook N.G.W., Hodgson K. Some detailed stress-strain curves for rocks // J. Geophys. Res. 1965. Vol. 70, N 12. P. 2883–2889.
203. Gordon R.B., Davies L.A. Velocity and attenuation of seismic waves in imperfectly elastic rock // Ibid. 1968. Vol. 73, N 12. P. 3917–3935.
204. Николаевский В.Н. Монокроматические волны в упругой среде с локальным проявлением сухого трения // Инж. журн. МТТ. 1968. № 4. С. 85–92.
205. Brace W.F., Jones A.H. Comparison of uniaxial deformation in shock and static loading of three rocks // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76, N 20. P. 4913–4921.
206. Беликов Б.П., Александров К.С., Рыжова Т.В. Упругие свойства породообразующих минералов и горных пород. М.: Наука, 1970. 259 с.
207. Ahrens T.J., Duvall G.E. Stress relaxation behind elastic shock waves in rocks // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71, N 18. P. 4349–4360.
208. Knopoff L., MacDonald G.S. Attenuation of small amplitudes stress waves in solids // Rev. Mod. Phys. 1958. Vol. 30, N 4. P. 1178–1192.
209. Кристенсен Р. Введение в теорию вязкоупругости. М.: Мир, 1974. 338 с.
210. Родионов В.Н., Сизов И.А., Цветков В.М. Основы геомеханики. М.: Недра, 1986. 301 с.
211. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Пилипко Ю.В. Квазинупругая модель деформирования скальных грунтов // ДАН СССР. 1982. Т. 264, № 2. С. 326–329.
212. Белинский И.В., Михалюк А.В., Христофоров Б.Д. Вязкость горных пород при деформационных процессах // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1975. № 8. С. 80–83.
213. Avedissian Y.M., Wood L.E. Prediction of compressive strength of rock from its sonic properties // Basic and appl. rock mech.: Proc. 10 th symp. on rock mech. N.Y.: AIME, 1972. P. 55–70.
214. Беликов Б.П. Упругие и прочностные свойства горных пород // Тр. Ин-та геологии руд. месторождений, петрографии, минералогии и геохимии. 1961. Вып. 43. С. 3–10.
215. Любимов Н.И., Носенко Л.И. Справочник по физико-механическим параметрам горных пород рудных районов. М.: Недра, 1978. 285 с.
216. Toksöz M.N., Johnston D.H., Timur A. Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks // Geophysics. 1979. Vol. 44, N 4. P. 681–690.
217. Pratt H.R., Black A.D., Brown W.S. et al. The effect of specimen size on the mechanical properties of unjointed diorite // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1972. Vol. 9, N 4. P. 513–529.
218. Bieniawski Z.T. Propagation of brittle fracture in rocks // Proc. 10 th symp. on rock mech. Austin (Tex.): Univ. press, 1968. P. 409–427.
219. Mogi K. The influence of the dimensions of specimens on the fracture strength of rocks // Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo. 1962. Vol. 40, N 2. P. 175–185.
220. Lundborg N. The strength-size relation of granite // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1967. Vol. 4, N 3. P. 269–272.
221. Кофман М.И., Ильницкая Е.И., Карпов В.И. Прочность горных пород в объемном напряженном состоянии. М.: Наука, 1964. 34 с.
222. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Крикошеев С.Г. и др. Способ задания прочности массивов на сжатие при моделировании взрывных процессов // Взрыв в грунтах и горных породах. Киев: Наук. думка, 1985. С. 13–20.
223. Glucklich J., Cohen L.J. Size as a factor in the brittle ductile transition and strength of some materials // Intern. J. Fracture Mech. 1967. Vol 3, N 2. P. 278–289.
224. Godfrey C. Dynamic strength of in situ rock // Advances in rock mechanics. Wash. (D.C.): Nat. Acad. Sci., 1974. Vol. 2, Pt A. P. 398–403.
225. Cooper H.F., Blouin S.E. Dynamic in situ rock properties from buried high explosive arrays // Dynamic rock mech.: Proc. 12 th symp. on rock mech. N.Y.: Univ. press, 1971. P. 45–70.
226. Heard H.C. The influence of environment of inelastic behaviour of rocks // Proc. symp. eng. nucl. explos. Las Vegas; Springfield (Va.), 1970. Vol. 1. P. 127–141.

