

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ЗАТУХАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН, СОЗДАНЫХ ДЕТОНАЦИЕЙ ЗАРЯДОВ МАЛОЙ ТОЛЩИНЫ, И СКОРОСТЕЙ МЕТАНИЯ ПЛАСТИН ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА

И. М. Воскобойников, О. И. Воскобойникова

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, ovoskobo@proc.ru

В рамках волнового подхода предложена схема расчета затухания ударных волн в среде, граничащей с детонирующим зарядом малой толщины, и скорости метания пластины продуктами взрыва заряда малой толщины. Приведены приближенные аналитические решения, которые полезны для качественных оценок и выделения основных факторов, определяющих процесс, а также при отработке программ для более сложных вариантов течения. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными для образцов и пластин из материалов различной плотности и сжимаемости.

Ключевые слова: волновой подход, затухание ударных волн малой длительности, метание пластин.

ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении ряда газодинамических задач желательно иметь приближенное аналитическое решение, в котором наглядно прослеживается изменение во времени интенсивности ударной волны в среде, граничащей с детонирующим зарядом, в зависимости от характеристик взрывчатого вещества (ВВ) (скорость детонации, начальная плотность заряда, показатель политропы продуктов взрыва), динамических характеристик среды и размера заряда. Хотя задача традиционна, в литературе она не получила должного освещения из-за использования при расчетах скорости метания пластин, как правило, только инерционного подхода, в рамках которого не учитываются динамические характеристики среды, что ведет к нереалистичному описанию начальной стадии динамики разгона пластин. При оценке конечной скорости метания часто применяют корреляционные соотношения, содержащие только соотношение масс заряда и пластины и скорость детонации, справедливость которых вне диапазона их получения не очевидна. Остается без объяснения порой существенное различие скоростей метания пластин равной массы из разных материалов.

Другой подход, волновой, применяется крайне редко, возможно, потому, что некоторое время назад вычислительная техника, необходимая для численного решения задач, была малодоступна, хотя сейчас таких трудностей уже не существует. Ниже на основе волнового под-

хода предложены приближенные расчеты процессов затухания ударной волны в среде, граничащей с плоским детонирующим зарядом конечной толщины, когда фронт детонационной волны нормален или параллелен контактной границе среда — заряд, а также процесса метания пластины конечной толщины.

1. НОРМАЛЬНОЕ ПАДЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦУ СО СРЕДОЙ

1.1. Пусть по заряду длиной l слева направо, от свободной границы к среде, распространяется детонационная волна с плоским фронтом. Течение за детонационной волной является простой волной разрежения с начальным состоянием в точке Жуге. Будем описывать энтропию продуктов взрыва политропическим законом $pv^n = \text{const}$, где p — давление, v — удельный объем, n — показатель политропы продуктов взрыва. Изменения массовой скорости u с давлением p определяются соотношением

$$\frac{u}{u_1} = 1 - \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right],$$

где $u_1 = D_1/(n+1)$, $p_1 = \rho_0 D_1 u_1$ — массовая скорость и давление продуктов взрыва в состоянии Чепмена — Жуге, D_1 — скорость детонации, ρ_0 — начальная плотность заряда, c — скорость звука. Для $(u+c)$ -характеристик течения при инварианте $-u + 2c/(n-1) =$

$D_1/(n-1)$ имеем $x/t = u + c = (n+1)(u+u_1)/2$, если в начальный момент времени $t = 0$ координата $x = 0$ [1].

По достижении детонационной волной контактной границы заряд — среда по среде распространяется ударная волна, а в продукты взрыва в зависимости от соотношения акустических жесткостей среды и продуктов взрыва отражается либо ударная волна, либо волна разрежения. Начальные значения параметров волны u_{b0} и p_{b0} на контактной границе в этих случаях описываются уравнениями

$$\frac{u_{b0}}{u_1} = 1 - \frac{p_{b0}}{p_1} \left(\frac{n+1}{2n} \frac{p_{b0}}{p_1} + \frac{n-1}{2n} \right)^{-1/2} \approx$$

$$\approx 1 - x + \frac{n+1}{4n} x^2 - 3 \frac{n+1}{16n^2} x^3 + \dots,$$

$$\frac{u_{b0}}{u_1} = 1 + \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_{b0}}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right] \approx$$

$$\approx 1 - x + \frac{n+1}{4n} x^2 - \frac{(3n+1)(n+1)}{12n^2} x^3 + \dots$$

Сделаем разложение выражений для ударной волны и простой волны сжатия в продуктах взрыва по степеням $(p_{b0} - p_1)/p_1 = x$. Если ограничиться написанными членами, отличие в последнем члене составит 0.01 при $x = 0.5$ и $u_{b0}/u_1 \approx 0.7$. С учетом этого в практических расчетах достаточно выражения для простой волны (изоэнтропы) при любом соотношении p_{b0}/p_1 . Если пренебречь вкладом членов со степенью более 1, можно получить удобное для запоминания выражение $u_{b0}/u_1 + p_{b0}/p_1 = 2$, которое дает приемлемую для большинства оценок точность.

