

ИЗМЕРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ СЖИМАЕМОСТИ ПЕСКА
ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В. А. Лагунов, В. А. Степанов

(Ленинград)

Для расчета взрыва в грунтах [1-7] необходимо знать механические характеристики, определяющие деформирование грунта при импульсном нагружении.

Систематическое экспериментальное изучение механических свойств грунта при взрывном нагружении начато сравнительно недавно. В работе [8] исследовался сферический взрыв в песчаном грунте. В ней для влажного песка определены кинематические параметры волны напряжения, а также соотношение между главными нормальными напряжениями до давлений 100 $\text{кг}/\text{см}^2$. Распространение взрывных волн в грунтах исследовалось также в работах [9-11]. Частной задаче определения адиабатической сжимаемости грунтов посвящена работа [12].

В указанных работах [8-12] максимальное давление, при котором были проведены измерения, не превышало 1000 $\text{кг}/\text{см}^2$. В работе [13] получено уравнение состояния водонасыщенного песка до нескольких больших давлений, составляющих 6300 $\text{кг}/\text{см}^2$, однако в ней не приводится использованный метод измерений. Свойства же грунтов при повышенных давлениях, которые наблюдаются в зоне ближнего действия взрыва и достигают 100 000—150 000 $\text{кг}/\text{см}^2$, по-прежнему остаются малоисследованными. В то же время их изучение представляет несомненный интерес, так как процессы, разыгрывающиеся в примыкающей к месту взрыва зоне высоких давлений, должны играть не последнюю роль в развитии всего процесса взрыва в целом, не говоря уже о его начальной фазе.

Ниже приводятся некоторые результаты измерений динамической сжимаемости грунтов при высоких давлениях. При помощи развитых применительно к несвязанным грунтам методов получена ударная адиабата сухого песка до напряжений 50 000 $\text{кг}/\text{см}^2$.

Установлено, что сжимаемость песка в динамических условиях меньше статической на 10—25%.

Установлена линейная зависимость скорости распространения ударной волны в песке от массовой скорости частиц песка в диапазоне давлений 1000—50 000 $\text{кг}/\text{см}^2$.

В качестве характеристик грунта, определяющих сжатие его при высоких давлениях, предлагается рассматривать скорость распространения слабых ударных волн D_0 , полученную путем экстраполяции зависимости $D(u)$ на малые значения u , и предельную сжимаемость β_{∞} , определяемую в первом приближении относительным объемом пор в сыпучей среде.

Показано, что (при линейной интерпретации кривой разгрузки в координатах σ_n и β) обратимая сжимаемость песка составляет 10—15% его полной сжимаемости.

1. Способ исследования. При исследовании сжатия вещества в условиях высоких давлений широкое распространение получил метод измерения при помощи мощных ударных волн [14-16]. Этот метод был использован и в данной работе.

Непосредственное измерение параметров ударной волны в зоне ближнего действия взрыва связано с большими трудностями, которые возникают из-за сильного затухания ударной волны в этой зоне и обусловлены причинами чисто технического характера (недостаточное разрешение параметров ударной волны во времени и в пространстве существующими типами датчиков, низкая прочность датчиков давления и др.). Поэтому в предлагаемой работе был использован метод создания в среде ударной волны при помощи движущегося в ней с высокой скоростью цилиндрического стержня с плоским передним торцом.

Основными параметрами, характеризующими сжатие вещества на фронте ударной волны, распространяющейся по невозмущенной среде, как известно, являются скорость ее распространения D , сжимаемость среды $\beta = 1 - \rho_0 / \rho$, массовая скорость частиц u и напряжение σ_n позади фронта ударной волны. Здесь ρ_0 и ρ — плотность вещества соответственно впереди и позади фронта, σ_n — нормальное напряжение, действующее на площадку, параллельную фронту ударной волны.

Экспериментальное определение любой пары из указанных выше параметров вместе с соотношениями

$$\beta = u / D, \quad \sigma_n = \rho_0 u D \quad (1.1)$$

выражающими собой непрерывность потока массы и закон сохранения импульсов на фронте ударной волны, дает возможность получить ударную адабату исследуемого вещества.

