и полагая $B=B_0+\varepsilon B_1+\ldots$, получим для диаграммы направленности

$$\Phi(\varphi)=2B\cos\left(\varepsilon\frac{d}{a}\cos\varphi\right)\pm\int_{-1}^{1}W(t')e^{-i\varepsilon t'\sin\varphi}dt',\qquad x\gtrless 0$$

асимптотическое представление $\Phi(\varphi)=2B_0\pm\frac{\pi}{2pi}+2\varepsilon B_1+O(\varepsilon^2)$. Потребуем, чтобы за щелью, при $x>0$, дальнее поле было мало: $\Phi(\varphi)=O(\varepsilon^2)$. Для этого коэффициент B_0 должен быть равен $\pi i/4p$, а $B_1=0$. Этим условиям можно удовлетворить, выбирая надлежащим образом коэффициенты связи b_m.

Вычисляя по формуле (2) производную $\frac{\partial U}{\partial x}(0,y)$ и подставляя ее значение в формулу (1), получим

$$B=2i\sum_{m=-M}^{M}b_m w\left(\frac{m}{M}a\right)=\frac{M}{p}\sum_{m=-M}^{M}\frac{b_m}{\sqrt{M^2-m^2}}+$$

$$+i\varepsilon\sin\alpha\sum_{m=-M}^{M}\frac{mb_m}{\sqrt{M^2-m^2}}+O(\varepsilon^2).$$

Чтобы удовлетворить сформулированным условиям гашения дальнего поля для произвольного угла падения α плоской волны U_0 (а значит, и для падающей волны общего вида), нужно потребовать, чтобы выполнялись условия

$$M\sum_{m=-M}^{M}\frac{b_m}{\sqrt{M^2-m^2}}=\frac{\pi i}{4},\qquad \sum_{m=-M}^{M}\frac{mb_m}{\sqrt{M^2-m^2}}=0.$$

Можно взять $M=0$, $b_0=\pi i/4$, т. е. для управления системой активного гашения достаточно одного дипольного приемника, расположенного в точке (0, 0). Возбуждаемая им пара монополей обеспечивает компенсацию поля в дальней зоне за щелью с точностью $O(\varepsilon^2)$.

Простота полученного результата определяется заранее выбранным симметричным расположением излучателей, устраняющим акустическую обратную связь. Более подробно идея использования симметрии поля для упрощения систем активного гашения рассмотрена в работе [4]. Это условие не является обязательным в изложенном подходе. Он пригоден также для расчета реальных трехмерных систем активного гашения длинноволновых полей за плоскими экранами.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Малюжинец Г. Д.* Нестационарные задачи дифракции для волнового уравнения с финитной правой частью. Труды акустического ин-та, 1971, *15*, 124—140.
2. *Завадская М. П., Попов А. В., Эгельский Б. Л.* Об аппроксимации волновых потенциалов в задачах активного гашения звуковых полей по методу Малюжинца. Акуст. ж., 1975, *21*, 5, 732—738.
3. *Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М., «Мир», 1964.
4. *Урусовский И. А.* Об активной звукоизоляции волновода с излучателями — монополями и приемниками — диполями. Акуст. ж., 1980, *26*, 2, 281—287.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила
19 апреля 1979 г.

