

УДК 534-14:535

О БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОЙ  
АНТЕННЫ

*Т. А. Дунина, С. В. Егеров, Л. М. Лямшев,  
К. А. Наугольных*

Теоретически и экспериментально исследован процесс тепловой генерации звука лазерными импульсами в жидкости.

С помощью эмпирической зависимости, хорошо описывающей форму огибающей лазерного импульса, в виде квадратур найдено решение неоднородного волнового уравнения тепловой генерации звука. Численным интегрированием получены формы акустических сигналов в ближней зоне термоакустической антенны. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными.

Задача о генерации звука лазерными импульсами рассматривалась в ряде работ [1-5], в которых рассчитаны характеристики акустического излучения вдали от области возбуждения звука.

Между тем в эксперименте часто возникает ситуация, когда длина пробега света в жидкости достаточно велика и регистрация акустического сигнала происходит в ближней зоне термоакустической антенны, возникающей при поглощении лазерного излучения в жидкости. Рассмотрению такого случая посвящена настоящая работа. Пусть лазерный луч падает нормально на свободную поверхность жидкости. Будем считать, что длина пробега света  $l = \alpha^{-1}$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения света в жидкости, велика по сравнению с радиусом поперечного сечения лазерного луча  $a$ ,  $l \gg a$ , и распределение интенсивности света равномерно по поперечному сечению.

В результате воздействия лазерного импульса в жидкости формируется цилиндрическая область, излучающая звуковую волну вследствие теплового расширения (фиг. 1).

Процесс тепловой генерации звука при воздействии лазерного излучения на вещество описывается уравнением [2]

$$(1) \quad \nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\beta}{c_p} \frac{\partial Q}{\partial t},$$

где  $p$  — избыточное давление в среде,  $c$  — скорость звука,  $\beta$  — коэффициент теплового расширения,  $c_p$  — удельная теплоемкость жидкости,  $Q$  — плотность энергии, выделившейся в жидкости в единицу времени.

Принимая в качестве граничного условия на свободной поверхности жидкости равенство нулю избыточного давления, можно записать решение уравнения (1)

$$(2) \quad p = \frac{1}{4\pi} \frac{\beta}{c_p} \int \frac{1}{r_1} \frac{\partial Q \left( t - \frac{r_1}{c}, r \right)}{\partial t} dV - \\ - \frac{1}{4\pi} \frac{\beta}{c_p} \int \frac{1}{r_2} \frac{\partial Q \left( t - \frac{r_2}{c}, r \right)}{\partial t} dV.$$

Будем считать, что длительность лазерного импульса  $Q$  достаточно велика,  $c\theta \gg a$ , и разницей времени прихода сигналов от различных точек поперечного сечения луча можно пренебречь.

Рассмотрим характеристики лазерного поля в ближней зоне излучающей области, т. е. на расстояниях  $x \ll \frac{l^2}{\lambda} = \frac{1}{\alpha^2 c \theta}$ . В этом случае в цилинд-

рической системе координат  $r_1 = \sqrt{(z - z_A)^2 + x^2}$ ,  $r_2 = \sqrt{(z + z_A)^2 + x^2}$  (см. фиг. 1). Принимая также во внимание, что  $Q = \partial I / \partial z$ , где  $I = I(t) \exp(\alpha z)$  — интенсивность лазерного излучения, получим

$$(3) \quad p = \frac{\alpha \beta S}{4\pi c_p} \left[ \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-\alpha z}}{r_1} I\left(t - \frac{r_1}{c}\right) dz - \int_{z_3}^{z_4} \frac{e^{-\alpha z}}{r_2} I\left(t - \frac{r_2}{c}\right) dz \right].$$

Здесь  $S = \pi a^2$ .

Для вычисления интегралов в формуле (3) необходимо знать функцию  $I(t)$ , описывающую временную зависимость интенсивности. Типичная экспериментальная зависимость  $I(t)$  в лазерном импульсе, излучаемом в режиме свободной генерации, представлена на фиг. 2, а. Изрезанность импульса обусловлена хаотической модуляцией лазерного излучения. Огибающую такого импульса можно аппроксимировать формулой

$$(4) \quad I(t) = 5,4 I_m \frac{t}{\theta} \exp\left(-2 \frac{t}{\theta}\right),$$

график которой представлен на фиг. 2, б. Здесь  $I_m$  — пиковая интенсивность, связанная с полной энергией импульса  $E$  выражением  $I_m = 0,74 E / \theta S$ , вытекающим из

$$\text{условия нормировки } \int_0^{\infty} I S dt = E.$$

Формула (4) справедлива при  $t \geq 0$ , при  $t < 0$  предполагается, что  $I = 0$ .