1.2. Конечное состояние на контактной границе «продукты взрыва — среда» возникает в результате взаимодействия нескольких волн, прежде всего тыльной волны разрежения от поверхности инициирования детонации с волной, отраженной в продукты взрыва от среды. Следует учесть взаимодействие контактной границы с волной, отраженной от ударного фронта в среде. Решение сильно упрощается, если пренебречь различием зависимостей $p(u_p)$ для адиабаты Гюгонио (ударной адиабаты) начального состояния и изоэнтропы сжатого состояния среды (u_p — массовая скорость за фронтом волны в среде). Такое предположение является обычным в расчетах с не слишком сильными ударными волнами в сплошных

конденсированных средах и находит подтверждение в экспериментальных данных о зеркальности адиабаты Гюгонио и изоэнтропы на диаграмме $p-u_p$ для многих металлов. При таком предположении отпадает необходимость в рассмотрении отраженной от ударного фронта волны.

С учетом последнего состояния на контактной границе «продукты взрыва — среда» определяется из совместного решения уравнения для изоэнтропы продуктов взрыва за детонационным фронтом и адиабаты Гюгонио среды. Для нахождения зависимости между u_b и u имеем

$$\frac{u}{u_1} = 1 - \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right],$$

$$\frac{u_b}{u_1} = \frac{u}{u_1} + \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right] \left(\frac{p}{p_1} \right)^{(n-1)/2n}.$$

После подстановки первого уравнения во второе получаем

$$\frac{2u}{u_1} = 1 + \frac{u_b}{u_1} - \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right].$$

Адиабата Гюгонио среды часто записывается линейным выражением $u_s = c_0 + bu_p$, тогда $p_b = \rho_m u_b (c_0 + bu_b)$, где c_0 и b — коэффициенты ударной адиабаты, ρ_m — плотность среды.

1.3. При описании изменения во времени массовой скорости на контактной границе пренебрежем искривлением $(u+c)$ -характеристик тыльной волны разрежения в продуктах взрыва в области взаимодействия с отраженной от среды волной. Погрешности, вносимые этим предположением при определении времени взаимодействия двух волн разрежения, можно оценить, воспользовавшись аналитическим решением, приведенным в [2]. Для отношения времен, которые соответствуют показателям политропы n и $n = 3$ (при $n = 3$ характеристики прямолинейны), при равном изменении параметров в волнах имеем

$$\frac{t(n=n)}{t(n=3)} =$$

$$= \left(\frac{c_1}{c} \right)^{(3-n)/(n-1)} \frac{F[\lambda; \lambda; 1; (c_1/c - 1)^2]}{F[1; 1; 1; (c_1/c - 1)^2]},$$

где $\lambda = 1 + (3-n)/2(n-1)$, c_1 и c — начальная и конечная скорости звука в каждой из волн

разрежения, $F[\lambda; \lambda; 1; (c_1/c - 1)^2]$ — гипергеометрическая функция, разложение которой по $y = (c_1/c - 1)^2 < 1$ дает

$$F[\lambda; \lambda; 1; y] = 1 + y \left(1 + \frac{3-n}{2(n-1)} \right)^2 + y^2 \left(1 + \frac{3-n}{2(n-1)} \right)^2 \left(1 + \frac{3-n}{4(n-1)} \right)^2 + \dots$$

Учитывая малость величины $(3-n)/2(n-1)$, ограничимся

$$\frac{t(n=n)}{t(n=3)} \approx \left(\frac{c_1}{c} \right)^{(3-n)/(n-1)} \left[1 + \frac{3-n}{n-1} \left(\frac{c_1}{c-1} \right)^2 \right].$$

При изменении показателя политропы с 3 до 2.7 изменение времени взаимодействия составляет несколько процентов, если давление в каждой волне уменьшается в два раза, и около 20 %, если давление уменьшается в пять раз.

При прямолинейности $(u+c)$ -характеристик уравнение движения контактной границы запишем в виде

$$x_1 = \int_0^\tau u_b dt = \left(\frac{l}{D_1} + \tau \right) (u+c) - l,$$

где τ — временная координата контактной границы, l — длина заряда. Изменение массовой скорости на ударном фронте находим из уравнения, которое связывает пространственные координаты x_1 и x_2 контактной границы и ударного фронта:

$$x_2 = \int_0^\tau u_b dt + (t-\tau)(u+c) = \int_0^t (u_b + c_b) dt.$$

В предположении зеркальности адиабаты Гюгонио начального состояния и изоэнтропы конечного состояния среды на диаграмме $(p-u_p)$ имеем $c_b = (c_0 + bu_b - u_b)(c_0 + 2bu_b)/(c_0 + bu_b)$ — скорость звука за фронтом ударной волны в среде с массовой скоростью u_b . Равные массовые скорости на контактной границе u_b и фронте u_s достигаются в моменты времени τ и t .

