

01;03;07;08

# Эффективность преобразования световой энергии в акустическую при взаимодействии импульсного лазерного излучения с жидкой средой

## I. Расчет эффективности преобразования при оптоакустическом взаимодействии

© Г.В. Островская

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 10 апреля 2002 г.)

Выведены соотношения, позволяющие оценить эффективность преобразования энергии лазерного излучения в акустическую при оптоакустическом (тепловом) механизме взаимодействия. Рассмотрены случаи короткого и длинного лазерного импульса и его взаимодействия с жесткой и свободной границей сильно поглощающей жидкости. Выполнены расчеты эффективности для конкретного случая — взаимодействия излучения импульсного TEA CO<sub>2</sub> лазера с водой с учетом изменения коэффициента объемного расширения воды при ее нагреве.

### Введение

Первые исследования взаимодействия лазерного излучения с жидкостями относятся к 60–70 годам. К настоящему времени опубликовано множество как теоретических, так и экспериментальных работ, посвященных этой тематике, в том числе ряд монографий [1,2] и обзорных статей [3–8], в которых имеется подробная библиография по данному вопросу.

Характер взаимодействия лазерного излучения с жидкими средами существенным образом зависит как от параметров лазерного излучения (энергии  $E_L$  и длительности  $\tau_L$  лазерного импульса и условий его фокусировки), так и от свойств жидкости, главным образом от ее коэффициента поглощения  $\alpha$  на длине волны лазерного излучения.

В зависимости от плотности энергии, поглощенной в приповерхностном слое жидкости, возможны следующие механизмы генерации акустических и ударных волн в жидкости.

1) Для сильно поглощающих жидкостей при сравнительно низких плотностях поглощенной энергии, когда нагрев приповерхностного слоя не достигает температуры испарения, основным механизмом возбуждения звука является оптоакустический (или тепловой) механизм, при котором генерация звука происходит за счет термоупругих напряжений, вызванных неоднородным нагревом жидкости.

2) Если же поглощаемая энергия превышает энергию парообразования, то включается испарительный механизм. В этом случае возбуждение акустической волны обусловлено импульсом отдачи, возникающим при испарении жидкости.

3) При еще более высоких плотностях лазерного излучения происходят взрывное вскипание и пробой на

поверхности жидкости или в паровоздушной смеси над поверхностью, сопровождающийся генерацией ударных волн как в жидкой, так и в воздушной среде.

4) В жидкостях, прозрачных для лазерного излучения, возможен диэлектрический пробой в объеме жидкости, если интенсивность лазерного излучения при его фокусировке превышает некоторую пороговую величину (порог пробоя).

Все эти механизмы с той или иной степенью строгости теоретически рассмотрены в [1–8]. Результаты экспериментальных исследований, выполненных как с помощью гидрофонов и пьезодатчиков [6,9,10], так и оптическими методами [11–13] в широком диапазоне плотностей энергии лазерного излучения, соответствующих разным механизмам взаимодействия, свидетельствуют о неплохом качественном и количественном соответствии измеренной амплитуды и формы акустических импульсов предсказаниям теории. Максимальные значения давления в ударных волнах, генерируемых при взрывном испарении и диэлектрическом пробое на поверхности, полученные в эксперименте, составляли сотни и даже тысячи атмосфер [10,13], что делает возможным их применение для решения различных медицинских, экологических и технологических задач, а также для моделирования в лабораторных условиях гидродинамических процессов, сопровождающих реальные подводные взрывы.

Однако при использовании на практике акустических и ударных волн, возникающих при взаимодействии лазерного излучения с жидкостями, необходимо учитывать не только параметры генерируемых волн, но эффективность преобразования лазерной энергии в акустическую.

Ранее вопросы эффективности преобразования при взаимодействии мощного излучения с жидкими средами были рассмотрены в [2,5,8]. В данной работе приведены

соотношения, позволяющие оценить эффективность  $\eta$  преобразования энергии при оптоакустическом механизме взаимодействия импульсного лазерного излучения с жидкостями. Проведены теоретические расчеты эффективности для конкретных условий эксперимента — взаимодействия излучения CO<sub>2</sub> лазера с водой с учетом изменения коэффициента объемного расширения воды при ее нагреве.

## Основные соотношения для расчета эффективности преобразования при оптоакустическом взаимодействии

Под эффективностью преобразования мы будем понимать отношение энергии  $E_{ac}$ , переносимой импульсной акустической (или ударной) волной, к энергии лазерного излучения, падающего на поверхность жидкости,

$$\eta = E_{ac}/E_L, \quad (1)$$

где

$$E_{ac} = \int_S \varepsilon_{ac} dS$$

и  $\varepsilon_{ac}$  — плотность акустической энергии, протекающей через волновой фронт;  $S$  — поверхность волнового фронта.

В свою очередь  $\varepsilon_{ac}$  может быть рассчитана по формуле

$$\varepsilon_{ac} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_{-\infty}^{+\infty} [P(t)]^2 dt, \quad (2)$$

где  $\rho_0$  — исходная плотность среды,  $c_0$  — скорость звука в ней,  $P$  — превышение давления в акустическом импульсе над исходным давлением  $P_0$ .

