

Рис. 6. Вид засвеченной области. Рабочее вещество — диборид титана (а) и нитрид кремния (б).

рименты с ударом металлической пластиной или крупными частицами по схеме, изображенной на рис. 5, а, не позволили зарегистрировать излучение.

Анализ изложенных экспериментальных результатов позволяет доказать принципиальную возможность регистрации «сверхглубокого» проникновения частиц порошка в объем стали и рассмотреть наличие попутных эффектов взаимодействия потока частиц порошка со сталью. Процесс аномального проникновения происходит при перераспределении энергии удара и существенно отличается от аналогичного соударения крупных тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. Базилевский А. Т., Иванов Б. А.— В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве/Под ред. В. А. Николаевского.— М.: Мир, 1977.
2. Златин И. А., Красильников А. П., Мишин Г. И. и др. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях.— М.: Наука, 1974.
3. Геннон Р. Е., Лашло Т. С., Лей К. Е. и др. РТК, 1965, 3, 11, 148.
4. Понд Р., Гласс К.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления/Под ред. В. А. Николаевского.— М.: Мир, 1973.
5. Горобцов В. Г., Ушеренко С. М., Фурс В. Я.— В кн.: Порошковая металлургия. Вып. 3.— Минск: Вышэйш. шк., 1979.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

О ПЕРЕДАЧЕ ДАВЛЕНИЯ В ПОРИСТЫЕ СРЕДЫ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

А. А. Штерцер
(Новосибирск)

Существует большое число схем взрывного нагружения материалов, но наибольшее распространение получила, по-видимому, схема, представленная на рис. 1, а. Видно, что фронт детонации взрывчатого вещества (ВВ) ориентирован перпендикулярно к границе раздела ВВ — нагружаемый материал. Такая ситуация реализуется, когда в контакте с материалом помещают слой ВВ, состав которого одинаков по всему объему, а инициирование производят в какой-то произвольной точке заряда. На практике такое нагружение применяют при метании пластин в сварке взрывом, упрочнении взрывом, динамическом компактировании пористых тел и т. д. Действие продуктов детонации (ПД) на вещество при таком нагружении, по-видимому, можно считать достаточно изученным с тем, чтобы применять такую схему на практике [1—5].

Представляет интерес рассмотреть более общий случай, когда фронт детонации не перпендикулярен границе раздела ВВ — нагружаемое вещество, а наклонен под некоторым углом φ к нормали (рис. 1, б, в). Необходимо отметить, что в стационарном режиме скользящей детонации

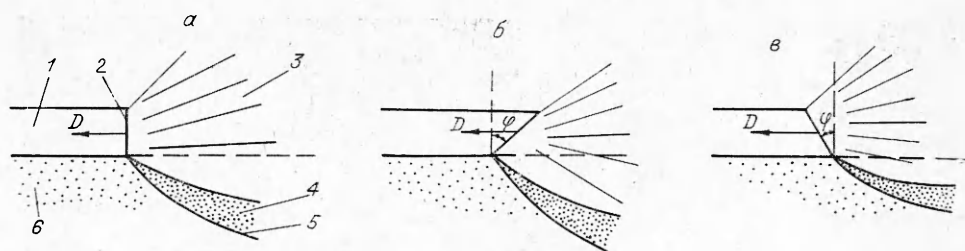


Рис. 1. Нагружение пористой среды в режиме скользящей детонации и с наклонным фронтом детонации.

1 — слой ВВ; 2 — фронт детонации; 3 — продукты детонации; 4 — сжатое вещество; 5 — фронт ударной волны в пористом веществе; 6 — нагружаемое пористое вещество; D — скорость скользящего фронта детонации. а) $\varphi = 0$; б) $\varphi > 0$; в) $\varphi < 0$.