Соответственно этому при выполнении интегрирования в формуле (3) следует принять во внимание, что отличный от нуля вклад дают лишь те участки оси  $z$ , на которых выполняются условия  $t - r_i/c \geq 0$ . Эти условия

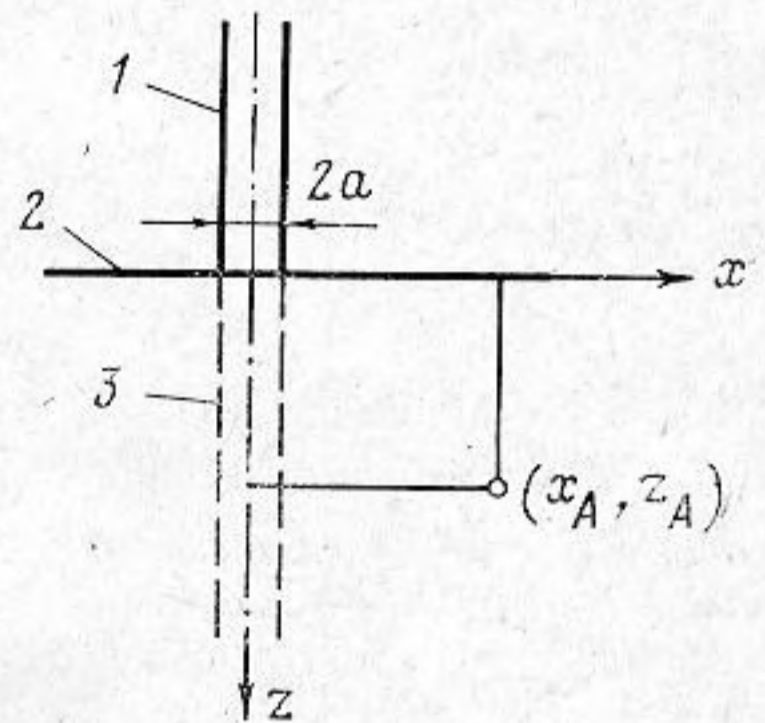
позволяют определить пределы интегрирования. При  $\frac{x_A}{c} \leq t \leq \frac{(x_A^2 + z_A^2)^{1/2}}{c}$

отличен от нуля лишь первый интеграл формулы (3), причем  $z_1 = z_A - ((ct)^2 - x_A^2)^{1/2}$ ,  $z_2 = z_A + ((ct)^2 - x_A^2)^{1/2}$ . При  $\frac{(x_A^2 + z_A^2)^{1/2}}{c} \leq t$  пределы ин-

