

инертной добавки в количестве 60% не наблюдалось роста в зависимости от плотности. Так, гексоген/тальк (40/60) имеет $d_{кр} > 50$ мм при $\rho = 1,44$ г/см³; при $\rho = 1,86$ г/см³ детонация распространяется в заряде диаметром 15 мм.

Наряду с перхлоратными смесями были изучены смеси ТГ (тротил-гексоген), компоненты которых имеют отрицательный кислородный баланс и, следовательно, продукты разложения компонентов практически не взаимодействуют между собой. Критический диаметр заряда определялся для смеси ТГ при общей плотности заряда $\rho = 1,0$ г/см³. Размер частиц компонентов составляет < 100 мкм. Из табл. 4 и рис. 4 видно, что зависимость критического диаметра детонации от состава смеси ТГ выражается прямой линией и может быть определена по правилу аддитивности. Налицо различное влияние компонентов. Кривые зависимости критического диаметра от состава смеси ПХА/октоген носят явно нелинейный характер, наблюдается более сильное снижение критического диаметра этих смесей, чем это вытекает из линейного закона. С другой стороны, замена ПХА в смесях с октогеном инертной добавкой той же плотности (КСI) и той же дисперсности приводит к увеличению критического диаметра.

Смесь с содержанием 70% КСИ детонирует устойчиво в заряде 12 мм, с содержанием 80% КСИ — в заряде диаметром 16 мм, т. е. инертная добавка по сравнению с ПХА увеличивает критический диаметр примерно в 2 раза. Эти опыты показывают, что даже в жестких условиях, а именно в смесях с мощными взрывчатыми веществами, и в критических условиях ПХА ведет себя активно.

ИХФ АН СССР

Поступила в редакцию
20/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Акимов, Л. Н. Стесик, А. Я. Апин. ФГВ, 1967, 3, 3.
2. D. Price, A. R. Clairmont. Jr. and J. O. Erkman. Comb. and Flame, 1971, 17, 3, 323—336.
3. В. К. Боболев. Канд. дис., ИХФ АН СССР, 1947.

УДК 539.89+537.226

ИНДУЦИРОВАННАЯ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НИТРОГЛИЦЕРИНА

С. С. Набатов, В. В. Якушев, А. Н. Дремин

Согласно [1, 2], индуцированная ударной волной электрическая поляризация (ударная поляризация) низкомолекулярных диэлектриков обусловлена разворотом асимметричных дипольных молекул в поле сил фронта ударной волны (ФУВ). При выходе вещества из зоны действия ФУВ, временная продолжительность которой в жидкости составляет 10^{-11} — 10^{-13} с, наведенная поляризация разрушается тепловым движением молекул [3] и, если сжатое вещество становится электропроводным, путем компенсации связанных зарядов свободными носителями тока [4, 5]. Поскольку процесс релаксации не должен зависеть от спо-

Т а б л и ц а 4

Количество гексогена в смеси, %	$d_{кр}$, мм при $\rho = 1,0$ г/см ³
0	$7,5 \pm 0,5$
10	$7,5 \pm 0,5$
20	$7,0 \pm 0,5$
30	—
40	$5,75 \pm 0,25$
50	$5,25 \pm 0,25$
70	$4,25 \pm 0,25$
80	$3,75 \pm 0,25$
90	$3,5 \pm 0,25$
100	$3 \pm 0,25$

соба создания поляризации (разворот молекул в поле сил ФУВ или за счет приложенного внешнего электрического поля), для веществ, остающихся в сжатом состоянии хорошими изоляторами, времена релаксации τ ударной и диэлектрической поляризации должны совпадать. Таким образом, независимое измерение относительной статистической проницаемости ϵ_s и τ в сжатом веществе высокочастотными методами [6] дает возможность сократить число неизвестных параметров в феноменологических теориях ударной поляризации и вычислить удельную поляризацию P_0 , создаваемую ФУВ.

В настоящей работе измерены ϵ_s , τ и ЭДС ударной поляризации нитроглицерина (НГЦ) в диапазоне динамических давлений 1,4—14,5 ГПа. На основании полученных экспериментальных данных оценена вязкость сжатого вещества и рассчитана величина P_0 .

