

20. Dick R. D. // Ibid.— 1981.— 74, N 7.— P. 4053.
21. Mitchell A. C., Nellis W. J. // Ibid.— 1982.— 76, N 12.— P. 6273.
22. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф., Долгобородов А. Ю. // Докл. АН СССР.— 1979.— 246, № 3.— С. 579.
23. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолов И. П. и др. // ПМТФ.— 1981.— № 2.— С. 3.
24. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.— 704 с.
25. Vaidya S. N., Kennedy G. C. // J. Phys. Chem. Solids.— 1971.— 32.— P. 951.
26. Цянь Сюэсень. Физическая механика.— М.: Мир, 1965.— 198 с.

г. Одесса

Поступила в редакцию 9/II 1990,
после доработки — 10/I 1991

УДК 531.58

В. А. Симоненко, Н. А. Скоржин, В. В. Башуров

О ПРОНИКНОВЕНИИ ОТДЕЛЬНЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ПРОЧНЫЕ ПРЕГРАДЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С НИМИ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ПОТОКОВ

В ряде экспериментов с высокоскоростными порошкообразными потоками при их соударении с прочными преградами наблюдалось сверхглубокое проникновение отдельных микрочастиц в эти препятствия. Прежние представления о кратерообразовании такое проникание объяснить не в состоянии. Предлагается и обсуждается гипотеза о захвате микрочастицы фронтом УВ, имеющем в реальных материалах конечную ширину. Из условия равновесия всех действующих на частицу сил получено условие такого увлечения. Проведен ряд численных экспериментов, показывающих правомочность этой гипотезы.

В [1, 2] и в других работах этих авторов приводятся данные об экспериментах с соударениями порошкообразных структур, состоящих из частиц размером 10 мкм, о твердые преграды, изготовленные из материалов нормальной плотности и структуры. В результате соударения часть частиц проникает в глубь этой преграды, при этом в [1, 2] экспериментально обнаружено аномально-глубокое проникание, достигающее 10^3 мкм. Такая картина не согласуется с многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями столкновения с преградами одиночных высокоскоростных (скорость 1 км/с) тел (см. [3] и приведенную там библиографию).

Характерная особенность столкновений — образование кратера, размеры которого составляют 10 радиусов частицы, и сопоставимость его диаметра и глубины. В экспериментах с отдельными высокоскоростными частицами тех же размеров (электростатическое ускорение), что и частицы в порошкообразных телах, внешняя картина кратерообразования и проникания не меняется по сравнению с ударами макротел. Таким образом, масштабный фактор, обусловленный значительным изменением линейных размеров, не приводит к существенному изменению кратерообразования.

По-видимому, для сверхглубокого проникания отдельных микрочастиц в преграду существенно наличие организованного потока порошкообразного вещества, который в хорошем приближении можно рассматривать как непрерывную среду. При этом столкновение такой среды с преградой будет приводить к возникновению ударно-волнового течения в преграде и к изменению физико-механических свойств в зоне, охваченной течением.

Напрашивается вопрос: а не может ли волновое движение влиять на проникание отдельных частиц ударника? Это взаимодействие частицы и возбужденного вещества преграды может напоминать движение спортсмена на серфинге, подхваченном гребнем морской волны. На наличие такого явления в газах обращалось внимание в работе [4], где показана

возможность захвата заостренных (веретенообразных) удлинённых тел фронтом ударной волны (УВ). При этом фронт волны можно считать бесконечно тонким, а волновая картина, создаваемая выдвинутой перед фронтом частью тела, не приводит к замедлению тела: силы, обусловленные повышенным давлением за фронтом волны, достаточны для обеспечения стационарного движения тела со скоростью фронта. Изменение формы тела (сокращение его длины) влияет на волновую картину и, начиная с определенных размеров, увлечение тела бесконечно тонким фронтом волны становится невозможным.

В то же время, имеется принципиальная возможность увлечения неудлинённых тел достаточно малых размеров фронтом волн сжатия в реальных средах с конечной шириной фронта H . Проиллюстрируем это на примере волнового движения в упругопластической среде.

