

05;12

Проводимость ударно сжатых МДМ структур на основе полиметилметакрилата

© Н.Д. Семкин, К.Е. Воронов

Самарский государственный аэрокосмический университет,
Самара, Россия

(Поступило в Редакцию 24 февраля 1997 г.)

Решена задача о проводимости ударно сжатых пленочных металл–диэлектрик–металл (МДМ) структур на основе полиметилметакрилата численными и аналитическими методами. Получены аналитические выражения для проводимости МДМ структуры под воздействием твердых частиц со скоростями более 1 km/s, а также выходного напряжения конденсаторного датчика. Результаты численного и аналитического расчета проводимости (импульса тока) ударно сжатой структуры на качественном уровне совпадают.

Изучение процессов, протекающих при взаимодействии высокоскоростных частиц с металлами [1,2], полупроводниками, диэлектриками [3,4], представляет значительный научный и практический интерес в связи с использованием таких материалов в качестве преобразователей физико-химических параметров частиц [5,6], элементов контроля работоспособности элементов конструкций космических аппаратов [7]. Резкое увеличение проводимости ударно сжатых МДМ структур (металл–диэлектрик–металл) обусловлено как сжатием вещества, так и термической ионизацией [8]. Преобразователи частиц на основе полиметилметакрилата обладают высокой чувствительностью к удару, надежностью и стабильностью характеристик в космических условиях. Для определения проводимости ударно сжатых диэлектриков МДМ структуры как функции времени, параметров частицы решается система уравнений гидродинамики и электродинамики с использованием уравнений состояния для металла (алюминия) и диэлектрика (полиметилметакрилата)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{W}_i)}{\partial \rho} + \operatorname{div}(\rho W_i \mathbf{W}) + V \rho = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial E} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{W}) + \operatorname{div}(\rho \mathbf{W}) = 0, \quad (3)$$

$$p = p(\rho; E - W^2/2), \quad i = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

$$p = a \rho^3; \quad T = \frac{p - a(\rho^3 - \rho_0^3)}{4\rho N}, \quad (5)$$

где записаны законы сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнений состояния вещества алюминия и диэлектрика.

Температура T определяется из трехчленного уравнения состояния [8], величины p , E , \mathbf{W} , ρ , T найдены в результате решения уравнений методом крупных частиц [9]. Здесь рассматривается случай соударения частицы с МДМ структурой, нанесенной на полубесконечной преграде [7] и в качестве нее используется

верхняя обкладка конденсатора из алюминия, т. е. образование кратера происходит без механического разрушения диэлектрика [4,7]. Для алюминиевой обкладки используется уравнение состояния в виде [10]

$$p = p_c(v) + \frac{\gamma(v, \varepsilon)}{v}[\varepsilon - \varepsilon_c(\tau)], \quad (6)$$

где

$$p_c(v) = \frac{C_{mn}}{v}(\sigma_c^m - \sigma_c^n); \quad \sigma_c = \frac{v_{00}}{v}; \quad \sigma = \frac{v_0}{v},$$

$$v = \frac{1}{\rho}; \quad \varepsilon_c(v) = c_{mn} \left(\frac{\sigma_c^m}{m} - \frac{\sigma_c^n}{n} \right) + \varepsilon_s,$$

$$\gamma(v, \varepsilon) = \frac{2/3 + (\gamma_0 - 2/3)(1 + \sigma_m^{2\alpha})\sigma^\alpha / (\sigma^{2\alpha} + \sigma_m^{2\alpha})}{1 + (\varepsilon + \varepsilon_c(v))/\varepsilon_\alpha},$$

$v_0 = 0.369 \text{ cm}^3/\text{g}$, $v_{00} = 0.361 \text{ cm}^3/\text{g}$, $\gamma_0 = 2.19$, $\sigma_m = 0.95$; $\alpha = 8$, $m = 1.8$, $n = 0.6$, $c_{mn} = 23.399 \text{ J/g}$; $\varepsilon_\alpha = 3.06 \text{ kJ/g}$, $\varepsilon_s = 12.2 \text{ kJ/g}$, $[p] = 10^4 \text{ bar}$; $c_p = 1.425 \cdot 10^3 \text{ J/(kg} \cdot \text{deg)}$.