С учетом (2) запишем (1) в виде

$$\eta = \frac{1}{\rho_0 c_0 E_L} \int_S \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} [P(t)]^2 dt \right\} dS. \quad (3)$$

Это соотношение можно использовать для расчета эффективности при различных механизмах преобразования световой энергии в акустическую при условии, что временной профиль акустического импульса известен на всей поверхности волнового фронта.

При расчете эффективности теплового механизма взаимодействия воспользуемся теоретическими соотношениями для профиля импульса давления, приведенными в [2]. При этом ограничимся случаем сильного поглощения, который реализуется при взаимодействии излучения CO<sub>2</sub> лазера с водой. Критерием сильного поглощения является  $\alpha a \gg 1$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения, равный для воды 800 см<sup>-1</sup> (на длине волны 10.6  $\mu$ m), а  $a$  — радиус пятна излучения на поверхности жидкости. Зона энерговыделения при этом

представляет собой тонкий диск, примыкающий к поверхности жидкости.

Характер взаимодействия и эффективность преобразования энергии существенным образом зависят от длительности  $\tau_L$  лазерного импульса и свойств поверхности, разделяющей поглощающую жидкость и прозрачную среду. Граница считается жесткой, если отношение акустических импедансов  $N = \rho_0 c_0 / \rho_{tr} c_{tr}$  жидкой и прозрачной сред много меньше единицы, что соответствует границе жидкость–твердое тело. Для свободной границы (например, воздух–вода) выполняется обратное соотношение  $N \gg 1$ .

## Короткий импульс

Если длительность лазерного импульса много меньше времени, за которое акустическая волна проходит расстояние  $\alpha^{-1}$  (короткий импульс), профиль импульса давления описывается соотношениями [2]

$$P_r(\tau) = (\alpha c_0^2 \beta \varepsilon_L / 2c_p) \exp(-\alpha c_0 |\tau|) \quad (4)$$

для жесткой границы и

$$P_f(\tau) = (\alpha c_0^2 \beta \varepsilon_L / 2c_p) \exp(-\alpha c_0 |\tau|) \operatorname{sgn} \tau \quad (5)$$

для свободной границы жидкости. Здесь  $\varepsilon_L$  — плотность лазерной энергии на поверхности;  $\beta$  — температурный коэффициент объемного расширения жидкости;  $c_0$  — скорость звука в ней;  $c_p$  — ее удельная теплоемкость;  $\tau = z - tc_0$ ;  $z$  — координата, нормальная к поверхности воды и направленная в глубину жидкости;  $t$  — время, отсчитанное от момента воздействия светового импульса на поверхность.

На сравнительно небольших расстояниях от поверхности, когда дифракцией можно пренебречь (при  $z \ll L_{DF} = a^2 / 2c_0 \tau_L$ , где  $L_{DF}$  — дифракционная длина), фронт акустического импульса плоский, а распределение давлений по фронту повторяет распределение плотности энергии в пятне фокусировки. Положим для простоты, что плотность энергии в пределах пятна с радиусом  $a$  постоянна и равна  $\varepsilon_L = E_L / \pi a^2$ , а поверхность волнового фронта равна площади пятна фокусировки ( $S = \pi a^2$ ). Тогда выражение (3) можно преобразовать к виду

$$\eta = \frac{1}{\rho_0 c_0 \varepsilon_L} \int_{-\infty}^{+\infty} [P(t)]^2 dt. \quad (6)$$

Подставим (4) или (5) в (6) и, выполнив интегрирование, получим

$$\eta = \frac{c_0^2 \beta^2 \alpha \varepsilon_L}{4\rho_0 c_p^2} = k_0 \varepsilon_L, \quad (7)$$

где коэффициент  $k_0 = (c_0^2 \beta^2 \alpha) / (4\rho_0 c_p^2)$  зависит только от параметров жидкости. В частности, для воды при комнатной температуре  $k_0 \approx 10^{-3} \text{ J}^{-1} \cdot \text{cm}^2$  (при расчете

принималось  $c_0 = 1.5 \cdot 10^5$  cm/s,  $\beta = 2 \cdot 10^{-4}$  degree $^{-1}$ ,  $c_p = 4.17$  J/g · degree). Заметим, что (7) совпадает с формулой для эффективности теплового механизма в линейном режиме [2,5,8]. Поскольку в (6) под знаком интеграла стоит квадрат акустического давления, эффективность преобразования оказывается одинаковой как в случае жесткой, так и в случае свободной поверхности.

Как видно из (7), эффективность преобразования в тепловом режиме пропорциональна  $\epsilon_L$ . Однако возможность повышения  $\eta$  в рамках теплового механизма за счет увеличения плотности энергии ограничена переходом к испарительному режиму при  $\epsilon_L > \epsilon_{ev} \approx 1.5$  J/cm $^2$ .

Таким образом, максимальная эффективность преобразования света в звук за счет теплового механизма не превышает долей процента. Причем для достижения такой эффективности длительность лазерного импульса  $\tau_L$  должна быть много меньше времени  $(\alpha c_0)^{-1}$ , что соответствует  $\tau_L \ll 8 \cdot 10^{-9}$  s.

