

С. И. ЗАХАРОВ, Ю. Н. ЛОХОВ, Ю. Д. ФИВЕЙСКИЙ

**ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ОБРАЗОВАНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ОБЪЕМЕ ДИЭЛЕКТРИКА СФОКУСИРОВАННЫМ МОНОИМПУЛЬСОМ ОКГ**

(Представлено академиком Н. Н. Рыкалинным 27 II 1974)

В связи с появлением сообщений о наблюдении образования ударной волны (у.в.) в объеме оптически прозрачных диэлектриков сфокусированным моноимпульсом ОКГ ниже проводится попытка рассмотреть это явление феноменологически.

При рассмотрении считаем выполненным условие  $\tau \ll r_0/c_0$ , где  $\tau$  — характерное время поглощения энергии,  $r_0$  — характерный размер области поглощения,  $c_0$  — скорость распространения возмущений плотности. Для типичных в экспериментах с короткофокусными линзами  $r_0 \ll 10^{-2}$  см это условие соблюдается при длительных моноимпульсах  $\tau_i \ll 10^{-8}$  сек. Действительно, в силу экспоненциального характера роста числа носителей в области поглощения, последнее существенно развивается лишь к концу импульса. Поэтому  $\tau$  составляет менее  $10^{-9}$  сек. даже при  $\tau_i \sim 10^{-8}$  сек.

Выполнение условия  $\tau \ll r_0/c_0$  позволяет разделить процесс воздействия моноимпульса ОКГ на вещество диэлектрика на два этапа. Сначала за время  $t \sim \tau < \tau_i$  происходит поглощение лазерного излучения, что создает к моменту окончания импульса в области поглощения давление

$$p_v(r) = - \frac{\delta F}{\delta V} = (\gamma - 1) \varepsilon(r) = (\gamma - 1) \int_0^{\tau_i} k I(r, t) t \cdot I(r, t) dt, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — «эффективный» показатель адиабаты,  $\varepsilon$  — плотность поглощенной в объеме  $V_0 = V(r_0)$  энергии  $E_a$ ,  $r$  — радиальная координата в фокальном объеме,  $k$  — нелинейный коэффициент поглощения, а  $I$  — интенсивность лазерного излучения. При этом сток энергии из области поглощения за счет теплопроводности отсутствует, так как характерное время такого процесса  $\tau_T \sim C_V r_0^2 / \kappa \sim 10^{-2}$  сек. ( $C_V$  — теплоемкость,  $\kappa$  — теплопроводность) много больше длительностей рассматриваемых процессов. В силу нелинейного характера поглощения значение (1) будет иметь при  $r \sim r_0$  резкий спад. Это позволяет приближенно заменить (1) ступенчатым распределением вида  $p = p_0$ ,  $r < r_0$ ;  $p \approx 0$ ,  $r > r_0$ , где при  $r > r_0$  мы пренебрегаем равновесным значением  $p$  в конденсированном веществе по сравнению с  $p_0 = (\gamma - 1) E_a / V_0$ . Для одномодового пучка лазера  $I(r) = I_0 \exp(-r^2/a^2)$ , где  $a$  — радиус фокальной каустики. Тогда в случае многофотонного поглощения  $r_0 \sim a/\sqrt{2(k+1)}$  (где  $k$  — показатель многофотонности), а в случае лавинного размножения  $r_0 \sim a/\sqrt{2(1+\gamma(r_0)\tau_i)}$ , где  $\gamma(r)$  — постоянная лавины. При фокусировке же многомодового импульса  $I(r) \sim I_0 \eta_-(r-a)$  ( $\eta_-(x) = \{1, x < 0; 0, x > 0\}$ ) и в этом случае  $r_0 \sim a$ .

Из сказанного следует, что движение вещества, начинающееся на втором этапе, после окончания импульса (при  $t \sim r_0/c_0$ ), может быть рассмотрено как распад введенного выше «эффективного разрыва». Поскольку вещество в начальном разрыве считается покоящимся, характер возникающего при распаде движения вещества определяется однозначно. Именно: в области  $r > r_0$  идет у.в. амплитуды  $p_1$ , а в область  $r < r_0$  — волна разре-

жения. Исходим из условия распада (1)

$$\int_{p_1}^{p_0} \sqrt{-dp dV} = \sqrt{p_1(v_0 - v_1)}, \quad (2)$$

где  $v_1$  и  $v_0$  — удельные объемы вещества за фронтом у.в. и перед ним соответственно.

Если известна ударная адиабата вещества, то (2) позволяет найти  $p_1$  и скорость  $D$  у.в. Ограничимся здесь случаем слабой у.в. ( $p_1 \ll \rho_0 c_0^2$ ,  $\rho_0 = 1/v_0$ ) и воспользуемся поэтому вместо ударной адиабаты эмпирическим уравнением состояния вещества, взятым в виде (2)

$$p_1 = A(s) [(v_0/v_1)^n - 1]. \quad (3)$$

Тогда для  $p_1$  и  $D$  в момент образования у.в. получим

$$p_1 \approx p_0/2, \quad (4)$$

$$D \approx c_0 \left( 1 + \frac{n+1}{4} \frac{p_1}{\rho_0 c_0^2} \right). \quad (5)$$

Выражения (1), (4), (5) определяют связь параметров у.в. в момент образования с  $E_0$  и  $\rho_0 c_0$  и отличие  $D$  от скорости звука  $c_0$  в невозмущенном веществе. Если фокусировка импульса производится короткофокусной линзой, то фокальный объем и возникающая у.в. будут сферическими. После того как произойдет разгрузка области поглощения ( $\Delta t \sim r_0/c_0$ ), т. е. с расстояний  $r \sim 2r_0$ , начинается затухание у.в. В нашем приближении закон затухания имеет вид (1)

$$p_1(r) \sim C_1 r_0 / (r_0 \sqrt{\ln r/r_0}), \quad C_1 \sim p_0 \sqrt{\ln 2}, \quad r > 2r_0. \quad (6)$$

