

для поддержания детонационной волны заимствуется только из части этой зоны, и, кроме того, с увеличением δ_b одновременно растут тепловые и механические потери. Поскольку время горения $\tau_b \sim d^2$, с этих позиций также следует ожидать зависимости скорости детонации от размеров частиц и в конечном счете возникновения пределов. Распространение стационарной детонационной волны в системе воздух — распыленное твердое горючее, таким образом, оказывается возможным только при определенной длительности процессов воспламенения и горения частиц.

Авторы благодарят В. В. Ильина за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
2/III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Страусс. РТК, 1968, 6, 9, 159.
2. M. A. Nettleton, R. Stirling. Combust. Flame, 1973, 21, 3, 307.
3. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. 12-th Symposium (Intern.) on Combust. Pittsburg, Combust. Institute, 1969, p. 49.
4. Б. Е. Гельфанд.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
5. Д. А. Власов, В. Д. Кравцов, Б. С. Лимонов. 12-я Всесоюзная конференция по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 1976.
6. W. A. Strauss, R. Edse. Trans. Inst. Soc. Amer., 1964, 3, 4, 243.
7. Ю. А. Юрманов, А. Б. Рыжик и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
8. В. Н. Логинов. Электрические измерения механических величин. М., Энергия, 1976.
9. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
10. Л. Е. Стернин. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М., Машиностроение, 1974.
11. Г. А. Салтанов. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск, Вышэйшая школа, 1972.
12. Ф. Марбл.— В сб.: Механика. Т. 30, № 6. М., Мир, 1971.
13. Я. В. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., ГИТТЛ, 1955.
14. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 909.
15. Г. К. Ежовский, Е. С. Озеров. ФГВ, 1977, 13, 6, 845.
16. А. С. Предводителев и др. Таблицы газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1962.
17. В. М. Кудинов и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. ОИХФ АН СССР, 1977.
18. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. Phys. Fluids, 1968, 11, 11, 2377.
19. О. М. Тодес и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
20. Т. Бржустовский, И. Глассмен.— В сб.: Гетерогенное горение. М., Мир, 1967.
21. П. Ф. Похил и др. Горение металлов в активных средах. М., Наука, 1972.
22. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация, Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
23. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1, 144.
24. С. А. Вуйтицкий.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 5. Киев, 1971.

О РАЗГОНЕ ТОНКИХ ПЛАСТИН ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ИНИЦИИРОВАНИЯ ВВ

А. Г. Иванов, Г. Я. Карпенко
(Москва)

Известно, что эффективное использование взрывчатых веществ для метания твердых тел существенно зависит от места инициирования взрыва. Некоторую информацию о такой зависимости можно получить

из решений ряда простых одномерных задач. Их анализ может быть полезен в практике применения ВВ для метания тел. С этой целью в статье сравниваются разгоны тонких пластин при трех способах инициирования детонации ВВ с точек зрения отбора энергии пластиной от слоя ВВ и характера разгона пластины.

Постановка задач и допущения

Имеется слой ВВ, ограниченный плоскостями $x = 0$ и $x = -l$, и бесконечный по другим координатам. В контакте с ВВ при $x = 0$ находится пластина, в областях $0 < x < -l$ — вакуум. Рассмотрим ускорение пластины $x = 0$ под действием продуктов взрыва (ПВ).

Задача 1. Иницирование ВВ по плоскости $x = -l$ (см. [1, 2]).

Задача 2. Иницирование ВВ по плоскости $x = 0$.

Задача 3. Иницирование ВВ мгновенно во всем объеме (см. [3, 4]).

Рассмотрение будем вести в акустическом приближении. Примем, что для ПВ справедливо уравнение состояния [5]

$$p = A \cdot \rho^3, \quad (1)$$

где p и ρ — давление и плотность ПВ; A — постоянная. Это уравнение достаточно хорошо описывает состояние ПВ, находящихся под давлением свыше 1,0 ГПа [6].

