

ния тока с неподвижной точкой. В пестовой струе происходит торможение течения в окрестности неподвижной точки, которое из-за наличия вязкости передается соседним слоям и доходит до границы алюминия с дюралем. Касательные напряжения, способные затормозить алюминий, недостаточны для торможения дюрала. Поэтому слой дюрала некоторое время будет продолжать двигаться с большей скоростью, чем скорость соседнего слоя алюминия. За время t на границе алюминий — дюраль произойдет перераспределение касательных напряжений до уровня достаточного, чтобы затормозить дюраль. Время перехода дюрала в текучее состояние равно времени его релаксации [6] $\tau = \mu/G$, где G — модуль сдвига. Часть проволоки, находящаяся в дюрале, сдвинется относительно проволоки, находящейся в алюминии (рис. 5), на расстояние L :

$$L = u(t + \tau).$$

Причиной разрыва проволок на границе разнородных металлов является, по нашему мнению, различие величин касательных напряжений, переводящих металлы в текучее состояние, а также различие их времен релаксаций. Предлагаемая гипотеза позволяет качественно объяснить все приведенные в настоящей работе экспериментальные результаты.

Авторы выражают благодарность А. А. Дерibasу и Е. И. Биченкову за ряд полезных советов и замечаний при выполнении работы.

*Институт гидродинамики
СО АН СССР, Новосибирск*

*Поступила в редакцию
27/III 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Birkhoff, D. MacDougal a. o. J. Appl. Phys., 1948, 19, 6.
2. М. А. Лаврентьев. УМН. 1957, 12, 4.
3. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1973.
4. С. К. Годунов, А. А. Дерibas и др. ФГВ, 1971, 7, 1.
5. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
6. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. Л., Изд-во АН СССР, 1945.

О ПРОХОЖДЕНИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ВВ

В. Д. Воловик, Г. Ф. Попов

Экспериментально установлено, что упругие волны возникают при прохождении импульсных пучков заряженных частиц через металлы [1, 2]. Эти упругие волны возбуждаются термоупругой объемной силой, основной вклад в формирование которой вносят ионизационные потери энергии частиц пучка [3]. В веществах, обладающих малым по сравнению с металлами коэффициентом температуропроводности (большинство жидкостей и некоторые диэлектрики), основным механизмом излучения упругих волн является, вероятно, излучение «микроростов» или «ожоговых» центров, образованных в местах остановки медленных электронов ионизации — δ -электронов [4, 5].

При прохождении пучков заряженных частиц через конденсированные ВВ представляется возможным осуществить разложение молекул ВВ, что при достаточной плотности пучка может приводить к инициированию взрывчатого превращения этих веществ [6, 7].

Рассмотрим акустические эффекты, которые могут возникать в конденсированном ВВ при прохождении через них заряженных частиц. Сначала изучим особенности термоупругого эффекта пучков в конденсированных ВВ. Термоупругую объемную силу можно представить в виде

$$F_T(\vec{r}, t) = \Gamma \cdot \vec{\nabla} \varepsilon(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где Γ — параметр Грюнайзена; $\varepsilon(\vec{r}, t)$ — плотность энергии, складывающейся из диссипированной энергии от пучка частиц $\varepsilon_b(\vec{r}, t)$ и из энергии, выделившейся при разложении молекул ВВ $\varepsilon_{ch}(\vec{r}, t)$ под действием пучка частиц, т. е.

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \varepsilon_b(\vec{r}, t) + \varepsilon_{ch}(\vec{r}, t).$$

При этом полагается, что пучок частиц достаточно короткий

$$\tau_b \ll \tau_T \simeq r_b^2 \cdot \kappa^{-1}. \quad (2)$$

Здесь τ_b — длительность импульса, τ_T — характерное время тепловой диффузии, r_b — радиус поперечного сечения пучка частиц, κ — коэффициент температуропроводности. Считается, что характерное время тепловой диффузии также значительно превосходит время формирования акустического сигнала τ_s , так что радиус поперечного сечения пучка частиц должен удовлетворять соотношению

$$r_b \gg \kappa \cdot s^{-1}, \quad (3)$$

где s — скорость звука. Если выполняются соотношения (2) и (3) можно при решении задачи о возбуждении упругих волн в ВВ решать лишь волновое уравнение, так как из (2) и (3) следует, что вплоть до ухода упругой волны изменение температуры в зоне действия пучка незначительно.