### Длинный импульс, жесткая граница

Длительность импульса излучения типичного TEA CO $_2$  лазера существенно превышает время  $(\alpha \cdot c_0)^{-1}$ . Осциллограмма импульса CO $_2$  лазера, использованного в наших экспериментах, представлена на рис. 1, а. Импульс состоит из сравнительно острого головного максимума (полушириной  $\Delta t_1 \approx 100$  ns) и длинного хвоста ( $\Delta t_2 \approx 3$   $\mu$ s). Таким образом, соотношение  $\alpha c_0 \tau_L \gg 1$ , соответствующее длинному импульсу, выполняется не только для полной длительности лазерного импульса, но и для его головной части.

Для случая длинного импульса и жесткой границы временной профиль импульса давления повторяет профиль лазерного импульса [2]

$$P_r(t) = \frac{c_0 \beta I_0}{c_p} f(t). \quad (8)$$

Здесь  $I_0$  — интенсивность (плотности мощности) в максимуме,  $f(t)$  — временной ход лазерного импульса. Величина  $I_0$  связана с плотностью энергии  $\epsilon_L$  очевидным соотношением

$$\epsilon_L = I_0 \int_0^{\infty} f(t) dt = I_0 t_{\text{eff}}, \quad (9)$$

где  $t_{\text{eff}}$  — имеет размерность времени и представляет собой площадь, ограниченную функцией  $f(t)$ .

Подставив (8) в (6), получим эффективность преобразования для случая длинного импульса и жесткой поверхности

$$\eta_r = \frac{c_0 \beta^2 I_0}{\rho_0 c_p^2 t_{\text{eff}}} \int_0^{\infty} f^2(t) dt = \frac{4k_0 \epsilon_L t_1}{c_0 \alpha t_{\text{eff}}^2}, \quad (10)$$

где

$$t_1 = \int_0^{\infty} f^2(t) dt.$$

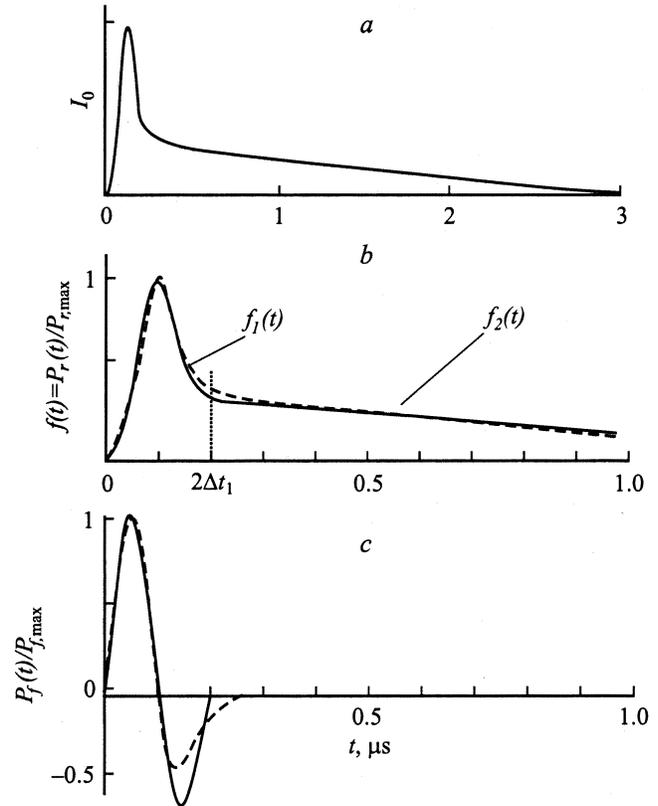


Рис. 1. а — осциллограмма типичного импульса излучения TEA CO $_2$  лазера; б — профиль лазерного импульса  $f(t)$ : штриховая кривая — реальный импульс CO $_2$  лазера, сплошная кривая — его аппроксимация суммой функций  $f_1(t)$  и  $f_2(t)$ ; в — временной ход термоакустического импульса  $P_f(t)$ , найденный как производная по времени от  $f(t)$  для реального лазерного импульса и для аппроксимирующей функции.

Для расчета величин  $t_{\text{eff}}$  и  $t_1$  представим реальную функцию  $f(t)$  в виде суммы двух функций  $f_1(t)$  и  $f_2(t)$ , описывающих соответственно головную и хвостовую часть лазерного импульса (рис. 1, б). В качестве первой из функций удобно выбрать

$$f_1(t) = A \sin^2(\pi t / 2\Delta t_1) + B \cos^2(\pi t / 2\Delta t_1), \quad (11)$$

где  $A = 1$ , при  $0 < t < 2\Delta t_1$  и  $A = 0$  вне этого интервала, а  $B = B_0$  при  $\Delta t_1 < t < 2\Delta t_1$  и  $B = 0$  вне этого интервала.

Коэффициент  $B_0$  характеризует относительную интенсивность хвостовой части и головного импульса и существенным образом зависит от состава активной среды CO $_2$  лазера. Для импульса, приведенного на рис. 1, а,  $B_0 \approx 0.3$ .