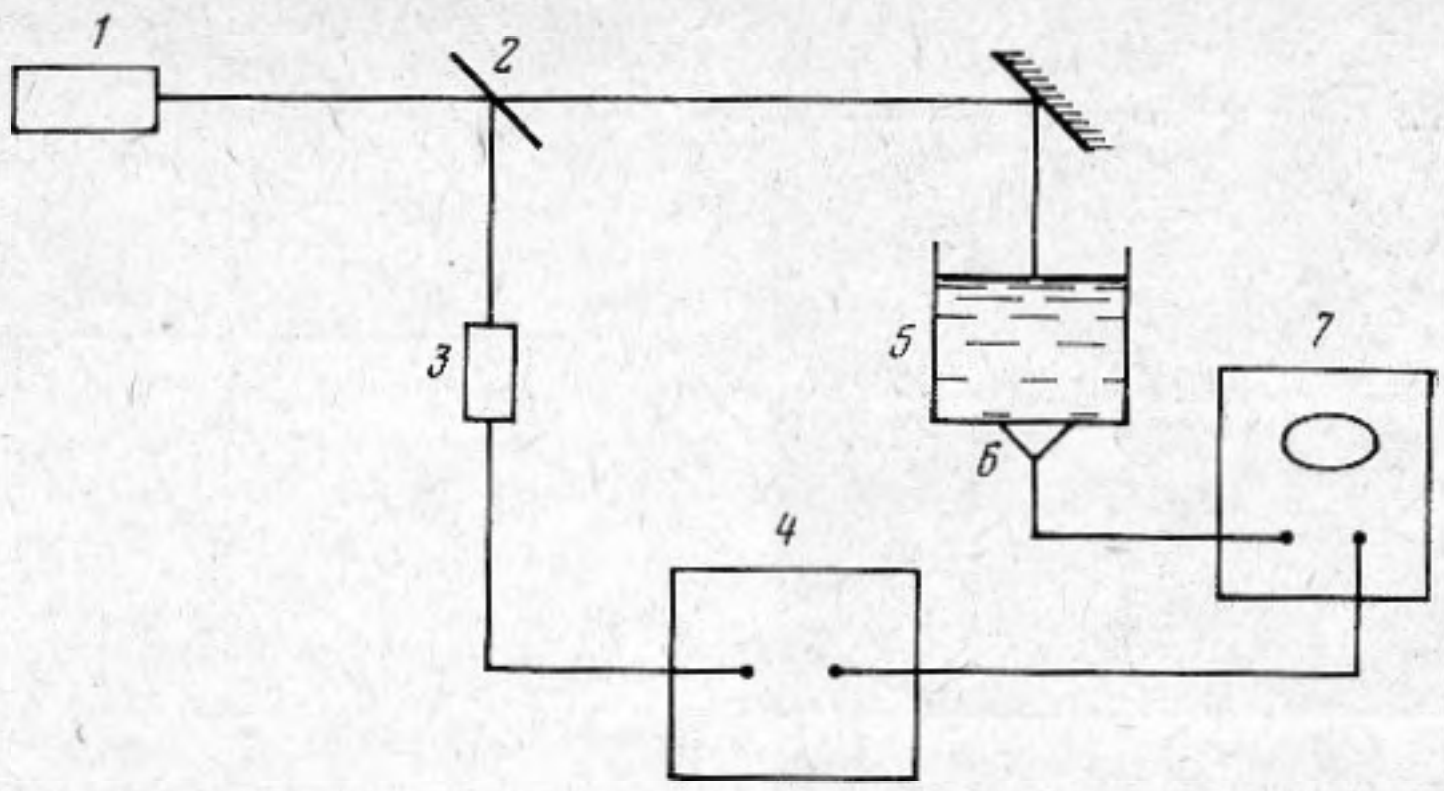
УДК 534.232

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ТЕРМООПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А. А. Карабутов, А. И. Портнягин, О. В. Руденко, Е. Б. Черепецкая

Импульсное термооптическое возбуждение звука [1–8] привлекает большое внимание в связи с проблемой получения интенсивных коротких сигналов для исследования свойств и структуры различных сред.

Дальнее звуковое поле, которое возникает при свободной границе для огибающей интенсивности света, имеющей прямоугольную во времени форму, исследовано



Фиг. 1. Схема установки: *1* – излучатель ЛТИПЧ-5, *2* – делительная пластинка, *3* – фотодиод, *4* – генератор регулируемой задержки Г5-15, *5* – кювета с раствором хлорной меди, *6* – пьезоэлектрический приемник, *7* – осциллограф С1-70

в работе [7]. Позднее авторами [3, 8] рассчитаны параметры сигналов в дальней зоне при произвольной зависимости интенсивности света от времени. Здесь весьма удобным оказался универсальный подход, основанный на методе передаточных функций [2, 3]. Экспериментальному изучению импульсных термооптических антенн посвящены работы [4–6].

Для получения коротких акустических импульсов термооптическим способом необходимо использовать среды с большими коэффициентами поглощения света. В этом случае активная область – тонкий приповерхностный слой тепловыделения – выполняет роль «плоского поршня»; для анализа процесса применим поэтапный метод [3]. В работе [3] рассчитана дифракционная трансформация профиля акустического импульса, возбуждаемого при плоской геометрии задачи опто-термоакустического преобразования. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию этого процесса.