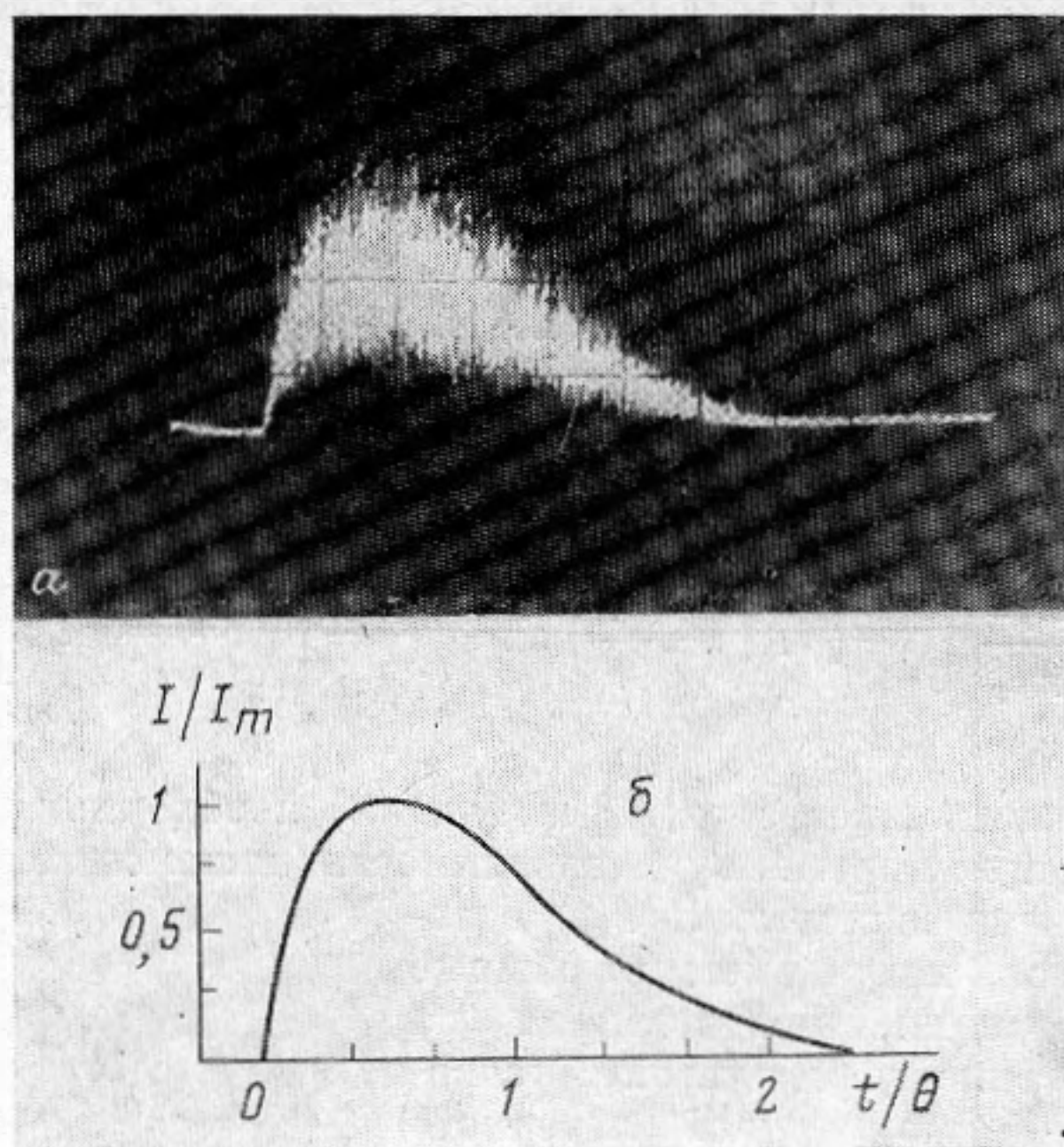
тегрирования оказываются следующими:  $z_1 = 0$ ,  $z_2 = z_A + ((ct)^2 - x_A^2)^{1/2}$ ,  $z_3 = 0$ ,  $z_4 = ((ct)^2 - x_A^2)^{1/2} - z_A$ .

На фиг. 3 приведена форма акустического сигнала в точке с координатами  $x_A = 10$  см,  $z_A = 12$  см, полученная в результате численного интегрирования выражения (3) с учетом соотношения (4) при условии  $c\theta \gg a$ ,  $\alpha c \theta = 22,5$ .

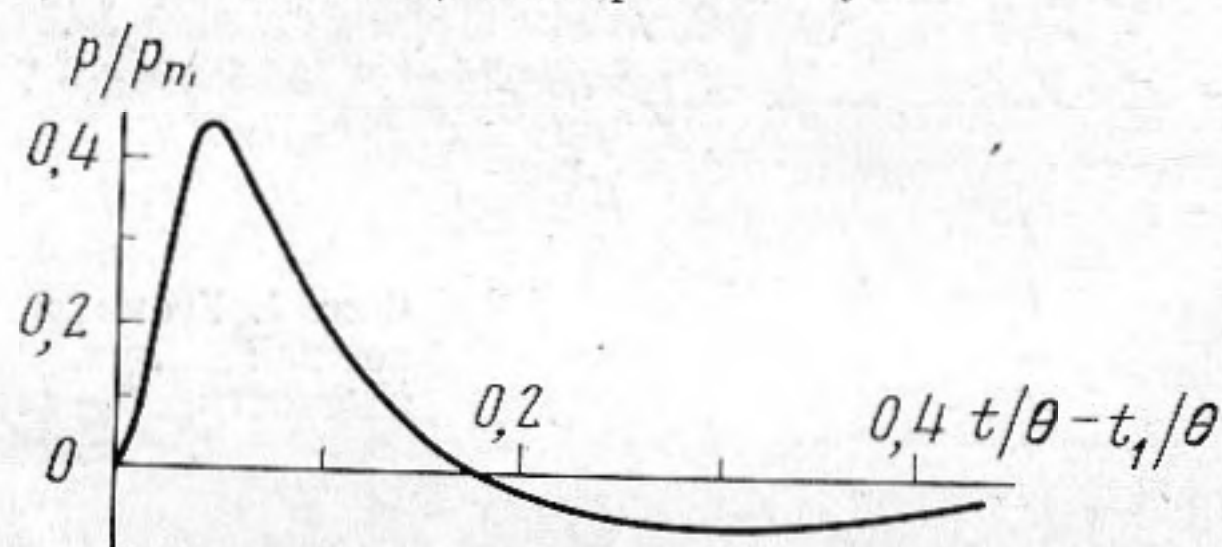
Акустический сигнал в точке  $A$  начинается в момент  $t_1 = x_A/c$ , когда в эту точку приходит волна сжатия от ближайшей области источников. Затем в момент  $t_2 \approx \sqrt{x_A^2 + z_A^2}/c$  приходит волна разряжения, обусловленная сложением импульса, излученного источниками, расположенными в окрестности точки  $O$ , с отраженной от свободной поверхности волной, и складывается с волной сжатия. Длительность импульса зависит поэтому от раз-