227. Terhune R.W., Stubbs T.F., Cherry J.T. Nuclear cratering from digital computer // Peaceful nuclear explosions. Vienna: IAEA, 1970. Vol. 2. P. 415–440.
228. Ставрогин А.Н., Тарасов Б.Г., Ширкес О.А. и др. Прочность и деформация горных пород в допредельной и запредельной областях // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1981. № 6. С. 3–11.
229. Динес Дж.К. Влияние масштаба на прочность гранитных материалов // Механика образования воронок при ударе и взрыве. М.: Мир, 1977. С. 80–85.
230. Olson W.A. Grain size dependence of yield stress in marble // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79, N 32. P. 4859–4862.
231. Григорян С.С., Ляхов Г.М., Мельников В.В. и др. Взрывные волны в лёссовидном грунте // ЖПМТФ. 1963. № 4. С. 35–39.
232. Барлас Н.Я., Кравец В.Г., Ляхов Г.М. Волны в слоистых грунтах // Там же. 1979. № 1. С. 147–152.
233. Кулинич Ю.В., Нарожная З.В., Рыков Г.В. Механические характеристики песчаных и глинистых грунтов с учетом их вязкопластических свойств при кратковременных динамических нагрузках. М., 1976. 50 с. (Препр. / ИПМ АН СССР; № 69).
234. Jackson J.G., Ehrhardt J.Q., Rohani B. Loading rate effects on compressibility of sand // J. Geotechn. Eng. Div. Proc. ASCE. 1980. Vol. 106, N 8. P. 839–852.
235. Рыков Г.В., Скобеев А.М. Измерение напряжений в грунтах при кратковременных нагрузках. М.: Недра, 1978. 168 с.
236. Рыков Г.В. Влияние скорости деформирования на сжимаемость и сдвиг песчаных и глинистых грунтов при кратковременных нагрузках // ЖПМТФ. 1969. № 3. С. 155–160.
237. Мельников В.В., Рыков Г.В. О влиянии скорости деформирования на сжимаемость лёссовых грунтов // Там же. 1965. № 2. С. 158–160.
238. Ляхов Г.М., Полякова Н.И. Волны в плотных средах и нагрузки на сооружения. М.: Недра, 1967. 232 с.
239. Вовк А.А., Черный Г.И., Михалюк А.В. О влиянии влажности на динамическую деформируемость суглинков // Основания, фундаменты и механика грунтов. 1972. № 3. С. 6–8.
240. Taiwani P., Nur A., Kovach R. Compressional and shear wave velocities in granular materials to 2,5 Kbar // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78, N 29. P. 6899–6909.
241. Elliott S.E., Willey B.F. Compressional velocities of partially saturated unconsolidated sands // Geophysics. 1975. Vol. 40, N 6. P. 949–954.
242. Григорян С.С., Иоселевич В.А., Савинков А.В. и др. Экспериментальное и теоретическое исследование к модели пластического упрочнения грунтов: Отчет Ин-та механики МГУ. М.: Изд-во МГУ, 1976. 110 с.
243. Petersen C.F., Murri W.J., Cowperthwaite M. Hugoniot and release adiabat measurements for selected geologic materials // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75, N 11. P. 2063–2072.
244. Альтшулер Л.В. Павловский М.Н. Исследование глины и глинистого сланца при сильных динамических воздействиях // ЖПМТФ. 1971. № 1. С. 171–176.
245. Дианов М.Д., Златин Н.А., Мочалов С.М. и др. Ударная сжимаемость сухого и водонасыщенного песка // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 2, вып. 12. С. 529–532.
246. Справочник по инженерной геологии. М.: Недра, 1974. 403 с.
247. Rou P. Теоретический смысл и наблюдаемые величины деформационных параметров грунта // Определяющие законы механики грунтов. М.: Мир, 1975. С. 76–143.
248. Ляхов Г.М. Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М.: Недра, 1964. 214 с.
249. Мальверн Л. Распространение пластических волн с учетом влияния скорости деформирования // Механика: Период. сб. пер. иностр. ст. 1952. № 1. С. 12–18.
250. Зубкова А.Н., Рыков Г.В. Распространение одномерных волн напряжений в вязкопластической среде // Материалы V Весоуз. симпоз. по распространению упругих и упругопластических волн. Алма-Ата: Наука, 1973. С. 112–117.
251. Ляхов Г.М., Пачепский Я.А. Об учете вязких и пластических свойств при решении волновых задач // ЖПМТФ. 1973. № 2. С. 114–120.
252. Вовк А.А., Черный Г.И., Михалюк А.В. Действие крупномасштабных взрывов в массиве горных пород. Киев: Наук. думка, 1974. Ч. 1. 296 с.