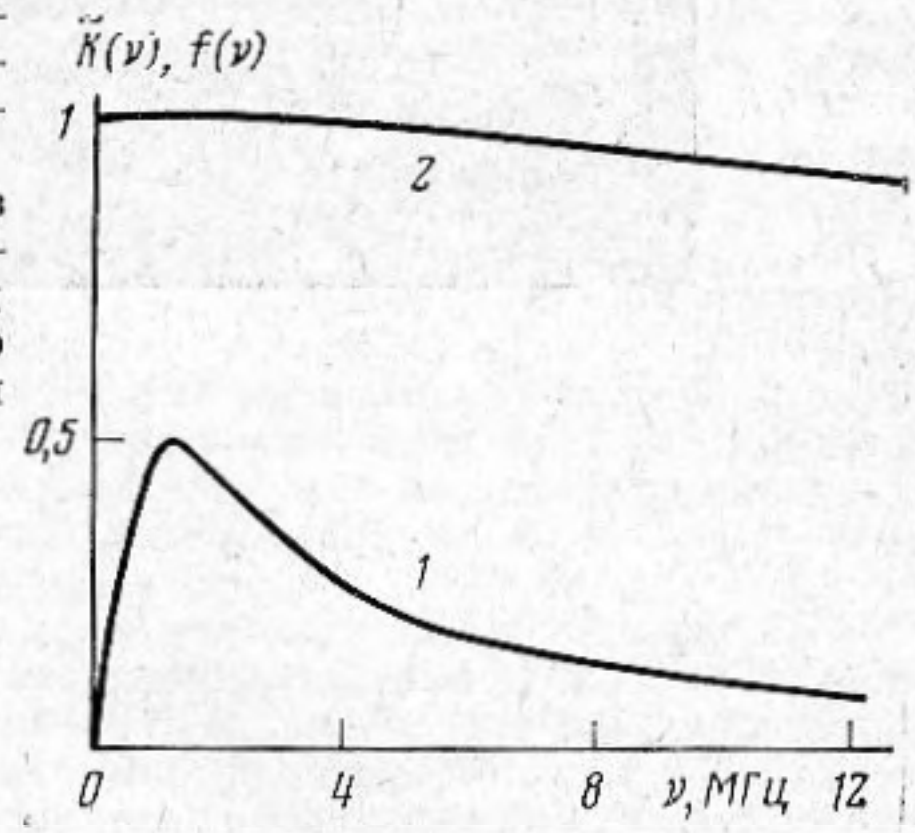
При плоской геометрии, как показано в работе [2], спектр сформировавшегося звукового сигнала $S_{зв}(\nu)$ является произведением спектра огибающей интенсивности светового импульса $f(\nu)$ и передаточной функции слоя термооптического преобразования $K(\nu)$:

$$S_{зв}(\nu)=f(\nu)K(\nu). \tag{1}$$

Для свободной границы [2]