При изучении уплотнения сухого песка были использованы в качестве исходных три комбинации параметров и соответственно этому три метода измерения.

Первый метод — метод фотометрирования. Он был использован в ряде работ по исследованию сжатия различных сред при высоких давлениях [17, 18]. Этот метод основан на измерении при помощи импульсного рентгенографирования скорости распространения ударной волны D и уплотнения среды β на ее фронте.

В наших опытах производилась рентгеновская съемка ударной волны, распространяющейся в песке при движении в нем стержня с плоским передним торцом.

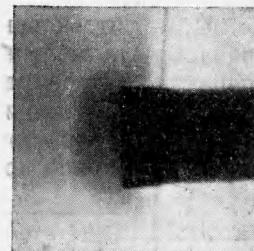
Было проведено несколько серий опытов, в каждой из которых поддерживалась постоянной начальная скорость ударяющих стержней.

По рентгеновским снимкам, один из которых приведен на фиг. 1, были сняты зависимости «путь-время» для фронта ударной волны в песке. По ним определялась скорость ее распространения в песке. Исходная зависимость $L^*(t)$ для скорости удара $V_0 = 1240 \text{ м/сек}$ показана на фиг. 2;

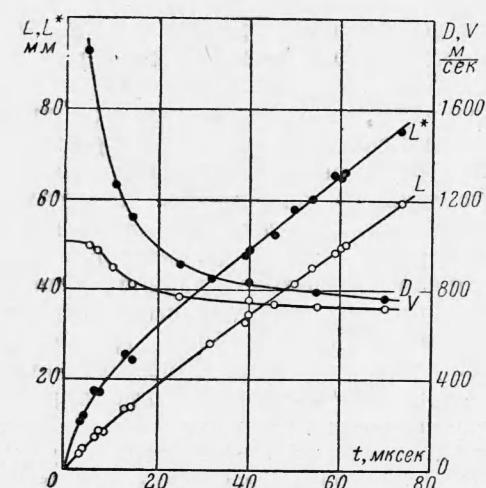
на ней же приведена кривая изменения во времени скорости D , полученная при дифференцировании исходной кривой, а также аналогичные зависимости $L(t)$ и $V(t)$ для ударяющего торца стержня.

Уплотнение песка β на фронте ударной волны измерялось путем фотометрирования рентгеновских снимков (негативов).

Второй метод — метод торможения — основан на измерении скорости распространения ударной волны D и массовой скорости частиц среды u в первый момент внедрения стержня с плоским передним торцом. В этот момент возникающую в среде ударную волну можно полагать плос-



Фиг. 1



Фиг. 2

кой в размерах всего сечения стержня. Следовательно, массовая скорость частиц за фронтом ударной волны должна совпадать со скоростью ударяющего торца стержня. Для наблюдения за движением ударной волны и стержня применялись рентгеновская съемка и высокочастотное фотографирование.

При рентгеновской съемке скорости D и v измерялись по углу наклона начального участка кривых «путь-время» для фронта ударной волны и переднего торца ударяющего стержня (фиг. 2).

Во втором варианте метода торможения в качестве ударяющего тела использовался упругий стержень, а наблюдение за его движением и движением тыльной поверхности исследуемой среды велось при помощи установки высокочастотного фотографирования [19]. Установка давала возможность получать серию снимков процесса в теневом изображении при точности определения линейных перемещений по отношению к масштабной сетке отвесных нитей $\pm 0.1 \text{ мм}$.

Интервалы времени между снимками фиксировались с точностью $\pm 0.1 \text{ мкsec}$. Частота съемки составляла ~ 150000 кадров в секунду.