Будем считать пластину тонкой (или несжимаемой). Это допущение эквивалентно тому, что время циркуляции ударной волны в пластине должно быть много меньше, чем в ПВ, т. е. $\delta/c_{пл} \ll l/c$ (δ и l — соответственно толщины пластины и слоя ВВ, $c_{пл}$ и c — скорости звука в пластине и в ПВ), и что вся энергия, отбираемая от ПВ, превращается в кинетическую. $x-t$ -диаграммы разгона пластины для задач 1—3 приведены на рис. 1, а—в соответственно.

Решение задач

Из уравнения (1) с учетом равенства $c^2 = (\partial p / \partial \rho)$, следует, что $p = ac^3$, тогда уравнение движения пластины запишется в виде

$$\rho_{пл} \delta \cdot d^2x/dt^2 = ac^3, \quad (2)$$

где $\rho_{пл}$ — плотность пластины; $dx/dt = u$ — скорость пластины. Решение задач удобно вести в безразмерных координатах. Примем за единицу длины толщину слоя ВВ, равную l , за единицу скорости — скорость детонации (D), времени — время распространения нормальной детонационной волны через ВВ толщиной l , удельной массы — массу слоя ВВ толщиной l , приходящуюся на единицу поверхности, т. е. $m = \rho_0 l$. Соответствующие безразмерные величины обозначим X, C, T, M .

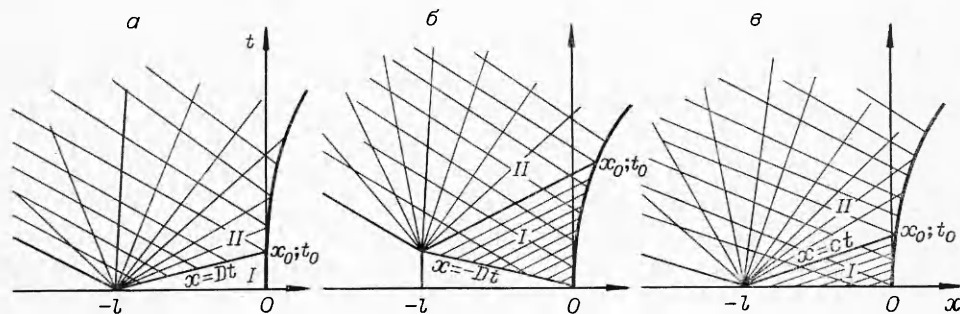


Рис. 1.

Из совместного решения уравнений (1), условия Жуке и закона сохранения импульса на детонационной волне найдем $a = 16/27 \cdot \rho_0/D$. Поделив уравнение (2) на D^3 и подставив значение a , получим в безразмерных переменных

$$27/16 \cdot M \cdot d^2X/dT^2 = C^3$$

или

$$27/16 \cdot M \cdot dU/dT = C^3, \quad (3)$$

где U — безразмерная скорость пластины. Решение задач состоит из решения в области постоянного течения или покоя и волны разрежения (области I и II на рис. 1).

Область постоянного течения. Известно [1], что для одномерного движения среды, подчиняющейся уравнению изэнтропы вида $p = A \cdot \rho^3$, α -характеристика распространяется по закону $x = ct + x_1$, где x_1 — константа, а инвариант Римана имеет вид $\alpha = u + c$, причем $\alpha = \text{const}$ вдоль $dx/dt = u + c$. Найдем dx/dt , используя известные для границ значения u и c . Для задачи 1 в области I $p = 0$. Для задачи 2 из условий на фронте детонационной волны $u = -1/4 \cdot D$, $c = 3/4 \cdot D$, $dx/dt = 1/2 \cdot D$, для задачи 3: $u = 0$, $c = \sqrt{3/8} \cdot D$, $dx/dt = \sqrt{3/8} \cdot D$ [6]. В безразмерных переменных соответственно для второй и третьей задач $dX/dT = \gamma = 1/2$ и $dX/dT = \gamma = \sqrt{3/8}$. Поскольку α -инвариант постоянен, $c = dx/dt - u$ или $C = \gamma - U$, уравнение (3) приобретает вид

$$27/16 \cdot M \cdot dU/dT = (\gamma - U)^3. \quad (4)$$

Интегрирование уравнения (4) с начальными условиями при $T = 0$, $X = 0$, $U = 0$ дает

$$U = \gamma[1 - \sqrt{27M/(32T\gamma^2 + 27M)}]; \quad (5)$$

$$X = \gamma[T - 27M/16\gamma^2 \cdot (\sqrt{32T\gamma^2 + 27M}/27M - 1)]. \quad (6)$$

Найдем значения X_0 , T_0 , U_0 на стыке областей I и II. Для нахождения этих величин имеем для каждой задачи два уравнения для решения в области I и одно для характеристики, разделяющей области I и II.