253. Гильман Дж. Динамика дислокаций и поведение материалов при ударном воздействии // Механика: Период. сб. пер. иностр. ст. 1970. № 2. С. 96–124.
254. Нигматулин Р.И., Холин Н.Н. К модели упругопластической среды с дислокационной кинетикой пластического деформирования // Изв. АН СССР. МТТ. 1974. № 4. С. 131–146.
255. Цыгович Н.А. Механика грунтов. М.: Высш. шк., 1983. 288 с.
256. Rowe P.W. The relation between the shear strength of sands in triaxial compression, plain strain and direct shear // Geotechnique. 1969. Vol. 19. P. 75–86.
257. Крыжановский А.Л., Мендоса Т., Укибаев Е. Сопротивление сдвигу смеси сыпучих грунтов // Инж. геология. 1985. № 2. С. 35–41.
258. Hara S.O., Matsuda H. Dynamic shear strength of saturated clay // Soils and Found. 1978. Vol. 18, N 1. P. 91–97.
259. Леонычев А.В., Гладышев В.И. Закономерности изменения коэффициента попечных деформаций песчаных грунтов в сложном напряженно-деформированном состоянии // Современные проблемы нелинейной механики грунтов: Тез. докл. Всесоюз. конф. Челябинск: Политехн. ин-т, 1985. С. 73–74.
260. Листра Э., Метс М., Тальвисте П. Геотехнические характеристики слабых глинистых грунтов Эстонии // Тез. VI Прибалт.-Белорус. конф. по геотехнике. Таллинн: Госстрой ЭССР, 1986. С. 33–36.
261. Брилингас А., Дундулис К., Кшивицкис С. Учет гранулурного состава и влажности при определении прочности песков // Там же. С. 90–92.
262. Яковleva Т.Г. Прогнозирование деформируемости железнодорожных насыпей с учетом их динамического состояния // Земляное полотно и геотехника на железнодорожном транспорте. Днепропетровск.: ДИИТ, 1983. С. 11–18.
263. Черняк Э.Р., Кальбергенов Р.Г., Чуланов В.В. Изучение прочностных свойств песков полевыми методами // Исследование инженерно-геологических свойств грунтов. М.: Стройиздат, 1986. С. 8–16.
264. Амшесюс И., Ионавичюс Р., Монствилас К. Исследование прочностных характеристик грунтов методом "срез целика" // Инженерная геология, механика грунтов и фундаментостроение: Тез. докл. Межресп. конф. Минск: Белорус. политехн. ин-т, 1982. С. 71–75.
265. Крайванов А.В. Методика и результаты испытаний грунтов для определения параметров упругопластических моделей // Геотехнические исследования для транспортных сооружений Сибири. Новосибирск: Наука, 1985. С. 12–17.
266. Калиев М.М. Результаты обработки на ЭВМ зависимостей между некоторыми физическими и прочностными характеристиками, деформативными показателями лессовых просадочных грунтов Казахстана // Тр. Ташк. ин-та инж. ирригации и механизации сел. хоз-ва. 1981. № 119. С. 138–143.
267. Игнатавичюс В.И., Марцинкевичюс В.И., Микшиш Р.-Б.А. Закономерности изменения физико-механических свойств древних морен Литвы // Инженерная геология, механика грунтов и фундаментостроение: Тез. докл. Межресп. конф. Минск: Белорус. политехн. ин-т, 1982. С. 62–66.
268. Сирота Ю.Л., Беллендир Е.Н., Романовский С.Л. Влияние траектории нагружения на прочность и деформируемость грунтов // Изв. ВНИИ гидротехники. 1986. Вып. 193. С. 41–45.
269. Шкицкий Ю.П. Особенности сопротивляемости сдвигу глинистых грунтов твердой консистенции // Вопросы геотехнического обеспечения дорожного строительства. М.: Стройиздат, 1986. С. 93–104.
270. Швец В.Б., Жидков О.Н. Полевые испытания грунтов на сдвиг в клиновых обоях // Полевые методы исследования грунтов. М.: ПНИИС, 1969. С. 131–134.
271. Вавровский В.В. Формирование физико-механических характеристик массива лессового грунта под действием взрыва // Действие взрыва в грунтах и горных породах. Киев: Наук. думка, 1982. С. 167–174.
272. Хилобок В.Г., Великодный Ю.И. Определение прочностных характеристик грунтов в полевых условиях // Полевые методы исследования грунтов. М.: ПНИИС, 1969. С. 142–146.
273. Аликонис А.А., Ришкус В.С. К вопросу анализа зависимости прочности глинистого грунта от влажности // Тез. Прибалт. конф. по геотехнике. Таллинн: Госстрой ЭССР, 1972. С. 51–54.

