

$$\bar{\Delta}^2 = (1 - \alpha)\tau x / 2c_\infty, \quad \bar{\xi} = \xi_m / \bar{\Delta} - \bar{\Delta}\gamma/2 + i\omega\bar{\Delta}/2.$$

Учитывая асимптотику $\Phi(x + iy)$ при больших значениях действительной части аргумента, получим

$$(6) \quad v_x(x, t) \cong \frac{v_0}{2} \operatorname{Re} \{1 + \Phi(\bar{\xi})\} \exp \left[\bar{\xi}^2 - \bar{\xi}_m^2 / \bar{\Delta}^2 \right].$$

Для незатухающего сигнала $\gamma = 0$ из формулы (6) следует, что гармоническая волна затухает с расстоянием экспоненциально $v_x(x, t) \sim \exp[-\omega^2 \tau x / c_\infty]$.

Как видно из проведенного анализа, определяемая экспериментально величина $v_x(x, t)$ во многом зависит от соотношения между такими параметрами среды, как время релаксации τ , дисперсия $1 - \alpha$, скорость сигнала, длительность действия источника и расстояния, на котором фиксируется сигнал. Для правильной интерпретации результатов эксперимента необходимо использовать те выражения для $v_x(x, t)$, которые соответствуют выбранным параметрам. Поскольку некоторые параметры определяются только свойствами среды (скорость, время релаксации, дисперсия), а длительность сигнала в источнике — методикой эксперимента, то проведенный анализ позволяет сделать утверждение об отсутствии подобия при проведении мелко- и крупномасштабных экспериментов в дисперсионно-диссипативных средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Об общей связи между поглощением и дисперсией. — Акуст. журн., 1955, № 1.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
3. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
4. Коган С. Я. Краткий обзор теории поглощения сейсмических волн. — Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 12.
5. Родионов В. Н., Адушкин В. В. и др. Механический эффект подземного взрыва. М.: Недра, 1971.
6. Стаханов И. П., Ступоченко Е. В. О некоторых вопросах гидродинамики релаксирующих сред. — ПМТФ, 1963, № 2.
7. Белинский И. В., Христофоров Б. Д. Вязкость NaCl при ударном сжатии. — ПМТФ, 1968, № 1.

Поступила 30/X 1984 г.

УДК 536.46

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ

Б. Е. ГЕЛЬФАНД, С. П. МЕДВЕДЕВ, А. Н. ПОЛЕНОВ,
Е. И. ТИМОФЕЕВ, С. М. ФРОЛОВ, С. А. ЦЫГАНОВ

(Москва)

В химической, газовой, нефтяной промышленности находят широкое применение огнепреградители с насадками из гранулированных материалов [1]. Существующие полуэмпирические оценки позволяют в каждом конкретном случае выбрать необходимые насадки, обеспечивающие взрывобезопасность технологического процесса. Однако такие оценки не раскрывают механизм взаимодействия волн горения и особенно детонационных волн с насыпными системами в широком диапазоне материала и размера гранул. Между тем в [2—4] и др. показано, что процессы горения и детонации газов в пористых инертных средах существенно отличаются от аналогичных процессов в отсутствие твердой фазы, например аномальные скорости горения и детонации.

Для раскрытия механизма этих явлений представляется важным учитывать газодинамические характеристики насыпных и пористых систем, в частности скорость звука. Однако необходимо отметить, что особенностью течений двухфазных сред газ — частицы является наличие трения и теплообмена между фазами. Это приводит к невозможности существования неустановившихся изэнтропических движений в таких системах.

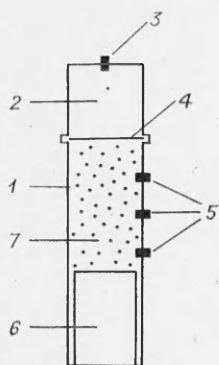
Известно [5], что состояние газа при течении с трением формально можно описать уравнением политропы

$$p\rho^{-n} = \text{const},$$

где p , ρ — давление и плотность газа; n — показатель политропы. Отсюда вводится понятие характеристической скорости данного процесса [5]:

$$(1) \quad u^2 = npr^{-1}.$$

При $n = \gamma$ (γ — отношение удельных теплоемкостей газа), т. е. в случае изэнтропического течения, характеристической будет скорость звука.