Для релятивистского пучка заряженных частиц, движущихся вдоль оси x в ВВ, плотность выделенной энергии в тонком слое ВВ можно определить выражением

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r}) = N_b \tau^{-1} r_b^{-2} \left[\left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)_i + \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)_{ch} \right], \quad (4)$$

где $(d\varepsilon/dx)_i$ — удельные ионизационные потери частиц пучка; $(d\varepsilon/dx)_{ch}$ — удельное энерговыделение от разложившихся под действием частиц пучка молекул ВВ; N_b — число релятивистских частиц пучка. При этом считаем, что время разложения молекул ВВ $\tau_{ch} \ll \tau_T$.

Волновое уравнение для потенциала скоростей можно написать в таком виде

$$\ddot{\varphi} - s^2 \Delta \varphi = s/\rho \cdot [F_T(\vec{r})], \quad (5)$$

где ρ — плотность ВВ.

Рассмотрим упругие волны такой частоты, при которой излучение этих волн когерентно [8]

$$f_{\max} = \min \{ \tau_b^{-1}, s r_b^{-1} \}, \quad (6)$$

а амплитуда упругих волн максимальна. Учитывая выражение (6), можно утверждать, что за время $T = f_{\max}^{-1}$ амплитуда сигнала практически не изменится и первым членом в уравнении (5) можно пренебречь. Так как градиент плотности энергии реализуется на расстоянии r_b ($\nabla \sim r_b^{-1}$), $\Delta = \nabla^2 \sim r_b^{-2}$, решение уравнения (5) запишем в волновой зоне, т. е. на расстоянии $R \gg 2r_b$ и при $R \gg s \cdot f_{\max}^{-1}$ с учетом (1), (4)

$$\varphi = N_b \Gamma / \pi s \rho r_b \cdot [(d\varepsilon/dx)_i + (d\varepsilon/dx)_{ch}] \cdot (r_b/R)^{1/2}.$$

Давление упругих волн на частоте $f \sim f_{\max}$, используя выражение для массовой скорости упругих волн $\vec{v} = \vec{\nabla} \varphi$, можно записать в виде

$$p = c \rho |\vec{v}| = \frac{N_b \Gamma}{\pi r_b^2} \cdot \left(\frac{r_b}{R}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_i + \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{ch} \right]. \quad (7)$$

Оценим влияние энерговыделения разложившихся в области действия пучка молекул, для чего сравним $(d\varepsilon/dx)_i$ с

$$(d\varepsilon/dx)_{ch} \approx (dn/dx)_\delta l_\delta(\varepsilon_\delta) n_{ch} \sigma_{ch} \varepsilon_{ch}, \quad (8)$$

где $(dn/dx)_\delta$ — число δ -электронов, образовавшихся на единице пути одной частицей пучка; $l_\delta(\varepsilon_\delta)$ — пробег δ -электронов с энергией ε_δ ; n_{ch} — плотность молекул ВВ; σ_{ch} — сечение разрушения молекул ВВ; ε_{ch} — энергия, выделившаяся при разложении одной молекулы ВВ.

Приближенно выражение для $(d\varepsilon/dx)_i$ можно записать, полагая, что основную долю ионизационных потерь составляют потери на близкие соударения

$$(d\varepsilon/dx)_i \approx (dn/dx)_\delta \cdot \bar{\varepsilon}_\delta. \quad (9)$$

Роль выделенной при разложении молекул ВВ энергии оценим из отношений (8) и (9)

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{ch} / \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_i \approx l_\delta(\varepsilon_\delta) n_{ch} \sigma_{ch} \varepsilon_{ch} \varepsilon_\delta^{-1}. \quad (10)$$