Движение частицы, размеры которой сопоставимы с H и находящейся в зоне «разрыва» УВ, можно уподобить движению шарика в тяжелой жидкости в гравитационном поле с ускорением свободного падения, равным $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$, и сопротивлением $c_x \rho S u^2 / 2$ (S — мидель, u — скорость относительно жидкости, c_x — коэффициент лобового сопротивления). Условие увлечения состоит в том, что

$$c_x \rho S \frac{u^2}{2} \leq \frac{1}{\rho} (\rho_{\text{ш}} V) \frac{\partial p}{\partial x},$$

где $\rho_{\text{ш}}$ — плотность частицы. Считая $\frac{\partial p}{\partial x} \sim \frac{p}{H}$, получим $p \frac{R}{H} \geq \frac{3}{8} \frac{\rho^2}{\rho_{\text{ш}}} c_x u^2$ (R — линейный размер частицы). Положим $R \approx H$, тогда при выполнении условия $p \geq 3/8 \cdot c_x u^2 \cdot \rho^2 / \rho_{\text{ш}}$ частица удерживается во фронте волны.

Считаем верными акустические формулы для давления и скорости, т. е. $p = \rho c_0 U$, $u = c_0$ (частица движется вместе с фронтом) и находим условие увлечения

$$U \geq 3/8 \cdot c_0 \cdot c_x \cdot \rho / \rho_{\text{ш}}.$$

Здесь U — скорость подлета порошка. Оценить величину c_x трудно. Однако результаты численных расчетов задачи о внедрении шарика в покоящуюся, предварительно напряженную среду дают $c_x \approx 0,1$.

Существуют и другие соображения о возможности увлечения микрочастицы фронтом волны. Исходя из уравнений структуры фронта в упруго-пластических средах, приведенных в [5], можно получить приближенную формулу для ширины фронта

$$H \approx 4 \frac{\nu}{c_0 \rho_0} \frac{\sqrt{1+z}}{z},$$

где ν — коэффициент динамической вязкости; c_0 — скорость звука; ρ_0 — плотность преграды; $z = U/c_0$; U — скорость соударения.

Для частиц, размеры которых сопоставимы с H , перепад давления во фронте будет создавать силу, обуславливающую их ускорение в направлении движения фронта. Характерный градиент давления

$$\frac{\partial p}{\partial x} \sim \frac{p}{H},$$

а связанная с ним сила, действующая на частицу,

$$F_y = 4\pi/3 \cdot R^3 \cdot p/H.$$

Торможение частиц будет обусловлено натекающим потоком вещества и оценивается по формуле Стокса

$$F_\tau = 6\pi(u - c_0)\nu R.$$

Здесь учтено, что в плотных веществах при рассматриваемых интенсивностях столкновения волны сжатия близки к акустическим, а скорость фронта — к скорости звука и совпадает со скоростью частицы.

Если сила вязкого трения $F_t > F_y$, частица отстает от фронта и, в конечном счете, будет вовлечена в движение потоком вещества с массовой скоростью вещества за фронтом, т. е. существенного проникновения частицы относительно вещества не будет. При $F_y \geq F_t$ частица продвигается в переднюю часть фронта, где эти силы уравниваются. Стационарному движению частицы на фронте соответствует условие $F_y = F_t$. Отсюда можно оценить реальный размер вовлекаемых частиц: принимая для типичных сред и условий соударения $c_0 = 3 \cdot 10^5$ см/с, $U = (0,5 \div 1) \times 10^5$ см/с, $\rho_0 = 10$ г/см³, получим $R \sim 4 \cdot 10^{-3}$ см, т. е. частицы с характерным размером в десятки микрон увлекаются в средах с вязкостью $\nu = 1000$ г/(см·с), а такие значения ν характерны для металлов при высоких давлениях, как это следует из экспериментов с УВ.

Таким образом, имеется принципиальная возможность увлечения микрочастицы размазанным фронтом УВ в конденсированном теле в том случае, если частица имеет скорость этой волны. В порошкообразном теле из-за неоднородности среды и в силу местных кумулятивных процессов отдельные частицы могут приобрести такую скорость.

Все сказанное выше можно рассматривать как некое «правдоподобное» рассуждение о характере сверхбыстрого и сверхглубокого проникания. Полное рассмотрение этой задачи представляет собой чрезвычайно трудную проблему, в которой еще очень много неизвестного. Так, в [6] рассмотрена еще одна возможность сверхглубокого проникания, связанная не с поведением частицы во фронте волны, а с переходом вещества преграды в сверхпластическое состояние.

Целесообразно обратиться к возможностям численного моделирования движения тел в средах с различными физико-механическими свойствами. Такой подход широко применяется при изучении кратерообразования при ударе одиночных тел о преграду (см., например, [3, 8, 9]).