Р и с. 1

Вопросу о скорости звука (т. е. скорости распространения малых возмущений давления при постоянной энтропии) в среде газ — частицы посвящено большое количество работ. Их можно разделить на две части. Первая объединяет исследования систем с малой объемной концентрацией твердых (или жидких) частиц. В этом случае газовзвесь представляется эквивалентным газом со скоростью звука [6]

$$(2) \quad a_e^2 = a^2 \Gamma [\gamma (1 + \eta) (1 - \beta)^2]^{-1},$$

где a_e — «равновесная» скорость звука в газовзвеси; a — скорость звука в чистом газе; Γ — отношение удельных теплоемкостей запыленного газа; η — отношение массы частиц к массе газа; β — объемная доля частиц в газовзвеси. Применимость модели [6] к системам с насыпной плотностью, как показано ниже, ограничена.

В [7] теоретически рассмотрено распространение слабых возмущений в умеренно концентрированных газовзвесах с учетом динамической и тепловой релаксации частиц. Однако приведенные соотношения для времен релаксации справедливы лишь при значениях объемной концентрации частиц $\beta < 0,2-0,3$. Принятые в [7] допущения не позволяют применить результаты [7] к системам насыпной плотности с $\beta = 0,65-0,75$.

Другая часть работ посвящена изучению волн сжатия в грунтах и горных породах. Среда описывается континуальными законами механики деформируемого твердого тела [8]. Но здесь используется скорость звука в сплошном материале, что соответствует целям этих работ. Неустановившееся течение смеси газа и зерен грунта при большом объемном содержании грунта рассмотрено в [9]. Однако вопрос о скорости малых возмущений как характеристики сыпучей среды не обсуждается.

Таким образом, представляет интерес проблема определения газодинамических свойств насыпных систем как целого. В данной работе проведено измерение скорости слабого возмущения в форме волны разгрузки в широком диапазоне материала и размера частиц сыпучей среды, а также давления газа в порах.

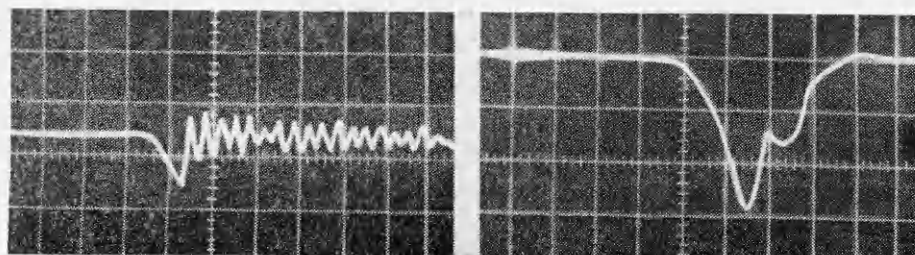
Эксперименты проводились на вертикальной ударной трубе длиной 1,5 м, внутренним диаметром 50 мм (рис. 1). Камера высокого давления (КВД) 1 оснащена тремя пьезоэлектрическими датчиками давления 5. Расстояние от мембраны 4 до первого датчика 21 см, между датчиками 24 см. В КВД толкающий газ — азот или гелий, в камере низкого давления (КНД) 2 — воздух. Вставка 6 использовалась для уменьшения рабочей части трубы, 3 — запускающий датчик. Сыпучая среда 7 помещалась в КВД. После разрыва мембраны (при давлении газа в КВД p_0) по КВД распространялась волна разрежения. Скорость ее головы измерялась с помощью датчиков и запоминающих осциллографов С8-13 на базе 24 и 48 см.

Слабое возмущение моделировалось специально подобранным импульсом разгрузки. Он создавался с помощью КНД длиной 1 см. На рис. 2 представлены типичные осциллограммы импульса разгрузки в газе (верхняя осциллограмма: $p_0 = 0,9$ МПа, 500 мкс в делении горизонтальной шкалы, 0,07 МПа — вертикальной шкалы) и в сыпучей среде (нижняя осциллограмма: $p_0 = 1,9$ МПа, 1000 мкс в делении горизонтальной шкалы, 0,03 МПа — вертикальной шкалы). Видно, что в процессе опытов $\Delta p/p_0 < 0,1$ (Δp — максимальное падение давления в импульсе разгрузки). Выполнение этого неравенства считалось критерием малости данного возмущения.