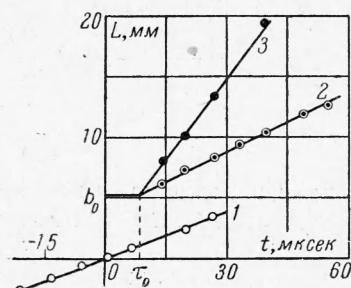
В опытах изучался процесс пробития тонкого слоя песка стальным цилиндром диаметром 14.5 мм . При этом измерялись начальная скорость цилиндра V_0 и средняя

по толщине слоя среды скорость распространения ударной волны $\langle D \rangle$. Скорость V_0 определялась электронно-счетным хронографом с разрешающим временем $\pm 0.1 \text{ мкsec}$.

Величина $\langle D \rangle$ вычислялась по времени прохождения ударной волной слоя песка толщиной b_0 . Это время отсчитывалось от момента соприкосновения переднего торца стержня с лицевой поверхностью слоя песка до момента выхода ударной волны на его тыльную поверхность. Момент выхода определялся по началу движения частиц на тыльной поверхности слоя. Одновременно для контроля измерялось также перемещение воздушной ударной волны, которая возникала при выходе ударной волны в песке на тыльную поверхность слоя. На фиг. 3 представлены в качестве примера кривые движения во времени переднего торца бойка 1, тыльной поверхности слоя песка 2 и воздушной ударной волны 3 при значениях $b_0 = 5.2 \text{ мм}$ и $V_0 = 128 \text{ м/сек}$; начало координат отвечает моменту соприкосновения бойка с поверхностью слоя, искомое время τ_0 .

Величина $\langle D \rangle$ отличается от скорости распространения ударной волны в первый момент внедрения. Это связано с тем, что в начальной стадии внедрения стержня в сильно сжимаемую среду наблюдается переход первоначально плоской ударной волны в обычную головную волну, аналогичную той, которая имеет место при стационарном режиме сверхзвукового обтекания тела средой. Однако из-за конечной величины скорости волны разгрузки в сжатой среде вырождение плоского участка ударного фронта происходит не сразу, а спустя некоторое время после начала внедрения, за которое центральный участок ударного фронта успевает пройти с постоянной скоростью некоторое расстояние. Это дает возможность определения скорости ударной волны в первый момент внедрения по измерению ее на конечной толщине слоя.

Оптимальная величина слоя была выбрана опытным путем. Для этого была проведена серия опытов по определению средней скорости ударной волны при разной толщине слоя песка; начальная скорость стержней при



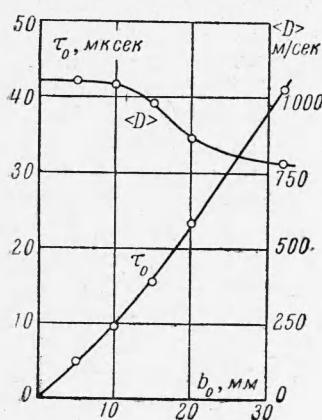
Фиг. 3

этом была постоянной и равной 310 м / сек . На фиг. 4 приведены зависимости времени прохождения τ_0 ударной волны слоя песка и средней скорости ударной волны $\langle D \rangle$ от толщины слоя при $V_0 = 310 \text{ м / сек}$. Из приведенных данных видно, что изменение средней скорости $\langle D \rangle$ на первых 10 мм толщины составляет $\sim 3-5\%$, что сравнимо с погрешностью, обусловленной другими методическими ошибками. На основании этих данных измерение D проводилось на двух толщинах: $b_0 = 5 \text{ мм}$ в интервале скоростей $V_0 < 350 \text{ м / сек}$ и $b_0 = 10 \text{ мм}$ в интервале $V_0 > 350 \text{ м / сек}$.

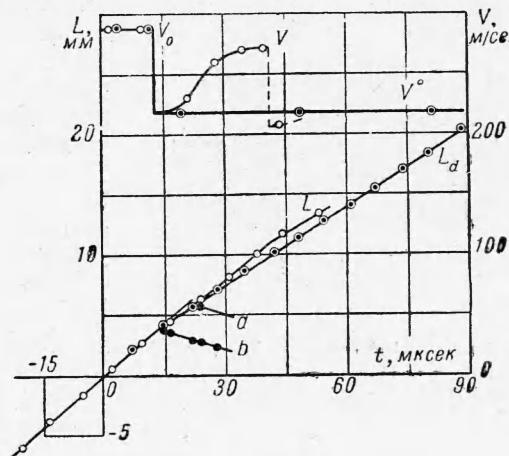
Массовая скорость частиц песка в первый момент внедрения вычислялась с учетом упругости стержня по формуле

$$u = V_0 \left(1 + \frac{\rho_0 D}{\rho_1 c} \right)^{-1} \quad (1.2)$$

Здесь ρ_1 — плотность материала стержня, c — скорость распространения продольных упругих волн в стержне.