В качестве модели среды выберем модель упруго-пластического тела Прандтля — Рейсса, достаточно полно описывающую деформации реальных материалов, из которых изготавливаются преграды, в диапазоне давлений, реализуемых в экспериментах. Здесь тензор напряжений представляется в виде сумм двух тензоров: шарового и деватора тензора напряжений. Единственная компонента шарового тензора, именуемая давлением p , связывается некоторым соотношением с плотностью ρ и удельной внутренней энергией E так, как в газовой динамике [7].

Для компонент деватора тензора напряжений T^{ij} используется соотношение [8]

$$\lambda T^{ij} + \frac{d\bar{T}^{ij}}{dt} = 2\mu V^{ij},$$

связывающее эти компоненты с компонентами V^{ij} деватора тензора скоростей деформации. Постоянная μ носит название модуля сдвига, а параметр λ определяется из условия выполнения равенства $\Sigma T^{ij} T_{ij} = (a + bp)^2$ при пластическом течении. Подробное изложение этой модели дано в работах [10, 11].

Производная по времени $\frac{d}{dt}$ неспроста приобрела «тильду»: она учитывает поворот элемента среды как единого целого с некоторой угловой скоростью [11, 12]. Полная система включает в себя также уравнения сохранения импульса, массы и энергии

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \Pi, \quad \frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \vec{u}, \quad \frac{dE}{dt} = \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} - \Pi \times V,$$

где \vec{u} — вектор скорости; Π , V — деваторы тензора напряжений и скоростей деформации.

Для простоты расчетов микрочастица моделируется в виде абсолютно жесткого шарика. Конечно, реальная картина проникания в твердое тело частицы значительно сложнее: она деформируется, вещество вблизи поверхности плавится и смывается. Но для решения вопроса о возможно-

сти увлечения частицы фронтом УВ эти особенности не имеют принципиального значения. На поверхности шарика задаются граничные условия для представленной выше системы уравнений, реализующие условия непротекания и пропорциональности касательного напряжения и нормального.

Для решения уравнений движения сплошной среды использовалась конечно-разностная методика [13], аналогичная методу Глимма расчета газодинамических течений [14]. Конечно-разностные уравнения в этом методе решаются в два этапа: I) определяются на границах ячейки и внутри ее параметры течения, исходя из элементарной задачи о распаде разрыва; II) при помощи равномерно распределенной случайной величины выбираются из полученной конфигурации нужные значения. Однако непосредственное применение этого метода к задачам упругопластики невозможно из-за отсутствия точного решения задачи о распаде разрыва. Поэтому на первом этапе для получения промежуточных величин используется явная схема Неймана [15]. В операторной форме этот способ расчета упругопластических течений можно записать для этапа I

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \Pi = 0, \quad \frac{1}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0,$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \Pi \times V = 0,$$

для этапа II

$$\frac{1}{2} \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{u}, \nabla f) = 0,$$

вектор f есть (\vec{u}, ρ, E, Π) , все дифференциальные операторы на первом этапе аппроксимируются конечными разностями по явной схеме Неймана, а на втором — по явной схеме Лелевье.

В качестве конкретных параметров среды и частицы взяты следующие величины:

1) уравнение состояния для давления

$$p = c_0^2(\rho - \rho_0), \quad c_0 = 5 \text{ км/с}, \quad \rho_0 = 7,8 \text{ г/см}^3;$$

2) упругие и прочностные свойства среды характеризуются величинами $a = 1$ ГПа, $b = 0$, коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$, прочность на разрыв $\sigma = 0,2$ ГПа;

3) часть упругопластического пространства считалась возбужденной стационарной УВ с параметрами течения за фронтом: $\sigma^{zz} = -220$ ГПа, $\sigma^{RR} = -223,3$ ГПа, $\sigma^{Rz} = 0$, $u_z = 3,47$ км/с, $u_R = 0$, $\rho = 16,63$ г/см³, скорость волны $D = 7,32$ км/с.

На фронте УВ помещался шарик радиусом $R = 10^{-5}$ м и массой $M = 10^{-8}$ г, имеющий скорость $v_0 = D = 7,32$ км/с. Результаты расчета представлены на рис. 1. Действительно, шарик не теряет скорость при проникании в металл, остается во фронте волны, и перегрузки колеблются около среднего значения, равного нулю. Расчет по другой конечно-разностной методике [16] дал те же количественные и качественные результаты.