Теоретическое рассмотрение. Аналогично [3—5] будем считать, что исследуемое вещество является диэлектриком плоского конденсатора, имеющего начальную толщину x_0 . ФУВ, двигаясь от одной обкладки к другой со скоростью U , создает в образце поляризацию, релаксирующую к равновесному нулевому значению. Положим, что диэлектрик подчиняется формулам Дебая с одним временем релаксации и время установления P_0 много меньше τ . Допустим, что пластины конденсатора разомкнуты и в веществе за ФУВ отсутствует электропроводность.

Согласно [7], для каждого слоя dx с координатой x в сжатом диэлектрике можно записать

$$\tau \epsilon_{\infty} (\partial E / \partial \xi) = \epsilon_s E, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля; ϵ_{∞} — высокочастотная относительная диэлектрическая проницаемость; ξ — время, отсчитываемое от момента сжатия данного слоя ударным фронтом. Интегрируя (1) с учетом $\epsilon_0 \epsilon_{\infty} E_0 = -P_0$ при $\xi = 0$ ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м), имеем

$$E = -(P_0 / \epsilon_0 \epsilon_{\infty}) \exp[-(\epsilon_s / \xi_{\infty})(\xi / \tau)]. \quad (2)$$

Принимая во внимание, что $\xi = [(Ut - x)\sigma] / U$, где σ — сжатие вещества за ФУВ, и что в несжатой области $E = 0$, интегрированием (2) получим разность потенциалов на границах диэлектрика

$$V = -P_0 U \tau / \epsilon_0 \epsilon_s \sigma \cdot [1 - \exp(-\epsilon_s / \epsilon_{\infty} \cdot t / \tau)]. \quad (3)$$

Эта величина представляет собой поляризационную ЭДС E эквивалентного генератора, взятую с обратным знаком. Если $x_0 / U \gg (\epsilon_{\infty} / \epsilon_s) \tau$, т. е. имеет место быстрая релаксация, $E = P_0 U \tau / \epsilon_0 \epsilon_s \sigma$. Таким образом, если экспериментально определить E , измерить ϵ_s и τ в сжатом веществе, зная кинематические параметры ударной волны, по соотношению (3) легко рассчитать P_0 , характеризующую степень ориентации молекул в ударном переходе.

Измерение диэлектрической проницаемости и времени релаксации поляризации. НГЦ, поставляемый в виде раствора в метаноле, отделялся от последнего многократным взбалтыванием с большими количествами воды и сушился над хлористым кальцием. Вещество имело удельный объем 0,625 см³/г и $n_D^{20} = 1,4738$.

Величины ϵ_s и τ НГЦ за ФУВ определялись аналогично [6] по собственной частоте $f = \omega / 2\pi$ и затуханию θ колебательного процесса в контуре, состоящем из катушки индуктивности и измерительной ячейки. Конструкция ячейки, а также описание взрывных систем, обеспечивающих близкое к одномерному динамическое сжатие образцов, приведены в [8]. Процесс измерения f и θ занимал примерно 0,5 мкс.

Давление p в НГЦ и величина сжатия σ находились методом отражения. При этом использовалась ударная адиабата НГЦ $U = 2,24 + 1,66u$ [9], где u — массовая скорость вещества за ФУВ. Время ре-

лаксации поляризации рассчитывалось по формуле

$$\sigma = [(2C_1/C_2)(1 - \theta/\theta_1)] : \theta(1/LC_2 - \omega^2 + 3/\theta^2 - 4C_1/C_2\theta\theta_1), \quad (4)$$

$$C_1 = \varepsilon_s C_0 + C_n; \quad C_2 = \varepsilon_\infty C_0 + C_n.$$

Здесь C_0 — постоянная ячейки, L — индуктивность контура, C_n — паразитная емкость, θ_1 — время затухания при отсутствии диэлектрических потерь. Эта формула была получена обобщением соотношения, приведенного в [6], учетом паразитных потерь, не связанных с диэлектриком (потери в скин-слое, на излучение и т. д.).

Перед опытом вместо ячейки подключались эталонные конденсаторы с малыми диэлектрическими потерями и снималась зависимость частоты колебаний от величины их емкости и $\theta_1 = \theta_1(f)$. Используя первую зависимость, легко рассчитать L , вторая зависимость позволяла по частоте, измеренной в эксперименте, определить θ_1 .

Методом, описанным в [8], было показано, что в диапазоне давлений 1,4—12 ГПа НГЦ за ФУВ остается хорошим диэлектриком ($\rho > 10^5$ Ом·м). Поэтому при выводе формулы (4) активным сопротивлением образца можно было пренебречь. В экспериментах величина f изменялась от 6,4 до 7,5 МГц, значения θ составляли 0,3—0,9 мкс.