В качестве диэлектрика используется полиметилметакрилат с уравнением состояния (5), взятого из [11].

Закон изменения электропроводности ударно сжатой МДМ структуры берется в виде [8]

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/kT), \quad (7)$$

где $\sigma_0 = 7059 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$, для полиметилметакрилата примем $\Delta E = 1.2 \text{ eV} \approx \text{const}$ в диапазоне скоростей частиц 1–10 km/s. Давление в области диэлектрика зависит от толщины верхней обкладки МДМ структуры.

Величины σ_0 и ΔE находятся путем подстановки $T_1, \sigma_1, T_2, \sigma_2$ в уравнение (7) и решение системы (2) уравнений. В результате решения системы уравнений (1)–(5) определены значения U, E, p, ρ , характеризующие поведение веществ во времени. Программа позволяет рассчитать также поле температур в ячейках. Расчеты использованы для вычислений удельной электропроводности, зависящей от температуры ударно сжатого канала проводимости МДМ структуры. Зная температуру по известной функции $\sigma = \sigma(T)$, определяют

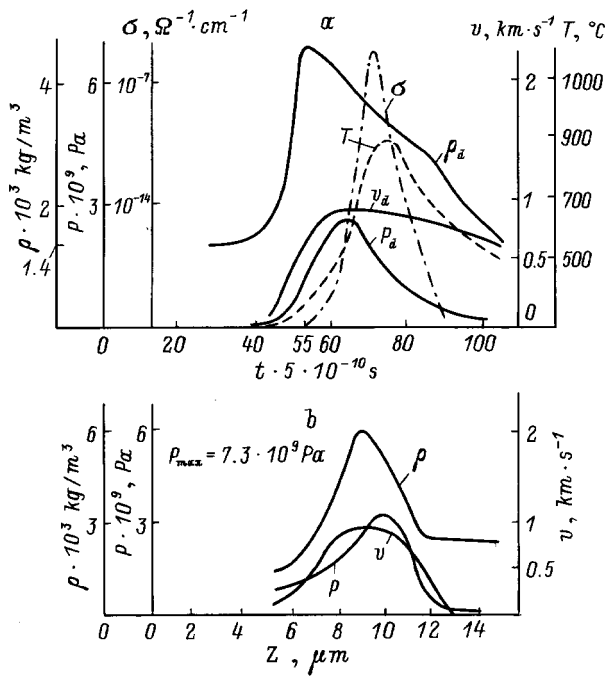


Рис. 1. *a* — зависимость давления, скорости, плотности, температуры ударно сжатого диэлектрика от времени; *b* — зависимость давления, скорости, плотности диэлектрика от продольной координаты.

σ либо, зная σ и T , можно установить эмпирическую зависимость σ от T . На рис. 1, *a, b* приведены расчетные зависимости давления, плотности, скорости, температуры, электропроводности ударно сжатого диэлектрика как функции времени и продольной оси координат Z соответственно. Толщины верхней обкладки диэлектрика и нижней обкладки структуры составляет 20, 1.5, 20 μ m соответственно, а размер частицы 1.5 μ m.

Результаты расчета показывают на высокую чувствительность пленочной МДМ структуры к ударному воздействию. Так, при скорости частицы, равной 5 km/s, и размер ее 1.5 μ m электропроводность ударно сжатого канала изменяется на семь порядков. Температура $T = 900^\circ\text{C}$, $\sigma = 10^{-6}$ A, $\rho = 4.5 \cdot 10^3$ kg/m³, $P_d = 3 \cdot 10^9$ Pa, что по порядку величины соответствует экспериментальным результатам [7].

Обработка информации с преобразователей на основе МДМ структуры в реальных условиях эксплуатации с использованием решения систем уравнений (1)–(5) не оправдана в связи с большим объемом вычислений, усложнением аппаратуры. Необходима простая модель расчета импульса тока (напряжения) с МДМ структуры как функции времени, параметров частицы и конструктивных параметров преобразователя. На основе решения уравнений электродинамики с учетом эквивалентной схемы преобразователя получено аналитическое выражение для расчета тока проводящего канала ударно сжатой

МДМ структуры в виде

$$J = \frac{U}{D^2} \iiint_{(V)} \sigma(\mathbf{r}, t) dV, \quad (8)$$

где J — ток через МДМ структуру (полный ток через ударно сжатый конденсатор); U — напряжение на обкладках структуры; V — объем интегрирования области, охваченной ударной волной; $\sigma(\mathbf{r}, t)$ — удельная электропроводность; d — толщина диэлектрика; \mathbf{r}, t — координаты, время.

