АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVI 1980 Вып. 2

УДК 534.232

ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЖИДКОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

М. Л. Лямшев, В. Г. Михалевич, Г. П. Шипуло

Исследовано термооптическое возбуждение акустических полей в жидкости периодической последовательностью импульсов электромагнитного излучения. Определены возможности управления спектральным составом акустического поля путем изменения характеристик среды и параметров возбуждающего звук излучения. Измерена температурная зависимость эффективности термооптической генерации звука в воде при малых плотностях мощности возбуждающего излучения.

К настоящему времени термооптическая генерация звука в жидкости в линейном приближении исследована подробно для возбуждения акустических полей отдельными оптическими импульсами или оптическим излучением с гармонической модуляцией интенсивности [1—11]. При исследовании импульсного возбуждения звука основное внимание уделялось определению формы акустического импульса.

При возбуждении акустического поля в жидкости последовательностью коротких лазерных импульсов спектр звуковых колебаний определяется спектральным составом модулирующего лазерное излучение сигнала и передаточной функцией области среды, в которой происходит возбуждение звука, и состоит из набора гармонических компонент с частотами, кратными частоте повторения лазерных импульсов.

Физические процессы, лежащие в основе термооптического метода возбуждения звука, делают возможной генерацию акустических полей в широком диапазоне частот, включая гиперзвуковые [12].

В работе [13] нами определены основные закономерности возбуждения акустических полей в поглощающей жидкости периодической последовательностью лазерных импульсов с учетом эффективности преобразования оптического излучения в акустическое и дифракции акустических пучков в среде.

В настоящей работе продолжено исследование рассматриваемого метода; в частности, определены возможности управления спектральным составом акустического поля путем изменения характеристик среды и параметров оптического излучения, измерена зависимость эффективности возбуждения акустических полей от температуры среды.

Экспериментальное исследование возбуждения ультразвуковых полей в жидкости проведено с помощью периодической последовательности лазерных импульсов наносекундной длительности.

Рассмотрим периодическую последовательность импульсов электромагнитного излучения, падающих нормально на свободную поверхность поглощающей жидкости, занимающей полупространство $z>0$. Модуляционный спектр такой последовательности состоит из набора частот, кратных частоте повторения импульсов. Граничная частота определяется длительностью импульса. Спектральный состав акустического поля отличается от модуля-

ционного спектра оптического излучения, так как эффективность преобразования электромагнитного излучения в акустическое зависит от частоты звукового поля. Дифракция звуковых волн также приводит к различию спектрального состава акустического поля, наблюдаемого в различных направлениях, в отличие от оптического, у которого дифракционная расходимость определяется длиной волны света и одинакова для всех компонент модуляционного спектра. К изменению спектра будет приводить и различие в поглощении различных частотных компонент звукового поля.

В возбуждающем звук излучении форму отдельного импульса аппроксимируем функцией $F(t)=P_0\exp(-\beta^2t^2)$, где P_0 — пиковая мощность; $\beta=1/\tau$, τ — длительность импульса. Пространственное распределение интенсивности излучения будем считать гауссовым с характерным параметром a.

Уравнение для давления в возбуждаемой звуковой волне можно записать в виде [5]

$$\Delta p-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}-2\Gamma\frac{\partial}{\partial t}\Delta p=-\frac{\alpha}{c_p}\frac{\partial Q}{\partial t},$$

где $\Gamma=(2\rho_0c^2)^{-1}[(4/3)\eta+\zeta+\varkappa(1/c_v-1/c_p)]$, η и ζ — коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости; $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности; ρ_0 — плотность жидкости; c_v и c_p — удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении; α — коэффициент объемного теплового расширения; $Q=Q(\mathbf{r},t)=\mu I(\mathbf{r},t)$ — плотность мощности тепловых источников, обусловленных поглощением в жидкости энергии светового излучения; $I(\mathbf{r},t)$ — интенсивность света; μ — коэффициент поглощения излучения жидкостью; c — скорость звука в жидкости.

В случае непрерывной периодической последовательности импульсов плотность мощности Q можно представить в виде суммы гармонических компонент

$$Q(\mathbf{r},t)=\frac{\mu P_0}{\pi a^2}\left[C_0+\sum_{n=1}^{\infty}C_n\cos n\omega t\right]\exp(-\mu z-\rho^2/a^2),\quad \rho=\{x,y\},$$

где $C_n=\dfrac{2\sqrt{\pi}}{T\beta}e^{-\pi^2n^2/T^2\beta^2}$, $n=1, 2, 3,\ldots$; T — период следования лазерных импульсов; $\omega=2\pi/T$ — циклическая частота повторения.

При вычислении характеристик звукового поля воспользуемся результатами [5]. Для амплитуды давления спектральной компоненты акустического поля в дальней волновой зоне имеем

$$p_n(\mathbf{R})=\frac{\alpha c}{2\pi c_p}\frac{\mu k_n^2}{\mu^2+k_n^2}\frac{e^{-\gamma R}}{R}C_nP_0f(\theta), \tag{1}$$

где k_n — волновое число спектральной составляющей, $k_n=n\omega/c$; $\mathbf{R}$ — радиус-вектор точки наблюдения; $\gamma=k_n\omega_n\Gamma$ — коэффициент поглощения звука; $f(\theta)$ — множитель, характеризующий диаграмму направленности излучения звука, в случае гауссова пучка определяемый выражением

$$f(\theta)=\cos\theta\frac{1+(k_n/\mu)^2}{1+(k_n/\mu)^2\cos^2\theta}\exp\left[-\left(\frac{k_na\sin\theta}{2}\right)^2\right];$$

θ — угол между направлением наблюдения и осью z.