Высокочастотная диэлектрическая проницаемость полагалась равной $1,1n^2$, где n — показатель преломления. Величины n за ФУВ рассчитывались по формуле Лоренц — Лорентца с учетом поправок, полученных усреднением данных [10, 11].

Результаты расчетов ε_∞ и измерений ε_s НГЦ представлены в таблице. Видно, что с ростом степени сжатия величина ε_s уменьшается вплоть до $\sigma \approx 1,3$ и остается практически постоянной при дальнейшем увеличении σ .

К сожалению, интерпретация результатов экспериментов на уровне микроструктуры сжатого вещества в случае НГЦ затруднена отсутствием данных о степени его цистрансизомеризации при давлениях и температурах, реализуемых за ФУВ.

На рис. 1, 2, дана экспериментальная зависимость времени релаксации поляризации от величины динамического давления. Каждая точка получена в отдельном опыте. Наблюдаемый максимум τ в области низких давлений и дальнейшее падение τ при увеличении ρ , по-видимому, связаны с противоположным влиянием на время релаксации сжатия и разогрева вещества на ФУВ.

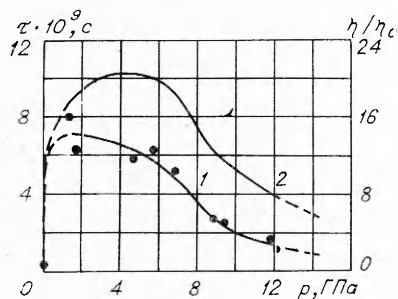


Рис. 1. Зависимости вязкости (1) и времени релаксации поляризации (2) НГЦ от величины динамического давления.

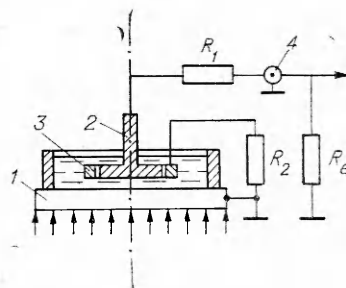


Рис. 2. Схема экспериментального устройства.

1 — металлический экран $\varnothing 80$ мм и толщиной 8 мм; 2 — электрод $\varnothing 15$ мм; 3 — охранное кольцо; 4 — кабель РК-75; $R_e = 75$ Ом — входное сопротивление осциллографа.

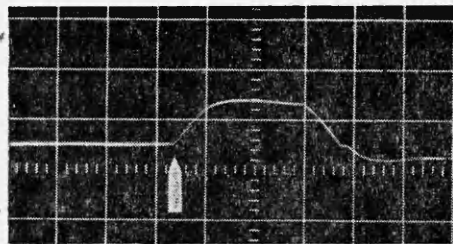


Рис. 3. Осциллограмма электрического сигнала ударной поляризации. Чувствительность 0,09 В/деление; масштаб времени 0,21 мкс/деление; $R_1=38,6$ кОм; $p=5,8$ ГПа. Стрелкой показан момент входа ФУВ в образец.

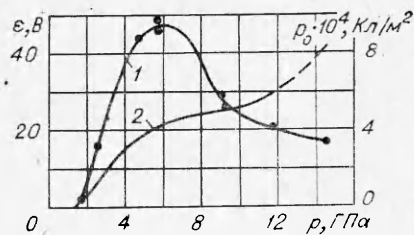


Рис. 4. Зависимость ЭДС ударной (1) и начальной поляризации (2) НГЦ от величины динамического давления.

На основании полученных данных интересно сделать приближенную оценку вязкости η НГЦ в условиях высоких динамических давлений по формуле Дебая, которую для нашего случая легко привести к виду

$$\eta/\eta_0 = (\tau/\tau_0) (T/T_0), \quad (5)$$

где индексом «0» отмечены значения времени релаксации, вязкости и абсолютной температуры при нормальных условиях. Значения температуры за ФУВ были взяты из работы [12]. Соответствующая зависимость $\eta/\eta_0(p)$ приведена на рис. 1, 1. Как и τ , вязкость сжатого НГЦ при увеличении давления сначала резко возрастает, а затем плавно уменьшается, оставаясь во всем изученном диапазоне давлений больше, чем при нормальных условиях.