Фиг. 1. Геометрия задачи: 1 — лазерный луч, 2 — поверхность жидкости, 3 — термоакустическая антенна



Фиг. 2. *a* — осциллограмма лазерного импульса, *б* — график функции  $I/I_m = 5,4(t/\theta) \exp(-2t/\theta)$ , описывающий форму огибающей лазерного импульса



Фиг. 3. Временной ход давления в акустическом сигнале в точке наблюдения с координатами  $z_A = 12$  см,  $x_A = 10$  см при условии  $\alpha c \theta = 22,5$ ,  $p_m = 1,35 \alpha \beta s I_m / \pi c_p \theta$ . Здесь  $\tau \approx 0,01 \theta$

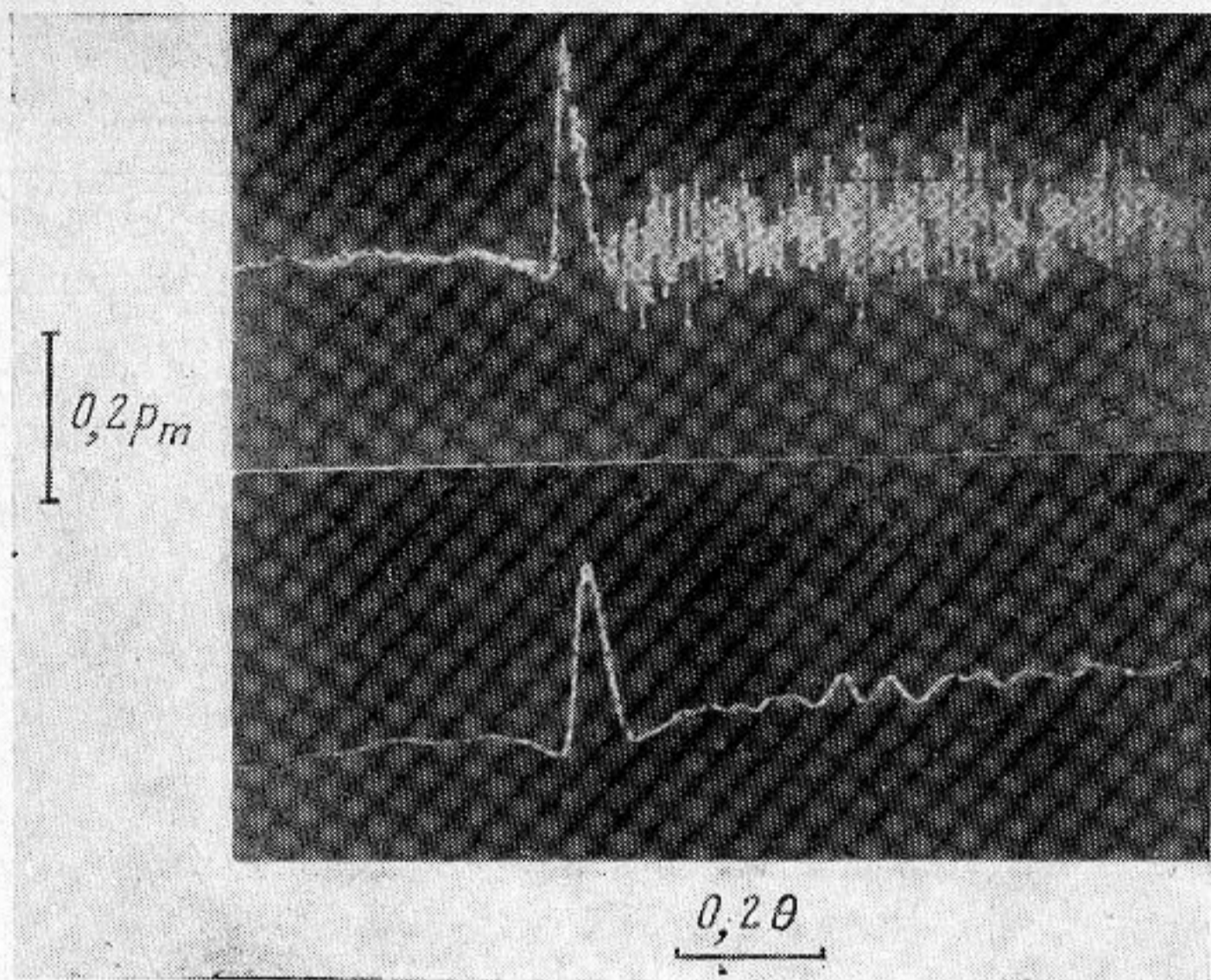
ницы времен прихода волн сжатия и разрежения, определяемой соотношением

