

ной моды CO_2 через канал (3) при столкновениях с окисью углерода [19].

Численный расчет колебательной температуры T_2 в пренебрежении релаксационным каналом (4) предсказывает уменьшение величины T_2 при введении в состав $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$ окиси углерода [16]. Учет канала (4) в схеме энергообмена в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{CO} + \text{He} + \text{He}$ с использованием оценки константы скорости этого процесса, согласно [20], приводит к возрастающей зависимости колебательной температуры нижнего лазерного уровня T_2 от содержания окиси углерода [4]. Это качественно хорошо согласуется с результатами измерений величины T_2 в данной работе.

Поступила в редакцию
18/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Бохон, Н. И. Давлетчин и др.—В сб.: Краткие сообщ. по физике. Вып. 11 ФИАН, 1972.
2. Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков, И. Б. Светличный. ПМТФ, 1974, 5.
3. Ю. И. Гринь, В. М. Поляков, В. Г. Тестов. ЖЭТФ, 18, 4.
4. В. Н. Макаров, С. А. Лосев. ФГВ, 1975, 11, 5.
5. H. Gueguen, F. Yzambart a. o. Chem. Phys. Lett, 1975, 35, 2.
6. Н. Н. Кудрявцев. Канд. дис., МФТИ, 1977.
7. А. А. Борисов. Кинетика и катализ, 1968, 9, 482.
8. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР. 1970, 194, 1.
9. D. Milks, R. A. Matula. 14-th International Symposium on Combustion, Pittsburgh, 1972.
10. M. C. Lin, S. H. Bauer. J. Chem. Phys., 1969, 50, 8.
11. А. Б. Британ, С. А. Лосев, О. П. Шаталов. Квант. электроника. 1974, 1, 12.
12. W. A. Rosser, E. T. Gerry. J. Chem. Phys., 1971, 54, 4131.
13. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
14. В. Г. Тестов, Ю. И. Гринь и др. ЖЭТФ, 1976, 71, 1.
15. В. М. Шмелев, Н. Я. Василек, А. Д. Марголин. Квант. электроника, 1974, 1, 8.
16. А. С. Дьяков, А. К. Пискунов, Н. Н. Черкасов. Кван. электроника, 1975, 2, 7.
17. R. Jennaut, R. Vergas, S. Hadley. AIAA Paper, 1974, 178.
18. Б. Ф. Горднеев, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1971, 60, 102.
19. J. Taine. Chem. Phys. Lett., 1976, 41, 2.
20. D. J. Seery. J. Chem. Phys., 1972, 56, 1.

МЕТАНИЕ ПЛАСТИН ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

А. В. Уткин, Ю. А. Гордополов, А. Н. Михайлов

(Черноголовка)

В настоящее время широкое развитие получил процесс обработки металлов взрывом. При этом часто используется метание пластин продуктами взрыва (ПВ) скользящей детонационной волны. На практике важно знать скорость пластины в зависимости от характеристик взрывчатого вещества (ВВ) и условий постановки эксперимента. Решить эту задачу в общем случае не удастся, поэтому пользуются приближенными моделями.

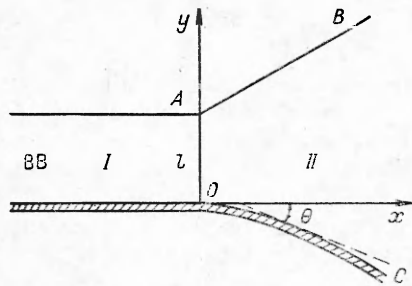


Рис. 1. Расчетная схема течения продуктов взрыва при метании пластины.

Простейшей является одномерная схема расчета, в рамках которой можно выделить два подхода: расчет метания с использованием модели мгновенной детонации [1, 2] и метание пластины детонационной волной, падающей нормально к ее поверхности [2, 3]. Поскольку одномерная схема — грубое приближение, то для удовлетворительного согласия с экспериментом в полученные выражения приходится вводить эмпирические коэффициенты [4]. Лучшим приближением считается двумерная схема метания, которая допускает численный расчет [5]. Для анализа основных закономерностей движения и при практических расчетах удобнее, однако, иметь аналитическое решение задачи.

