

3. Жуков М. Ф., Солоненко О. П. // Там же, 1987, 3, 11.  
 4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.  
 5. Ларионов Л. Н., Исаичев В. И. Диффузия в металлах и сплавах.— Киев: Наук. думка, 1987.  
 6. Gavrilenko T. P., Grigoriev V. V., Zhdan S. A. et al. Comb. Flames, 1986, 66, 2.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 26/VII 1989

УДК 662.215.2 + 621.787

Ю. А. Гордополов, Р. М. Шихвердиев

## РАСЧЕТ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИНЫ, МЕТАЕМОЙ ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИИ

В настоящее время имеется много публикаций, посвященных вопросам метания продуктами взрыва (ПВ) пластин и оболочек. Основные допущения, обычно используемые при решении задачи о метании в одно- и двумерной постановках, описаны в [1]. Многообразие расчетных схем метания связано не только с различием реологических моделей поведения металла при высоких динамических нагрузках, но и с подходами к газодинамическому расчету течения ПВ, конечная цель которого — определение давления на поверхности метаемой пластины.

В большинстве случаев при решении газодинамической задачи используется предположение о прямолинейности фронта детонации, что значительно упрощает расчет. Известно, однако, что у свободной поверхности заряда детонация не идеальна из-за действия волны разрежения, что приводит к искривлению детонационного фронта. Этот факт подтвержден экспериментальными и теоретическими исследованиями в области физики взрыва [2—4]. Характер искривления детонационного фронта у свободной поверхности можно наблюдать на рентгенограмме процесса метания (рис. 1). Как будет показано ниже, искривление детонационного фронта сдвигает границы области, занятой волной разрежения, идущей от свободной поверхности, оказывая тем самым существенное влияние на протяженность фазы разгона пластины.

Цель настоящей работы — получение простого аналитического выражения для давления на поверхности метаемой пластины с учетом кривизны детонационного фронта, которое в дальнейшем может быть использовано для расчета процессов метания при любых реологических моделях поведения металла.

Рассмотрим двумерную газодинамическую задачу о движении ПВ при метании пластины слоем взрывчатого вещества (ВВ). Будем при этом пользоваться следующими общепринятыми при решении такого типа задач допущениями: 1) влияние воздуха на движение пластины не сказывается, поскольку давление ПВ значительно превосходит атмосферное; 2) боковой разгрузкой можно пренебречь, считая, что толщина заряда  $h$  много меньше его ширины; 3) влиянием торцевой разгрузки пренебрегаем, считая, что длина заряда много больше его толщины; 4) не учитываем ширину зоны химической реакции из-за инерционности пластины. При этом импульс, сообщаемый пластине, оказывается слегка занижен, поскольку на

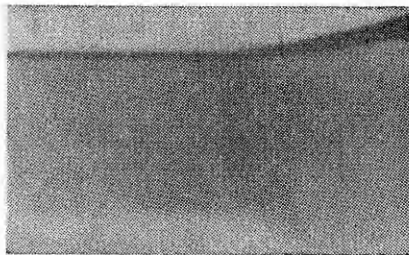


Рис. 1.

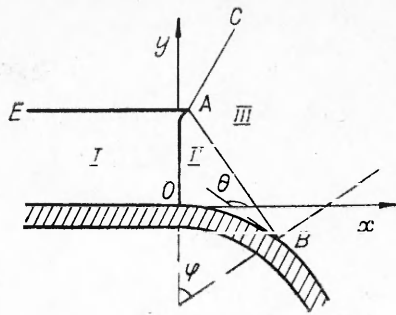


Рис. 2.

мировано соотношением (1) с достаточной точностью. Таким образом, в рамках принятых допущений основными факторами, влияющими на спад давления у поверхности пластины, остаются волна разрежения, обусловленная разлетом ПВ со свободной поверхности заряда, и волна разрежения, возникающая вследствие движения самой пластины.