$$K(\nu)=i\frac{2}{\alpha}\frac{\nu/\nu_0}{1+(\nu/\nu_0)^2}, \tag{2}$$

$$\nu_0=\frac{\alpha c_0}{2\pi}.$$



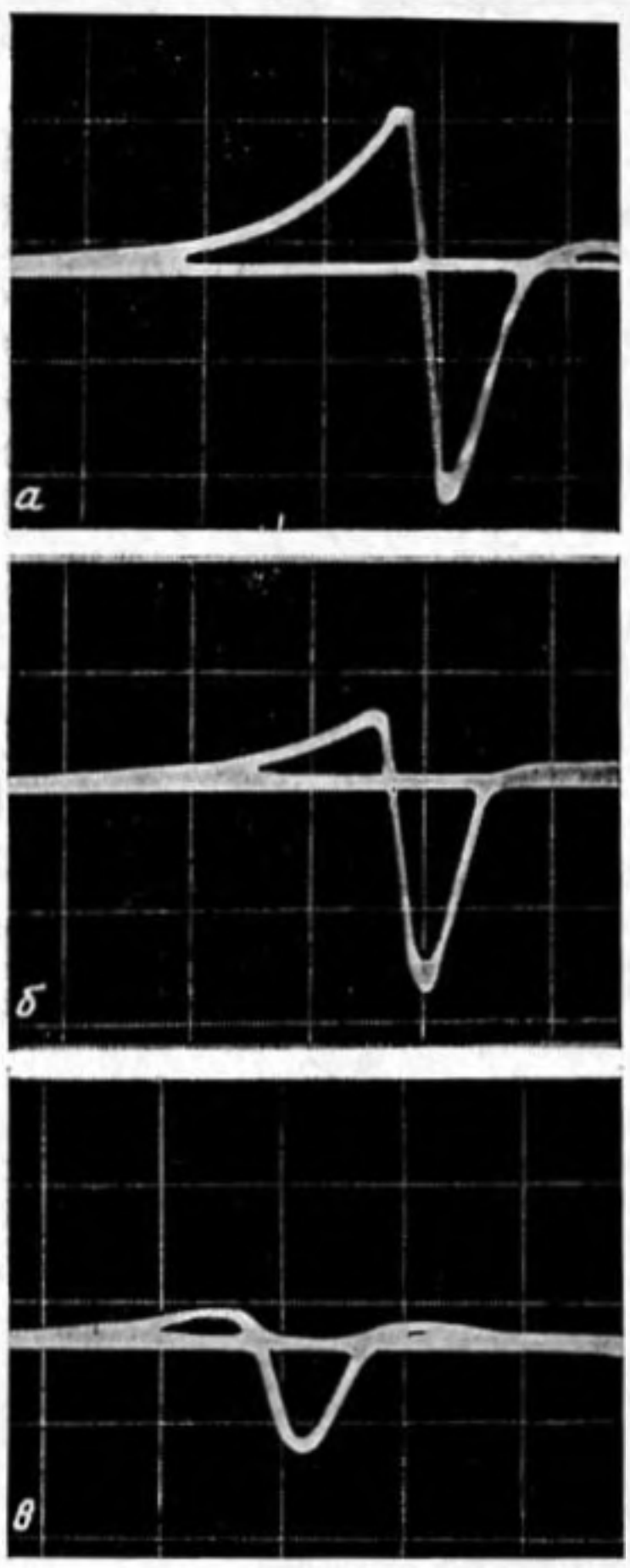
Фиг. 2. Спектры огибающей интенсивности лазерного импульса $f(\nu)$ (кривая *2*) и передаточной функции $\tilde{K}(\nu)=(\alpha/2i)K(\nu)$ (кривая *1*)

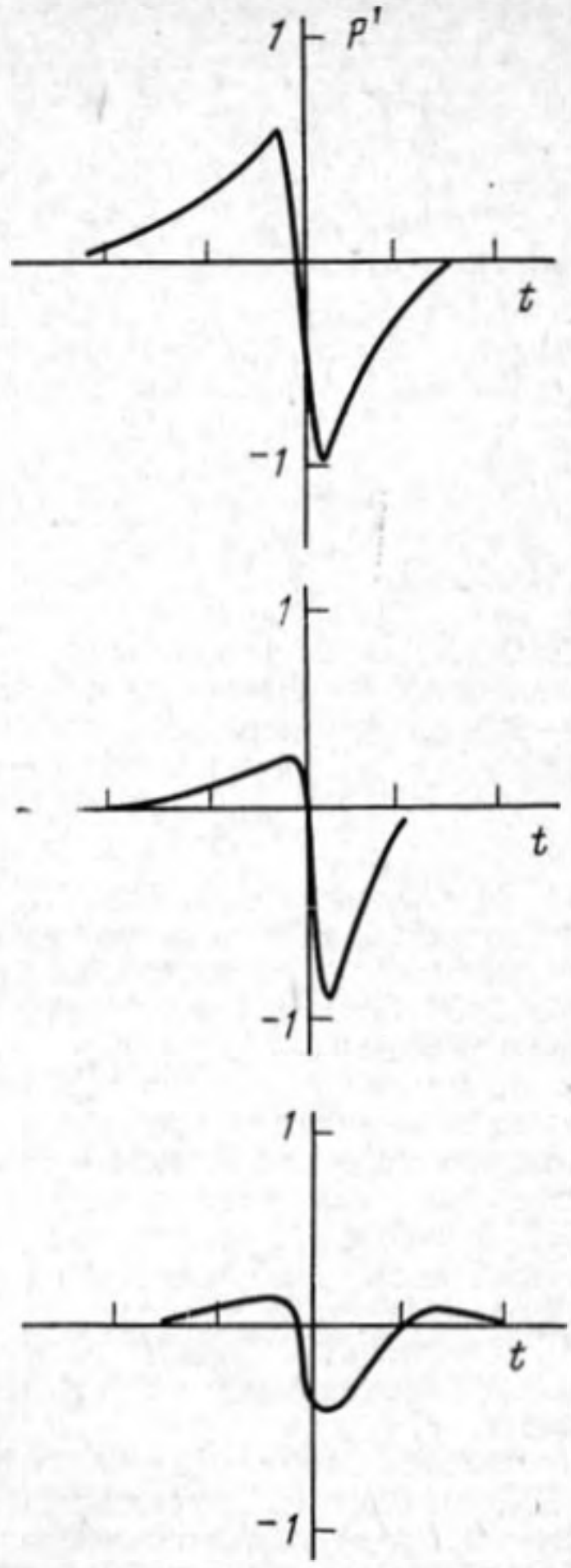
Здесь α – коэффициент поглощения света, c_0 – скорость звука, t_0 – характерная длительность светового импульса. При возбуждении звука достаточно короткими лазерными импульсами ($\alpha c_0 t_0 \ll 1$) спектр звукового сигнала определяется в основном передаточной функцией $K(\nu)$ и имеет максимум на частоте ν_0.