$$(5) \quad \tau \approx t_2 - t_1.$$

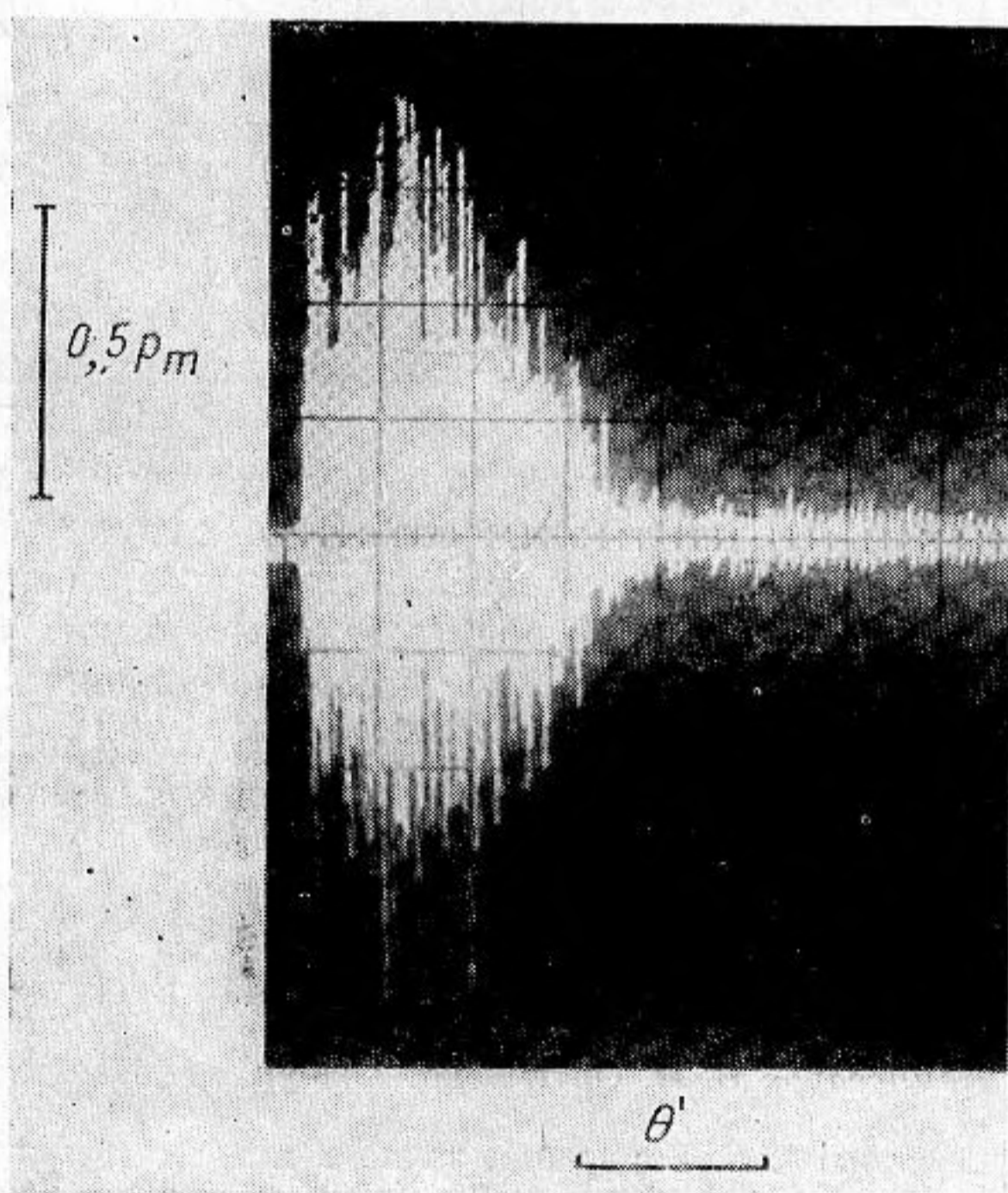
Осциллограммы акустического сигнала, принятого в точке с координатами  $x_A = 10$  см,  $z_A = 12$  см в условиях, соответствующих расчетным, приведены на фиг. 4.