В настоящей работе предложен приближенный аналитический расчет скорости пластины, метаемой скользящей детонационной волной.

Расчет скорости полета пластины

Рассматривается двумерная задача о метании пластины слоем ВВ. Как и в работе [4], приняты допущения: материал пластины считается идеальной несжимаемой жидкостью, состояние ПВ описывается уравнением

$$p = A\rho^k \quad (1)$$

(p и ρ — давление и плотность ПВ, A и k — постоянные), боковым разлетом ПВ и влиянием торцевой части заряда пренебрегаем, фронт детонационной волны считается плоским, ширина зоны химической реакции не учитывается.

Расчетная схема метания изображена на рис. 1. Фронт детонационной волны OA движется со скоростью D влево вдоль поверхности пластины. Вычисления удобно вести в системе координат, связанной с детонационной волной. Движение пластины и ПВ в такой системе стационарно. В области I имеем постоянный поток, а в области II — установившееся сверхзвуковое течение. Границы этой области — кривая OC , описывающая форму пластины, и AB — линия разлета ПВ в пустоту.

Условие Чепмена — Жуге выполняется на линии OA . Параметры течения на OA определяются следующими формулами [2]:

$$\begin{aligned} \rho_n &= (k+1)/k \cdot \rho_0, \quad v_n = c_n = k/(k+1) \cdot D, \\ p_n &= \rho_0 D^2 / (k+1), \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ_0 , D и k — соответственно плотность ВВ, скорость детонации и показатель политропы ПВ; ρ_n , v_n и p_n — плотность, скорость и давление; c_n — скорость звука в ПВ (индекс n относится к параметрам в точке Чепмена — Жуге).

Силы давления действуют на пластину в направлении нормали к ее поверхности, а $D = \text{const}$, поэтому уравнение движения для элемента пластины можно записать в виде

$$mD \cdot d\theta/dt = p, \quad (3)$$

где $m = \rho_m \delta$ — масса пластины, отнесенная к единице площади (ρ_m и δ — соответственно плотность и толщина пластины); p — давление ПВ; θ — угол между касательной к профилю пластины и осью Ox ; t — время.

Связь угла θ с компонентами скорости пластины в системе координат, связанной с детонационной волной, дается соотношением

$$v_x = D \cos \theta, \quad v_y = D \sin \theta. \quad (4)$$

Расчет скорости сводится к определению зависимости угла θ от времени, которую можно найти из уравнения (3), если известно давление, действующее на пластину $p(\theta)$. Явно зависеть от времени давление не будет, поскольку в системе координат, связанной с детонационной волной, движение ПВ стационарно.

Расчет $p(\theta)$ — сложная задача, которая допускает аналитическое решение лишь при бесконечном слое ВВ. В этом случае движение ПВ за фронтом детонационной волны представляет собой обобщенное течение Прандтля — Майера [6, 7]. В случае конечной толщины заряда ВВ получить аналитическое выражение для давления не представляется возможным. Воспользуемся поэтому следующим приближением.

Разделим решение задачи на два этапа. Считаем, что разлет ПВ не оказывает существенного влияния на начальную фазу движения, т. е. разгон пластины при конечной толщине слоя ВВ осуществляется так же, как при бесконечной толщине слоя ВВ. Таким образом, первый этап решения задачи — расчет движения пластины при бесконечном слое ВВ. Сделанное предположение будет справедливо до момента времени, который определяется приходом возмущения со свободной поверхности на пластину. После этого заметный рост скорости прекращается. Будем считать, что далее пластина летит с постоянной скоростью, поэтому второй этап решения задачи состоит в определении времени t_0 , когда полученное решение следует «оборвать».

Для расчета участка разгона пластины воспользуемся связью между углом θ и давлением на поверхности пластины, которая справедлива при бесконечной толщине слоя ВВ [7]

$$\theta = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \arctg \sqrt{\left(\frac{p_H}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1} - \arctg \sqrt{\frac{k+1}{k-1} \left[\left(\frac{p_H}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right]}. \quad (5)$$

Используя это соотношение в совокупности с (3), найдем зависимость $\theta(t)$. Предварительно введем следующие безразмерные переменные:

$$r = c_H t / l, \quad r = \rho_0 l / \rho_m \delta. \quad (6)$$

Здесь l — характерная длина, которую в исходной задаче естественно положить равной толщине слоя ВВ. В случае бесконечного заряда выбор характерного размера не существует.