Эксперименты по ударной поляризации. Экспериментальное устройство, примененное в настоящей работе для наблюдения ударной поляризации НГЦ, схематически показано на рис. 2. Расстояние между экраном и электродом x_0 составляло 2 мм, что соответствует времени прохода ФУВ около $5 \cdot 10^{-7}$ с. Как показано выше, τ динамически сжатого НГЦ во всем исследованном диапазоне давлений не превышает $7 \cdot 10^{-9}$ с, поэтому, согласно формуле (3), ЭДС ударной поляризации E должна оставаться практически постоянной в процессе движения ФУВ от экрана к электроду.

Чтобы надежно измерить величину E , в отличие от обычной постановки опытов (см., например, [13, 14]) между коаксиальным кабелем и электродом ставился резистор R_1 . Величина сопротивления R_1 выбиралась из условий превышения постоянной времени измерительной цепи над величинами τ и x_0/U и составляла 20—40 кОм. При этом, согласно [15], импульс напряжения, возникающий за счет поляризации образца, на $R_1 + R_e$ имеет близкую к прямоугольной форму и амплитуду, равную величине E . Типичная осциллограмма приведена на рис. 3. Экспериментальная зависимость ЭДС ударной поляризации от величины давления за ФУВ дана на рис. 4, 1.

Как отмечалось выше, исходя из полученных зависимостей $\tau(p)$, $E(p)$ и $\epsilon_s(p)$, по формуле (3) при любом значении давления можно рассчитать начальную поляризацию P_0 НГЦ на ФУВ (рис. 4, 2). Видно, что зависимость $P_0(p)$, как и в пластмассах [1, 13], — монотонно возрастающая функция давления.

В заключение отметим, что явление ударной поляризации приводит к возникновению довольно высокого электрического поля вблизи ФУВ, движущегося по образцу дипольного диэлектрика. В случае НГЦ, оцененная величина E_0 при $p=12$ ГПа составляет примерно 200 кВ/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Eichelberger, G. E. Hauver. Collog. Internat., Centre Nat. Rech. Sci, 1962, № 109.
2. В. В. Якушев, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1974, 216, 4.
3. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, 53, 1.
5. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, 54, 1.
6. В. В. Якушев, С. С. Набатов, А. Н. Дремин. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 584.
7. Г. Фрелих. Теория диэлектриков. М., ИЛ, 1960.
8. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1974, 10, 4.
9. А. Н. Дремин, О. К. Розанов и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
10. С. Б. Кормер. УФН, 1968, 94, 4.
11. T. J. Ahrens, M. H. Ruderman. J. Appl. Phys., 1966, 37, 13.
12. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1.
13. G. E. Hauver. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7.
14. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий и др. ЖЭТФ, 1967, 53, 1.
15. А. Г. Антипеко, С. С. Набатов, В. В. Якушев. ФГВ, 1975, 11, 3.

УДК 621.791.1

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАСТИ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

В. В. Ефремов, И. Д. Захаренко

В [1, 2] показано, что каждая пара металлов сваривается в определенной области режимов соударения. В работах [1, 3] сделано предположение, что для образования сварного соединения необходимо, чтобы время застывания расплавов на границе раздела t_2 было меньше времени существования положительных давлений на линии соединения материала t_1 . Время t_2 при соударении пластин из однородных материалов можно вычислить, предполагая источник тепла мгновенным и расположенным на границе раздела материалов [4]

$$t_2 = \frac{1,6 \cdot 10^{-4} c_k^4 \rho^2 h_1^2 \sin^4(\gamma/2)}{\pi T_{пл}^2 \left(\frac{\kappa}{a}\right)^2} \cdot \left(\frac{h^2}{h_1 + h_2}\right)^2, \quad (1)$$

где v_k — скорость точки контакта; γ — угол соударения; ρ — плотность материала; h_1 и h_2 — толщина метаемой и неподвижной пластин; κ — теплопроводность; a — температуропроводность; $T_{пл}$ — температура плавления материала, °С.

Время прихода растягивающих напряжений в работе [1] вычислялось по гидродинамической модели соударения двух струй жидкости в акустическом приближении. При этом предполагалось, что растягивающие напряжения в шве возникают в тот момент времени, когда на границе раздела материалов, согласно гидродинамическому приближению, давление будет меньше предела текучести металла.

В работе [3] время прихода растягивающих напряжений определялось как время прохождения упругой волной двойной толщины наиболее тонкой пластины. Такое предположение справедливо для некоторого начального участка сварки, когда процесс соударения нельзя считать стационарным. Однако в обычных условиях сварки взрывом этот участок занимает незначительную площадь пластины.