Хвостовую часть импульса в интервале  $2\Delta t_1 < t < \Delta t_2$ , где  $\Delta t_2$  — его полная длительность, аппроксимируем прямой линией

$$f_2(t) = B_0 \frac{(\Delta t_2 - t)}{(\Delta t_2 - 2\Delta t_1)}. \quad (12)$$

Тогда для  $t_{\text{eff}}$  получим

$$t_{\text{eff}} = \int_0^{2\Delta t_1} f_1(t) dt + \int_{2\Delta t_1}^{\Delta t_2} f_2(t) dt$$

$$= \Delta t_1 \left( 1 + \frac{B_0}{2} \right) + \frac{B_0}{2} (\Delta t_2 - 2\Delta t_1). \quad (13)$$

Положив  $\Delta t_1 = 100 \text{ ns}$ ,  $\Delta t_2 = 3 \mu\text{s}$ , что соответствует импульсу на рис. 1, *a*, получим  $t_{\text{eff}} \cong 5.3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ .

Величина  $t_1$  может быть найдена как

$$t_1 = \int_0^{2\Delta t_1} f_1^2(t) dt + \int_{2\Delta t_1}^{\Delta t_2} f_2^2(t) dt.$$

Выполнив интегрирование, получим

$$t_1 = \frac{3}{4} \Delta t_1 \left( 1 + \frac{1}{3} B_0 - \frac{1}{2} B_0^2 \right) + \frac{B_0^2}{3} (\Delta t_2 - 2\Delta t_1).$$

При принятых ранее значениях  $B_0$ ,  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  величина  $t_1 \cong 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ .

Подставив в (10) найденные значения  $t_1$  и  $t_{\text{eff}}$ , получим расчетную формулу для  $\eta_r$ .

$$\eta_r \approx 1.9 \cdot 10^{-5} \varepsilon_L \text{ (J/cm}^2\text{)}. \quad (14)$$

Таким образом, в случае длинного импульса и жесткой границы эффективность преобразования световой энергии в звук меньше, чем для короткого импульса, примерно в 50 раз. При  $\varepsilon_L \approx 1.5 \text{ J/cm}^2$  эффективность преобразования  $\eta_r \approx 2.8 \cdot 10^{-5}$ .

## Длинный импульс, свободная граница

Еще меньше эффективность преобразования для случая длинного импульса и свободной границы. Согласно [2], при взаимодействии длинных лазерных импульсов со свободной поверхностью профиль импульса давления, пропорционален производной от лазерного импульса

$$P_f(t) = \frac{1}{\alpha c_0} \frac{dP_r(t)}{dt} = \frac{\beta I_0}{\alpha c_p} \frac{df(t)}{dt}. \quad (15)$$

Временной ход импульса давления представлен на рис. 1, *c*, где штриховая кривая получена путем дифференцирования реального импульса  $\text{CO}_2$  лазера, приведенного на рис. 1, *a*, а сплошная кривая найдена с использованием принятой ранее аппроксимации функции  $f(t)$ . Как видно, импульс, генерируемый на свободной поверхности, состоит из положительного и отрицательного импульсов, т.е. является двуполярным.

Подставив (15) в (6), получим

$$\eta_f = \frac{\beta^2 \varepsilon_L}{\rho_0 c_0 \alpha^2 c_p^2 t_{\text{eff}}^2} \int_0^{\infty} \left[ \frac{df(t)}{dt} \right]^2 dt = \frac{4k_0 \Phi_t \varepsilon_L}{\alpha^3 c_0^3 t_{\text{eff}}^2}, \quad (16)$$

где

$$\Phi_t = \int_0^{\infty} \left[ \frac{df(t)}{dt} \right]^2 dt. \quad (17)$$

Для расчета  $\Phi_t$  воспользуемся принятой ранее аппроксимацией (11), (12). Тогда в интервале  $0 < t < \Delta t_1$  получим

$$\frac{df(t)}{dt} = \frac{\pi}{2\Delta t_1} \sin \frac{\pi t}{\Delta t_1}.$$

При  $\Delta t_1 < t < 2\Delta t_1$

$$\frac{df(t)}{dt} = (1 - B_0) \frac{\pi}{2\Delta t_1} \sin \frac{\pi t}{\Delta t_1},$$

а в хвостовой части, т.е. при  $2\Delta t_1 < t < \Delta t_2$ ,

$$\left( \frac{df(t)}{dt} \right)_{\text{tail}} = -\frac{B_0}{(\Delta t_2 - 2\Delta t_1)}.$$

Нетрудно видеть, что  $(df/dt)_{\text{tail}}$  примерно на два порядка меньше  $(df/dt)$  в максимуме и минимуме акустического импульса, что позволяет не учитывать хвостовую часть импульса при расчете эффективности по формуле (16), куда входит квадрат от  $(df/dt)$ . Используя приведенные выше значения  $df/dt$  для головной части импульса при расчете  $\Phi_t$  и выполнив интегрирование в (17), найдем

$$\Phi_t = \left( \frac{\pi^2}{4\Delta t_1} \right) (1 - B_0 + 0.5b_0^2) \approx \frac{1.8}{\Delta t_1}.$$