При использовании длиннофокусных линз или наличии феномена «бегущего фокуса» начальный разрыв и у.в. будут обладать цилиндрической симметрией. В этом случае закон затухания будет иным:

$$p_1(r) \sim C_2 (r_0/r)^{3/4}, \quad C_2 \sim p_0/2^{3/4}, \quad r > 2r_0. \quad (7)$$

В соответствии с (6), (7) будет происходить падение скорости у.в. (5) с расстоянием и при  $r \gg r_0$  скорость у.в. выходит на звуковую.

Преыдущее рассмотрение справедливо в жидких и твердых средах вдали от точек фазового перехода. Поэтому в случае давлений, близких к точке фазового перехода, оно должно быть модифицировано. Первым возможным (с ростом  $p$ ) фазовым переходом в твердом диэлектрике является переход в текучее состояние при нагрузках, превышающих упругий предел Гюгонио  $p_G$ . Этот переход отражается на ударной адиабате в виде излома при  $p = p_G$  и приводит к существованию двухволновой конфигурации (2, 3). При этом состояниях линейного (упругого) участка адиабаты ( $p < p_G$ ) отвечает упругая волна, распространяющаяся со скоростью продольных упругих волн  $c_l$ . При  $p_G < p < \tilde{p}$  ( $\tilde{p}$  — верхняя граница двухволновой области, определяемая как ордината точки пересечения ударной адиабаты с продолжением ее линейного участка) в качестве устойчивой реализуется конфигурация из двух волн: за упругой волной амплитуды  $p_G$ , распространяющейся со скоростью  $c_l$  (акустический предвестник), бежит пластическая у.в. амплитуды  $\Delta p = p - p_G$  со скоростью  $D = u + D_0$ , где  $u = p_G / (\rho_0 c_l)$  — массовая скорость вещества за фронтом предвестника,  $D_0$  — скорость у.в. относительно вещества за фронтом предвестника. При этом  $c_0 < D < c_l$ , где  $c_0$  — скорость звука. При  $p > \tilde{p} \rightarrow D > c_l$  предвестник не образуется и по веществу бежит у.в. единого профиля. Сходные двухволновые конфигурации возможны и вблизи других фазовых переходов.

Для рассмотрения ударной волны в упругопластической области в приближении «адиабатического» ударного сжатия следует взять при  $p_1 > p_G$  вместо криволинейного участка кривой сжатия (3) с заменой в (3)  $p_1$  на  $p_1 - p_G$  и  $v_0$  на  $v_G$ , сшив его, таким образом, с линейным участком (закон Гука) при  $p_1 < p_G$ . Тогда для  $D_0$  ( $p_G < p_1 < \tilde{p}$ ) имеем (5) с заменой  $p_1$  на  $p_1 - p_G$ . В том же приближении (4) позволяет получить критерий возникновения у.в. без предвестника под действием излучения ОКГ. Из (4) и условия  $p_1 > \tilde{p}$  с учетом  $p_0 \approx (\gamma - 1)E_a/V_0$  имеем «пороговые» по поглощенной энергии  $E_a$  или плотности поглощенной мощности  $W_a$  условия

$$E_a > 2\tilde{p}V_0/(\gamma - 1), \quad W_a > 2\tilde{p}V_0/[(\gamma - 1)\tau_i \rho a^2]. \quad (8)$$

Заменяв далее при выводе (4) для  $p < p_G$  выражение (3) на закон Гука, получим, что если

$$E_a > \left(1 + \frac{c_0}{c_l}\right) \frac{p_G V_0}{\gamma - 1}, \quad W_a > \left(1 + \frac{c_0}{c_l}\right) \frac{p_G V_0}{(\gamma - 1)\tau_i \rho a^2}, \quad (9)$$

то за упругой волной сжатия в твердом диэлектрике возникает пластическая у.в. Закон затухания этой пластической у.в. в зависимости от геометрии определяется (6), (7) с заменой  $p_1$  на  $p_1 - p_G$ , а закон затухания у.в. амплитуды  $p_1 > \tilde{p}$  остается прежним.

Теоретические оценки порогов образования у.в. в прозрачных диэлектриках сфокусированным излучением ОКГ, а также оценки динамики распространения у.в. находится в хорошем согласии с известными экспериментальными результатами (4).

Следует отметить, что, поскольку рассмотренные выше двухволновые режимы возникают вблизи точки любого фазового перехода, метод образования ударных волн лазерным излучением может служить для исследования фазовых превращений вещества диэлектриков.

Авторы выражают признательность П. А. Ямпольскому за стимулирование работы и полезное обсуждение, а также М. И. Рязанову за внимание к работе.

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений  
Москва

Поступило  
25 II 1974

Московский инженерно-физический институт

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, Механика сплошных сред, 1953. <sup>2</sup> Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, «Наука», 1966. <sup>3</sup> Л. В. Альгшуллер, УФН, т. 85, в. 2, 197 (1965); С. В. Корнер, УФН, т. 94, в. 4, 641 (1968). <sup>4</sup> Т. П. Беликова, А. Н. Савченко, Э. А. Свириденков, ЖЭТФ, т. 54, в. 1, 37 (1968); И. И. Ашмарин и др. Квантовая электроника, № 6, 126 (1974).