Для доказательства достоверности методики в отладочных опытах по скорости головы волны разрежения в базе 24 и 48 см измерено значение скорости звука в КВД, заполненной газом — азотом или гелием (98% гелия \pm 2% воздуха); отмечено полное совпадение измеренных величин с известными — 340 и 950 м/с.

Скорость распространения избранного для исследования импульса разгрузки не зависит от высоты столба сыпучей среды и определяется только свойствами среды. Таким образом, ее можно считать характеристикой данной системы.

В экспериментах варьировались дисперсность и материал частиц насыпной сре-



Р и с. 2

ды (см. таблицу). Для рассеивания использовались калиброванные сита. Средний размер частиц d_0 определялся с помощью измерительного микроскопа. Насыпная плот-

№ п/п	Исследуемое вещество	ρ_p , г/см ³	ρ_n , г/см ³	β	d_0 , мм
1	Порошок	2,70	0,81	0,30	0,02
2	Песок 1	2,45	1,78	0,73	0,20
3	Полистирол	0,60	0,43	0,70	0,35
4	Песок 2	2,42	1,66	0,69	0,50
5	Песок 3	2,40	1,72	0,72	0,90
6	Пористый полиэтилен	0,50	0,31	0,62	2,40
7	Песок 4	2,34	1,70	0,73	3,0
8	Гранулы полиэтилена	0,82	0,55	0,67	4,5

ность ρ_n и объемная доля твердой фазы β определялись независимо. Как видно, все исследуемые вещества делятся на две группы: вещества 1, 2, 4, 5, 7 со средней плотностью материала $\rho_p = 2,5$ г/см³; вещества 3, 6, 8 — $\rho_p = 0,65$ г/см³. Каждое вещество в группе отличается только размерами частиц (объемная доля твердой фазы $\beta \approx 0,7$ для всех веществ, кроме 1).

Результаты экспериментов представлены на рис. 3, 4 (в КВД — азот, номера на кривых рис. 3 соответствуют таблице, например, 1 — порошок и т. д.). Ошибка в измерении скорости головы волны разрежения при $p_0 < 2$ МПа менее 20%, при $p_0 \geq 2$ МПа менее 10%. На рис. 3 показана экспериментальная зависимость скорости D головы импульса разгрузки от давления p_0 в системе. Как видно, с увеличением размеров частиц (пор) зависимость от давления ослабляется, а скорость увеличивается. Кривая А построена для веществ 1, 2, 4, 7 по формуле (2), кривая В — для 3, 6, 8. На рис. 4 приведена зависимость скорости D от размера частиц при фиксированных давлениях $p_0 = 0,3; 2,0; 5,0$ МПа (линии 3—1). Видно, что скорость импульса разгрузки в системах 1, 2, 4, 7 и 3, 6, 8 существенно различными свойствами материалов одинаково изменяется в зависимости от размера частиц (пор). В пределах ошибки эксперимента результаты, полученные для обеих групп веществ, лежат на одной кривой. Причем с изменением давления эта закономерность сохраняется.

Таким образом, скорость распространения малых возмущений в насыпных системах не зависит от материала частиц, а только от их размера (или размера пор между ними) и давления газа в промежутках между частицами.

Формальный подход [5] позволяет сопоставить каждое значение измеренной скорости D с определенной величиной показателя политропы n . Тогда из (1) имеем

$$u = D = (np\rho^{-1})^{0,5},$$

где $n = n(p_0, d_0)$ — функция начального давления в системе и размера частиц (пор).

Из анализа газодинамических уравнений на фронте волны разрежения можно показать, что в случае политропического процесса характер изменения давления со временем в фиксированной точке зависит от показателя политропы n . При $n \geq 1$ имеем классический профиль волны разрежения в газе (см. рис. 2, газ) с хорошо фиксируе-