картину, показанную на рис. 1, б, в, можно получить только специальным приемом, используя двухслойные заряды. Ситуация с $\varphi < 0$ (см. рис. 1, в) реализуется, когда на рабочий заряд ВВ сверху помещается слой ВВ с более высокой скоростью детонации, а $\varphi > 0$ (см. рис. 1, б), когда ВВ с более высокой скоростью детонации находится между основным зарядом и средой. Для упрощения задачи считаем, что слой высокоскоростного заряда имеет нулевую толщину и обеспечивает лишь скольжение наклонного фронта со скоростью детонации этого заряда ВВ. Кроме того, поскольку нас интересует максимальное давление ударной волны, генерируемой в нагружаемом веществе (рассматриваем только пористые среды), считаем основной заряд ВВ бесконечно толстым. В этом случае можно не учитывать влияние разлета газов со свободной поверхности заряда ВВ на картину течения ПД в окрестности границы раздела ПД — нагружаемое вещество.

В [6] в похожей постановке рассматривалась задача о передаче давления от ВВ в компактный материал через пористую среду. Угол наклона детонационного фронта к границе раздела ВВ — порошок в [6] был произвольный. В [7] оценивается давление, передаваемое в упрочняемый взрывом компактный материал при использовании двухслойных зарядов, когда наклон детонационного фронта к границе раздела ВВ — нагружаемый материал также является произвольным.

Анализ показывает, что при нагружении пористых тел по схеме рис. 1, б, в возможны три картины течения, показанные на рис. 2 в системе координат, движущейся вместе с наклонным фронтом детонации OA со скоростью D . На рис. 2, а показан случай, когда имеет место регулярный режим отражения косой ДВ и в ПД существует отраженная ударная волна OC , поворачивающая поток газа в сторону от границы раздела. Поскольку поток газообразных ПД, изначально повернутый на угол β_1 , за отраженной волной поворачивается в обратную сторону, то давление в ПД за волной OC , а также в области сжатого вещества DOE , будет больше давления детонации, т. е. $p > p_n$. Следовательно, коэффициент передачи давления $q = p/p_n > 1$.

На рис. 2, б, в показаны ситуации, когда поток ПД, первоначально повернутый за детонационным фронтом OA , попадает в область центрированной волны разрежения, где осуществляется его поворот в сторону границы раздела. Давление в волне разрежения при этом спадает, поэтому в области сжатого вещества DOE $p < p_n$. При этом $q < 1$. Существует промежуточный случай, когда отраженная ударная волна в ПД отсутствует, а угол центрированной волны разрежения (BOC для рис. 2, б и AOC для рис. 2, в) равен нулю. Тогда $q = 1$, т. е. давление УВ, генерируемой в пористой среде, равно давлению детонации.

Исходные данные для решения рассматриваемой задачи: плотность ВВ $\rho_{ВВ}$, скорость детонации ВВ $D_1 = D \cos \varphi$, показатель адиабаты ПД γ , начальная плотность пористого вещества ρ_{00} , коэффициенты a , b ударной адиабаты пористого вещества, которая имеет вид $S = a + bu$, где S — скорость ударной волны (УВ) в пористом веществе; u — приращение