Делая необходимые подстановки и преобразования, можно получить выражения для τ и t , из которых после дифференцирования по u_b

получаем систему дифференциальных уравнений для описания затухания ударных волн в среде при нормальном падении детонационной волны от заряда конечной толщины на контактную границу:

$$\frac{d\tau}{du_b} = \left(\frac{l}{D_1} + \tau \right) (n-1) \times \frac{(n+1) + F_2 D_1 (c_0 + 2bu_b)/(u_b(c_0 + bu_b))}{(3-n)(nu_b - u_b + D_1) - 2nD_1 F_2},$$

$$F_2 = [\rho_m u_b (c_0 + bu_b)/p_1]^{(n-1)/2n},$$

$$\frac{dt}{du_b} = \frac{d\tau}{du_b} \frac{c_0 + 2bu_b}{bu_b} - \frac{t-\tau}{c_0 + bu_b - u_b} \left(\frac{2}{u_b} + \frac{bu_b}{c_0 + bu_b} \right),$$

$$\frac{dx_1}{du_b} = u_b \frac{d\tau}{du_b},$$

$$\frac{dx_2}{du_b} = (c_0 + bu_b) \frac{dt}{du_b}.$$

При $u_b = u_{b0}$, что соответствует $u = u_1$, имеем $\tau = 0, t = 0, x_1 = 0, x_2 = 0$.

1.4. На начальном участке затухания ударной волны возможны некоторые упрощения решения с малым ущербом его точности, позволяющие получить более наглядные соотношения. Разложим по степеням $(p_b - p_1)/p_1$ выражение, связывающее величины u и u_b , и пренебрежем членами со степенью выше 1. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{2u}{u_1} &= 1 + \frac{u_b}{u_1} - \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right] = \\ &= 1 + \frac{u_b}{u_1} - \frac{2n}{n-1} \left[1 - \left(1 + \frac{p_b - p_1}{p_1} \right)^{(n-1)/2n} \right] \approx \\ &\approx \frac{u_b}{u_1} + \frac{p_b}{p_1}. \end{aligned}$$

После интегрирования для движения контактной границы получаем

$$\begin{aligned} \ln \left(1 + \frac{D_1 \tau_1}{l} \right) &\approx \\ &\approx \int_{z=u_b}^{u_{b0}} \frac{\frac{n+1}{D_1} + \frac{\rho_m (c_0 + 2bu_b)}{p_1}}{2 + \frac{\rho_m (c_0 + bu_b) u_b}{p_1} - \frac{(3-n)u_b}{D_1}} du_b = \end{aligned}$$

Таблица 1

Рассчитанные значения времен движения контактной границы и фронта волны в среде

u_b , мм/мкс	u_b/u_{b0}	τ , мкс	τ_1 , мкс	τ/t	$(\tau/t)_1$
Алюминий					
1.635	1.0	0	0	0.232	0.232
1.535	0.939	0.056	0.06	0.239	0.235
1.435	0.878	0.118	0.124	0.246	0.239
1.335	0.817	0.186	0.192	0.255	0.241
1.235	0.755	0.261	0.264	0.263	0.243
1.135	0.694	0.344	0.340	0.271	0.246
1.035	0.633	0.438	0.420	0.279	0.249
0.935	0.572	0.545	0.504	0.287	0.251
0.835	0.511	0.669	0.594	0.295	0.253
Медь					
0.896	1.0	0	0	0.202	0.202
0.796	0.888	0.084	0.102	0.214	0.203
0.696	0.777	0.182	0.214	0.226	0.205
0.596	0.665	0.300	0.339	0.238	0.206
0.496	0.553	0.440	0.478	0.250	0.206

$$= \ln \left\{ 1 + \frac{\rho_m(c_0 + bu_b)u_b}{2p_1} - \frac{(3-n)u_b}{2D_1} \right\} \Big|_{u_b}^{u_{b0}} +$$

$$+ 4 \frac{A}{D_1} \operatorname{arctg} \left\{ A \left[\frac{\rho_m b u_b}{p_1} + \frac{\rho_m c_0}{2p_1} - \frac{(3-n)u_b}{2D_1} \right]^2 \right\} \Big|_{u_b}^{u_{b0}},$$

$$A = \left[\frac{2b\rho_m}{p_1} + \left(\frac{\rho_m c_0}{2p_1} - \frac{3-n}{2D_1} \right)^2 \right]^{-1/2}.$$

Записывая уравнение движения контактной границы в виде $(u_{b0} + u_b)\tau/2 + l \approx (u+c)(l/D_1 + \tau)$ и $u_{b0} - u_b \ll u_{b0}$ и используя примерную пропорциональность изменения u и u_b , имеем на начальном этапе $(1 - u_b/u_{b0}) \approx (1 - u_{b0}/D_1)(D_1\tau_2/l)[2 - (1 - u_b/u_{b0})] \approx 2(D_1 - u_{b0})\tau_2/l$. Параметры на контактной границе убывают тем быстрее, чем меньше скорость контактной границы и больше скорость детонации. Разными индексами при времени на контактной границе отмечены варианты рассмотрения.