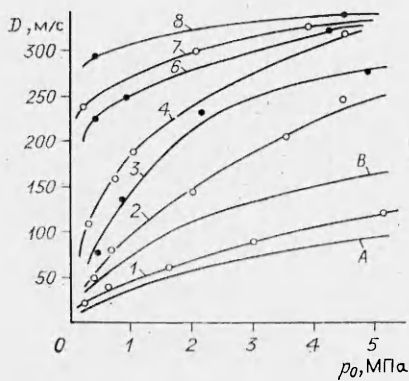


Рис. 3

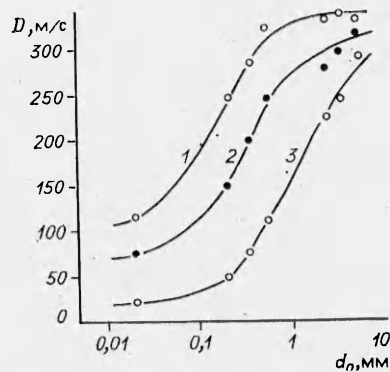


Рис. 4

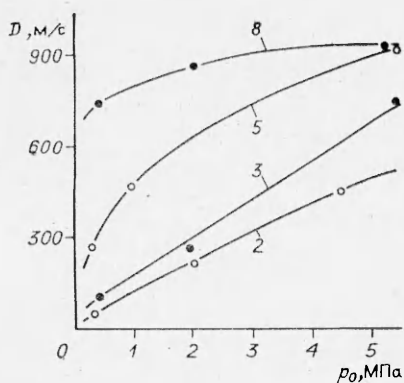


Рис. 5

мым слабым разрывом давления на фронте волны. Такие осциллограммы наблюдались в насыпной среде при $D > 290$ м/с (соответствующих $n \geq 1$). При $0 < n < 1$ профиль волны разрежения трансформируется и слабый разрыв отсутствует. Это наблюдалось при $D < 290$ м/с (см. рис. 2, сыпучая среда).

Из сравнения с «равновесной» скоростью звука ясно (см. рис. 4), что при $d_0 < 20$ мкм ($p_0 = 0,1-5,0$ МПа) для оценки скорости малых возмущений давления в насыпных системах можно пользоваться уравнением (2) (с ошибкой 20%). При $d_0 > 2$ мм скорость лежит в диапазоне $D = 250-330$ м/с, т. е.

близка к «замороженной» скорости звука. Для оценок можно принимать ее равной скорости звука в газе (азоте). В диапазоне $d_0 = 0,02-2$ мм лежит «переходная» область, в которой необходимо конкретно учитывать размер частиц (пор).

На рис. 5 представлены зависимости скорости головы импульса разрежения D от начального давления p_0 в насыпной системе при наличии в КВД гелия (смесь 98% гелия + 2% воздуха, $a = 950$ м/с). Видно, что замена газа не влияет на общий характер зависимостей (ср. рис. 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрижевский И. И., Заказнов В. Ф. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1966.
2. Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Распространение пламени в пористых инертных средах. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
3. Мамонтов Г. М., Митрофанов В. В., Субботин В. А. Режимы детонации в жесткой пористой среде. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
4. Kauffman C. W., Chuanjun Yan, Nicholls J. A. Gaseous detonations in porous media. — Proc. of 19th Symp. (Intern.) on Combustion., Comb. Inst., 1982.
5. Вулпе Л. А. Газовая динамика (стационарные одномерные течения). М.: МАИ, 1949.
6. Rudinger G. Some effects of finite particle volume on the dynamics of gas — particle mixtures. — AIAA J., 1965, v. 3, N 7. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1965, № 7.
7. Бувич Ю. А., Федотов С. П. О слабонелинейных возмущениях в концентрированных газовзвесьях. — ПМТФ, 1983, № 3.
8. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984.
9. Христианович С. А. Неуставившееся течение грунтовой массы, содержащей в порах газ высокого давления. — ФТПРПИ, 1982, № 3.

Поступила 18/X 1984 г.

УДК 539.374:534.222.2

КВАЗИОПТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ПУЧКА СДВИГОВЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОЙ НАСЛЕДСТВЕННОЙ СРЕДЕ

А. И. ПОТАПОВ, И. Н. СОЛДАТОВ

(Горький)

В интенсивном волновом пучке, распространяющемся в среде с наследственностью, наряду с нелинейными проявляются дифракционные, дисперсионные и диссипативные эффекты. В наиболее интересной зоне, где все перечисленные эффекты имеют сравнимое между собой влияние, можно воспользоваться квазиоптическим приближением для описания волнового процесса. Основываясь на этом приближении, авторы [1] вывели уравнение для акустических волн в жидкости. Подобный подход использовался и при рассмотрении продольных волн в твердых телах и пластинах [2, 3].

В данной работе выводится приближенное интегрированное уравнение, описывающее распространение квазиплоской сдвиговой волны в твердом теле с наследственностью.

Нелинейные волны деформации в среде с линейной наследственностью описываются уравнениями