Для контроля, а также для выяснения влияния ряда других факторов на глубину проникания проведены следующие численные эксперименты.

В предыдущей задаче менялась начальная скорость шарика, она полагалась равной $v_0 = 1$ км/с. На рис. 2 видно, что частица отстает от фронта волны и в конце концов приобретает скорость набегающего потока. Рассмотрено проникание абсолютно твердого сферического шарика того же радиуса в предварительно напряженную среду с теми же параметрами, находящуюся в пластическом состоянии.

На рис. 3, а приведены зависимости от скорости величины замедления (в единицах, соответствующих $10^{10}g$) и глубины проникания (выраженной в радиусах) шарика с $v_0 = 1$ км/с. Здесь процесс проникания

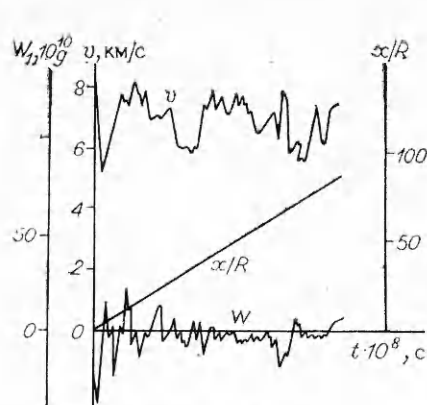


Рис. 1.

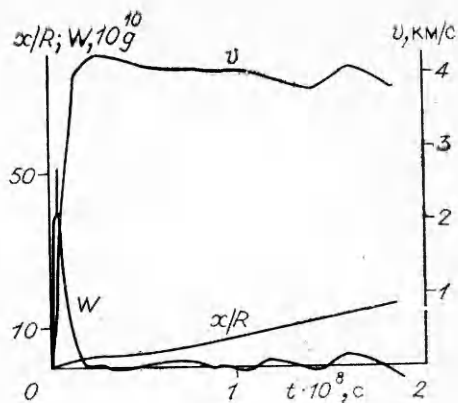


Рис. 2.

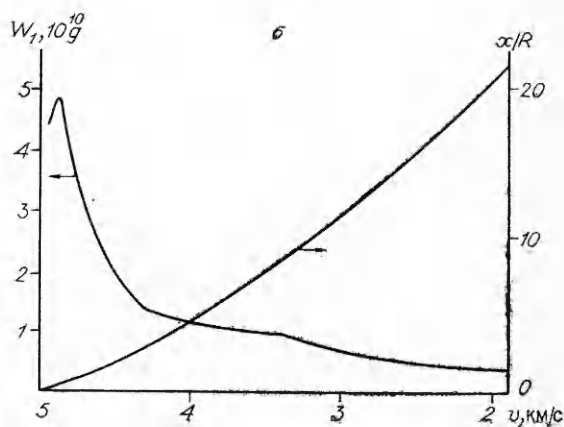
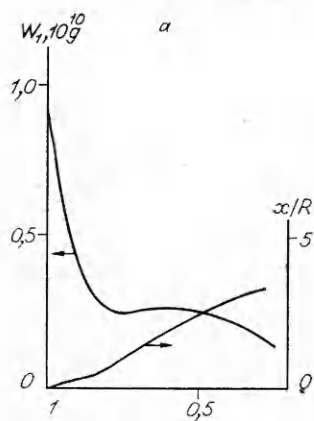


Рис. 3.

можно разбить на три фазы. Первая характеризуется экспоненциальным падением замедления, начиная от величины, соответствующей распаду разрыва на полном шарике, т. е. от давления $p = \rho v_0 c_0$. Эта фаза заканчивается при $v = 0,8$ км/с, при этом шарик проникает в преграду на глубину одного радиуса. Вторая фаза характеризуется постоянством силы сопротивления, наличием полости за шариком, скорость падает до 0,5 км/с. Затем полость закрывается, сила сопротивления падает — наступает третья фаза.

Отметим, что глубина проникания шарика в однородно напряженную среду не превышает 30 радиусов. Характерно, что появление трещины, распространяющейся впереди частицы, никакого (или почти никакого) дополнительного эффекта не дает по сравнению с прониканием без их появления.