Фиг. 4



Фиг. 5

Наконец, третий метод — метод хвостового откола — основан на измерении напряжения σ_n и массовой скорости частиц u за фронтом ударной волны в первый момент внедрения в среду цилиндрического стержня.

Форму импульса, действующего на головной торец стержня при его движении в песке, можно определить, если воспользоваться волновым методом измерения, согласно которому сопротивление σ определяется по изменению скорости заднего торца стержня за время 2τ ($\tau = l_0 / c$ — время пробега упругой волны вдоль стержня)

$$\sigma(t) = \frac{c}{2} \rho_1 c [V(t - \tau) - V(t + \tau)] \quad (1.3)$$

На фиг. 5 приведены кривые перемещения хвостового торца стержня L и скорости этого торца V , снятые в опыте по пробитию стержнем из алюминиевого сплава В-95 слоя песка толщиной 30 мм ; скорость удара V_0 составляла при этом 286 м / сек . Там же даны кривые движения фронтов возмущения в воздухе (a , b). Из фигуры видно, что после скачкообразного уменьшения скорости хвостового торца стержня наблюдается резкое повышение ее, что указывает на достаточно быстрый спад первоначального давления, действующего на ударяющий торец стержня.

Следует отметить, что кривая изменения скорости V , а следовательно, и давления σ , которое в интервале времени $0 < t < 2\tau$ пропорционально разности $V_0 - V$, имеет точку перегиба, что весьма существенно для изме-

рения давления в первый момент внедрения. На наличие ярко выраженной точки перегиба, в которой ускорение хвоста достигает своей максимальной величины, указывает также и то, что при съемке в проходящем свете в

воздухе позади заднего торца наблюдается появление двух фронтов возмущения; на фиг. 5 они отмечены сплошными точками. Первый из них является ударным и обусловлен скачкообразным изменением скорости хвоста; появление второго фронта возмущения, по-видимому, связано с тем, что кривая изменения ускорения хвоста, от которого зависит градиент плотности в воздушной волне, имеет достаточно острый максимум.

Отмеченные особенности начального импульса сопротивления песка дают возможность определять давление в начальный момент внедрения по измерению его в первые 1—2 мксек. Для этого был применен метод измерения максимального давления, известный под названием метода Гопкинсона [20]. В рассматриваемом случае в качестве измерителя давления, производимого на среду летящим с высокой скоростью стержнем, служил сам ударяющий стержень со свободно сидящим на его хвостовом торце тонким диском.

Толщина диска составляла 2 мм, что обеспечивало возможность изменения действующего на стержень среднего сопротивления за первые 0.8 мксек. В качестве материалов для изготовления стержней и дисков были использованы сплав В-95 и закаленная сталь У-10, обладающие различной акустической жесткостью $\rho_1 c$. Сплав В-95 применялся при измерении давлений до 6 000 кг / см², а сталь У-10 до 30 000 кг / см².