Уравнения граничных характеристик для задачи 2: $(X + 1)/(T - 1) = 1/2$, для задачи 3: $(X + 1)/T = \sqrt{3/8}$. Выражения U и X для области I, а также значения U_0 , X_0 и T_0 на границе с областью II для задач 1—3 приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Параметр	Номер задачи		
	1	2	3
U	0	$\frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{27M}{8T + 27M}} \right)$	$\sqrt{\frac{3}{8}} \left(1 - \sqrt{\frac{9M}{4T + 9M}} \right)$
X	0	$\frac{T}{2} - \frac{27T}{8} \left(\sqrt{\frac{8T}{28M + 1}} - 1 \right)$	$\sqrt{\frac{3}{8}} \left[T - \frac{9M}{2} \left(\sqrt{\frac{7T + 9M}{9M}} - 1 \right) \right]$
U_0	0	$\frac{2}{9M + 4}$	$\sqrt{\frac{3}{8}} \left(1 - \sqrt{\frac{9M}{4 \left(\frac{8}{27M} + \sqrt{\frac{8}{3}} \right) + 9M}} \right)$
X_0	0	$\frac{1}{3M}$	$\frac{\sqrt{\frac{8}{3}}}{9M}$
T_0	1	$\frac{2 + 9M}{3M}$	$\frac{8}{27M} + \sqrt{\frac{8}{3}}$

Область волны разрежения. Поскольку задача решается в акустическом приближении, считаем, что α не изменяется при переходе через фронт отраженной от пластины ударной волны в ПВ. Уравнения пучков α -характеристик совместно с α -инвариантом дают для задач 1, 3:

$$(X+1)/T = U + C \quad \text{или} \quad C(X+1)/T - U, \quad (7)$$

для задачи 2

$$(X+1)/(T-1) = U + C \quad \text{или} \quad C = (X+1)/(T-1) - U. \quad (8)$$

Уравнение (3) с учетом (7) и (8) запишется в виде

$$d^2\xi/d\tau^2 = \mu(\xi/\tau - d\xi/d\tau)^3, \quad (9)$$

где $\mu = 16/27M$; $\xi = X+1$; $\tau = T$ для задач 1, 3 и $\tau = T-1$ для задачи 2. Делая подстановки $\xi \cdot \tau^{-1} = \eta$ и $d\eta/d\tau = y$ и умножая все уравнение на τ , получим

$$d/d\tau \cdot (y \cdot \tau^2) + \mu y^3 \tau^4 = 0.$$

Принимая $z = y\tau^2$, получим $dz/d\tau + \mu \cdot z^3/\tau^2 = 0$, откуда $z^2 = \frac{1}{2(C_1 - \mu/\tau)}$.

Возвращаясь к исходным переменным, находим

$$\xi = \tau/\mu \cdot [C_2 - \sqrt{2(C_1 - \mu/\tau)}]. \quad (10)$$

Перейдя к M вместо μ и введя другие константы вместо C_1 и C_2 , получим

$$X = \tau \left[C_2^* - \sqrt{\frac{27M}{8} \left(C_1^* - \frac{1}{\tau} \right)} \right] - 1. \quad (11)$$

Поскольку $dX/dT = dX/d\tau = U$,

$$U = C_2^* - \sqrt{\frac{27M}{8} \left(C_1^* - \frac{1}{\tau} \right)} - \frac{27M}{16\tau} \frac{1}{\sqrt{\frac{27M}{8} \left(C_1^* - \frac{1}{\tau} \right)}}. \quad (12)$$