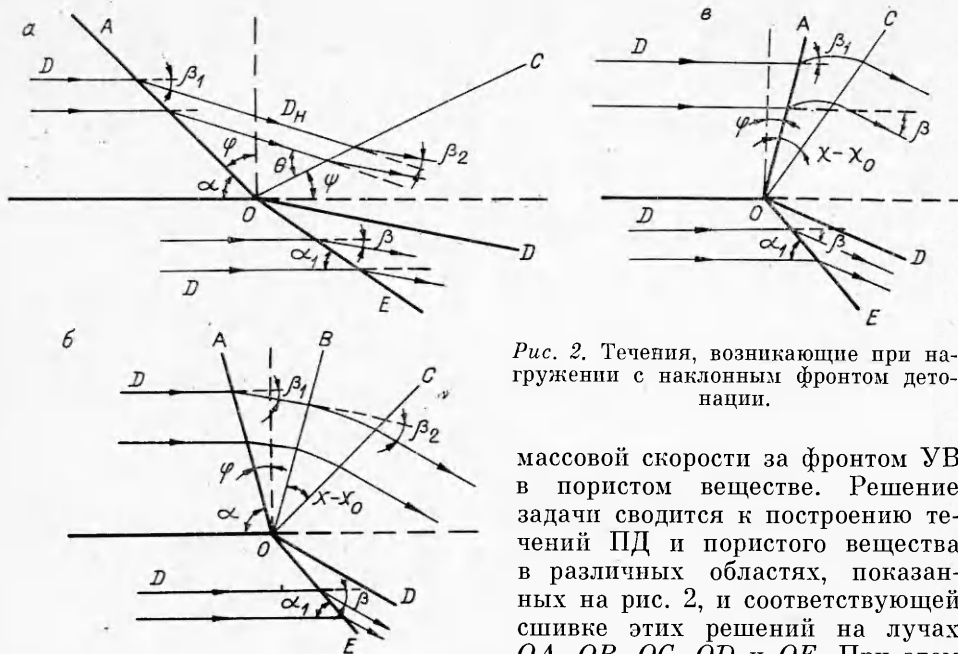


Рис. 2. Течения, возникающие при нагружении с наклонным фронтом детонации.

массовой скорости за фронтом УВ в пористом веществе. Решение задачи сводится к построению течений ПД и пористого вещества в различных областях, показанных на рис. 2, и соответствующей сшивке этих решений на лучах OA , OB , OC , OD и OE . При этом

в областях COD и DOE давления должны быть одинаковы, а потоки параллельны.

В расчетах принимаем, что параметры сжатых ПД сразу за фронтом детонационной волны OA равны параметрам в плоскости Чепмена — Жуге [8]. Таким образом, справедливы соотношения

$$p_H = \frac{\rho_{BB} D_1^2}{\gamma + 1}, \quad c_H = \frac{\gamma D_1}{\gamma + 1}, \quad \rho_H = \frac{(\gamma + 1) \rho_{BB}}{\gamma}, \quad (1)$$

где c_H — скорость звука в ПД за фронтом детонации; ρ_H — плотность ПД за фронтом детонации.

Для полноты описания движения газа за фронтом детонации необходимо задать начальный угол поворота потока β_1 . Из соотношений на фронте OA находим

$$\beta_1 = \alpha - \arctg \left(\frac{\rho_{BB}}{\rho_H} \operatorname{tg} \alpha \right) = \alpha - \arctg \left(\frac{\gamma \operatorname{tg} \alpha}{\gamma + 1} \right), \quad (2)$$

$$\alpha = \pi/2 - \varphi.$$

Дальнейшее описание движения продуктов детонации зависит от того, какая из трех ситуаций, показанных на рис. 2, имеет место.

1. $\varphi < 0$, $q > 1$ (см. рис. 2, *a*). В продуктах детонации возникает отраженная ударная волна OC . Имеются две области плоскопараллельного течения продуктов детонации AOC и COD . Параметры течения в AOC заданы соотношениями (1) и (2). Течение газообразных ПД в области COD описывается уравнениями

$$\rho_H \operatorname{tg}(\psi + \beta_1) = \rho \operatorname{tg}(\psi + \beta_1 - \beta_2), \quad (3)$$

$$D_H \cos(\alpha - \beta_1) = D \cos \alpha, \quad (4)$$

$$p - p_H = \rho_H D_H^2 \sin^2 \theta \left[1 - \frac{\rho_H}{\rho} \right], \quad (5)$$

$$\frac{\rho}{\rho_H} = \frac{(\gamma + 1) p + (\gamma - 1) p_H}{(\gamma - 1) p + (\gamma + 1) p_H}. \quad (6)$$

Здесь $\beta = \beta_1 - \beta_2$ — результирующий угол поворота потока относительно направления первоначального потока, втекающего в OA ; p , ρ — давление и плотность ПД в области COD соответственно; D_H — скорость потока в области AOC .