Используя выражение, описывающее профиль сформировавшегося импульса, в качестве граничного условия задачи дифракции в приосевом приближении получим следующую зависимость звукового давления $p'=\mathrm{Re}\,\tilde{p}$ на оси от времени:

$$\tilde{p}=i\pi a^2\frac{\beta\alpha I_0}{2c_pL}\int_{-\infty}^{\infty}f(\nu)K(\nu)\frac{\nu}{1+iD\nu/\nu_0}e^{i2\pi\nu(t-L/c_0)}\,d\nu. \tag{3}$$

Здесь β – коэффициент теплового расширения, c_p – удельная теплоемкость, I_0 – пиковое значение интенсивности света, a – характерный поперечный размер (радиус) оптического пучка, $D=\alpha a^2/2L$ – волновой параметр, определяющий влияние дифракции на форму звукового импульса. Использовано гауссово распределение интенсивности света по поперечному сечению: $I=I_0\exp(-r_\perp^2/a^2)$.





Фиг. 3. Форма звукового сигнала при различных расстояниях наблюдения L: *а* – $L=2$ мм, *б* – $L=7$ мм, *в* – $L=70$ мм. Теоретические кривые нормированы на амплитуду импульса разрежения при $L=2$ мм. Масштаб по оси времени на осциллограммах и для теоретических кривых равен 200 нс/деление

Из решения (3) видно, что форма звукового сигнала на оси является фурье-образом произведения двух спектров: временного $f(\nu)$, пространственного $K(\nu)$, определяющего распределение тепловых источников по глубине, и функции $\varphi(\nu)=\nu/(1+iD\nu/\nu_0)$, описывающей дифракционную трансформацию спектра сигнала.

При $D\gg1$ (когда наблюдение ведется вблизи поверхности) ограниченность в пространстве светового пучка еще не сказывается, и дифракционное искажение акустических импульсов не проявляется. Формула (3) переходит в решение плоской задачи [2]; под воздействием одиночного импульса света возникает биполярный акустический импульс.

Если $D\gtrsim1$, то начинает сказываться дифракционное искажение сигнала, проявляющееся в асимметрии импульса. И, наконец, при $D<1$ звуковой сигнал принимает форму производной от решения плоской задачи и описывается выражением

$$\tilde{p}=i\pi a^2\frac{\beta\alpha I_0}{2c_pL}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\nu f(\nu)K(\nu)e^{i2\pi\nu(t-L/c_0)}\,d\nu. \tag{4}$$

Сигнал (4) состоит из двух импульсов сжатия и импульса разрежения.

Дифракционное искажение широкополосного звукового сигнала экспериментально наблюдалось на установке, схема которой изображена на фиг. 1. Световой луч, генерируемый излучателем типа ЛТИПЧ-5 на алюмоиттриевом гранате ($t_0\sim12$ нс, пиковое значение мощности $P_0\sim0{,}5$ МВт), разделялся делительной пластинкой. Меньшая часть его мощности подавалась на фотодиод, который формировал импульс синхронизации. Основная часть мощности светового импульса направлялась в

кювету, наполненную поглощающим раствором хлорной меди. Приемником служила пьезоэлектрическая пластина из ниобата лития (резонансная частота $\nu_{рез}=50$ МГц). Акустический приемник приклеивался ко дну кюветы. Электрический сигнал с пьезоприемника подавался на вход осциллографа С1-70 (время нарастания переходной характеристики ~7 нс). Запуск развертки осциллографа осуществлялся задержанным импульсом синхронизации, получаемым от генератора регулируемой задержки типа Г5-15. Время задержки варьировалось в зависимости от расстояния L, проходимого звуковой волной в исследуемой среде.