274. Шиссель А.М., Щербакова М.М., Симонович В.Н. и др. Нормативные и расчетные характеристики четвертичных глинистых грунтов Ярославского Поволжья // Инж.-строит. изыскания / ЦТИСИЗ. 1972. № 2 (27). С. 12–16.
275. Вихрев В.П., Надененко В.Н. Определение прочностных характеристик илов Днепро-Бугского лимана // Земляное полотно и геотехника на железнодорожном транспорте. Днепропетровск: ДИИТ, 1983. С. 76–80.
276. Маслов Н.Н., Карапурова З.М. Природа прочности глинистых грунтов во времени // Тр. II Всесоюз. симпоз. по реологии грунтов. Ереван: Изд-во Ерев. ун-та, 1976. С. 247–255.
277. Кульчицкий Л.И., Бондарик Г.К. Факторы, определяющие реологические свойства глинистых пород // Там же. С. 288–240.
278. Краев В.Ф. Инженерно-геологическая характеристика пород лессовой формации Украины. Киев: Наук. думка, 1971. 228 с.
279. Покровская Н.М. К вопросу о физико-механических свойствах пород полускального типа района Волгоградского гидроузла // Тр. Гидропроекта. 1960. Вып. 3. С. 101–120.
280. Казарновский В.Д. Степень уплотнения грунта и его сопротивление сдвигу // Автомоб. дороги. 1961. № 12. С. 15–17.
281. Васильев В.А. Инженерно-геологические и акустические свойства суглинистых грунтов междуречья // Инженерно-геологические особенности Дагестанской АССР. Махачкала, 1984. С. 196–200. (Тр. Ин-та геологии Дагестана; № 28).
282. Adikari G.S.N., Parkin A.K., Donald I.B. Non-linear behaviour of a silty clay dam core // 10th Intern. conf. soil mech. and found. Rotterdam: North-Holland, 1981. Vol. 2. P. 523–527.
283. Ткачук Э.И., Швачко Г.В., Нетребко Ю.Н. Закономерности изменения механических свойств глинистых пород территории Краснодара // Вопросы исследования лессовых грунтов и методов возведения фундаментов на них. Ростов н/Д: РосглавНИИ Стройпроект, 1985. С. 79–86.
284. Осипов В.И. Порода прочностных и деформационных свойств глинистых пород. М.: Изд-во МГУ, 1979. 232 с.
285. Балыков Б.И. Определение прочностных характеристик крупнозернистых несвязанных грунтов с помощью коэффициента межчастичного трения // Изв. ВНИИ гидротехники. 1984. Вып. 172. С. 50–57.
286. Радина В.В. Об относительной плотности песков // Тр. Гидропроекта. 1960. Вып. 3. С. 163–170.
287. Ivanov P.L., Sinitsin A.P., Musaelyan A.A. Characteristics of soils at cyclic and shock loads//10th Intern. conf. soil mech. and found. Rotterdam: North-Holland, 1981. Vol. 3. P. 239–242.
288. Миндель И.Г. Методика сейсмоакустических исследований физико-механических свойств связанных и мало связанных грунтов//Тр. ПНИИС. 1975. Вып. 35. С. 3–25.
289. Робустова Т.И. Оценка прочностных свойств глинистых пород оползневых склонов центральной Молдавии//Исследование инженерно-геологических свойств грунтов. М.: Стройиздат, 1986. С. 49–53.
290. Педенев В.В., Переславцева О.И. Исследование физико-механических свойств илосыпного песчаного грунта//Исследование деформационных и прочностных свойств грунтов. Воронеж: Изд-во Воронеж. ун-та, 1986. С. 52–62.
291. Börgesson L. Shear strength of inorganic silty soils//10th Intern. conf. soil mech. and found. Rotterdam: North-Holland, 1981. Vol. 1. P. 567–572.
292. Лысенко М.П. Состав и физико-механические свойства грунтов. М.: Недра, 1972. 319 с.
293. Hara A., Ohta T., Niwa M. et al. Shear modulus and shear strength of cohesive soils// Soils and Found. 1974. Vol. 14, N 3. P. 1–12.
294. Ohta Y., Goto N. Empirical shear wave velocity equations in terms of characteristic soil indexes//Earthquake Eng. and Struct. Dyn. 1978. Vol. 6. P. 167–187.
295. Заборов В.И., Сеськов В.Е. Динамические свойства грунтов и их влияние на передачу вибрации зданиям//Инж. геология. 1985. № 5. С. 54–60.
296. Горяшнов Н.Н., Полякова Т.А. Применение методов сейсмоакустики для определения физико-механических свойств глинистых пород//Применение геофизи-