В области DOE течение сжатого ударной волной OE пористого вещества также плоскопараллельно и вектор скорости потока вещества повернут на угол β относительно потока, втекающего в OE . Соотношения для УВ имеют вид

$$\rho_{00} \operatorname{tg} \alpha_1 = \rho_1 \operatorname{tg} (\alpha_1 - \beta), \quad (7)$$

$$p = \left(1 - \frac{\rho_{00}}{\rho_1}\right) \rho_{00} D^2 \sin^2 \alpha_1. \quad (8)$$

Поскольку $S = a + bu$, то

$$D \sin \alpha_1 = a + bD \sin \alpha_1 (1 - \rho_{00}/\rho_1), \quad (9)$$

где α_1 — угол наклона УВ в пористом веществе; ρ_1 — плотность сжатого вещества за УВ; p — давление за фронтом УВ в порошке. Поскольку $\theta = \psi + \beta_1$, то система уравнений (3) — (9) позволяет однозначно отыскать все неизвестные: p , ρ_1 , α_1 , β , ρ , ψ .

2. $\varphi < 0$, $q < 1$ (см. рис. 2, б). В продуктах детонации возникает центрированная волна разрежения. В этом случае для области плоскопараллельного течения AOB параметры ПД описываются соотношениями (1), (2). В области же BOC имеет место центрированная волна разрежения (течение Прандтля — Майера), описываемая уравнениями [9]

$$\begin{aligned} v_\chi &= c_0 \cos \left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \chi \right), \\ v_r &= \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} c_0 \sin \left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \chi \right), \\ p &= p_0 \left[\cos \left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \chi \right) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где p — давление в ПД; v_χ и v_r — тангенциальная и радиальная массовые скорости газообразных ПД соответственно. В цилиндрической системе координат, которая используется для описания центрированной волны разрежения, требуется формально выбрать исходящий из точки O луч, от которого ведется отсчет угла χ . Условием для этого является равенство нулю радиальной компоненты скорости на этом луче [9]. Обозначим угол между лучом отсчета угла и лучом OB , на котором начинается волна разрежения χ_0 (на рис. 2 луч, от которого ведется отсчет χ , не показан). Заметим, что OB — прямая звуковая линия, по которой распространяются возмущения из точки O . Тогда

$$\begin{aligned} c_n &= c_0 \cos \left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \chi_0 \right), \\ D \sin \varphi &= \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} c_0 \sin \left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \chi_0 \right), \\ p_n &= p_0 \left[\cos \left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \chi_0 \right) \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из (11) определяются χ_0 , c_0 и p_0 . Используя (10) и (11), можно показать, что угол поворота потока ПД в центрированной волне разрежения

$$\beta_2 = \chi - \chi_0 + \operatorname{arctg} \left(\frac{n_\chi}{n_r} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{c_n}{D \sin \varphi} \right), \quad (12)$$

а полный угол поворота потока ПД

$$\beta = \beta_1 + \beta_2, \quad (13)$$

β_1 находим по (2). Используя теперь уравнения (7) — (13), найдем все неизвестные (p , ρ_1 , α_1 , β , χ_0 , χ).

3. $\varphi \geq 0$, $q < 1$ (см. рис. 2, в). В продуктах детонации (AOC) возникает центрированная волна разрежения сразу за детонационным фрон-