Подставив эту величину  $\Phi_t$  в (16), получим расчетную формулу для эффективности преобразования при взаимодействии длинного импульса со свободной поверхностью жидкости

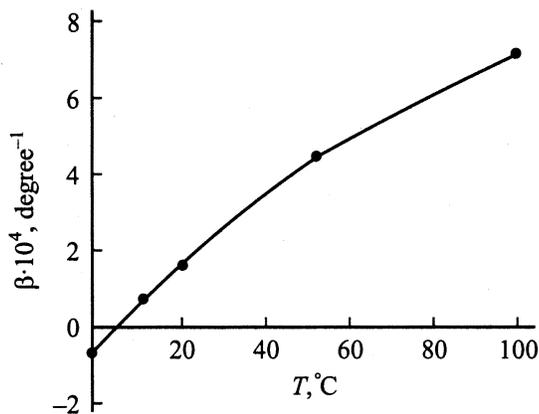
$$\eta_f = \frac{\pi^2 (1 - B_0 + 0.5B_0) k_0 \Phi_t \varepsilon_L}{\alpha^3 c_0^3 t_{\text{eff}}^2 \Delta t_1} \approx 1.5 \cdot 10^{-7} \varepsilon_L, \quad (18)$$

где  $\varepsilon_L$  в  $\text{J/cm}^2$ .

При  $\varepsilon_L \approx \varepsilon_{ev}$  эффективность преобразования  $\eta_f \approx 2.5 \cdot 10^{-7}$ .

## Учет температурной зависимости коэффициента объемного расширения

Все приведенные выше расчеты эффективности были выполнены в линейном приближении, т.е. в предположении, что все параметры жидкости остаются неизменными в течение действия лазерного импульса. В действительности же многие из параметров, входящих в выведенные ранее формулы, в той или иной степени зависят от температуры, которая меняется в процессе нагрева приповерхностного слоя лазерным излучением. Особенно сильно зависит от температуры коэффициент объемного расширения  $\beta$  (рис. 2). Учет тепловой нелинейности, связанной с температурной зависимостью  $\beta$ ,



**Рис. 2.** Температурная зависимость коэффициента объемного расширения воды  $\beta$  по данным [14].

ранее проводился в работах [15,16]. В первой из этих работ рассмотрено влияние нелинейности на форму импульса давления вблизи поверхности жидкости, а во второй — в дальней зоне (см. также [1,2]).

Пренебрегая теплопроводностью и предположив, что зависимость  $\beta(T)$  линейна, т. е.

$$\beta(T) = \beta(T_0) + \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0} T', \quad (19)$$

где  $T_0$  — исходная температура жидкости,  $T'$  — ее изменение в результате поглощения лазерного излучения, и полагив, что  $T'$  меняется по глубине слоя как

$$T' = \frac{\alpha \varepsilon_L}{\rho_0 c_P} e^{-\alpha z}, \quad (20)$$

нетрудно получить временной профиль импульса давления с учетом тепловой нелинейности [2] при воздействии короткого импульса на жесткую и свободную границу

$$P_r(\tau) = (\alpha c_0^2 \beta \varepsilon_L / 2c_P) \times [\exp(-\alpha c_0 |\tau|) + N \varepsilon_L \exp(-2\alpha c_0 |\tau|)], \quad (21)$$

$$P_f(\tau) = (\alpha c_0^2 \beta \varepsilon_L / 2c_P) \times [\exp(-\alpha c_0 |\tau|) + N \varepsilon_L \exp(-2\alpha c_0 |\tau|)] \operatorname{sgn} \tau. \quad (22)$$

Здесь  $N$  — нелинейный параметр, равный

$$N = \left( \frac{\alpha}{\rho_0 c_P \beta(T_0)} \right) \left( \frac{d\beta}{dT} \right)_{T_0}. \quad (23)$$

Положив  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ,  $\beta = 2 \cdot 10^{-4} \text{ degree}^{-1}$  и  $(d\beta/dT) = 7.2 \cdot 10^{-6} \text{ degree}^{-2}$ , получим  $N \cong 7 \text{ J}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ .

Подставив (21) или (22) в (6) и выполнив интегрирование, получим эффективность преобразования для короткого импульса с учетом тепловой нелинейности

$$\eta = k_0 \varepsilon_L \left( 1 + \frac{4}{3} N \varepsilon_L + \frac{1}{2} N^2 \varepsilon_L^2 \right). \quad (24)$$

При действии длинного импульса на поверхность жидкости температура ее поверхности растет со временем пропорционально поглощенной к этому моменту энергии, т. е.