- ческих методов при гидрогеологических и инженерно-геологических исследованиях. М.: ВИЭМС, 1970. С. 46–55.
297. Butkovich T.R. A technique for generating pressure-volume relationships and failure envelopes for rocks. Livermore: Univ. Calif. press, 1973. 36 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-51441).
298. Hardin B.O., Richart F.E. Elastic wave velocities in granular soils//J. Soil Mech. and Found. Div. Proc. ASCE. 1963. V. 89, N 1. P. 33–65.
299. Красников Н.Д. Динамические свойства грунтов и методы их определения. Л.: Стройиздат, 1970. 238 с.
300. Горяинов Н.Н., Ляхович Ф.М. Сейсмические методы в инженерной геологии. М.: Недра, 1979. 143 с.
301. Царева Н.В. Распространение упругих волн в песке//Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1956. № 9. С. 1044–1053.
302. Назаров Г.Н. Методические указания по комплексным сейсмогеологическим и инженерно-геологическим исследованиям с применением нормативных сейсморазведочных установок. М.: ВИА им. В.В. Куибышева, 1969. 119 с.
303. Aubry D., Barez J., Boelle J.L., Meunier J. Identification of elastic coefficients through resonant tests of soil samples//Soil dynamics and earth eng. conf. Rotterdam: North-Holland, 1982. P. 66–75.
304. Красников Н.Д., Толкачев Г.С., Эйслер Л.А. Исследования динамических упругих и поглощающих свойств грунта//Гидротехн. стр-во. 1981. № 5. С. 19–22.
305. Мойсейчик Е.К. Динамические характеристики талых грунтов как функция их физического состояния//Основания и фундаменты на мерзлых грунтах. Чита: Политехн. инт., 1985. С. 79–85.
306. Литвинов И.М. Исследование грунтов в полевых условиях. М.: Углехимиздат, 1954. 227 с.
307. Горяинов Н.Н., Полякова Т.А. Разработка сейсмических методов определения физико-механических свойств глинистых отложений: Отчет ВСЕГИНГЕО. М., 1967. 250 с.
308. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Кривошеев С.Г. и др. Метод экспериментального исследования определяющих соотношений динамического деформирования мягких грунтов//Взрывное дело. М.: Недра, 1986. № 88/45. С. 20–28.
309. Дунин С.З., Сурков В.В. Структура фронта ударной волны в твердой пористой среде//ЖПМТФ. 1979. № 5. С. 106–113.
310. Толкачев Г.С., Лобастова Н.Г. Некоторые результаты исследования упругих и поглощающих свойств грунтов//Тр. коорд. совещ. по гидротехнике. Л.: Энергия, 1973. Вып. 87. С. 30–31.
311. Бовт А.Н., Мясников К.В., Николаевский В.Н. и др. Камуфлетный взрыв в пористой среде//ЖПМТФ. 1981. № 6. С. 121–129.
312. Бовт А.Н., Мусинов В.И., Коненков К.С. и др. Изменение фильтрационных свойств насыщенного коллектора при камуфлетном взрыве//Там же. № 5. С. 149–153.
313. Бовт А.Н., Михайлов А.А., Николаевский В.Н. и др. Камуфлетный взрыв в малопористой твердой среде//Там же. 1986. № 1. С. 147–151.
314. Schock R.N., Hanson M.E., Swith R.P., Walton O.R. In situ fracture related to energy and resource recovery//High pressure sci. and technol.: Proc. 7th Intern. AIRAPT conf. Oxford: Univ. press, 1980. Vol. 2. P. 902–912.
315. Лысюк Н.А. Разрушение подземным взрывом различных типов пород//Взрывное дело. М.: Недра, 1986. № 88/45. С. 177–181.
316. Heard H.C., Schock R.N., Stephens D.R. High-pressure mechanical properties of tuff from the diamond mine site. Livermore: Univ. Calif. press, 1971. 37 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-51099).
317. Механика деформируемых тел: Направления развития/Под ред. Г.С. Шапиро. М.: Мир, 1983. 345 с.
318. Theoretical foundation for large-scale computations of non-linear material behaviour: Proc. of the workshop/Ed. S. Nemat-Nasser et al. Dordrecht etc.: Nijhoff, 1984. 413 p.
319. Green S.J., Perkins R.D. Uniaxial compression tests at varying strain rates on three geologic materials//Basic and appl. rock mech.: Proc. 10th symp. on rock mech. N.Y.: AIME, 1972. P. 35–54.