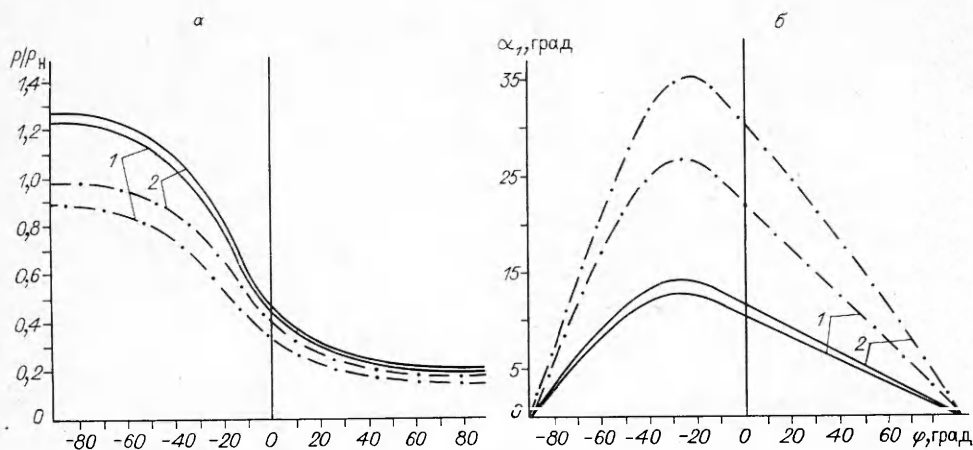


Рис. 3. Зависимость коэффициента передачи давления (а) и угла наклона ударной волны в порошке (б) от угла наклона детонационного фронта.

1 — нагружение гексогеном, $D_1 = 6,2$ км/с; 2 — нагружение аммонитом, $D_1 = 2$ км/с. Сплошная линия — расчеты для порошка вольфрама ($\rho_{00} = 5,4$ г/см³); прерывистая линия — расчеты для порошка алюминия ($\rho_{00} = 1,35$ г/см³).

том OA . Волна разрежения описывается уравнениями (10) — (12), параметры на линии OA — соотношениями (1), (2). Особенность течения в настоящем случае в том, что поток за детонационным фронтом OA поворачивается в сторону от поверхности раздела BB — пористое вещество. Для описания ударного сжатия порошка, как и в предыдущих ситуациях, используются соотношения (7) — (9). Вместо (13) для отыскания полного угла поворота потока ПД в данном случае используем

$$\beta = \beta_2 - \beta_1. \quad (14)$$

Необходимо отметить, что кроме трех рассмотренных случаев существует еще один вариант течения, в котором при падении косо DB на границу раздела BB — нагружаемое вещество возникает нерегулярный режим отражения. В этом случае появляется головная (маховская) волна, фронт которой перпендикулярен границе раздела [10]. Однако проведенные расчеты показали, что для таких пористых материалов, как порошки алюминия, меди, вольфрама, окиси алюминия и титана насыпной плотности, нерегулярные режимы отражения ДВ не возникают. В диапазоне $-90 < \varphi < +90^\circ$ имеет место только один из трех описанных режимов течения ПД. Нерегулярный режим отражения может возникнуть, если нагружаемая среда обладает достаточно большой жесткостью, что характерно для монолитных материалов или предварительно подпрессованных порошков.

В качестве иллюстрации приведем результаты расчетов для порошков алюминия ($\rho_{00} = 1,35$ г/см³, $S = 0,40 + 1,79u$ км/с) и вольфрама ($\rho_{00} = 5,4$ г/см³, $S = 0,04 + 1,42u$ км/с). Расчеты проводились на ЭВМ «Искра-226». Ударные адиабаты порошков строились методом наименьших квадратов по данным [11]. В диапазоне $-90 < \varphi < +90^\circ$ определялись коэффициенты передачи давления в порошок (отношение давления ударной волны в порошке к давлению детонации ВВ), наклон ударной волны в порошке α_1 , поворот потока вещества за фронтом УВ и др. Чтобы оценить, насколько сильно на указанные параметры влияет тип ВВ и скорость детонации, расчеты проводились для гексогена и аммонита. Скорость детонации гексогена в расчетах принималась равной 6,2 км/с, а аммонита 6ЖВ — 2 км/с (эта скорость соответствует слою ВВ, близкому к критическому). Показатели адиабаты ПД рассчитывались по данным [1]. Результаты расчетов коэффициентов передачи давления и наклона ударной волны приведены на рис. 3.