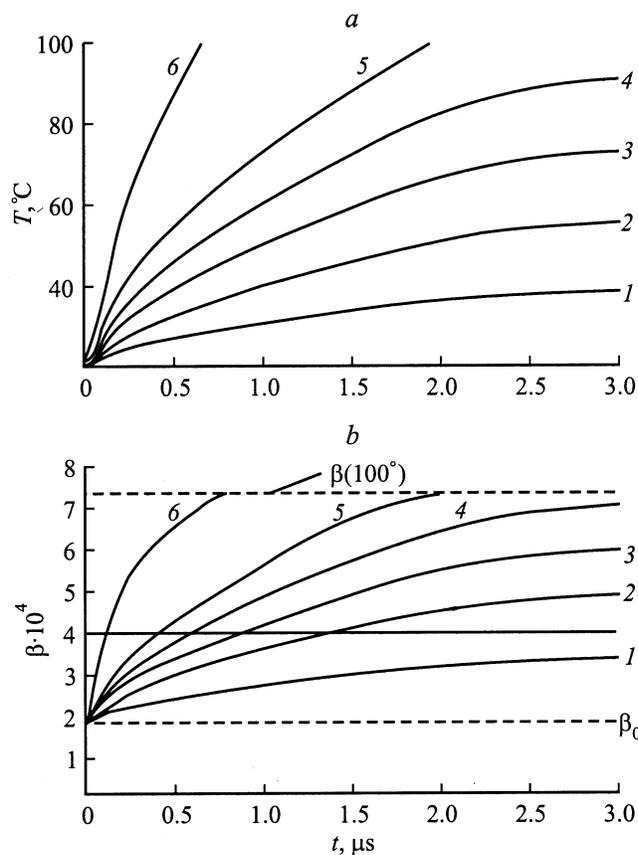
$$\begin{aligned} T(t) &= T_0 + \frac{\alpha I_0}{\rho_0 c_P} \int_0^t f(\tau) d\tau \\ &= T_0 + \frac{\alpha \varepsilon_L}{\rho_0 c_P t_{\text{eff}}} \int_0^t f(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (25)$$

В соответствии с этим увеличивается и величина  $\beta$

$$\beta(t) = \beta(T_0) \left[ 1 + \frac{N \varepsilon_L}{t_{\text{eff}}} \int_0^t f(\tau) d\tau \right]. \quad (26)$$

Изменение температуры поверхности и коэффициента объемного расширения, рассчитанное по формулам (25) и (26) для принятой ранее аппроксимации импульса  $\text{CO}_2$  лазера, представлено на рис. 3, *a, b*, при разных значениях  $\varepsilon_L$ .

Заменяя в (8)  $\beta$  на  $\beta(t)$ , найдем профиль импульса давления, генерируемого при воздействии длинного



**Рис. 3.** Изменение температуры поверхности воды (*a*) и коэффициента объемного расширения (*b*) в течение действия на нее импульса  $\text{CO}_2$  лазера. Значения  $\varepsilon_L, \text{J/cm}^2$ : 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.4, 5 — 0.5, 6 — 1.0.

импульса на жесткую границу с учетом тепловой нелинейности

$$P_r(t) = \frac{c_0 \beta(T_0) \varepsilon_L}{c_p t_{\text{eff}}} f(t) \left[ 1 + \frac{N \varepsilon_L}{t_{\text{eff}}} \int_0^t f(\tau) d\tau \right]. \quad (27)$$

Временной профиль импульса давления, генерируемого на свободной поверхности, можно найти путем дифференцирования (27) по времени

$$P_f(t) = \frac{1}{\alpha c_0} \frac{dP_r(t)}{dt} = \frac{\beta_0 \varepsilon_L}{\alpha c_p t_{\text{eff}}} \times \left[ \frac{df(t)}{dt} \left( 1 + N \frac{\varepsilon_L}{t_{\text{eff}}} \int_0^t f(\tau) d\tau \right) + N \frac{\varepsilon_L}{t_{\text{eff}}} f^2(t) \right]. \quad (28)$$

Формулу (28) можно преобразовать к виду

$$\frac{P_f(t)}{P_{f,0}} = \frac{df(t)}{df} \left( \frac{df}{dt} \right)_{\text{max}}^{-1} + qF(t), \quad (29)$$

где  $(df/dt)_{\text{max}} = \pi/2\Delta t_1$  — максимальное значение  $(df/dt)$  в линейном режиме,

$$q = \frac{N \varepsilon_L}{t_{\text{eff}}} \left( \frac{df}{dt} \right)_{\text{max}}^{-1}$$