Коэффициент поглощения света определялся по временной зависимости формы фронта акустического импульса на малых расстояниях (где дифракционные эффекты еще не проявляются). Если $\alpha a^2/2 \gg L \gtrsim \alpha^{-1}$, то фронт волны имеет экспоненциальный профиль:

$$p' \sim \exp(\alpha c_0 t). \tag{5}$$

Экспериментально определенный таким образом коэффициент поглощения света составил $\alpha=(50\pm7)$ см$^{-1}$. Скорость звука в данном растворе хлорной меди определялась по задержке акустического импульса относительно светового и равнялась $c_0=(1{,}58\pm0{,}08)\cdot10^5$ см/с.

Спектры огибающей интенсивности светового импульса $f(\nu)$ и передаточной функции слоя термооптического преобразования $K(\nu)$ приведены на фиг. 2. Максимальному значению спектральной амплитуды $K(\nu)$ соответствовала частота $\nu_0=1{,}2$ МГц. Спектр звукового сигнала $S_{зв}(\nu)$ лежал в диапазоне частот 0–10 МГц.

Осциллограммы звукового сигнала для различных расстояний приведены на фиг. 3 слева. Справа на фиг. 3 приведены соответствующие формы акустических импульсов, рассчитанные по формуле (3) для гауссовой временной огибающей [3]. Видно (фиг. 3, *а*), что уже при $L=2$ мм ($D=12{,}5$; ширина светового пучка $a=0{,}1$ см) низкочастотная часть спектра дифрагировала и импульс исказился. Отношение амплитуд импульсов сжатия и разрежения равно 1 : 1,3. С увеличением расстояния (фиг. 3, *б*, $L=7$ мм или $D=3{,}6$) происходит дальнейшее искажение импульса. Отношение амплитуд положительной и отрицательной фаз убывает (оно равно 1 : 4). И, наконец, при $L=70$ мм ($D=0{,}36$) сигнал становится почти симметричным; он состоит из двух импульсов сжатия и импульса разрежения.

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов показывает их хорошее соответствие.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.* Оптическое возбуждение звуковых волн (обзор). Акуст. ж., 1973, *19*, 3, 307—320.
2. *Бурмистрова Л. В., Карабутов А. А., Портнягин А. И., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.* Метод передаточных функций в задачах термооптического возбуждения звука. Акуст. ж., 1978, *24*, 5, 655—663.
3. *Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.* К теории термооптической генерации нестационарных акустических полей. Акуст. ж., 1979, *25*, 3, 383—394.
4. *Hurcheson L., Roth O., Barnes F.* Laser-generated acoustic waves in liquids, Records of IIth Symp. on Electron, Ion and Laser Beam Technology, Boulder, Colorado, 1971, 413—420.
5. *Городецкий В. С., Егерев С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А.* О генерации звука лазерными импульсами. Квантовая электроника, 1978, *5*, 11, 2396—2401.
6. *Егерев С. В., Есипов И. Б., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.* Генерация звука длинными лазерными импульсами. Акуст. ж., 1979, *25*, 2, 220—226.
7. *Касоев С. Г., Лямшев Л. М.* К теории генерации звука в жидкости лазерными импульсами. Акуст. ж., 1977, *23*, 6, 890—898.
8. *Касоев С. Г., Лямшев Л. М.* О генерации звука в жидкости лазерными импульсами. Акуст. ж., 1978, *24*, 4, 534—538.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова,
Физический факультет

Поступила
23 апреля 1979 г.

УДК 534.422(088.8)

СПОСОБ РАЗДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ И ОТРАБОТАННОГО ВОЗДУХА В ВИХРЕВОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕ ЗВУКА

Ю. А. Кныш, С. В. Лукачев

Аэродинамические излучатели звука газоструйного и вихревого типа находят все более широкое применение для интенсификации процессов тепло-массообмена и горения [1, 2]. При звуковой обработке газообразных сред в ряде случаев требуется полная или частичная изоляция облучаемого объема от потока отработанного воздуха, покидающего рабочую полость излучателя. Изоляция с помощью звукопрозрачных экранов приводит к существенным потерям звуковой энергии [3]. Поэтому если