Записав уравнение движения ударного фронта в среде в виде $(u_{b0} + u_b)\tau/2 + (u_b + c_b)(t - \tau) \approx [c_0 + b(u_{b0} + u_b)]t/2$, получим

$$(\tau/t)_1 \approx$$

$$\approx \frac{bu_b[1 - u_b(c_0 + bu_b)] + b(u_{b0} - u_b)/2}{(c_0 + 2bu_b)[1 - u_b/(c_0 + bu_b)] - (u_{b0} - u_b)/2}.$$

При $u_{b0} - u_b \ll u_{b0}$ имеем

$$(\tau/t)_2 \approx bu_b/(c_0 + 2bu_b) = b/(c_0/u_b + 2b).$$

Затухание массовой скорости на ударном фронте происходит медленнее, чем на контактной границе, и тем медленнее, чем меньше отношение скорости контактной границы к скорости звука в среде в исходном состоянии.

В табл. 1 приведены рассчитанные величины τ и t на контактной границе детонирующего заряда ТГ 40/60 (плотность 1.65 г/см³, длина 10 мм) с алюминием и медью. Приближенные решения дают удовлетворительные по точности значения на начальной стадии затухания ударной волны; при уменьшении u_b вдвое от начального значения различие точного и приближенного решений для контактной

границы не превосходит 10 %. Помимо наглядности, приближенные решения полезны при отладке программы более точного счета.

1.5. Сравнение опубликованных результатов расчета и измерений затруднено тем, что расчеты относятся к схеме, для которой использованную постановку измерений можно рассматривать лишь как некоторое приближение. Детонация зарядов обычно инициировалась подрывом генератора некоторой конструкции, а размеры заряда, помимо длины, характеризуются и другими параметрами, значения которых существенны на всех стадиях затухания.

В [3] ударные волны малой длительности создавались детонацией зарядов (толщиной 10 мм) гексогена плотностью 1.71 г/см³ или смеси ТГ 50/50 плотностью 1.35 г/см³ с использованием генератора плоского фронта. На начальной стадии за фронтом детонационной волны в гексогене и ТГ реализуется центрированная волна разрежения до достижения давления детонации тротила. Сравнение результа-

тов расчета по предлагаемой схеме затухания ударной волны с экспериментальными значениями для алюминия, йодистого калия, CCl_4 и тетранитрометана $\text{C}(\text{NO}_2)_4$ [3] показало их хорошее согласие.

Затухание происходит быстрее в средах с большей сжимаемостью и увеличивается с повышением суммы скорости звука c и массовой скорости u_p за фронтом волны над скоростью фронта u_s . Это особенно заметно при сравнении затухания волн в инертной жидкости и жидком взрывчатом веществе с несколько меньшими параметрами детонации, чем у вещества, использованного для создания волны. В грубом приближении величины c и u_s близки для инертной жидкости, а при детонации в немного пересжатом режиме $D_2 \approx c_2 + u_2$ (D_2 , c_2 и u_2 — скорость детонации, скорость звука и массовая скорость в индикаторном ВВ). Состояния, соответствующие равным скоростям u в продуктах взрыва основного ВВ, наблюдаются на фронте волны в CCl_4 при временах почти втрое меньших, чем в $\text{C}(\text{NO}_2)_4$. Это может быть использовано в случае волн малой длительности для увеличения временного разрешения регистрации. При замене инертной жидкости взрывчатым веществом давление p_b и массовая скорость u_b пересжатой детонации в жидком индикаторном ВВ могут быть рассчитаны в предположении близости состояний пересжатой детонации к изоэнтропе продуктов его взрыва [4]. Для первичных оценок давление p_2 и массовая скорость u_2 пересжатой детонации с приемлемой точностью связаны соотношением $p_2/p_{20} \approx [1 + (u_2/u_{20})^2]/2$, индекс 0 относится к «нормальной» детонации индикаторного ВВ.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЫ СО СРЕДОЙ

Решение для случая, когда плоская детонационная волна распространяется вдоль контактной границы со средой в заряде ограниченной толщины, может быть построено подобно тому, как это было сделано при нормальном падении детонационной волны на контактную границу со средой. Из-за разлета продуктов взрыва со свободной поверхности заряда за детонационным фронтом имеется волна разрежения. Массовая скорость продуктов взрыва в ней в системе координат, связанной с фронтом, описывается уравнением $u/u_1 = -2n[1 -$

$(p/p_1)^{(n-1)/2n}]/(n-1)$, где индексом 1 обозначено состояние непосредственно за фронтом волны.