При $\tau \rightarrow \infty$

$$U_\infty = C_2^* - \sqrt{\frac{27M}{8} C_1^*}. \quad (13)$$

Определение констант C_1^* и C_2^* для каждой задачи сводится к совместному решению уравнений (11), (12) с учетом значений T_0 , X_0 и U_0 на границе областей (данные табл. 1). Полученные значения C_1^* и C_2^* приведены в табл. 2. Формула (13) для задачи 1 совпадает с решением, найденным в [1]. Решение для задачи 3 отличается от приведенного в работах [3, 4]. Однако это отличие невелико (для $M < 1,5$ не превышает 6% по U_∞) и связано с упрощающими предположениями, принятыми в работе [3].

Таблица 2

Номер задачи	C_1^*	C_2^*
1	$\frac{27M+32}{32}$	$\frac{27M+16}{16}$
2	$\frac{3M}{32} \frac{81M^2+120M+32}{(3M+1)^2}$	$\frac{9}{16} M \frac{(9M+4)}{(3M+1)} + \frac{1}{2}$
3	$\frac{27M}{4+9M\sqrt{6}} \left[1 + \frac{3}{16} \frac{(9M)^2}{(4+9M\sqrt{6})} \right]$	$\sqrt{\frac{3}{8}} + \frac{27M\sqrt{16(4+9M\sqrt{6})+6(9M)^2}}{16(4+9M\sqrt{6})}$

Анализ решений

Графики зависимостей предельной скорости U_∞ пластины от ее удельной массы M для трех случаев инициирования ВВ приведены на рис. 2 (номера кривых на рис. 2—4 соответствуют номерам задач). Как и следовало ожидать, с уменьшением массы пластины ее скорость растет и при $M \rightarrow 0$ U стремится к скорости разлета ПВ со свободной поверхности в вакуум, т. е. $U_1 \rightarrow 1$, $U_2 \rightarrow 1/2$, $U_3 \rightarrow \sqrt[3]{3/8}$ (индексы при U указывают на номер задач). При $M \rightarrow \infty$ для всех трех задач $U \rightarrow 0$.

Коэффициент отбора энергии пластиной от ВВ

$$\varphi = \varepsilon_{пл} / \varepsilon_{ВВ},$$

где $\varepsilon_{пл}$, $\varepsilon_{ВВ}$ — соответственно энергии пластины и ВВ на единицу их поверхностей. При использовании уравнения состояния (1) энергия ВВ на единицу массы равна $D^2/16$ [1], поэтому $\varphi = \rho_{пл} \delta u^2 / 2 \cdot 16 / D^2 \rho_0 l$ или $\varphi = 8MU^2$.

Зависимости коэффициента отбора энергии пластиной от ВВ в функции от удельной массы даны на рис. 3. Значения φ получены при использовании предельной скорости пластины (формула (13)). Из рис. 3 следует что при $M \leq 0,35$ φ имеет большие значения при инициировании ВВ со стороны, противоположной пластинке, однако максимальное значение φ получается для $M > 0,35$ при инициировании ВВ мгновенно во всем объеме.

Кроме величины φ , важной характеристикой является скорость, с которой отбирается энергия от ПВ, или линейная длина участка разгона пластины до предельной скорости, так как эта величина определяет перегрузку при разгоне материальных тел. На рис. 4 приведены зависимости относительной скорости пластины от длины участка разгона для различных способов инициирования ВВ. Как легкие, так и тяжелые пластины при первом способе инициирования ВВ (задача 1) при $X = 0,1-0,2$ разгоняются до 70—90% предельной скорости, тогда как при втором спо-

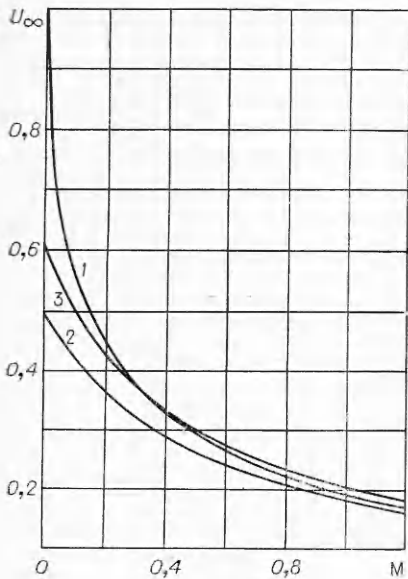


Рис. 2.