Отметим, что ситуации, когда $\varphi = -90$ и $+90^\circ$, относятся к одномерным вариантам нагружения. В первом случае это соответствует падению

детонационной волны на границу раздела, во втором, наоборот, «запуску» детонации от границы раздела. Две эти предельные ситуации легко рассчитываются по одномерным моделям и позволяют проконтролировать получаемые решения.

Проведенные расчеты позволяют сделать весьма важные практические выводы.

1. Из рис. 3, а видно, что для получения коэффициента передачи давления, близкого к максимальному, соответствующему нормальному падению ДВ на границу раздела, достаточно обеспечить угол наклона детонационного фронта $\varphi \approx -60^\circ$. По передаче давления схема скользящей детонации с двухслойным зарядом эквивалентна одномерной схеме нагружения.

2. Рис. 3, б показывает, что максимальный угол наклона УВ в порошке достигается при $\varphi \approx -20 \div -30^\circ$. Следовательно, в случае столкновения такой УВ с жесткой подложкой под слоем порошка резко возрастает вероятность возникновения нерегулярного режима отражения УВ от подложки [12, 13]. Такие режимы отражения используются для нанесения порошковых покрытий на монолитные подложки [14], поэтому для этой цели можно рекомендовать нагружение с $\varphi \approx -20 \div -30^\circ$.

3. Из рис. 3 также видно, что при $\varphi \rightarrow +90^\circ \alpha_1 \rightarrow 0$, причем коэффициент передачи давления в диапазоне $\varphi = +60 \div +90^\circ$ практически не меняется, а углы α_1 малы. Поэтому нагружение с $\varphi \geq +60^\circ$ можно рекомендовать в тех случаях, когда необходимо избежать нерегулярного режима отражения УВ от подложки и добиться однородной пропрессовки пористого слоя. Поскольку при этом имеют место пониженные давления в генерируемой УВ, данные режимы целесообразно использовать для предварительной подпрессовки порошков, которую иногда выполняют перед последующим нагружением с более высокими давлениями.

4. Коэффициент передачи давления при $\varphi \rightarrow +90^\circ$ практически не зависит от типов ВВ и порошка, поскольку в расчетах взята своеобразная вилка от легкого порошка алюминия до тяжелого вольфрама и от малобризантного аммонита до высокобризантного гексогена. Коэффициент передачи при этом лежит в диапазоне 0,14—0,20 (см. рис. 3, а).

5. Приведенные выше особенности передачи давления от ВВ в нагружаемую пористую среду, а также других параметров генерируемых ударных волн должны сохраняться и в случае, когда между порошком и ВВ находится несжимаемый инертный слой (металлическая оболочка контейнера). Это позволяет использовать указанные особенности при разработке технологических схем нагружения порошков. Однако при детонации с $\varphi < 0$ возможен нерегулярный режим отражения детонационной волны от несжимаемого инертного слоя.

Необходимо отметить, что выводы распространяются только на среды с высокой (насыпной или близкой к насыпной) начальной пористостью. Для малопористых материалов рассмотренные картины течения неадекватны реальным, поскольку при ударном нагружении перед фронтом пластической волны существует упругий предвестник.

Последний вывод не столь очевиден, как остальные, и нуждается в дополнительных пояснениях. Если между ВВ и порошком помещена металлическая пластина, то картина течения продуктов детонации будет отличной от показанных на рис. 2: будет иметь место некоторый разгонный участок, на котором пластина набирает некоторый угол поворота за конечное время. Поэтому поворот потока газообразных ПД происходит не в центрированной волне разрежения, а при огибании криволинейной поверхности пластины на разгонном участке аналогично ситуации с метанием пластин при сварке взрывом [1].