Рассмотрим расчетную схему движения ПВ (рис. 2). Фронт детонационной волны  $OA$  движется со скоростью  $D$  влево вдоль поверхности пластины. В системе координат, связанной с фронтом, рассматриваемое движение ПВ стационарно; область  $I$  — однородный поток,  $II$  — зона влияния волны разрежения, обусловленной движением пластины,  $III$  — зона влияния волны разрежения со свободной поверхности заряда. В области, прилегающей к поверхности пластины, детонация подчиняется условию Чепмена — Жуге [6], и фронт детонации перпендикулярен поверхности пластины.

Завал фронта детонационной волны (ДВ) на свободной поверхности заряда обусловлен действием волны разрежения. Если бы фронт детонации был прямолинейным и пересекал свободную поверхность заряда  $AE$  под прямым углом, то волна разрежения со свободной поверхности занимала бы область  $CAOB$ , поскольку линия Маха [6] в этом случае совпала бы с детонационным фронтом. При этом пластина в точке  $O$  чувствовала бы влияние свободной поверхности заряда при любой его толщине  $h$ , что физически неверно, поскольку при увеличении  $h$  рассматриваемая задача должна асимптотически перейти в задачу о метании пластины бесконечным слоем  $BB$ . За счет искривления детонационного фронта волна разрежения занимает область  $CAB$ , что соответствует случаю выхода косою ДВ на свободную поверхность заряда [7], и достигает поверхности пластины в некоторой точке  $B$ . Поскольку волна разрежения со свободной поверхности намного интенсивнее волны разрежения, обусловленной движением пластины, для простоты считаем, что давление на пластине правее точки  $B$  становится практически равным нулю, т. е. далее пластина летит по инерции и профиль ее переходит в прямую линию, наклон которой задается уравнением

$$\frac{dY}{dX} = \operatorname{tg} \theta = \operatorname{const} \text{ при } x \geq x_B,$$

где  $Y = Y(X)$  — уравнение профиля пластины;  $\theta$  — угол разворота пластины. Такое допущение также может привести к несколько заниженному значению скорости пластины, однако и здесь в качестве компенсирующего фактора выступает то обстоятельство, что в расчетной схеме не учитывается падение давления, обусловленное торцевой разгрузкой. В целом же такого рода допущения представляются оправданными, поскольку значительно упрощают расчет, а точность экспериментов по метанию обычно не превышает  $10 \div 20 \%$ .

На рис. 2 характеристика  $AB$  изображена прямолинейной. На самом деле, за счет взаимодействия верхней и нижней волн разрежения она будет искривляться, и точка  $B$  несколько сместится в сторону точки  $O$ .

профиле давления ПВ не учитывается влияние химика, однако это обстоятельство в некоторой степени компенсируется тем, что на профиле давления не учитывается и его слабое падение за счет торцевой разгрузки.

Состояние ПВ описывается политропическим законом

$$p = Ar^k, \quad (1)$$

где  $p$  и  $\rho$  — давление и плотность ПВ;  $A$  и  $k$  — постоянные. В [5] показано, что уравнение состояния ПВ имеет более сложный вид, но может быть аппроксимировано соотношением (1) с достаточной точностью.

Можно предположить, однако, что это смещение будет незначительным, поскольку нижняя волна разрежения существенно слабее верхней и не влияет заметно на распространение возмущений со свободной поверхности заряда. В целях упрощения расчета считаем характеристику  $AB$  прямолинейной. Вместе с тем будем полагать абсциссу точки  $A$   $x_A = x_0 = 0$ , поскольку фронт детонации заметно искривляется лишь вблизи поверхности заряда. Это допущение, как видно из рис. 2, несколько компенсирует пренебрежение смещением точки  $B$  за счет взаимодействия волн разрежения.

Таким образом, решение задачи можно разделить на два этапа. На первом считаем, что разлет ПВ не оказывает влияния на начальную фазу движения пластины, т. е. разгон пластины при конечной толщине слоя ВВ осуществляется так же, как и при бесконечной толщине слоя ВВ. В этом случае движение ПВ за фронтом детонации описывается обобщенным течением Прандтля — Майера [6, 8], для которого можно получить аналитическое выражение для давления на поверхности пластины как функции угла  $\theta$ . Второй этап решения задачи состоит в нахождении характеристики  $AB$ , ограничивающей снизу зону влияния волны разрежения со свободной поверхности заряда. Принимаем, что дальше пластина летит с постоянной скоростью, и профиль ее становится прямолинейным. Подобный подход к решению задачи о метании использован в [9], однако предположение о прямолинейности детонационного фронта не позволило авторам корректно (в рамках стационарной двумерной модели) оценить протяженность фазы разгона пластины.