320. Morgenstern N.R., Phykan A.L.T. Non-linear stress-strain relations for a homogeneous sandstone//Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1969. Vol. 6. P. 127–142.
321. Peng S., Podnieks E.R. Relaxation and the behaviour of failed rock//Ibid. 1972. Vol. 9. P. 699–712.
322. Kotona M.G. Evaluation of viscoplastic cap model//J. Geotechn. Eng. 1984. Vol. 110, N 8. P. 1106–1125.
323. Cizek J.C., Florence A.L. Laboratory investigations of containment of underground explosions. Menlo Park (Calif.), 1983. 258 p. (Rep. St. Res. Inst.: DNA-TR-84-11).
324. Larson D.B., Rodean H.C. The relationship of material properties to seismic coupling. Pt. 1. Shock wave studies of rock and rock-like materials. Livermore: Univ. Calif. press, 1975. 57 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-51769).
325. Schoutens J.E. Nuclear geophysics sourcebook: Empirical analyses of ground motions from above and underground explosions. Tempo Dasic (Calif.): Gen. Elec. co., 1979. Vol. 4, pt I. 881 p.
326. Hearst J.R. One-dimensional calculations of the effects of four nuclear events in alluvium. Livermore: Univ. Calif. press, 1971. 52 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCID-15783).
327. Adams У.М., Престон Р.Г., Фландрес П.Л Сводный отчет об измерениях сильных колебаний при подземных ядерных взрывах//Подземные ядерные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 42–107.
328. Rimer N., Lie K. Spherically symmetric numerical simulation of the SRI group spheres containment experiments. La Jolla (Calif.): Systems, Science and Software inc., 1978. 46 p.
329. Ramspott L.D., Howard N.W. Average properties on nuclear test areas and media of the USERDA Nevada test site. Livermore: Univ. Calif. press, 1975. 40 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-51948).
330. Gardiner D.S., Butters S.W., Enniss D.O., Jones A.H. Material properties of Nevada test tuff and grout. Salt Lake City: Terra Tek. inc., 1977. 284 p.
331. Stephens D.R., Louis H., Lilley E.M. Pressure-volume relationships for tuffs and rhyolites from the Nevada test site. Livermore: Univ. Calif. press, 1969. 33 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-50578).
332. Stephens D.R., Louis H., Lilley E.M. Loading-unloading PV-curves for tuffs from the Nevada test site. Livermore: Univ. Calif. press, 1969. 29 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-50554).
333. Курскеев А.К. Справочник физических свойств горных пород Казахстана. Атмата: Наука, 1983. 288 с.
334. Kennedy G.C., Wasserburg G.T., Heard H.C., Newton R.C. The upper three-phase region in the system SiO_2 – H_2O // Amer. J. Sci. 1962. Vol. 260. P. 501–510.
335. Terhune R.W., Glenn H.D. Estimate of earth media shear strength at the Nevada test site. Livermore: Univ. Calif. press, 1977. 29 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.; UCRL-52358).
336. Керрен Д., Шоки Д., Симек Л., Остин М. Механизмы и модели кратерообразования в природных средах // Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С. 81–115.
337. Керрен Д. Динамическое разрушение // Динамика удара. М.: Мир, 1985. С. 257–293.
338. Чертков В.Я. О формировании осколков при множественном трещинообразовании в хрупкой горной породе // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1985. № 6. С. 23–30.
339. Садовский М.А. О естественной кусковатости горных пород // ДАН СССР. 1979. Т. 247, № 4. С. 829–831.
340. Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф. О свойстве дискретности горных пород // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. № 12. С. 3–18.
341. Сизов И.А., Цветков В.М. О механизме образования осколков при камуфлетном взрыве // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 5. С. 108–113.
342. Кошелев Э.А., Кузнецов В.М., Софронов С.Т. и др. Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом // ЖПМТФ. 1971. № 2. С. 87–100.
343. Барон Л.И., Сиротюк Г.Н. Проверка применимости уравнения Розина–Раммлера для исчисления диаметра среднего куска при взрывной отбойке горных пород // Взрывное дело. М.: Недра, 1967. № 62/19. С. 111–121.