С учетом (2) и (6) уравнение (3) примет вид

$$d\theta/d\tau = r/k \cdot p/p_H. \quad (7)$$

Интегрируя последнее уравнение с начальным условием $\theta=0$ при $\tau=0$ и используя (5), получим

$$r\tau = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \int_1^{p_H/p} \frac{\sqrt{z^{\frac{k-1}{k}} - 1}}{z^{\frac{k-1}{k}} - \frac{2}{k+1}} dz = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} I_k \left(\frac{p_H}{p}\right). \quad (8)$$

При $k=2$ и 3 интеграл выражается через элементарные функции:

$$I_2 \left(\frac{p_H}{p}\right) = \frac{4}{3} \sqrt{\left(\frac{p_H}{p}\right)^{1/2} - 1} \left[\left(\frac{p_H}{p}\right)^{1/2} + 1\right] - \frac{8}{3\sqrt{3}} \arctg \sqrt{3} \sqrt{\left(\frac{p_H}{p}\right)^{1/2} - 1}, \quad (9)$$

$$I_3 \left(\frac{p_H}{p}\right) = \frac{3}{2} \left(\frac{p_H}{p}\right)^{1/3} \sqrt{\left(\frac{p_H}{p}\right)^{2/3} - 1} - \frac{3}{2} \arctg \frac{\sqrt{\left(\frac{p_H}{p}\right)^{2/3} - 1}}{\left(\frac{p_H}{p}\right)^{1/3}}. \quad (10)$$

Анализ показывает, что произведение $r\tau$ слабо зависит от k , поэтому соотношений (9) и (10) достаточно для всех практических расчетов. Уравнения (5) и (8) дают решение задачи о движении пластины при бесконечной толщине слоя ВВ, т. е. определяют участок разгона. При нахождении зависимости θ от τ p_n/p следует считать параметром.

Для вычисления конечной скорости необходимо найти характерное время разгона пластины $\tau_0 = c_n t_0/l$, что в рамках двумерной схемы метания сделать не удастся. Обратимся поэтому к более простой одномерной схеме. Таким образом, предполагаем, что движение ПВ вдоль оси Ox не оказывает существенного влияния на время разгона. Приходим к известной задаче о движении поршня в бесконечной трубе под действием сжатого газа [2]. Характерное время разгона имеет в этом случае простой смысл: это время, через которое волна разрежения, идущая от свободной поверхности, догонит поршень. Несложные вычисления дают

$$\tau_0 = c_n t_0/l = 1 + r/8 \cdot [(k+1)/k]^2. \quad (11)$$

Таким образом, выражения (5), (8) и (11) описывают движение пластины. Считая p_n/p параметром, находим из (5) и (8) зависимость угла θ от τ , которая будет справедлива до момента времени τ_0 . Начиная с этого времени угол θ остается постоянным, согласно принятой схеме расчета. В точке τ_0 кривая $\theta(\tau)$, оставаясь непрерывной, терпит излом.

Для вычисления скорости пластины на практике удобнее пользоваться графиком, представленным на рис. 2. Угол отклонения пластины рассчитывается следующим образом. Из (11) при заданных k и r вычисляется $r\tau_0$. По графику находится соответствующее значение p_n/p_0 и определяется конечный угол отклонения пластины. Для p_n/p , меньших p_n/p_0 , по тому же графику находятся θ и $r\tau$, т. е. параметры движения на участке разгона. Поскольку r известно, то получается искомая зависимость θ от τ .

Сравнение расчета с экспериментом

Представляет интерес сравнить полученные результаты с численным решением задачи, выполненным в [5], где изучалось метание пластины в рамках той же модели, которая принята в настоящей работе.

На рис. 3 представлена зависимость конечного угла поворота пластины от r . Показатель политропы играет роль параметра. Расхождение между кривыми не превышает 10%, что является хорошим совпадением для задач подобного типа.