Для нормальной составляющей скорости движения контактной границы со средой запишем уравнение

$$\frac{u_b}{u_1} = \frac{u}{u_1} + \frac{2n[(p/p_1)^{(n-1)/2n} - (p_b/p_1)^{(n-1)/2n}]}{n-1}$$

и после подстановки предыдущего выражения и небольших преобразований будем иметь

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{(n-1)/2n} = 1 - \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{p_b}{p_1}\right)^{(n-1)/2n} \right] + \frac{(u_b/u_1)(n-1)}{4n}.$$

Пренебрегая членами выше первого при разложении по степеням $(p_b - p_1)/p_1$, получаем выражение $u_b/u_1 + p_b/p_1 = p/p_1$, а для начального состояния с $p/p_1 = 1$ — удобное выражение на контактной границе $u_b/u_1 + p_b/p_1 = 1$.

В системе координат, связанной с детонационным фронтом, волна разрежения, формируемая из-за разлета продуктов взрыва со свободной поверхности заряда, есть течение Прандтля — Майера [2, 5] с критической скоростью звука $c_1 = nD_1/(n+1)$. В предположении прямолинейности характеристик в области взаимодействия волн разрежения от свободной поверхности и от контактирующей со средой поверхности заряда имеем

$$\left(\frac{p}{p_1}\right)^{(n-1)/2n} = \cos \left(\varphi \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \right),$$

где φ — угол между детонационным фронтом и лучом из точки пересечения детонационного фронта со свободной поверхностью заряда к рассматриваемой точке на границе «продукты взрыва — среда». Для нахождения временного изменения угла φ имеем

$$\text{tg } \varphi = \int_0^{\tau} w \left(l + \int_0^{\tau} u_b \right)^{-1} dt,$$

где

$$w = c_1 \sqrt{1 + \frac{2}{n-1} \sin^2 \left(\varphi \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \right)} \cos \left\{ \varphi - \right.$$

$$-\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \left\{ \operatorname{ctg} \left(\varphi \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \right) \right\}.$$

Для случая жесткой стенки ($u_b = 0$) последнее уравнение сводится к дифференциальному уравнению $d\varphi/d\tau = \cos^2 \varphi w/l$, где $\varphi = 0$ при $\tau = 0$.

В практических расчетах удовлетворительная точность достигается, если записать

$$\operatorname{tg} \varphi = \int_0^\tau w_m \left(l + \int_0^\tau u_b \right)^{-1} dt,$$

где w_m — осредненная во времени проекция скорости потока, вытекающего из детонационного фронта, на его начальное направление. Тогда выражение для изменения давления можно переписать в виде

$$l + \int_0^\tau u_b dt = w_m \tau \operatorname{ctg} \left\{ \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \arccos(F(u_b)) \right\}$$

и, подставляя $\int_0^\tau u_b dt = \tau u_b - \int_{u_{b0}}^{u_b} \tau du_b$, преобразовать интегральное уравнение в дифференциальное относительно u_b и $\int_{u_{b0}}^{u_b} \tau du_b$. Его решение можно записать как

$$\tau = \frac{l \operatorname{tg}(A)}{w_m(1 - \operatorname{tg}(A)u_b/w_m)} \times \exp \int_{u_{b0}}^{u_b} \frac{\operatorname{tg}(A)}{w_m(1 - \operatorname{tg}(A)u_b/w_m)} du_b,$$

$$A = \sqrt{(n-1)/(n+1)} \arccos(F(u_b)).$$

При $u_b/u_{b0} > 0.5$ значения τ , вычисленные по точному и приближенному решениям, совпадают в пределах 1 % при таком выборе w_m . При $D_1\tau/l \leq 2$ величина w_m равна $c_1 = nD_1/(n+1)$, а при $9 \geq D_1\tau/l \geq 3$ — полусумме c_1 и D_1 , т. е. $(2n+1)D_1/(2n+2)$. На начальном участке движения контактной границы

$$\int_0^\tau u_b dt \approx \frac{u_{b0} + u_b}{2}$$

$$\text{и } \tau_1 = l \frac{\operatorname{tg}(A)}{w_m} \left(1 - \frac{\operatorname{tg}(A)}{w_m} \frac{u_{b0} + u_b}{2} \right)^{-1}.$$

Временные изменения скорости контактной границы при скользящей, как в рассматриваемом случае, и падающей, как в § 1, детонационной волне относительно контактной границы со средой заметно отличаются при равной толщине заряда. Особенно это относится к начальным значениям u_{b0} . На рис. 1 (контактирующая среда — алюминий (кривые 1, 2) и медь (3, 4)) проводится сравнение рассчитанного изменения во времени скорости контактной границы с продуктами взрыва в случае падающей (кривые 1, 3) и скользящей (кривые 2, 4) детонационных волн для зарядов ТГ 40/60 плотностью 1.65 г/см³ при толщине заряда 10 мм. В случае, когда детонационная волна по нормали падает на границу со средой, массовая скорость на границе больше до времени $t = 0.5 \div 0.6$ мкс. Это может быть использовано для увеличения скорости метания пластин (облицовок) с поверхности заряда при слоистом заряде.