Полагая, что σ_{ch} равняется геометрическому сечению $\sigma_{ch} \approx n_{ch}^{-2/3}$, и оценивая величину пробега на основании эмпирической формулы Фламмерсфельда [9] $l_\delta \approx \rho^{-1} \cdot \varepsilon_\delta^2$ ($\varepsilon_\delta \approx 10 \cdot \varepsilon_{ch}$), получим $(d\varepsilon/dx)_{ch} : (d\varepsilon/dx)_i \approx 5$. Линейная термоупругая теория дает небольшое увеличение амплитуды упругих волн от энергии разложившихся молекул ВВ. Следует заметить, что изложенная выше теория излучения упругих волн от взаимодействующих с ВВ пучков частиц справедлива, если среднее расстояние между центрами разложившихся молекул $l_{ВВ}$ будет удовлетворять неравенству

$$l_{ВВ} \leq (\kappa \cdot \tau_b)^{1/2}, \quad (11)$$

что практически всегда выполняется при $\tau_b \approx 10^{-6} \div 10^{-8}$ с, $\kappa \approx 0,1 \div 1,0$ см²/с и $N_b \geq 10^4$.

Если коэффициент температуропроводности κ каких-либо ВВ таков, что справедливо неравенство

$$r_b s^{-1} < (dn/dx)^{-2\kappa-1}, \quad (12)$$

то температура не устанавливается за время $T = f_{\max}^{-1}$ (6), и излучение упругих волн происходит благодаря суммированию в волновой зоне

излучения отдельных локальных центров, каждый из которых образуется в месте остановки δ -электронов, и колеблющихся микропузырьков [4], образованных δ -электронами в конце своего пробега в жидких ВВ. Так как выражение (11) при этом также не выполняется, то излучение упругих волн должно давать и «рывок» давления продуктов разложения ВВ в месте остановок δ -электронов. В твердом ВВ, удовлетворяющем соотношению (2), выражение для давления упругих волн может быть получено из решения волнового уравнения [10]

$$p_L = \rho/4\pi R \cdot [\ddot{V}_\delta(t) N_\delta + \ddot{V}_{ch}(t) N_{ch}] I(\vec{r}, \vec{x}), \quad (13)$$

где $V_\delta(t)$, $V_{ch}(t)$ — объемы излучающих центров в ВВ — места остановок δ -электронов и мест разложения молекул ВВ, равные $V_\delta \approx \frac{4\pi}{3} \cdot l_\delta^3$, $V_{ch} = \frac{4\pi}{3} \cdot n_{ch}^{-1}$; N_δ , N_{ch} — число δ -электронов, образованных в ВВ, и число разложившихся под действием пучка молекул ВВ; $I(\vec{r}, \vec{x})$ — пространственный интерференционный множитель.

Если требуется определить полностью когерентное излучение с $f < f_{\max}$ (вычисление f_{\max} следует проводить, используя соотношение (6)), то $I(\vec{r}, \vec{x}) = 1$ и выражение (13) можно после некоторых преобразований переписать следующим образом:

$$p_L \approx \frac{\rho s^2}{3r_b^2} \left(\frac{r_b}{R}\right)^{1/2} N_b h \left[l_\delta \left(\frac{dn}{dx}\right)_\delta + n_{ch}^{-2/3} \right], \quad (14)$$

где h — толщина образца ВВ.

Можно показать, что в предельном случае, когда для вычисления давления упругих волн можно использовать соотношения (7) и (14), их отношение

$$p/p_L = \frac{\Gamma r_b h \left[\left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_i + \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{ch} \right]}{\rho s^2 \left[l_\delta^3 \left(\frac{dn}{dx}\right)_\delta + n_{ch}^{-2/3} \right]} \approx 1, \quad (15)$$

при $\Gamma = 1,5$, $r_b = 10^{-2}$ м, $h = 10^{-2}$ м, $\rho = 1,5 \cdot 10^3$ кг/м³, $s = 2 \cdot 10^3$ м/с.