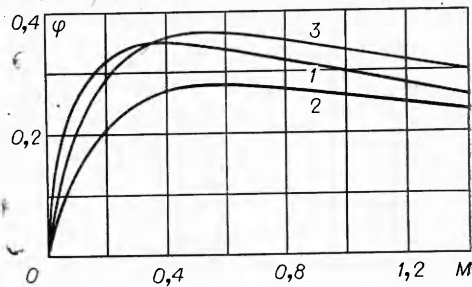


Рис. 3.

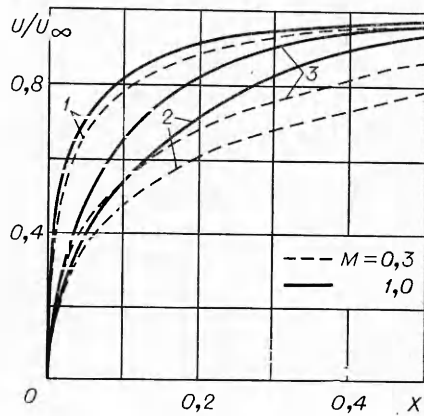


Рис. 4.

собе инициирования (задача 2) на тех же расстояниях достигается лишь 50—70% предельной скорости.

Третий способ инициирования ВВ является промежуточным с точки зрения быстроты разгона пластин. На практике второй способ может быть использован при необходимости плавного разгона пластин (например, ликвидация откола и дробления пластины, уменьшение гравитационной неустойчивости поверхности пластины при разгоне и т. п.).

*Поступила в редакцию
10/XI 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
2. A. Aziz, H. Hurwitz, H. Sternberg. Phys. Fluids, 1961, 4, 3.
3. R. W. Gurney. BRL Rep., 1943, 405.
4. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
5. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, 46, 9.
6. А. А. Евстигнеев, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1976, 12, 5.
7. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Наука, 1975.

ОБРАЗОВАНИЕ САЖИ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ РАЗЛОЖЕНИИ АЦЕТИЛЕНА В УСЛОВИЯХ УДАРНОЙ ТРУБЫ

*В. Г. Кнорре, В. И. Каменщикова, А. Г. Ляхов,
Д. Т. Снегирева
(Москва)*

В работе [1] проведены измерения дисперсности сажи, образующейся в ударной трубе за отраженной волной из смеси 5% $C_2H_2 + 95\% Ar$ в диапазоне температур 1600—3000 К. Установлено, что в этих условиях зависимость дисперсности сажи от температуры разложения имеет максимум. Наличие максимума объяснено предварительным термическим разложением ацетиленов в падающей волне с образованием более тяжелых ацетиленовых углеводородов (а при более высокой температуре и сажи); сделан вывод, что превращение части ацетиленов в более тяжелые производные приводит к уменьшению суммарной скорости образования зародышей и, следовательно, эта скорость для молекул ацетиленов выше, чем для более тяжелых молекул. Отсюда также следовало, что образование зародышей из ацетиленов, реализуемое на восходящей ветви кривой дисперсности сажи, не может идти через полимеризацию.

В настоящей работе на той же установке проведены аналогичные опыты для неразбавленного ацетиленов с целью выяснения влияния концентрации ацетиленов на свойства образующейся сажи и на режим разложения. Методика проведения опытов и анализа образующейся сажи аналогичны описанным в [1]. Определялась зависимость удельной поверхности сажи от режима опыта, который характеризовался скоростью падающей ударной волны. Кроме того, рассчитывалась температура за падающей ударной волной T_2 и за отраженной ударной волной T_5 в предположении отсутствия реакции. Опытным путем установлено, что нижняя граница T_5 , при которой появляется сажа в условиях настоящих опытов, составляет 1080 К. Опыты проводились в диапазоне температур