Для расчета давления на поверхности пластины, метаемой слоем ВВ бесконечной толщины, воспользуемся соотношениями, полученными в [6] для случая обтекания заданного профиля сверхзвуковым газовым потоком (см. рис. 2). В рамках принятых допущений эти соотношения имеют вид:

$$\pi - \theta = \varphi - \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \operatorname{ctg} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right), \quad (2)$$

$$p = p_* \left( \cos \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi \right)^{2k/(k-1)}, \quad (3)$$

где  $\varphi$  — угол наклона характеристики к оси  $y$ , перпендикулярной к поверхности пластины в точке  $O$ , совпадающей с фронтом ДВ, и, следовательно, на которой выполняется условие Чепмена — Жуге о равенстве скорости потока местной скорости звука;  $\theta$  — угол наклона к оси  $x$ , касательной к профилю пластины, проведенной из точки пересечения профиля с характеристикой;  $p$  — давление на характеристике и, следовательно, давление на пластине в точке ее пересечения с данной характеристикой;  $p_* = \rho_0 D^2 / (k+1)$  — давление в плоскости Чепмена — Жуге;  $k$  — коэффициент политропы ПВ;  $\rho_0$  — начальная плотность ВВ;  $\pi = 3,14\dots$ . Если форма профиля метаемой пластины задана уравнением  $Y = Y(X)$ , то из (2) получаем

$$\frac{dY}{dX} = \operatorname{tg} \theta = \frac{\operatorname{tg} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi - \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \varphi + \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}. \quad (4)$$

Таким образом, имеем замкнутую систему уравнений (3), (4), из которой можно выразить давление как функцию производной профиля пластины  $p = p \left( \frac{dY}{dX} \right)$ . Точное аналитическое решение этой системы громоздко, поэтому воспользуемся аппроксимацией графических построений. На рис. 3 представлены графики зависимости  $\frac{dY}{dX}$  от  $\varphi$  для  $k$ , ограничивающих практически важный диапазон изменения этого параметра. Эти кривые построены методом интерполяции отдельных точек, рассчитан-

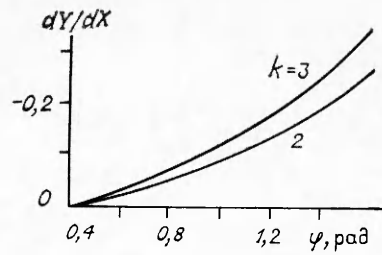


Рис. 3.

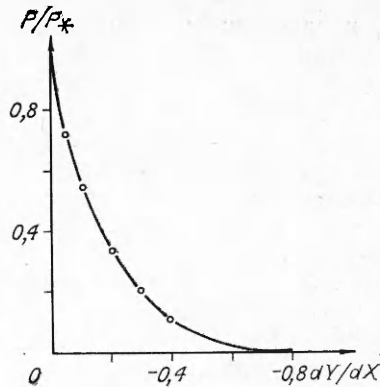


Рис. 4.

ных по (4), они достаточно хорошо аппроксимируются степенной функцией вида

$$\varphi = 3 \frac{5+k}{10} \left( \frac{dY}{dX} \right)^{2/5} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3), получаем следующее выражение для давления:

$$\frac{p}{p_*} = \left[ \cos \frac{3(5+k)}{10} \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \left( \frac{dY}{dX} \right)^{2/5} \right]^{2k/(k-1)} \quad (6)$$

Проверка показала, что величины  $p/p_*$ , рассчитанные по (6) для  $k = 2 \div 3$ , которые наиболее часто используются на практике, и полученные численно из системы (3), (4), отличаются не более чем на 5%, что вполне приемлемо, поскольку обычная для взрывных экспериментов точность составляет ~10%. Для иллюстрации точности формулы (6) на рис. 4 приведена зависимость  $\frac{p}{p_*} \left( \frac{dY}{dX} \right)$  для  $k = 2,5$ ; кривая построена интерполяцией точек, рассчитанных из системы (3), (4) численно, а точки рассчитаны по аналитической формуле (6).