Сравним условия обычного (теплового) инициирования взрывчатого превращения и механического разрушения твердых ВВ пучками ионизирующего излучения. Как известно, чтобы вызвать взрывчатое превращение, следует инициировать область ВВ размером r , большим критического $r_{кр}$. Если $r > r_{кр}$, то для инициирования твердого ВВ, согласно тепловой теории, следует поднять температуру до T_c [6], что реализуется для пучка релятивистских частиц и тонкого (по сравнению с пробегом этих частиц) слоя ВВ при N_b , удовлетворяющем соотношению

$$N_{bT} \geq \pi r_b^2 T_c \rho C \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)^{-1}, \quad (16)$$

где C — удельная теплоемкость ВВ, а

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right) = \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_i + \left(\frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{ch}$$

и определяется приближенными соотношениями (8) и (9).

Разрушение любого конденсированного вещества термоупругими напряжениями P_T наступает при выполнении соотношения

$$P_T > P_p, \quad (17)$$

где P_p — прочность вещества ВВ на разрыв. Используя соотношения (1) и (4), можно написать условие для числа частиц в импульсном пучке N_b , при котором выполняется (17)

$$N_{bp} \geq \pi r_b^2 P_p \Gamma^{-1} \left(\frac{d\varepsilon}{dx} \right)^{-1}. \quad (18)$$

Исследуем отношение N_{bt}/N_{bp} , полученное из (16), (18)

$$N_{bt}/N_{bp} \geq T_c P_p \alpha K, \quad (19)$$

где $\alpha = 1/V \cdot \partial V / \partial T$ — коэффициент объемного расширения, $K = (1/V \cdot \partial V / \partial p)^{-1}$ — изометрический модуль всестороннего сжатия.

Известно, что результаты испытания ВВ на прочность дают зависимость P_p от температуры плавления в виде [7]

$$P_p = 4,2 \cdot 10^5 T_{пл}, \quad (20)$$

(P_p — в Н/м²). Подставляя (20) в (19), получаем

$$N_{bt}/N_{bp} \geq 2,4 \cdot 10^{-6} T_c T_{пл}^{-1} \Gamma \rho C. \quad (21)$$

Для азида свинца $T_c/T_{пл} = 1$, $\Gamma \approx 1$, $\rho = 3,62 \cdot 10^3$ кг/м³, $C = 0,1$ ккал/(кг·К) и $N_{bt}/N_{bp} \approx 3,6$; для гремучей ртути $T_c/T_{пл} \approx 1$, $\Gamma \approx 1$, $\rho \approx 4,3 \cdot 10^3$ кг/м³, $C = 0,12$ ккал/(кг·К) и $T_c/T_{пл} \approx 5,1$, а для тэна $T_c/T_{пл} \approx 5$, $\Gamma \approx 1$, $\rho = 2,46 \cdot 10^3$ кг/м³, $C = 0,272$ ккал/(кг·К) и $N_{bt}/N_{bp} \approx 32,5$.

Отсюда следует, что разрушение ВВ реализуется при менее плотных пучках релятивистских частиц, чем необходимо для инициирования взрыва. Этот вывод — следствие расчета, использующего соображения о тепловой природе инициирования ВВ. Короткие пучки частиц создают одновременно со значительной температурой и огромные градиенты давления, так что условия (16) и (18) могут для инициирующих ВВ совпасть. Однако этот вопрос можно решить только экспериментально.

Для быстрого взрывчатого превращения необходимо, чтобы давление в термоупругой волне было сравнимо с детонационным [7]. Проведем сравнение термоупругого давления (7), развиваемого в твердом ВВ плотным пучком быстрых заряженных частиц, с давлением истечения продуктов детонации в малый цилиндрический канал p_d [7]:

$$p_d \approx 2\rho u_1 v_d. \quad (22)$$

где

$$u_1 = V_s (1 - \rho/\rho_1) — \quad (23)$$

массовая скорость истечения продуктов детонации; ρ_1 — плотность ВВ под действием давления детонации, определяемого сжимаемостью ВВ. Подставляя (23) в (22), получаем

$$p_d \approx 2v_d^2 \cdot \rho (1 - \rho/\rho_1).$$

Если учесть в формуле (7) для термоупругого давления, развиваемого в ВВ, лишь ионизационные потери энергии, то

$$p_d/p \approx 2\pi (v_d r_b)^2 / N_b \Gamma (d\varepsilon/dx)_i \cdot \rho (1 - \rho/\rho_1).$$