Результаты численного моделирования явления проникания микрочастиц, движущихся в потоке порошкообразного вещества, показывают принципиальную возможность «захвата» отдельных микрочастиц фронтом упругопластической волны, аналогичного указанному в [5]. Однако для описания реальных процессов необходимо внесение дальнейших уточнений в изложенную физико-математическую модель явления. Помимо отмеченных ранее упрощений, связанных с учетом реальных свойств увлекаемых микрочастиц, важное значение имеет уточнение моделей сред (использование современных моделей, учитывающих структурные свойства реальных материалов), а также дальнейшее совершенствование математических алгоритмов, позволяющее исключить искажение профилей во фронте волны сжатия, обусловленное конечно-разностным характером вычислений. Ранее результаты по этой проблеме опубликованы авторами в [17].

ЛИТЕРАТУРА

1. Горобцов В. Г., Козорезов К. И., Ушеренко С. М. Исследование влияния бомбардировки микрочастицами на структуру стальной мишени // Порошковая металлургия.— Вып. 6.— М.: Высш. шк., 1982.
2. Козорезов К. И., Максименко В. И., Ушеренко С. М. Исследование эффектов взаимодействия дискретных микрочастиц с твердым телом // Избранные вопросы современной механики.— 1981.— Ч. 1.
3. Удар, взрыв и разрушение // Сер. Механика. Новое в зарубежной науке.— № 26.— М.: Мир, 1981.
4. Забабахин Е. И., Забабахин П. Е. Стационарное перемещение тела ударной волной // ПМТФ.— 1980.— № 2.
5. Башуров В. В., Скоркин Н. А. Задача о сферическом поршне в упруго-пластической среде // ЧММСС.— Т. 5, № 5.— Новосибирск, 1974.
6. Андзелевко С. К., Горобцов В. Г., Козорезов К. И. и др. Исследование эффектов взаимодействия микрочастиц с метааллической мишенью в условиях высоких давлений // Физика и техника высоких давлений.— 1985.— Вып. 17.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
8. Бануров В. В., Скоркин Н. А. Осесимметричная задача о проникании жестких тел вращения в деформируемые преграды // ФТПРПИ.— 1981.— № 4.
9. Гулидов А. И., Фомин В. М. Проникание абсолютно твердого тела в упруго-пластическую преграду // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по прочности и пластичности.— Горький, 1978.
10. Уилкинс М. Л. Расчет упруго-пластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
11. Башуров В. В., Вахрамеев Ю. С., Демьяновский С. В. и др. Модель грунта и вычислительный комплекс для расчета подземных взрывов // ПМТФ.— 1979.— № 3.
12. Майнчен Дж., Сак С. Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
13. Андреев С. Г., Башуров В. В., Свидинский В. А. и др. Модификация метода Глима к задачам проникания // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методы и программы численного решения задач мат. физики.— 1985.— Вып. 3.
14. Finite-difference techniques for vectorized fluid dynamics calculations // Ed. by David L. Book.— N. Y., 1981.
15. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике.— М., 1968.
16. Башуров В. В., Скоркин Н. А. Математическое моделирование проникания осесимметричного тела в преграду // ЧММСС.— Т. 13, № 2.— Новосибирск, 1982.
17. Симоненко В. А., Скоркин Н. А., Башуров В. В. О проникновении отдельных микрочастиц // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика.— 1988.— Вып. 1.

г. Челябинск

Поступила в редакцию 22/1 1990

УДК 534.222.2 + 532.542.2

С. П. Медведев, А. Н. Поленов, Б. Е. Гельфанд

ПАРАМЕТРЫ УВ ПРИ ВЗРЫВНОМ РАСШИРЕНИИ ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

На ударной трубе с обогреваемой камерой высокого давления измерены параметры плоских УВ, формирующихся при разлете объема перегретой по отношению к внешним условиям жидкости. Показано, что основной вклад в импульс фазы сжатия УВ при разлете стратифицированной системы жидкость — насыщенный пар вносит процесс испарения жидкой составляющей. Амплитуда волны определяется отношением давлений между разлетающимся объемом и окружающей средой и слабо зависит от свойств жидкости.

Исследование параметров ударных волн (УВ), формирующихся в окружающем пространстве при внезапном расширении объема перегретой (по отношению к внешним условиям) жидкости, представляет интерес для моделирования аварийной ситуации с истечением теплоносителя. При потере герметичности в такой системе начинается интенсивное парообразование. К формированию УВ в присоединенном объеме может привести достаточно быстрое расширение образующегося парок капельного