— безразмерный параметр, характеризующий степень нелинейности взаимодействия, а

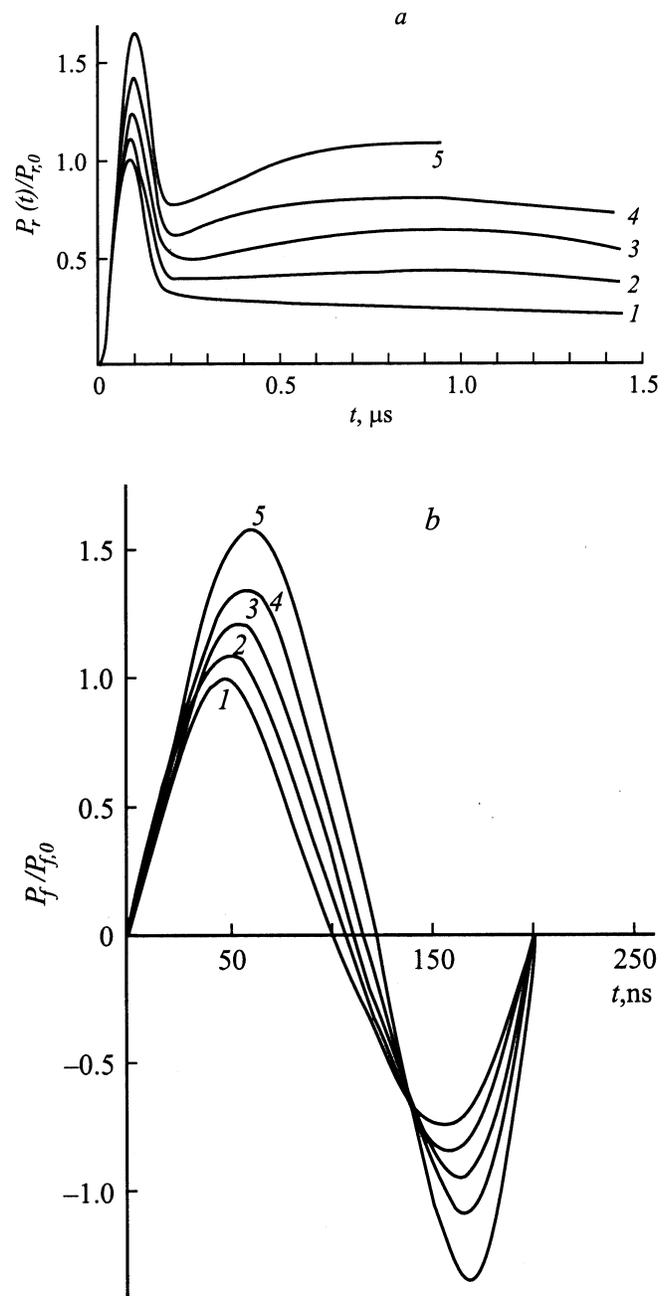
$$F(t) = \frac{df(t)}{dt} \int_0^t f(\tau) d\tau + f^2(t)$$

— безразмерная функция времени.

Результаты расчетов функций  $P_r(t)$  и  $P_f(t)$  по формулам (27)–(29) с учетом тепловой нелинейности представлены на рис. 4, *a, b*. В качестве  $f(t)$  использовалась принятая нами ранее аппроксимация (11), (12).

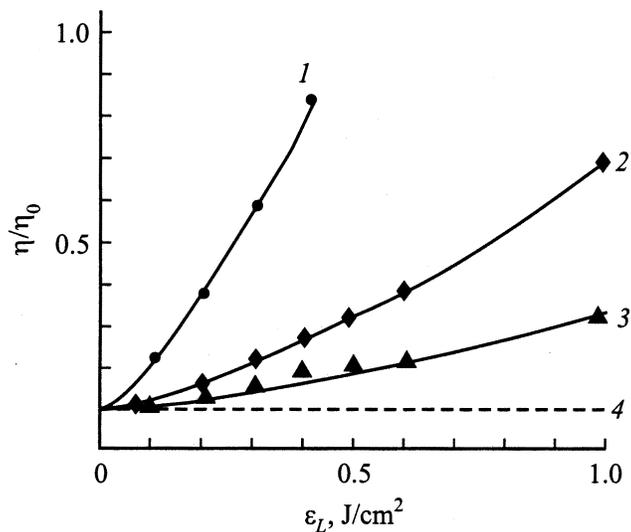
Найденные таким образом временные профили давлений были использованы для оценки по формуле (6) эффективности преобразования лазерной энергии в акустическую с учетом тепловой нелинейности. На рис. 5 представлены результаты численных расчетов  $\eta_r$  и  $\eta_f$  (кривые 2, 3), отнесенные к соответствующим значениям эффективности, рассчитанным по формулам (14) и (18) в пренебрежении тепловым нелинейностью. На том же рисунке (кривая 1) приведена величина  $\eta/k_0 \varepsilon_L$ , рассчитанная по формуле (24). Пунктирная прямая 4 соответствует линейному приближению ( $N = 0$ ).

Расчеты  $\eta$  по формуле (24) производились в интервале  $\varepsilon_L$  от 0 до  $0.4 \text{ J/cm}^2$ , так как при больших  $\varepsilon_L$  температура поверхности, рассчитанная по формуле (20) при  $z = 0$ , превышает  $100^\circ\text{C}$ , что соответствует включению испарительного механизма генерации акустических волн. Расчеты  $\eta_r$  и  $\eta_f$  были сделаны в более широком интервале  $\varepsilon_L$ , так как для длинного импульса