3. МЕТАНИЕ ПЛАСТИНЫ ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА ЗАРЯДА КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

3.1. Если детонационная волна с плоским фронтом выходит по нормали на границу со средой, имеющей ограниченную протяженность, то при выходе ударной волны на свободную поверхность среды к контактной границе с продуктами взрыва распространяется волна разрежения. По достижении ею этой границы в среду входит вторая ударная волна. Приращение массовой скорости в ней находится путем совместного решения выражений для изоэнтропы продуктов взрыва и ударной адиабаты среды при начальном состоянии ($p = 0$, удвоенная массовая скорость в конце первой циркуляции волн). Как и при описании затухания ударной волны, будем предполагать зеркальность ударной адиабаты начального состояния и изоэнтропы разгруженного состояния среды на диаграмме «давление — массовая скорость».

Для нахождения времени циркуляции волн совместно решаются уравнения движения контактной границы и волны разрежения, распространяющейся по среде от свободной поверхности. Если t_3 — временная координата волны разрежения, h — протяженность среды и t_1 — время выхода ударной волны на свободную поверхность среды, то

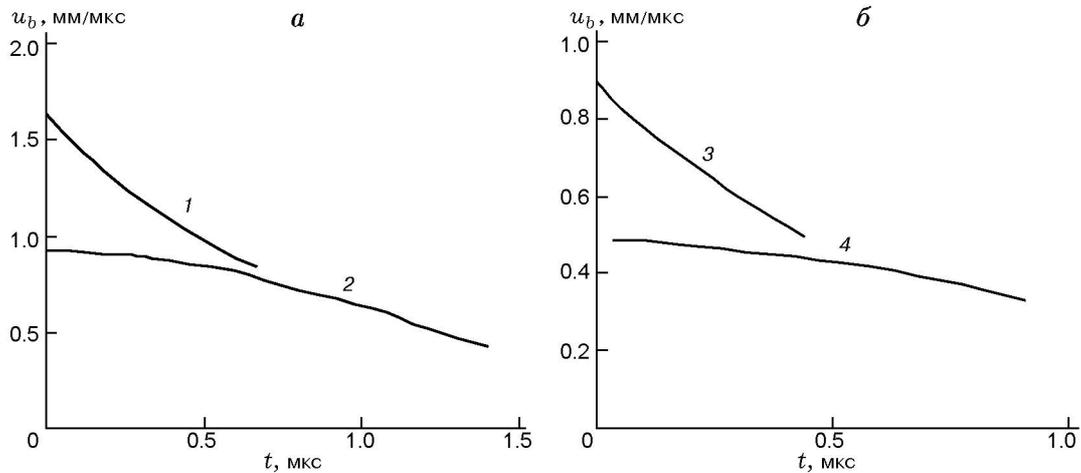


Рис. 1. Изменение во времени скорости контактной границы между продуктами взрыва и пластиной:

1, 2 — контактирующая среда — алюминий, 3, 4 — медь

$$h - \int_{t_1}^{t_3} (c_b - u_b) dt = \int_0^{\tau} u_b dt + (c_b + u_b)(t_3 - \tau).$$

После дифференцирования по u_b и ряда преобразований получаем

$$\frac{dt_3}{du_b} = \frac{1}{2} \frac{dt}{du_b} - \frac{1}{2} (t_3 - t) \frac{c_0 + bu_b}{(c_0 + bu_b - u_b)(c_0 + 2bu_b)} \left[2b - 1 + \left(\frac{c_0}{c_0 + bu_b} \right)^2 \right].$$

Моменту завершения циркуляции отвечает равенство временных координат контактной границы и волны разрежения.

В случае, когда основной интерес представляет динамика разгона контактной границы, возможно существенное техническое упрощение расчетов, которое связано с тем, что время циркуляции волн в среде заданной толщины мало изменяется для разных временных профилей волны. Для иллюстрации сказанного в табл. 2 приведены рассчитанные времена циркуляции волн в нескольких средах, образованных детонацией зарядов толщиной 10 мм (t_3) и бесконечной толщины (t_{30}). Там же приведено изменение скорости контактной границы за циркуляцию в случае короткого заряда. Имеющиеся различия рассматриваемых времен малы, и во многих практических расчетах метания пластин конечной толщины вполне допустимо рассчитывать время циркуляции волн

Таблица 2

Рассчитанные значения времени циркуляции в пластине волн разной длительности

Материал пластины	h , мм	t_3 , мкс	t_{30} , мкс	t_3/t_{30}	u_b/u_{b0}
Медь	1.14	0.332	0.326	1.018	0.64
Свинец	1.04	0.491	0.453	1.078	0.56
Алюминий	1.02	0.236	0.226	1.042	0.77
Плексиглас	1.04	0.237	0.225	1.047	0.80

без учета спада давления за фронтом. Вместо решения полной системы уравнений решается уравнение движения контактной границы с подстановкой найденных вне его времен циркуляций.