344. Колмогоров А.Н. О логарифмически нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении // ДАН СССР. 1941. Т. 31, № 2. С. 99–101.
345. Макарьев В.П., Коротков Ю.А. К вопросу о законе распределения дробленой руды по размерам // Горное оборудование. Л., 1970. С. 53–54. (Тр. Ин-та "Гипроникель"; Вып. 51).
346. Безматерных В.А., Симанов В.Г. Симметрия и критерий дробимости в статистике осколков // Изв. вузов. Горн. журн. 1978. № 12. С. 39–44.
347. Фадеевков Н.Н. О методическом подходе к управлению кусковатостью при взрывном дроблении горных пород // Взрывное дело. М.: Недра, 1984. № 86/43. С. 11–16.
348. Rabb D. Particle-size distribution study: Piledriver event // Proc. symp. eng. nucl. explos. Las Vegas; Springfield (Va.), 1970. Vol. 2. P. 888–909.
349. Boardman C.R., Meyer G.L., Rabb D.D. Macrodeformation resulting from the handcar event. Livermore: Univ. Calif. press, 1966. 40 p. (Lawrence Livermore Lab. Rep.: UCRL-50149).
350. Бронников Д.М., Сивак А.А. Перспективы и возможность применения крупномасштабных взрывов в геотехнологии // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1983. № 1. С. 36–42.
351. Фигуровский Н.А. Седиментометрический анализ. М.: Изд-во АН СССР, 1948. 332 с.
352. Кноуэлл К., Броуд Г. Теория процессов кратерообразования // Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С. 8–42.
353. Степанов Г.В., Астанин В.В. Ударное сжатие некоторых конструкционных материалов со скоростью до 1000 м/с // Пробл. прочности. 1975. № 9. С. 42–45.
354. Hallbauer D.K., Wagner H., Cook N.G.W. Some observations concerning the microscopic and mechanical behaviour of quartzite specimens in stiff, triaxial compression tests // Intern. J. Rock Mech. and Mining Sci. 1973. Vol. 10. P. 713–726.
355. Журков С.Н., Куксенко В.С., Петров В.А. Физические принципы прогнозирования разрушения горных пород // Механика разрушения горных пород. Фрунзе: Илим, 1980. С. 3–13.
356. Bernaix J. Properties of rock and rock masses // Advances in rock mechanics. Wash. (D.C.): Nat. Acad. Sci., 1974. Vol. 1, pt A. P. 90–97.
357. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С., Лоборев В.М., Чернейкин В.А. Локальный двухмодальный закон распределения обломков по размерам при взрывном разрушении горных пород // ДАН СССР. 1987. Т. 293, № 2. С. 326–329.
358. Шок Р. Поведение горных пород под действием больших напряжений // Удар, взрыв и разрушение. М.: Мир, 1981. С. 116–130.
359. Макарьев В.П., Падуков В.А., Виноградов Ю.И. Постоянство логарифмической дисперсии распределения размеров кусков при разрушении горных пород // Физические процессы горного производства. Л., 1976. С. 37–41. (Тр. Ин-та "Гипроникель"; Вып. 3).
360. Математические основы теории разрушения / Под ред. Г. Либовица. М.: Мир, 1975. Т. 2. 764 с.
361. Зарецкий Ю.К., Чумичев Б.Д. Скорости распространения упругих продольных волн в крупнообломочных грунтах при их деформировании под нагрузкой // Изв. геологии. 1980. № 2. С. 32–41.
362. Дрешер А., де Йоселен де Йонг Ж. Проверка механической модели течения гранулированного материала методами фотоупругости // Определяющие законы механики грунтов. М.: Мир, 1975. С. 144–165.
363. Wernstedt F.L., Spencer J.E. The Philippine Island world. Berkeley; Los Angeles: Univ. Calif. press, 1968. 827 p.
364. Уeda С. Новый взгляд на Землю. М.: Мир, 1980. 214 с.
365. Duvall G.E. Propagation of plane shock waves in a stress-relaxing medium // Stress waves in unelastic solids. B.: Springer, 1964. P. 20–32.
366. Elsasser W.H. Convection and stress propagation in the upper mantle // Applied modern physics Earth planetary interior. N.Y.: Wiley, 1969. P. 223–246.
367. Bott M.H.P., Dean D.S. Stress diffusion from plate boundaries // Nature. 1973. Vol. 243, N 5406. P. 339–341.

368. Николаевский В.Н. Механика геоматериалов и землетрясения // Итоги науки и техники. Механика деформируемого твердого тела. М.: ВИНИТИ, 1983. Т. 15. С. 149–230.
369. Mogi K. Earthquakes as fracture in the Earth // Advances in rock mechanics. Wash. (D.C.): Nat. Acad. Sci., 1974. Vol. 1, pt A. P. 559–592.
370. Маламуд А.С., Николаевский В.Н. Периодичность Памиро-Гиндукушских землетрясений и тектонические волны в субдуктируемых плитах // ДАН СССР. 1983. Т. 269, № 5. С. 1075–1078.
371. Губерман Ш.А. Д-волны и землетрясения // Теория и анализ сейсмологических наблюдений. М., 1979. С. 158–188. (Вычисл. сейсмология; № 12).
372. Синергетика: Сб. ст. / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Мир, 1984. 248 с.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|-----|
| Введение | 3 |
| 1. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛЕЙ ДЕФОРМИРОВАНИЯ | 7 |
| 2. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГРУНТОВЫХ СРЕД В ВЫСОКОЙ ОБЛАСТИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ | 11 |
| 2.1. Интерполяционный метод построения уравнений состояния | 11 |
| 2.2. Анализ уравнений состояния в высокой области параметров | 14 |
| 2.3. Уравнение состояния с учетом полиморфных фазовых превращений | 25 |
| 3. МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ СКАЛЬНЫХ ГРУНТОВ С УЧЕТОМ ПРОЧНОСТНЫХ И НЕУПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК | 32 |
| 3.1. Область разрушения при действии взрывных нагрузок | 32 |
| 3.2. Область допредельного деформирования | 45 |
| 3.3. Квазиупругая модель и элементы затухания волн | 53 |
| 3.4. Способы определения констант | 58 |
| 4. МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МЯГКИХ ГРУНТОВ С УЧЕТОМ ВЯЗКОУПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК | 67 |
| 4.1. Особенности деформирования по данным опытов | 67 |
| 4.2. Упругопластические модели | 70 |
| 4.3. Вязкоупругопластические модели | 74 |
| 4.4. Способ задания констант | 78 |
| 4.5. Апробация упругопластически-релаксационной модели в задачах о распространении взрывных волн | 98 |
| 5. МОДЕЛИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОЛУСКАЛЬНЫХ ГРУНТОВ | 104 |
| 5.1. Отображение особенностей поведения грунтов в моделях деформирования | 105 |
| 5.2. Опытные данные по закономерностям распространения импульсных возмущений | 115 |
| 5.3. Формулировка вязкоупругого дилатансионного уравнения состояния | 121 |
| 5.4. Способ задания опорных зависимостей и величин констант ВУД модели . | 128 |
| 5.5. Моделирование процесса распространения импульсных возмущений, сравнение с экспериментом | 139 |
| 6. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФРАГМЕНТИРОВАНИЯ ГРУНТОВЫХ СРЕД ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ НАГРУЗОК | 153 |
| 6.1. Распределение обломков по размерам при взрывном разрушении скальных грунтов | 154 |
| 6.2. Дисперсионный состав мягких грунтов при взрывном разрушении | 177 |
| 6.3. Двухмодальный закон и геологические объекты | 187 |
| Литература | 198 |