Верхний снимок изображает сигнал, принятый широкополосным приемником. Видно, что акустический импульс состоит из головной низкочастотной и высокочастотной компоненты, обусловленной пиковой структурой лазерного импульса.

На нижнем представлена выделенная фильтром низкочастотная часть сигнала. Как видно, головная часть импульса обнаруживает сходство с теоретической зависимостью, описывающей форму акустического сигнала в ближней зоне термоакустической антенны. При удалении от источника звука в перпендикулярном к оси лазерного луча направлении разница времен прихода волн сжатия и разрежения уменьшается и они взаимно погашают друг друга.



Фиг. 4. Осциллограммы акустического сигнала в точке наблюдения с координатами  $x_A=10$  см,  $z_A=12$  см: *a* — сигнал в широкой полосе частот, *b* — сигнал в полосе низких частот



Фиг. 5. Осциллограмма акустического сигнала вблизи поверхности, при  $x_A \gg z_A$

В результате этого при выполнении условия  $\theta_1 < \tau \ll \theta$ , где  $\theta_1$  — характерный переход хаотической модуляции, исчезает голубая низкочастотная часть сигнала и остается лишь высокочастотная компонента, обусловленная пиковой структурой лазерного импульса.

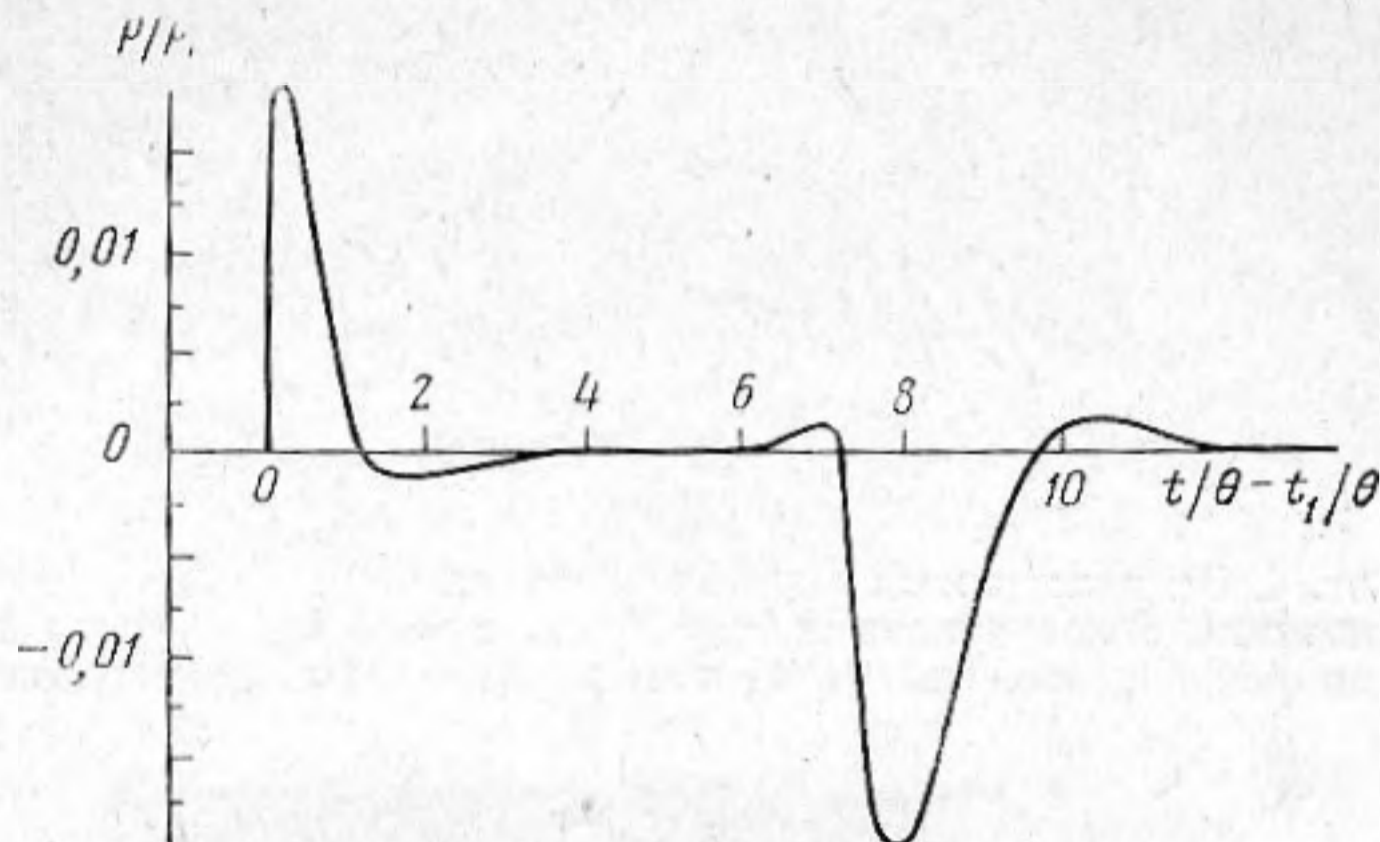
Пример такого сигнала в более мелком по оси времени масштабе изображен на фиг. 5. При еще большем удалении от источника в поперечном

направлении на расстояниях  $x_A \gg z_A$ , где  $\tau=0$ , исчезает и высокочастотная часть сигнала.

Иная картина наблюдается в том случае, когда разница времени прихода волн сжатия и разряжения  $\tau$  превосходит характерную длительность лазерного импульса  $\theta$ .

Такая ситуация может возникать в случае коротких лазерных импульсов или при удалении точки наблюдения вдоль оси  $z$ .