Полная проводимость G проводящего канала равна

$$G = \iiint_{(V)} \sigma(\mathbf{r}, t) dV \cdot d^{-2}. \quad (9)$$

Если удельная электропроводность σ является функцией только времени t , то (9) запишется в виде

$$G = \sigma(t)V(t)d^{-2}. \quad (10)$$

Объем $V(t)$ приближенно можно рассчитывать по формуле

$$V(t) = S(t)d, \quad (11)$$

где $S(t)$ — площадь пятна, образованного ударной волной на тыльной стороне диэлектрика.

В этом случае выражение (10) с учетом (11) можно привести к виду

$$G = \sigma(t)S(t)d^{-1}. \quad (12)$$

При $t = 0$, $S(0) = 0$, $G(0) = 0$, т.е. проводимость самого проводящего канала равна нулю. Однако проводимость всей структуры складывается из проводимости остальной части диэлектрика. Пусть S_g — площадь всей поверхности диэлектрика, S_k — площадь проводящего канала, тогда полная проводимость будет равна

$$G_g = \sigma(t)S_k(t)d^{-1} + \sigma'_0(S_g - S_k(t))d^{-1}, \quad (13)$$

где σ'_0 — удельная проводимость невозмущенной части диэлектрика при комнатной температуре.

Выражение можно привести к виду

$$G_g = G_0 \left[1 + (\sigma(t)/\sigma'_0 - 1) \cdot S_k(t)/S_g \right], \quad (14)$$

G_0 — проводимость структуры до удара.

Сделаем ряд допущений, качественно не изменяющий характера процессов при ударе:

- 1) из точки контакта частицы с мишенью распространяется сферическая волна, амплитуда которой вычисляется в соответствии с ударной адиабатой вещества преграды;
- 2) распределение параметров от точки контакта до фронта ударной волны предполагается однородным;
- 3) при прохождении ударных волн фазовым переходом пренебрегаем;

4) закон затухания ударной волны будем определять на основании закона сохранения энергии.

Из теории ударных волн давление на фронте ударных волн

$$P = \frac{\rho_r W_0^2}{(1 - \alpha_M)(1 + \sqrt{\rho_r/\rho_m})^2}, \quad (15)$$

где ρ_r , ρ_m — начальные плотности частицы и мишени; W_0 — скорость соударения.

В процессе распространения ударной волны в течение некоторого времени t_0 происходит подкачка кинетической энергии со стороны частицы, так что удельная внутренняя энергия ε постоянна во времени. Расстояние H от вершины контактной поверхности до свободной поверхности в момент окончания взаимодействия частицы с мишенью будет равно

$$H = R_r \sqrt{\rho_r/\rho_m} = R_r a, \quad (16)$$

где R_r — характерный размер частицы.

Время t_0 оценим по формуле

$$t_0 = R_r(a + 1)/W_0. \quad (17)$$

После израсходования частицы при $t > t_0$ происходит затухание параметров ударной волны за счет увеличения объема материала. На основании закона сохранения энергии

$$E = \int_{(V)} \rho \varepsilon dV, \quad (18)$$

где E — внутренняя энергия, запасенная в объеме радиуса H за время t_0 ; ρ — плотность ударно сжатого вещества.

Так как величины ρ , ε не зависят от координат, то соотношение (18) запишем в виде $E = \rho \varepsilon V(t)$. Так как волна полусферическая, то $V(t) = 2/3\pi R^3(t)$, где $R(t)$ — закон движения фронта ударной волны. Очевидно, что

$$R(t) = \int_{t_0}^t D(t') dt' + H, \quad (19)$$

где $D(t')$ — скорость ударной волны.