Экспериментальная проверка полученных зависимостей осуществлялась посредством импульсного рентгенографирования процесса метания, описанного в [8]. По рентгенограмме определялся угол отклонения пластины и средняя скорость детонации ВВ. В экспериментах использовались медные, латунные и алюминиевые пластины шириной 50, длиной 200 и толщиной от 1 до 4 мм. Для метания применялись ВВ с добавками и без них. В качестве чистых ВВ использовались тротил и гексоген с насыпной плотностью соответственно 0,65 и 0,96 г/см³. Средняя скорость детонации тротила при толщине слоя ВВ 20 мм составляла 3,3 км/с, а для слоя 30 мм — 3,56 км/с. Средняя скорость детонации гексогена равнялась 6,2 км/с в обоих случаях. Ошибка измерения скорости детонации не превышала 3%.

На рис. 4, а приведена зависимость конечного угла отклонения пластины от r . Величины показателей политропы, взятые на работы

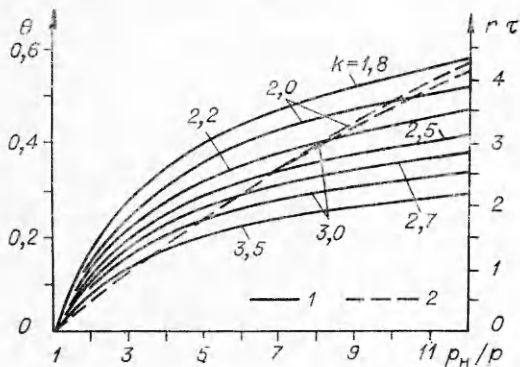


Рис. 2. Зависимости $\theta(p_n/p)$ (1), $r\tau(p_n/p)$ (2) при различных значениях показателя политропы.

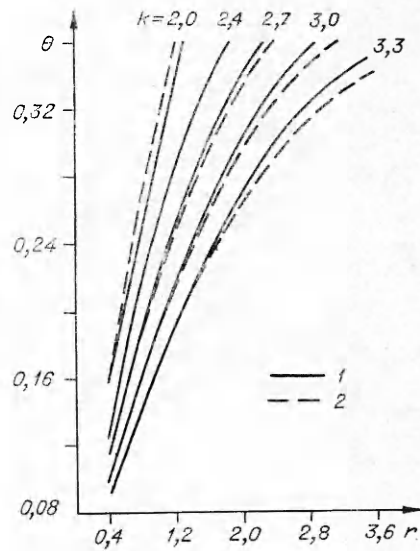


Рис. 3. Сравнение результатов расчета, выполненного в данной работе (1), с численным расчетом [5] двумерной схемы метания (2).

[9], в которой k измерялся электромагнитным методом, изменяются в диапазонах $2,3 \div 2,8$ и $2,7 \div 3,2$ соответственно для молотого тротила и гексогена. Поэтому расчетные кривые построены для тротила при $k=2,5$ и для гексогена при $k=2,8$. Расчет и экспериментальные данные согласуются с точностью до 10%.

Таким образом, сравнение с результатами работы [5] и с экспериментами по метанию пластин ВВ без добавок показывают, что предложенная схема расчета хорошо описывает реальный процесс метания.

Практический интерес представляет метание пластин ВВ с добавками. При расчете в этом случае встречаются затруднения, связанные с выбором показателя политропы. Неясно также, что следует понимать под r для таких смесей. Важно знать не только как добавка меняет параметры ВВ в плоскости Чепмена — Жуге, но и в каком состоянии