Для азида свинца $\rho = 3,62 \cdot 10^3$ кг/м³, $v_d = 8,3 \cdot 10^3$ м/с и $\rho_1 = 3,72 \cdot 10^3$ кг/м³ при $p = 10^{10}$ Н/м². Полагая $(d\varepsilon/dx)_i \approx 10^{-11}$ Дж/м, $r_b \approx 10^{-2}$ м, $\Gamma = 1$, получаем из (25) $p_d/p = 4,17 \cdot 10^{17} / N_b$.

Таким образом, лишь в пучках большой плотности (в мегаамперных пучках [11]) термоупругое давление сравнивается с давлением продуктов детонации. Для существенного снижения величины потока частиц (импульсного тока пучка), что приведет к быстрому инициированию конденсированных ВВ, нужно использовать пучки частиц специальной конфигурации, позволяющей развить внутри ВВ большие давления в волнах сжатия (например, трубчатые пучки). Микроскопическое рассмотрение начальных процессов взаимодействия медленных частиц (электронов ионизации) с радиационно-нестойкими веществами показывает значительную роль процессов импульсного радиолиза в формировании давления упругих волн [12]. Если приготовить специальные радиационно-нестойкие ВВ [13], использующие явление импульсного радиолиза для формирования начального периода взрывчатого превращения, можно не только существенно сократить индукционное время, но и резко (в $10^2 \div 10^3$ раз) уменьшить критические значения импульсных токов пучков быстрых частиц. Наконец, использование в начальной стадии (в комбинации с веществами, обладающими большими сечениями импульсного радиолиза) идеи об испарительном реактивном сжатии [14, 15] области ВВ, превосходящей по своим размерам критические, позволит также существенно снизить величины критических токов инициирования взрывчатого превращения твердых ВВ.

Последовательный учет механизма возбуждения упругих волн в ВВ и инициирование быстрых реакций в этих веществах пучками быстрых заряженных частиц позволят исследовать самую раннюю стадию возникновения очагов разложения молекул ВВ.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
8/XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Вегон, S. P. Vaugh a. o. IEEE Trans on Nucl. Science. 1970, 17, 65.
2. И. А. Борошковский, В. Д. Воловик и др. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 546.
3. В. Д. Воловик, В. Т. Лазурик-Эльцуфин. ФТТ, 1973, 16, 2305.
4. Г. А. Аскарьян. Ат. энергия, 1957, 3, 152.
5. В. Д. Воловик, Г. Ф. Попов. Письма в ЖТФ, 1975, 1, 601.
6. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М., ИЛ, 1962.
7. Физика взрыва. Под ред. К. Н. Станюковича. М., «Наука», 1975.
8. В. Д. Воловик и др.— В сб.: Проблемы ядерной физики космических лучей. Вып. 2. Харьков, «Вища школа», 1975.
9. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Физматгиз, 1954.
11. В. А. Цукерман и др. УФН, 1971, 108, 319.
12. В. Д. Воловик, В. И. Кобизской. Письма в ЖТФ, 1976, 2, 66.
13. Н. М. Эмануэль, Д. Г. Кнорре. Курс химической кинетики. М., «Высшая школа», 1974.
14. Г. А. Аскарьян, Е. М. Мороз. ЖЭТФ, 1962, 43, 2318.
15. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров. УФН, 1976, 119, 425.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНЫ С ПРЕГРАДОЙ С УЧЕТОМ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТИ ГРУНТА

Г. М. Ляхов, К. С. Султанов

Экспериментальные исследования взрывных волн и сжимаемости образцов при динамическом нагружении показывают, что быстро протекающие волновые процессы существенно зависят от вязких и пласти-