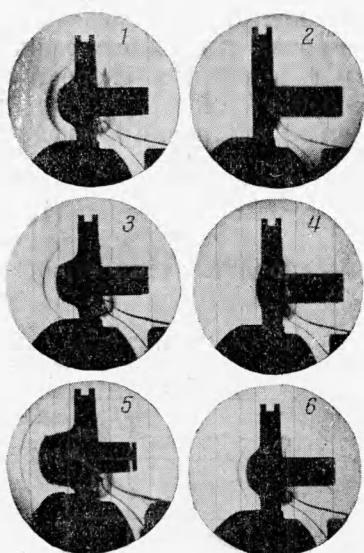
В методе хвостового откола начальная скорость стержня измерялась, как и в методе торможения, электронно-счетным хронографом. Скорость диска V^o после его отделения от стержня определялась при помощи высокочастотного фотографирования. На фиг. 6 в качестве примера приведена серия снимков процесса пробития слоя песка стержнем со свободно сидящим на его хвосте диском (последовательность снимков на фиг. 6 такая: 2, 4, 6, 1, 3, 5). Пример кривой перемещения диска L_d и кривой изменения его скорости V^o показан на фиг. 5, причем изображенные на фигуре кривые как для сплошного стержня, так и для стержня с диском сняты при одинаковой начальной скорости стержней.

По измеренным величинам V_0 и V^o начальное сопротивление среды, совпадающее с напряжением σ_n в плоской ударной волне, и соответствующая этому напряжению сжимаемость β вычислялись по формулам

$$\sigma_n = \frac{1}{2} \rho_1 c (V_0 - V^o) \quad (1.4)$$

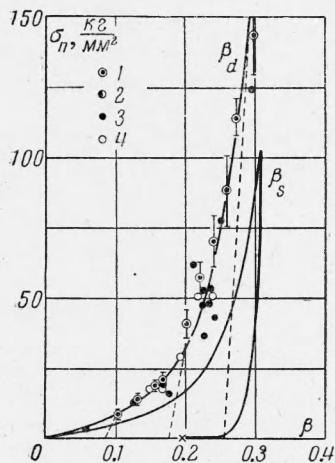
$$\beta = \frac{\rho_0}{2\rho_1} \frac{(V_0 + V^o)^2}{(V_0 - V^o) c} \quad (1.5)$$

2. Результаты опытов. Описанные выше методы были использованы при получении ударной адиабаты сухого песка с удельным весом $\gamma_0 = 1.66 \text{ г / см}^3$ до давлений 50 000 кг / см². Результаты исследования изобра-

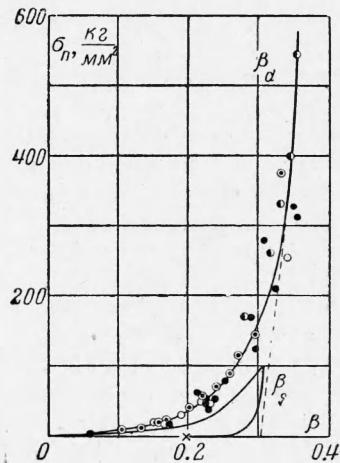


Фиг. 6

жены на фиг. 7 в виде графиков «напряжение σ_n — сжимаемость β » в двух разных масштабах. На фиг. 7 приняты следующие обозначения: 1 — данные, полученные методом фотометрирования, причем экспериментальные точки, являющиеся средними из 3—6 измерений, нанесены на фиг. 7 а со



Фиг. 7 а



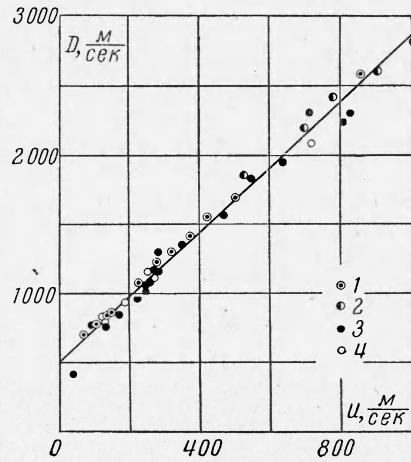
Фиг. 7 б

среднеквадратичным отклонением; 2 — данные, полученные методом торможения по результатам рентгеновской съемки; 3 — данные по методу торможения (высокочастотное фотографирование); 4 — данные по методу хвостового откола. Как видно из фиг. 7, разброс частных значений β не превосходит погрешности измерений, которая в наших условиях составляла 5—10 %.