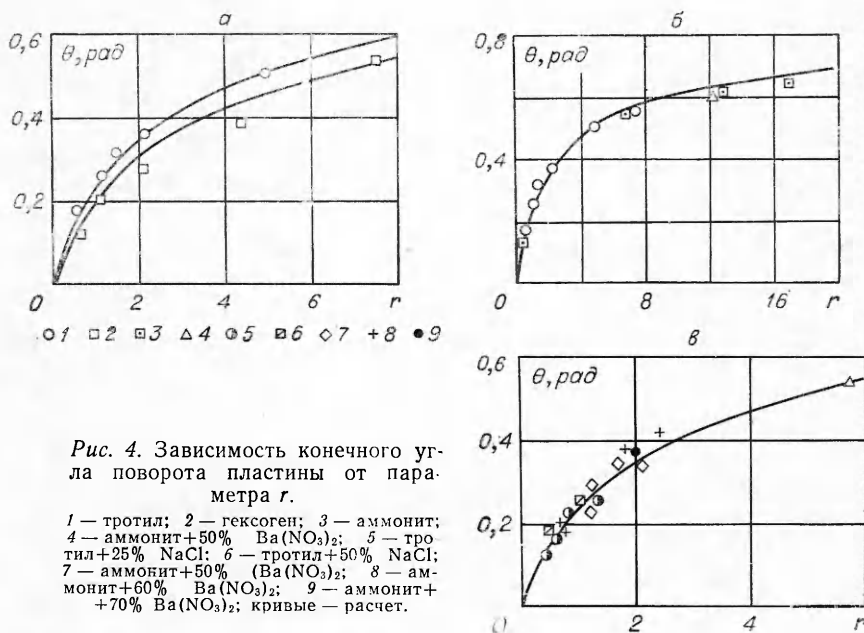


Рис. 4. Зависимость конечного угла поворота пластины от параметра r .

1 — тротил; 2 — гексоген; 3 — аммонит; 4 — аммонит+50% $Ba(NO_3)_2$; 5 — тротил+25% $NaCl$; 6 — тротил+50% $NaCl$; 7 — аммонит+50% $Ba(NO_3)_2$; 8 — аммонит+60% $Ba(NO_3)_2$; 9 — аммонит+70% $Ba(NO_3)_2$; кривые — расчет.

она находится за фронтом детонационной волны. Если добавка не разлагается при детонации на газообразные продукты, то она не принимает непосредственного участия в разгоне пластины при метании скользящей детонационной волной. Действительно, частицы добавки после прохождения детонационной волны не имеют составляющей скорости в направлении оси y . Они приобретают ее в результате взаимодействия с газом, поэтому будут отставать от пластины. Это явление наблюдалось при метании пластин смесями аммонита с бариевой селитрой и гексогена с частицами вольфрама. На рентгенограммах отчетливо видно отставание частиц добавки от пластины. Таким образом, если добавка за фронтом детонационной волны остается в конденсированном состоянии, при расчете следует брать показатель политропы, близкий к показателю политропы исходного чистого ВВ. При этом необходимо учесть влияние двухфазности потока на характерное время разгона пластины τ_0 . Это наиболее просто сделать, считая скорость звука в частицах добавки много больше скорости звука в газообразных ПВ. В этом случае при расчете τ_0 из r необходимо исключить объем, приходящийся на добавку, т. е. под r понимать отношение массы чистого ВВ к массе пластины.

Если добавка за фронтом детонационной волны разлагается на газообразные продукты, то они непосредственно участвуют в разгоне пластины. В том случае, когда газообразные продукты добавки близки по своему составу к ПВ исходного ВВ, показатель политропы не должен значительно измениться. Поэтому здесь при расчете под r следует понимать отношение полной массы ВВ к массе пластины.

С учетом сделанных замечаний расчет сравнивался с экспериментами по метанию пластин смесями тротила с хлористым натрием, аммонита с бариевой селитрой и аммонитом (тротил+80% NH_4NO_3). Насыпная плотность смесей составляла $\sim 1 \text{ г/см}^3$.

Результаты экспериментов представлены на рис. 4, б, в. Кривые построены для показателя политропы, равного 2,5, что соответствует чистому тротилу [9]. Как видно из рис. 4, б, на расчетную кривую хорошо ложатся точки для чистого тротила и аммонита 6ЖВ [10], который представляет собой смесь тротила с 80% аммиачной селитры. Поскольку NH_4NO_3 — легко разлагающаяся добавка, то при расчете метания пластин аммонитом включалась полная масса ВВ. Точки для смесей тротил+NaCl, аммонит+ $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ хорошо ложатся на ту же кривую (см. рис. 4, б, в), если считать, что эти добавки не разлагаются в детонационной волне, т. е. под r нужно понимать отношение массы чистого ВВ без добавки к массе пластины.

Поступила в редакцию
29/V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Gurney. V. R. L. Report, 1943, 405.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
4. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
5. А. А. Дерibas, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., «Наука», 1957.
7. Л. И. Седов. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М., «Наука», 1966.
8. Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1976, 12, 4.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
10. А. Н. Дремин, К. К. Шведов и др. ФТПРПИ, 1971, 1.