Для достаточно длинных волн в рассматриваемом приближении время, например, первой циркуляции находится из соотношения $t_{30} = h(u_{sb} + c_b - u_b)/(u_{sb}c_b)$, которое следует из написанного выше интегрального уравнения для времени циркуляции при принятии u_{sb} , c_b , u_b постоянными. Пренебрегая различием u_{sb} и c_b для времен последующих циркуляций, можно получить компактное выражение

$$t_i = \frac{h}{u_{sbi}} \left(2 - \frac{u_{bi}}{u_{sbi}} \right) \prod_{j=1}^{i-1} \left(1 - \frac{u_{bj}^2}{u_{sbi}^2} \right),$$

$$i = 2, 3, 4, \dots, \quad j = i - 1.$$

Таблица 3

Рассчитанные и измеренные скорости метания пластины продуктами взрыва падающей детонационной волны

ВВ	Материал пластины	h , мм	w_2 , мм/мкс	w , мм/мкс	w_4 , мм/мкс	w_3 , мм/мкс
ТГ 40/60, 1.65 г/см ³	Fe	1.0	2.3	1.7	1.0	1.0
	Al	2.88	2.3	1.85	1.0	1.1
	Cu	1.51	1.5	1.14	0.65	0.67
	Ta	0.77	1.6	1.18	0.69	0.69
	Fe	0.52	3.15	2.35	1.37	1.32
	Al	1.29	3.6	2.57	1.56	1.51
Тротил, 1.59 г/см ³	Fe	1.0	1.82	1.29	0.79	0.76
Октоген, 1.78 г/см ³	Fe	1.0	2.68	2.05	1.17	1.2

Таблица 4

Динамика разгона стальных пластин с торца заряда

ТГ 40/60			Октоген			Тротил		
u_m , мм/мкс	w , мм/мкс	t_3 , мкс	u_m , мм/мкс	w , мм/мкс	t_3 , мкс	u_m , мм/мкс	w , мм/мкс	t_3 , мкс
0.999	1.40	0.347	1.291	1.70	0.33	0.774	1.00	0.367
0.402	1.70	0.768	0.407	2.22	0.71	0.321	1.32	0.80
0.181	1.962	1.246	0.190	2.59	1.17	0.150	1.49	1.30
0.092	2.10	—	0.098	—	—	0.078	—	—

Для нахождения динамики разгона контактной границы уравнение для приращения скорости z в каждой циркуляции в случае нормального падения детонационной волны на пластину удобнее записать в виде

$$\frac{dz}{dt} = \frac{(3-n)[(n-1)(w+z) + D_1] - 2nD_1F_1}{\left(\frac{l}{D_1} + t\right)(n-1) \left[n + 1 + \frac{D_1F_1(c_0 + 2bz)/z}{c_0 + bz} \right]}$$

где $F_1 = [\rho_m z(c_0 + bz)/p_1]^{(n-1)/2n}$, w — скорость, полученная в предыдущих циркуляциях. Преобразуя выражение для скорости контактной границы, для приращения скорости z_0 в начале каждой циркуляции, начиная со второй, получаем

$$z_0 + w + \frac{2nD_1}{n^2 - 1} \left[\left(\frac{p_{z0}}{p_1}\right)^{(n-1)/2n} - \left(\frac{p_b}{p_1}\right)^{(n-1)/2n} \right] = 0,$$

где w — приращение массовой скорости в конце предыдущей циркуляции.

3.2. Результаты расчета по предлагаемой схеме скоростей метания пластин w_2 из разных материалов для падающей волны приведены в табл. 3 в сравнении с экспериментальными значениями w из [6]. Пластина металась продуктами взрыва прессованного заряда ТГ 40/60 диаметром 40 мм и толщиной $l = 10$ мм. Плотность заряда $\rho_0 = 1.65$ г/см³, скорость детонации $D_1 = 7.8$ мм/мкс, показатель политропы продуктов взрыва полагался равным $n = 2.7$. В использованной постановке опытов разновременность инициирования центральной части заряда на диаметре 20 мм не превышала 0.5 мкс, а на диаметре 30 мм — 1 мкс. В первом приближении течение рассматривалось как одномерное.