На фиг. 7 приведены также кривые статического нагружения сухого песка до напряжений 10 000 кг / см² и последующей разгрузки. Кривые были получены сжатием в стальной обойме с внутренним диаметром 17 мм столбика песка высотой 12 мм. Сравнение статической β_s и динамической β_d диаграмм сжатия показывает, что динамическая диаграмма (ударная адиабата) сдвинута по отношению к статической на 10—25 % в сторону меньших значений β .

Построение ударной адиабаты сухого песка (фиг. 8) в координатах D и u (где D — скорость ударной волны, u — массовая скорость частиц) указывает на прямолинейную зависимость D от u в исследованном диапазоне скоростей 80 м/сек $< u <$ 1 000 м / сек и соответствующих напряжений 1 000 кг / см² $< \sigma_n <$ 50 000 кг / см². Экспериментальные точки 1—4, полученные различными методами измерения, в пределах погрешности измерения ложатся на эмпирическую зависимость

$$D = D_0 + \frac{u}{\beta_*} \quad (2.1)$$



Фиг. 8

в которой постоянные β_* и D_0 для сухого песка равны соответственно 0.416 и 500 м / сек.

Используя соотношения (1.1), из уравнения (2.1) можно получить следующее выражение для ударной адиабаты среды:

$$\sigma_n = \rho_0 D_0^2 \frac{\beta}{(1 - \beta/\beta_*)^2} \quad (2.2)$$

Последнее соотношение для сухого песка справедливо, по крайней мере, в интервале $0.1 < \beta < 0.35$.

Физический смысл введенной выше постоянной β_* с достаточной очевидностью вытекает из уравнения (2.2), из которого следует, что при неограниченном повышении давления сжимаемость β асимптотически должна приближаться к величине β_* . Таким образом, характеристика β_* приобретает смысл предельной сжимаемости сыпучей среды.

Сравним эту характеристику с пористостью сыпучей среды, от которой в большой мере зависит способность среды к уплотнению. Пористость песка в наших опытах составляла 0.374, величина же β_* оказалась равной 0.416, что лишь на 10% превышает относительный объем пор. Следовательно, для песка предельная сжимаемость β_* определяется, главным образом, объемом пор, на долю же объемного сжатия твердых частиц приходится всего 10% от величины β_* . Это соответствует изменению плотности материала частиц примерно на 7%. Такое низкое изменение плотности материала частиц песка, даваемое предельной сжимаемостью β_* , по сравнению с уже достигнутым в мощных ударных волнах двухкратным и более повышением плотности материалов, в частности металлов [15], говорит о том, что экстраполировать уравнение (2.1) в область высоких скоростей и нельзя. Понятию же предельной сжимаемости можно придавать только относительный, а не абсолютный смысл.

С большой степенью вероятности можно ожидать, что объемная сжимаемость материала частиц сыпучей среды при давлениях, превышающих величину модуля объемного сжатия материала частиц, должна быть того же порядка, что и для непористых материалов при сравнимых давлениях. Для большинства металлов, например, величина β_* по данным работы [15] составляет около 0.65. Это означает, что для сыпучей среды в области высоких массовых скоростей должно наблюдаться отклонение опытной зависимости $D(u)$ от линейной, полученной по результатам испытаний при малых скоростях (фиг. 8). При этом должно иметь место уменьшение угла наклона кривой $D = f(u)$ с увеличением скорости u выше 1000 м / сек. Возможно, что в интервале давлений, сравнимых по порядку величины с величиной модуля объемного сжатия материала частиц сыпучей среды, когда уплотнение ее за счет закрытия воздушных пор должно быть полностью исчерпано, будет наблюдаться новая линейная зависимость в координатах D, u .

Появление же подобной зависимости для сухого песка при давлениях, максимальная величина которых составляет десятую часть от величины модуля всестороннего сжатия материала, по-видимому, связано с тем, что при таких давлениях определяющим процессом уплотнения сыпучей среды является уменьшение ее пористости за счет разрушения частиц и заполнения их осколками воздушных пор. Поэтому в первом приближении характеристику предельной сжимаемости сыпучей среды β_* при давлениях, которые на порядок ниже модуля объемного сжатия материала частиц, можно отождествить с пористостью среды.