На этом первый этап решения задачи можно считать завершенным. Отметим, что изложенные результаты получены в предположении о пренебрежимо малой ширине зоны химической реакции. В действительности реальные ВВ имеют конечную ширину этой зоны, и это обстоятельство может оказывать дополнительное влияние на процесс метания, особенно при использовании сильно разбавленных ВВ с достаточно широкой зоной химической реакции. В этом случае возможно некоторое расхождение расчетных и экспериментальных данных.

Для определения характеристики  $AB$ , ограничивающей область волны разрежения, идущей от свободной поверхности заряда, рассмотрим газодинамическую картину течения ПВ в малой окрестности точки пересечения детонационного фронта со свободной границей заряда (рис. 5). В системе координат, связанной с фронтом ДВ, скорость набегающего потока слева от детонационного фронта (линия  $AM$ ) равна  $D$ . Угол наклона детонационного фронта к свободной поверхности заряда обозначим через  $\alpha$ . В рамках принятых допущений ширина зоны химической реакции бесконечно мала, и ДВ можно рассматривать как обычную ударную волну (УВ). При этом из-за разгрузки газодинамические параметры потока за фронтом ДВ вблизи поверхности заряда (в отличие от ситуации на пластине) уже не соответствуют параметрам Чепмена — Жуке для идеальной детонации. При расчете течения ПВ необходимо пользоваться лишь общими соотношениями теории УВ. Законы сохранения массы и импульса при переходе потока через

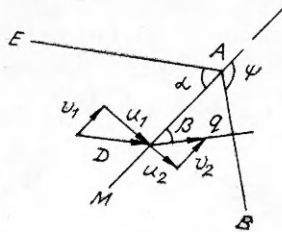


Рис. 5.

ударный фронт имеют вид [6]

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (7)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2. \quad (8)$$

Здесь  $u$  — нормальная составляющая скорости потока, индексы 1 и 2 описывают состояние среды до и после прохождения потоком ударного фронта. Дифференцируя уравнение (1) и считая, что ПВ расширяются изэнтропически, для скорости звука непосредственно за ударным фронтом имеем следующее выражение:

$$c^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = k \frac{p_2}{\rho_2}. \quad (9)$$

Из геометрии рис. 5 для нормальной составляющей скорости набегающего потока имеем

$$u_1 = D \sin \alpha. \quad (10)$$

В соответствии с теорией УВ [6], нормальная составляющая набегающего потока испытывает скачок, в то время как тангенциальная составляющая не изменяется:

$$v_1 = D \cos \alpha = v_2. \quad (11)$$

Если обозначить полную скорость потока справа от ударного фронта через  $q$ , то для существования стационарного режима необходимо положить  $q \geq c$ , где  $c$  — местная скорость звука. В противном случае возмущения из точки  $A$  распространялись бы по ударному фронту и нарушали бы стационарность. Если положить  $q = c$ , что обосновано экспериментальными и теоретическими исследованиями [2, 4], то

$$q^2 = u_2^2 + v_2^2 + c^2. \quad (12)$$

Решая систему (7) — (12) и полагая  $p_1 = 0$  (поскольку  $p_2 \gg p_1$ ), получим

$$q^2 = c^2 = \left( \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(k+1)}{k^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}}{2} + \frac{k+1}{k \operatorname{tg}^2 \alpha} \right) \frac{k^2}{(k+1)^2} D^2 \sin^2 \alpha. \quad (13)$$