Рассчитанные значения скорости метания w_2 превышают экспериментальные значения w на 25 ÷ 30 %. Величины нормированных экспериментальных w_3 и рассчитанных w_4 скоростей метания отличаются заметно меньше. В табл. 4 приведены результаты расчета динамики разгона стальной пластины толщиной 1 мм

продуктами взрыва зарядов (толщиной 10 мм) октогена ($\rho_0 = 1.9 \text{ г/см}^3$, $D = 9.1 \text{ мм/мкс}$), ТГ 40/60 ($\rho_0 = 1.68 \text{ г/см}^3$, $D = 7.8 \text{ мм/мкс}$) и тротила ($\rho_0 = 1.62 \text{ г/см}^3$, $D = 6.92 \text{ мм/мкс}$). Указаны начальные приращения массовой скорости в каждой циркуляции волн u_m , скорость контактной границы к концу циркуляции w и время циркуляции t_3 . При выбранном отношении толщин заряда и пластины основное приращение скорости метания происходит в первой циркуляции волн, а близкая к измеренной скорости метания величина достигается по завершении второй циркуляции за время $0.7 \div 0.8 \text{ мкс}$.

Замедление разгона пластины при временах более $0.8 \div 1 \text{ мкс}$ вполне ожидаемо, если учитывать искривление фронта волны от оси к периферийной части заряда диаметром 20 мм. Спад давления в волне разрежения Прандтля — Майера с боковой поверхности плоского заряда описывается на начальном этапе уравнением $(p/p_1)^{(n-1)/2n} = \cos(\varphi\sqrt{(n-1)/(n+1)})$ (см. § 2). На рис. 2 показан спад давления во времени за фронтом детонационной волны на расстоянии 10 мм от свободной боковой поверхности заряда в центре плоского заряда толщиной 20 мм в волне разрежения со свободных боковых поверхностей заряда. Из геометрических соображений для цилиндрического заряда диаметром 20 мм спад давления на оси будет происходить не менее чем вчетверо быстрее, чем для плоского заряда на расстоянии 10 мм от свободной поверхности

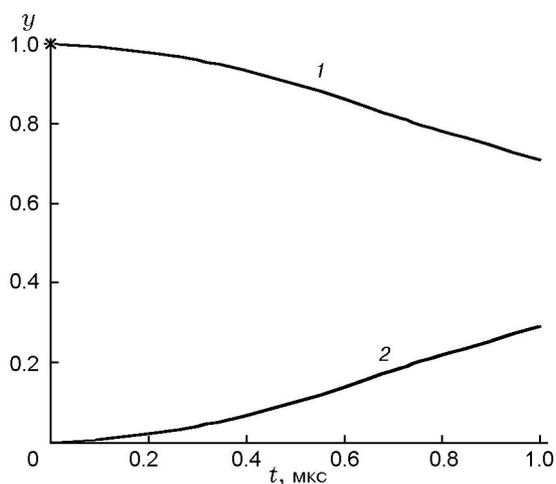


Рис. 2. Спад давления в волне разрежения с боковой поверхности заряда

Таблица 5
Рассчитанные и измеренные углы разлета пластин с боковой поверхности заряда

Материал пластины	δ , мм	θ , рад	θ_1 , рад	r
Медь	2	0.208	0.18	1.14
Алюминий	3.75	0.270	0.27	2.04
Алюминий	1.75	0.4	0.41	4.35
Алюминий	1	0.54	0.51	7.5

из-за взаимодействия волн с разных направлений. При времени более 0.8 мкс в случае цилиндрического заряда без оболочки разгон пластины с торца заряда прекращается из-за прихода с боковой поверхности заряда волны разрежения, а измеренные скорости метания близки к значениям, рассчитанным для предыдущих циркуляций.

В табл. 5 приведены измеренные в [7] углы разлета θ и рассчитанные по предлагаемой схеме углы разлета θ_1 алюминиевых и медных пластин толщиной δ с боковой поверхности заряда гексогена толщиной 20 мм и плотностью 1 г/см^3 (r — отношение масс заряда и пластины). Имеется приемлемое согласие рассчитанных и измеренных значений. Сравнение с результатами измерений из других работ затруднено использованием в них смесевых ВВ типа окислитель — горючее при толщинах зарядов, в которых скорости детонации отличались от идеальных значений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемые схемы описания ударных волн, образованных детонацией зарядов малой толщины, и скоростей метания пластин такими зарядами позволяют для многих практических задач рассчитывать требуемые величины с удовлетворительной точностью. Они будут полезны при разработке методов решения более сложных задач и дают аналитическую зависимость конечных результатов от характеристик используемого взрывчатого вещества и размеров заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.

2. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковые течения и ударные волны. — М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
3. Воскобойников И. М., Долгобородов А. Ю., Афанасенков А. Н. Исследование затухания ударных волн малой длительности в конденсированных веществах // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 135–138.
4. Воскобойников И. М., Афанасенков А. Н. О перешагнутой детонации // Взрывное дело. № 75/32. — М.: Недра, 1975. — С. 21–35.
5. Зауер Р. Введение в газовую динамику. — М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1947.
6. Воскобойников И. М. Скорости метания пластин из разных материалов продуктами детонации // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 118–123.
7. Уткин А. В., Гордополов Ю. А., Михайлов А. Н. Метание пластин продуктами взрыва скользящей детонационной волны // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 101–106.

Поступила в редакцию 20/VI 2010 г.