Другая характеристика среды D_0 , входящая в уравнения (2.1) и (2.2), представляет собой некоторую экстраполированную на малые скорости удара скорость распространения ударной волны. Ее величина, равная

500 м / сек, лежит выше скорости звука в песке, которая по различным данным [21, 22] равна 100—270 м / сек.

Несовпадение величины D_0 со скоростью звука не является неожиданным, так как скорость звука характеризует податливость песка при малых давлениях, когда главную роль в макродеформации составляет упругая деформация контактов между песчинками. Естественно, она не может определять способность песка к деформированию при высоких давлениях, когда главную роль в его сжимаемости начинает играть необратимое изменение объема за счет дробления частиц.

Тот факт, что экстраполированная величина D_0 превышает скорость звука в песке, в то время как в соответствии с опытными данными [8, 9] должна наблюдаться обратная картина, связан, по-видимому, с тем, что в проведенных опытах отсутствуют [данные для скоростей удара меньше 80 м / сек. В области же сравнительно малых давлений может иметь место отклонение от линейной зависимости (2.1) вследствие существенного влияния на податливость песка в этих условиях увеличения площади соприкосновения между частицами песка по мере повышения давления. Это должно приводить к иной зависимости D от u , чем полученная в результате экстраполяции (фиг. 8).

В ряде случаев, кроме кривой нагружения, крайне важно также знание кривой разгрузки сжатой среды. При помощи описанных опытов ее точного определения произвести не удается, однако примерный ход этой кривой можно установить, если измерить соотношение массовой скорости частиц u в ударной волне, падающей на свободную поверхность, и массовой скорости частиц в отраженной волне разгрузки u_1 . Можно показать, что при линейной интерпретации кривой разгрузки в координатах σ_n , β справедливо соотношение

$$\left(\frac{u_1}{u}\right)^2 = \frac{\beta - \beta_+}{\beta} \quad (2.3)$$

где β_+ — необратимая часть полной сжимаемости.

Действительно, из соотношений (1.4) следует

$$u = \sqrt{\frac{\beta \sigma_n}{\rho_0}} = \sqrt{\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) \frac{\sigma_n}{\rho_0}} \quad (2.4)$$

При линейной интерпретации кривой разгрузки волна разгрузки имеет ударный характер. Поэтому для массовой скорости частиц u_1 можно написать соотношение, аналогичное уравнению (2.4)

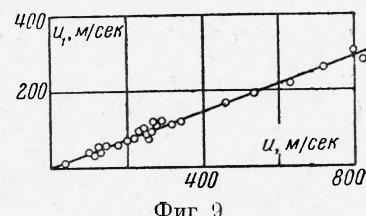
$$u_1 = \sqrt{\left(\frac{\rho}{\rho_+} - 1\right) \frac{\sigma_n}{\rho}} = \sqrt{\frac{(\beta - \beta_+) \sigma_n}{\rho_0}} \quad (2.5)$$

Здесь для преобразований использованы выражения для плотностей

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \beta}, \quad \rho_+ = \frac{\rho_0}{1 - \beta_+}$$

Из уравнений (2.4) и (2.5) непосредственно следует соотношение (2.3).

Для определения массовой скорости частиц в волне разгрузки в опытах по пробитию относительно тонкого слоя песка одновременно с измерением параметров ударной волны u , D и σ_n производилось также измерение скорости частиц тыльного слоя после отражения от него ударного фронта. Эта скорость, очевидно, равна сумме $u + u_1$.



Фиг. 9

Результаты указанных измерений представлены на фиг. 9 в виде графика зависимости массовой скорости частиц в волне разгрузки u_1 от скорости u в ударной волне, падающей на свободную поверхность слоя песка. Из приведенных данных следует, что отношение u_1 / u одинаково во всем исследованном диапазоне изменения скорости и равно примерно 0.36. Следовательно, отношение $(\beta - \beta_+) / \beta$, согласно уравнению (2.3), составляет 0.10—0.15. В соответствии с полученными данными на фиг. 7 пунктиром нанесен примерный ход кривых разгрузки.