Считая для времени, близкого к T_0 , скорость ударной волны практически постоянной, получим

$$R(t) = D(t - t_0) + H. \quad (20)$$

Скорость D ударной волны связана с параметром частицы соотношением

$$D = \frac{W_0}{(1 - \alpha_M)(1 + a)}. \quad (21)$$

Подставляя (21), (20) в (18), получим

$$E = \rho_M \varepsilon(t) \frac{2}{3} \pi \left[\frac{W_0(t - t_0)}{(1 - \alpha_M)(1 + a)} + H \right]^3. \quad (22)$$

Так как

$$E = \frac{\rho_M}{2} \left(\frac{W_0}{1 + a} \right)^2 \frac{2}{3} \pi H^3 = \text{const},$$

то выражение (22) позволяет определить закон изменения удельной внутренней энергии $\varepsilon(t)$. Для плексигласа связь между температурой T во фронте ударной волны и внутренней удельной энергией ε определяется выражением (11)

$$T = k\varepsilon, \quad (23)$$

где $k = 4.582 \cdot 10^{-8} \text{ К} \cdot \text{g/erg}$ — коэффициент пропорциональности.

Подставляя (23) в (22), получим закон охлаждения диэлектрика

$$T = T_0 + \frac{E}{2/3\pi\rho_M [W_0(t - t_0)[(1 - \alpha_M)(1 + a)]^{-1} + H]^3 k}. \quad (24)$$

Определим время прихода ударной волны до тыльной поверхности диэлектрика от момента удара

$$t_d = t_0 + \frac{(L + d - H)(1 - \alpha_M)(1 + a)}{W_0}, \quad (25)$$

где d — толщина диэлектрика, находящегося на расстоянии L от источника ударной волны.

В этот момент начинает протекать ток через МДМ структуру. Переходя к новой переменной $t \rightarrow t + t_d$, перепишем (24) в виде

$$T = T_0 + \frac{E}{2/3\pi\rho_M [W_0 t [(1 - \alpha_M)(1 + a)]^{-1} + L + d]^3 k}, \quad (26)$$

где

$$\frac{2}{3} \pi \rho_M \left[\frac{W_0 t}{(1 - \alpha_M)(1 + a)} + L + d \right]^3 k = N.$$

Площадь пятна S_k на тыльной стороне диэлектрика определим как

$$S_k = \pi [(Dt + L + d)^2 - (L + d)^2]. \quad (27)$$

Подставляя выражение (27) и (26) в (14), с учетом (7) для проводимости МДМ структуры получим выражение (28)

$$G_g = G_0 \left[1 + \left(\frac{\sigma_0 \exp(-\Delta E [T_0 + EN^{-1}]^{-1})}{\sigma_0 \exp(-\Delta E T_0^{-1})} - 1 \right) \times \frac{\pi [(Dt + L + d)^2 - (L + d)^2]}{S_g} \right]. \quad (28)$$

Выражение (28) описывает временную зависимость проводимости МДМ структуры как функции параметров

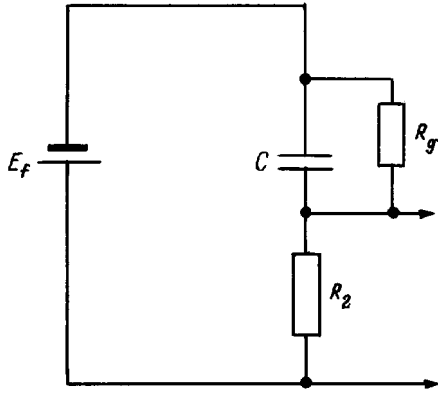


Рис. 2. Эквивалентная схема ударно сжатой МДМ структуры.