При  $\alpha \rightarrow \frac{\pi}{2}$   $c$  должно принимать значение скорости звука в плоскости Чепмена — Жуге при идеальной детонации. Знак минус перед корнем в выражении (13) этому требованию не отвечает, поэтому его нужно отбросить и для скорости потока за ударным фронтом получим единственное решение. Из рис. 5 следует  $q \cos \beta = D \cos \alpha$ , откуда для угла преломления линии тока в малой окрестности точки  $A$  имеем выражение:

$$\beta = \arccos \frac{D \cos \alpha}{q} = \arccos \left( \frac{1}{G} \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \right),$$

$$G = \frac{k}{k+1} \sqrt{ \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4(k+1)}{k^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}}{2} + \frac{k+1}{k \operatorname{tg}^2 \alpha} }.$$

Поскольку  $q = c$ , то характеристика, ограничивающая снизу волну разрежения, идущую от свободной поверхности заряда, должна исходить из точки  $A$  под прямым углом к линии тока. Таким образом, зная угол  $\beta$ , определим и положение нижней границы волны разрежения, которая задается углом  $\varphi = \pi/2 + \beta$ .

Из изложенного выше следует, что для расчета давления, действующего на метаемую пластину, наряду с обычными параметрами заряда ВВ ( $h$ ,  $\rho$ ,  $D$  и  $k$ ) необходимо также знать и угол  $\alpha$ . По-видимому, для каждого типа ВВ при стационарном режиме этот угол имеет свое вполне определенное значение. В принципе, его можно установить экспериментально. Однако заметим, что, согласно выражению (13),  $q$  и  $c$  принима-

ют вещественные значения только в определенном диапазоне

$$\operatorname{arctg} \frac{2}{k} \sqrt{k+1} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2}. \quad (14)$$

Физический смысл дискриминанта в формуле (13) не совсем понятен, но обработка большого числа рентгенограмм процесса детонации зарядов аммонита 6ЖВ показывает, что в пределах точности экспериментов реализуется именно минимальное значение угла:

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{2}{k} \sqrt{k+1}. \quad (15)$$

Проверить этот факт на различных типах ВВ — самостоятельная экспериментальная задача. Однако если предположить, что эта закономерность имеет общий характер, то отпадает необходимость в проведении предварительных экспериментов и угол  $\alpha$  можно установить по значению коэффициента политропы из (15).

Таким образом, получен простой алгоритм расчета давления, действующего на поверхность пластины, метаемой ПВ. Решая далее уравнение движения пластины в рамках той или иной реологической модели с граничным условием (6), можно определить уравнение профиля пластины  $Y = Y(X)$  на участке разгона, а затем, вычислив угол  $\psi$ , найти координаты точки  $B$  на рис. 2, определив тем самым протяженность базы разгона и другие необходимые параметры метания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
2. Трофимов В. С., Дремин А. П. ФГВ, 1971, 7, 3, 427.
3. Дремин А. П., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
4. Трофимов В. С. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Ударные волны и детонация.— Черноголовка, 1986.
5. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. Докл. АН СССР, 1945, 46, 9, 399.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
7. Станюкович К. П. Докл. АН СССР, 1947, 55, 4, 315.
8. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики.— М.: Наука, 1966.
9. Уткин А. В., Гордополов Ю. А., Михайлов А. Н. ФГВ, 1979, 15, 3, 101.

*п. Черноголовка*

*Поступила в редакцию 10/V 1988,  
после доработки — 30/XI 1988*

УДК 533.6.011 : 51

*В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов, Т. И. Орлова,  
В. М. Хазинс*

#### РАЗВИТИЕ ПРЕДВЕСТНИКОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УВ С ГАЗОВЫМИ КАНАЛАМИ ПОНИЖЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

Эффект возникновения предвестника — клиновидного возмущения перед фронтом ударной волны (УВ), распространяющейся вдоль твердой поверхности, — исследуется экспериментально с начала пятидесятых годов [1—9]. Проведенный анализ [2, 5, 6] позволил схематизировать явление, сведя его к взаимодействию УВ с теплым слоем — тонкой приповерхностной областью разреженного и нагретого газа, образованной под действием на поверхность потоков излучения с фронта УВ.

Теплый слой создавался не только самопроизвольно из-за теплового излучения самой волны [1, 3, 4], но и искусственно за счет нагрева газа

© 1990 Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Хазинс В. М.