В заключение авторы благодарят В. П. Валицкого за техническое осуществление опытов на импульсной рентгеновской установке.

Поступила 9 VIII 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Ишлинский А. Ю., Зволинский Н. В. и Степаненко И. З. К динамике грунтовых масс. ДАН СССР, 1954, т. 95, № 4.
2. Компаниец А. С. Ударные волны в пластичной уплотняющейся среде. ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1.
3. Андрианкин Э. И. и Коряков В. П. Ударная волна в переменно-уплотняющейся пластичной среде. ДАН СССР, 1959, т. 128, № 2.
4. Зволинский Н. В. Об излучении упругой волны при сферическом взрыве в грунте. ПММ, 1960, т. 24, № 1.
5. Анициферов В. С. Одномерные движения грунта с ударными волнами. Изв. АН АзербССР, сер. физ.-матем. и техн. наук., 1960, № 5.
6. Сагомонян А. Я. Одномерные движения грунта со сферическими, цилиндрическими и плоскими волнами. Сб. Н.-и ин-та оснований и подземных сооружений Академии строительства и архитектуры СССР, 1961, № 44.
7. Григорян С. С. Об общих уравнениях динамики грунтов. ДАН СССР, 1959, т. 124, № 2.
8. Ромашов А. Н., Родионов В. Н., Сухотин А. П. Взрыв в уплотняющейся неограниченной среде. ДАН СССР, 1958, т. 123, № 1.
9. Алексеенко В. Д., Григорян С. С., Новгородов А. Ф., Рыков Г. В. Некоторые экспериментальные исследования по динамике мягких грунтов. ДАН СССР, 1960, т. 133, № 6.
10. Ляхов Г. М. Ударные волны в грунте и разжижение водонасыщенного песка. ПМТФ, 1961, № 1.
11. Ляхов Г. М., Нарожная З. В. Экспериментальные исследования взрывных волн в глинистом грунте. ПМТФ, 1961, № 2.
12. Алексеев Н. А. Метод определения динамических характеристик грунтов при больших давлениях. Сб. Н.-и ин-та оснований и подземных сооружений Академии строительства и архитектуры СССР, 1961, № 44.
13. Зверев И. Н., Ляхов Г. М. Экспериментальная проверка уравнения состояния водонасыщенного грунта. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 4.
14. Walsh J. M., Christian R. H. Equation of state of metals from shock wave measurements. Phys. Rev., 1955, vol. 97, No. 6.
15. Альтшuler Л. В., Крупников К. К., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер. ЖЭТФ, 1958, т. 34, № 4.
16. Дремин А. Н. и Агадуров Г. А. Ударная адиабата мрамора. ДАН СССР, 1959, т. 128, № 2.
17. Schall R. Die Zustandsgleichung des Wassers bei hohen Drucken nach Röntgenblitzaufnahmen intensiver Stoßwellen. Zs. angew. Phys., 1950, Bd 2, No. 6.
18. Dapogny J., Kieffer J., Vodar B. Compression de l'argon aux très hautes pressions. J. Phys. Rad., 1955, 16, No. 8—9. Compression de l'oxygène aux très hautes pressions. J. Phys. Rad., 1956, vol. 17, No. 7.
19. Витман Ф. Ф. и Степанов В. А. Влияние скорости деформирования на сопротивление деформированию металлов при скоростях удара 10^2 — 10^3 м/сек. Сб. Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.—Л., Изд. АН СССР, 1959, стр. 207—221.
20. Колеский Г. Волны напряжения в твердых телах. ИЛ, 1955.
21. Allép W. A., Mayfield E. B., Moggison H. L. Dynamics of a projectile penetrating sand. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, No. 3.
22. Гризза Ю. И. Некоторые результаты экспериментальных исследований по определению скорости распространения продольных волн в образцах грунта. Сб. Н.-и ин-та оснований и подземных сооружений Академии строительства и архитектуры СССР, 1961, № 44.