В качестве примера на фиг. 6 изображена форма акустического сигнала в той же, что и на фиг. 3 точке наблюдения в случае более короткого лазерного импульса, когда  $\tau=7,5\theta$ .



Фиг. 6. Временной ход давления в акустическом сигнале в точке наблюдения с координатами  $x_A=10$  см,  $z_A=12$  см при условии  $\alpha c\theta=0,15$ ,  $\tau=7,5\theta$

При удалении от области генерации амплитуда головного импульса уменьшается пропорционально  $\exp(-\alpha z)$ , амплитуда замыкающего — как  $1/\sqrt{x^2+z^2}$ .

Если среда пространственно неоднородна и ее свойства заметно меняются на расстояниях, меньших величины  $s\theta$ , то структура акустического импульса в точке наблюдения становится еще более сложной. Пусть, например, на глубине  $z=H$  свойства среды меняются таким образом, что параметр  $\alpha\beta S/c_p$  возрастает. Тогда в точке наблюдения в момент  $t = \sqrt{x_A^2 + H^2}/c$  возникает дополнительный сигнал, головная часть которого является волной сжатия с амплитудой, пропорциональной степени неоднородности среды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gournay L. Conversion of Electromagnetic to Acoustic Energy by Surface Heating. J. Acoust. Soc. America, 1966, 40, 6, 1322–1330.
2. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение воли (обзор). Акуст. ж., 1973, 19, 3, 305–320.
3. Божков А. И., Бункин Ф. В. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1975, 2, 1763–1771.
4. Лямшев Л. М., Наугольных К. А. О генерации звука тепловыми источниками. Акуст. ж., 1976, 22, 4, 625–627.
5. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. К теории генерации звука в жидкости лазерными импульсами. Акуст. ж., 1977, 23, 6, 890–898.

Акустический институт  
Академии наук СССР

Поступила  
10 мая 1978 г.