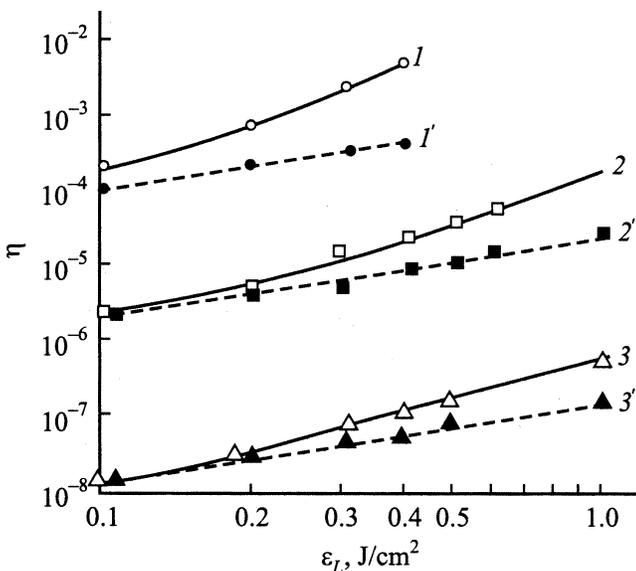


**Рис. 4.** Временные профили импульсов давления, генерируемых импульсом  $\text{CO}_2$  лазера на жесткой *a*) и свободной *b*) поверхности воды без учета (1) и с учетом (2–5) тепловой нелинейности при значениях  $\varepsilon_L = 0.2$  (2), 0.4 (3), 0.6 (4) и 1.0 (5)  $\text{J/cm}^2$ .

процесс испарения начинается с временной задержкой относительно начала лазерного импульса, а оптоакустический и испарительный импульсы давления разнесены по времени. Кроме того, как показывает эксперимент, испарительный импульс возникает при плотности энергии  $\varepsilon_L \sim 1.5 \text{ J/cm}^2$ , существенно превышающей  $0.4 \text{ J/cm}^2$ , что, возможно, связано с влиянием теплопроводности при длинных лазерных импульсах.



**Рис. 5.** Влияние тепловой нелинейности на эффективность преобразования лазерной энергии в акустическую при разных условиях взаимодействия. 1 — короткий импульс, 2 — длинный импульс и жесткая граница, 3 — длинный импульс и свободная поверхность, 4 — без учета нелинейности.



**Рис. 6.** Абсолютные значения эффективности при разных условиях взаимодействия. 1 — короткий импульс, 2 — длинный импульс и жесткая граница, 3 — длинный импульс и свободная поверхность; 1–3 — с учетом тепловой нелинейности, 1'–3' — без учета нелинейности.

Результаты всех выполненных в данной работе расчетов обобщены на рис. 6, где в логарифмическом масштабе представлены абсолютные значения эффективности при разных условиях взаимодействия с учетом и без учета тепловой нелинейности. Как видно из рисунка, эффективность преобразования лазерной энергии в аку-

стическую для длинного импульса и жесткой границы (кривые 2, 2') примерно на 2 порядка меньше, чем для короткого импульса (кривые 1, 1'), а в случае длинного импульса и свободной поверхности (кривые 3, 3') эффективность еще на два порядка ниже.

В том же порядке убывает и влияние тепловой нелинейности. Так, учет нелинейности для короткого импульса при  $\varepsilon = 0.4 \text{ J/cm}^2$  приводит к росту эффективности преобразования энергии почти на порядок, в то время как для длинного импульса при той же плотности лазерной энергии происходит увеличение эффективности за счет нелинейности в 2.5 раза в случае жесткой границы и всего в 1.5 раз для свободной границы. По мере роста  $\varepsilon_L$  возрастает наклон линий  $\eta(\varepsilon_L)$ , переходя от единицы, характерной для линейного режима, к двум, что соответствует квадратичной зависимости.

Таким образом, проделанные расчеты показывают, что при плотности излучения  $\text{CO}_2$  лазера порядка  $1 \text{ J/cm}^2$  и выше нелинейность, связанная с температурной зависимостью коэффициента объемного расширения, существенно влияет на параметры генерируемого акустического импульса и на эффективность преобразования лазерной энергии в акустическую.

Следующая наша работа будет посвящена экспериментальному измерению эффективности оптоакустического преобразования энергии методом голографической интерферометрии.

Работа выполнена при поддержке Федеральной программой ведущих научных школ (грант РФФИ № 00-15-96771, научная школа акад. Ю.Н. Денисюка).

## Список литературы

- [1] Лямиев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989.
- [2] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [3] Бункин Ф.В., Комиссаров В.М. // Акуст. журн. 1973. Т. 19. С. 305–320.
- [4] Бункин Ф.В., Трибельский М.И. // УФН. 1980. Т. 130. № 2. С. 103–239.
- [5] Лямиев Л.М. // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637–669.
- [6] Maccabee B.S. // Transaction of Ultrasonic Symposium. IEEE. USA, 1987. P. 1101–1107.
- [7] Островская Г.В., Шедова Е.Н. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе. СПб., 1999. № 1723. 62 с.
- [8] Лямиев Л.М., Наугольных К.А. // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 5. С. 641–668.
- [9] Giovanneschi P., Dufresne D., Caresso J.P., Bournet Ph. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. N 11. P. 882–883.
- [10] Витиас А.Ф., Григорьев В.В., Корнеев В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1442–1445.
- [11] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 34–40.
- [12] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 138–140.

- [13] *Островская Г.В., Шедова Е.Н.* // Известия АН. 1997. Т. 61. № 7. С. 1342–1352.
- [14] Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- [15] *Бурмистров Л.В., Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б.* // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 4. С. 616–619.
- [16] *Дудина Т.А., Егерев С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 5. С. 622–624.