Можно, однако, показать, что при повороте потока ПД на один и тот же угол в центрированной волне разрежения и при огибании криволинейной поверхности давление в ПД будет одинаковым (напомним, что здесь полагаем толщину слоя ВВ бесконечной и влияние волны разрежения со стороны свободной поверхности заряда не учитывается).

Иными словами, давление в ПД есть функция только угла поворота потока β . Это утверждение становится очевидным, если криволинейную поверхность разгоняемой пластины мысленно представить в виде совокупности прямолинейных отрезков (ломаная линия). На каждом стыке отрезков (изломе) поворот потока ПД описывается центрированной волной разрежения, а вдоль отрезка имеет место плоскопараллельное течение. Таким образом, вместо поворота потока на некоторый угол β в одной центрированной волне разрежения этот же поворот можно осуществить в серии центрированных волн на изломах ломаной линии. Давление же в ПД после поворота потока на один и тот же угол в серии волн и в одной волне будет одинаковым. Если теперь длину отрезков устремить к нулю (увеличивая их число), то давление в ПД при повороте на некоторый угол от этого дробления зависеть не будет. Следовательно, и в предельном переходе ломаной линии в кривую, описывающую поверхность пластины при разгоне, давление в ПД не изменится. Этот факт приводит к тому, что при очень толстом заряде, независимо от того, имеется ли пластина между ВВ и порошком или нет, в порошке будет возбуждаться косая УВ одинаковой интенсивности. Разница заключается лишь в том, что при отсутствии пластины имеет место распад разрыва и УВ формируется в порошке сразу, а при наличии пластины существует разгонный участок, на котором набирается предельный угол поворота пластины. Если же толщина слоя ВВ настолько мала, что волна разрежения от свободной поверхности заряда приходит к поверхности пластины раньше, чем она повернется на максимальный угол, то это приведет лишь к тому, что параметры возбуждаемой в порошке УВ будут меньше предельных. Это означает, что кривые $\alpha_1(\varphi)$ и $\frac{p}{p_{н}}(\varphi)$ будут проходить ниже показанных на рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. 2-е изд., доп. и перераб.— Новосибирск: Наука, 1980.
2. Михайлов А. М., Дремин А. М. ФГВ, 1977, 13, 1, 115.
3. Кузьмин Г. Е., Ставер А. М. ФГВ, 1973, 9, 6, 898.
4. Штерцер А. А. ФГВ, 1982, 18, 1, 141.
5. Кузьмин Г. Е., Мали В. И., Пай В. В. ФГВ, 1973, 9, 4, 558.
6. Костюков Н. А. Тр. 2-го совещ. по обработке материалов взрывом.— Новосибирск, 1982.
7. Соболев В. В. Физика и техника высоких давлений. Вып. 19.— Киев: Наук. думка, 1985.
8. Физика быстротекающих процессов/Под ред. Н. А. Златина. Т. 2.— М.: Мир, 1974.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Изд. 2-е.— М.: Гостехиздат, 1954.
10. Дерibas А. А., Костюков Н. А., Ставер А. М. ФГВ, 1975, 11, 3, 456.
11. Баканова А. А., Дудолодов П. П., Сутулов Ю. Н. ПМТФ, 1974, 2, 117.
12. Костюков Н. А., Ставер А. М. ФГВ, 1977, 13, 1, 92.
13. Штерцер А. А. ФГВ, 1983, 19, 2, 115.
14. Каунов А. М. Тр. 2-го совещ. по обработке материалов взрывом.— Новосибирск, 1982.

Поступила в редакцию 31/VIII 1987.
после доработки — 1/XII 1987

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАВШЕЙСЯ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦОВ СВИНЦА И МЕДИ

Л. Г. Болховитинов, Ю. Б. Хвостов
(Москва)

Исследование ударного сжатия малоплотных пористых материалов позволило сделать вывод о переходе пористых веществ в газообразное состояние непосредственно в зоне сжатия ударной волны (УВ) [1]. Эти-