CONTENTS

| | |
|--|------------|
| INTRODUCTION | 3 |
| 1. PRINCIPLES OF MODELS CONSTRUCTION | 7 |
| 2. EQUATIONS OF STATE IN REGION OF HIGH THERMODYNAMICS PARAMETERS | 11 |
| 2.1. Interpolation method | 11 |
| 2.2. Equations of state analysis | 14 |
| 2.3. Equation of state with polymorphous transitions | 25 |
| 3. MATHEMATICAL ROCK MODELS FOR DESCRIPTION OF FRACTURE AND INELASTIC BEHAVIOUR | 32 |
| 3.1. Damage region resulting from blast loads | 32 |
| 3.2. Region of prefailure behaviour | 45 |
| 3.3. Quasielastic model and attenuation of blast waves | 53 |
| 3.4. Methods of constants determination | 58 |
| 4. VISCOS ELASTO-PLASTIC MODELS FOR SOILS UNDER INTENSIVE IMPULSE LOADS | 67 |
| 4.1. Particularities of deforming obtained from experimental data | 67 |
| 4.2. Elasto-plastic models | 70 |
| 4.3. Viscous elasto-plastic models | 74 |
| 4.4. Metod of constants determination | 78 |
| 5. MATHEMATICAL MODELS OF DYNAMIC DEFORMING FOR SEMIHARD ROCKS | 104 |
| 5.1. Reflection of laboratory experimental data in mathematical models | 105 |
| 5.2. Experimental data for blast waves propagation | 115 |
| 5.3. Viscous-elastic equation of state with dilatancy | 121 |
| 5.4. Method of constants determination | 128 |
| 5.5. Theoretical modelling of blast waves propagation, comparison with experimental data | 139 |
| 6. REGULARITIES OF SOILS AND ROCKS FRAGMENTATION UNDER IMPULSE LOADS | 153 |
| 6.1. Fragments size distribution resulting from blast fracture of rocks | 154 |
| 6.2. Fragments size distribution resulting from blast fracture of soils | 177 |
| 6.3. Application of two mode distribution law to geological objects | 187 |
| References | 198 |

Научное издание

ЗАМЫШЛЯЕВ Баррикад Вячеславович
ЕВТЕРЕВ Леонид Степанович

**МОДЕЛИ ДИНАМИЧЕСКОГО
ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ
ГРУНТОВЫХ СРЕД**

*Утверждено к печати
Отделением проблем механики
машиностроения и процессов управления*

Редактор Ю.А. Юдина

Художественный редактор В.Ю. Яковлев

Технический редактор Г.И. Астахова

Корректор З.Д. Алексеева

Набор выполнен в издательстве
на наборно-печатавших автоматах

ИБ № 48479

Подписано к печати 29.06.90. Т - 10029
Формат 60 × 90 1/16. Бумага офсетная № 1
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная
Усл.печ.л. 13,5. Усл.кр.-отт. 14,0. Уч.-изд.л. 16,0
Тираж 650 экз. Тип. зал. 459. Цена 3 р. 40 к.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука",
117864 ГСП-7, Москва В-485
Профсоюзная ул., д. 90

Ордена Трудового Красного Знамени
1-я типография издательства "Наука"
199034, Ленинград В-34, 9-я линия, 12

Библиотека Университета Б.Г. Тимофеева
расположена в здании бывшего краевого
исследовательского института по изучению
природы и приложению ее для
развития народного хозяйства Красноярского
края и входит в состав Университетской
библиотечной системы. В библиотеке хранятся
книги по всем отраслям науки и техники, а также
литература по истории, философии, социологии,
литературе, искусству, гуманитарным наукам.