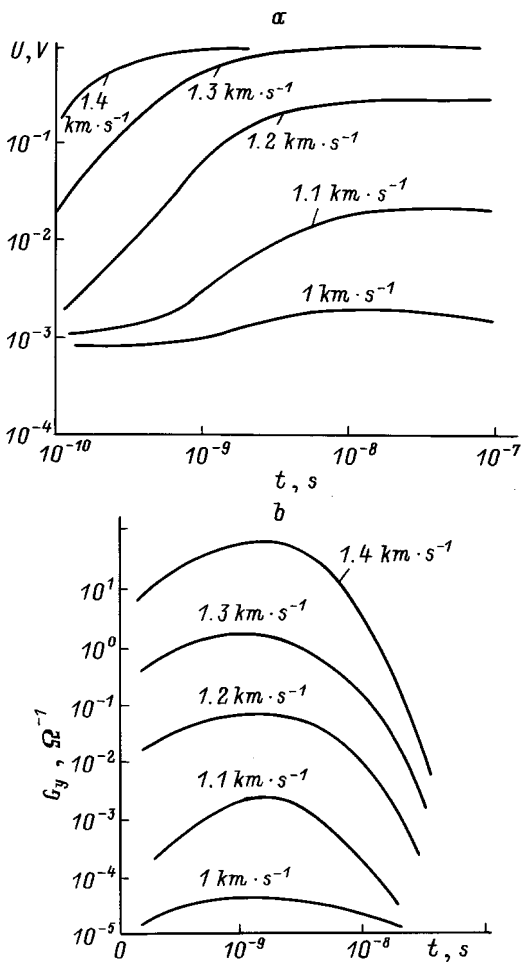


Рис. 3. *a* — зависимость напряжения ударно сжатого конденсатора от времени; *b* — зависимость проводимости ударно сжатой МДМ структуры от времени при различных значениях скорости частицы.

частицы, конструктивных параметров структуры. Для получения импульса напряжения (тока) с ударно сжатой МДМ структуры рассмотрим ее эквивалентную схему (рис. 2). Решая уравнения Кирхгофа для электрической

схемы, получим линейное дифференциальное уравнение 1-го порядка для выходного напряжения

$$U'_{\text{out}} + \left(\frac{G_g(t)}{G_2} + 1 \right) \frac{U_{\text{out}}}{t_x} = \frac{G_g(t)E_f}{G_2 t_x}, \quad (29)$$

где $t_x = R_2 C$, $G_2 = 1/R_2$, C — емкость МДМ структуры (конденсатора), E_f — напряжение источника питания, R_2 — сопротивление нагрузки.

Начальное условие для уравнения (29) имеет вид при $t = 0$

$$U_{\text{out}}(0) = U_{\text{st}} = \frac{R_2 E_f}{R_2 + R_g} = \frac{G_g E_f}{G_g + G_2},$$

где R_g — сопротивление проводящего канала.

Решение уравнения (29) можно свести к квадратуре

$$U = \exp \left(- \int_0^t \frac{G(t')}{G_2} + 1 \right) \frac{dt'}{t_x} \left\{ U_{\text{st}} + \frac{E_f}{t_x} \int_0^t \frac{G(x)}{G_2} \times \left[\exp \int_0^{t'} \left(\frac{GG''}{G_2} + 1 \right) dt'' \right] dt' \right\}. \quad (30)$$

Результаты решения уравнения (30) представлены на рис. 3, *a* (выходное напряжение) и в *b* (проводимость МДМ структуры). Полученные результаты показывают на удовлетворительное совпадение по порядку величины с экспериментальными данными [7] и результатами решения системы уравнений (1)–(5). Таким образом, предлагаемая модель расчета проводимости ударно сжатой МДМ структуры (выходного сигнала) может использоваться, например, при проектировании преобразователей физико-химических параметров высокоскоростных частиц.

Список литературы

- [1] Высокоскоростные ударные явления / Под ред. В.Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
- [2] Иногамов Н.А., Константинов А.Б., Анисимов С.И., Житин С.Б. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. Вып. 6. С. 1699–1710.
- [3] Pailer N., Kissel J., Schneider E.A. // Space Sci. Instr. 1978. Vol. 4. N 1. P. 85–100.
- [4] Семкин Н.Д., Семенчук С.М., Юсупов Т.Я. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 14. Вып. 6. С. 517–521.
- [5] Сагдеев Р.З., Киссель И. и др. // Письма в АЖ. 1986. Т. 12. № 8.
- [6] Новиков Л.С., Семкин Н.Д., Куликаускас В.С. // ФХОМ. 1989. № 6. С. 49–56.
- [7] Семкин Н.Д. // Изв. вузов. Приборостроение. 1986. Т. 29. № 8. С. 60–64.
- [8] Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 607 с.
- [9] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 181 с.
- [10] Альтшуллер Л.В. и др. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 3. С. 791.
- [11] Drapats S., Michel K.W. // Z. Naturforsch. 1974. N 29. S. 870–879.