Из анализа выражения (1) следует, что спектр акустического поля отличается от спектра модулирующей функции оптического излучения. В жидкости возбуждается акустическое поле с широким дискретным спектром частот, который определяется частотой повторения лазерных импульсов, их длительностью и коэффициентом поглощения света. Рассчитанные огибающие дискретного спектра возбуждаемых в жидкости акустических

колебаний на оси звукового пучка для различных коэффициентов поглощения излучения приведены на фиг. 1. Там же для сравнения приведена огибающая модуляционного спектра оптического излучения.

Максимальная амплитуда звукового поля при заданном коэффициенте поглощения достигается на частоте

$$f_{\max}(\mu)=\frac{1}{\sqrt{2}\pi}\left[\mu c\left(\frac{\mu^2c^2}{16}+\beta^2\right)^{1/2}-\frac{\mu^2c^2}{4}\right]^{1/2}.$$

Нижняя граница спектра по уровню $1/e$ равна $\max(f_0, f_н)$, где

$$f_н=\mu\left[e\left(\frac{\mu^2}{f^2_{\max}(\mu)}+\frac{4\pi^2}{c^2}\right)+\frac{4\pi^2}{c^2}\right]^{-1/2},$$

f_0 — частота модуляции лазерного излучения.

Для верхней границы спектра выражение в аналитической форме удается получить при условии $\mu<k_{\max}$, где $k_{\max}=2\pi f_{\max}(\mu)/c$. В этом случае

$$f_в=\left\{\frac{\beta^2}{\pi^2}\left[1-\ln\frac{4\pi^2f^2_{\max}(\mu)}{\mu^2c^2+4\pi^2f^2_{\max}(\mu)}\right]+f^2_{\max}(\mu)\right\}^{1/2}.$$

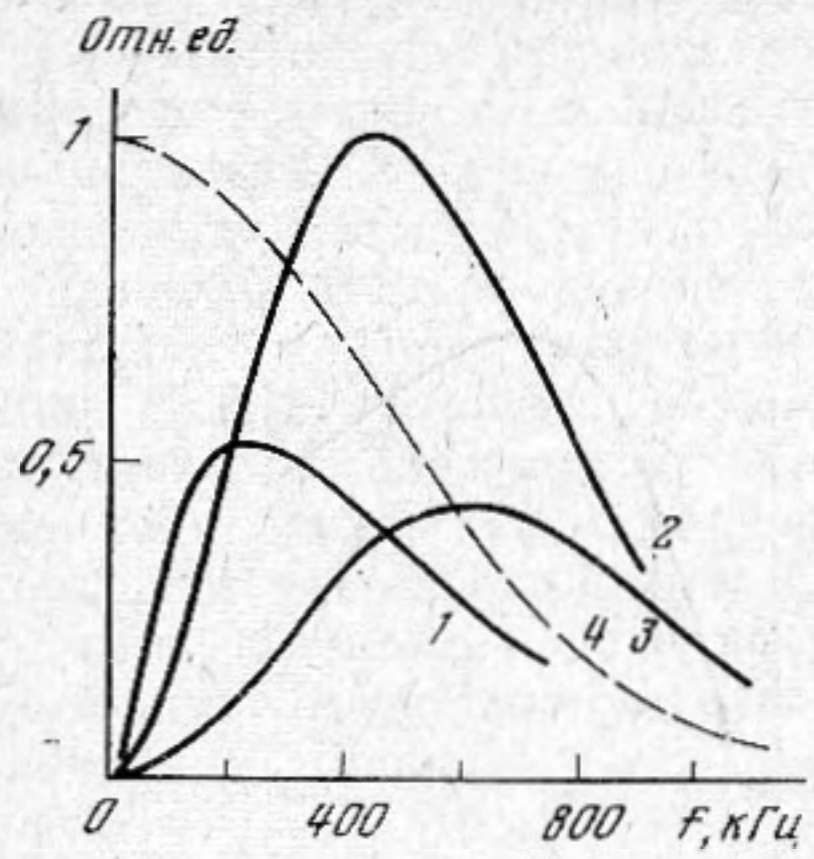
Максимальная возможная для данного способа возбуждения амплитуда звукового поля реализуется при значении коэффициента поглощения излучения $\mu=\sqrt{2}\beta/c$ на частоте $f_{\max}=\beta/\sqrt{2}\pi$. При использовании непрерывной периодической последовательности лазерных импульсов составляющие частотного спектра имеют бесконечно малую ширину. В случае ограниченной во времени последовательности импульсов каждая спектральная составляющая будет уширена на величину $\Delta f\approx 2/\tau_1$, где τ_1 — длительность оптического цуга.

Используя зависимость эффективности преобразования энергии от коэффициента поглощения излучения, можно эффективно управлять спектральным составом акустического поля. Максимальная амплитуда на заданной частоте реализуется при равенстве коэффициента поглощения волновому числу выбранной спектральной компоненты звукового поля. Нижнюю границу возбуждаемого спектра легче всего сдвигать, изменяя частоту повторения лазерных импульсов. В случае, когда частота повторения импульсов $f_0\geqslant f_{\max}(\mu)$, эффективно возбуждается только одна спектральная компонента, совпадающая с частотой модуляции лазерного излучения.

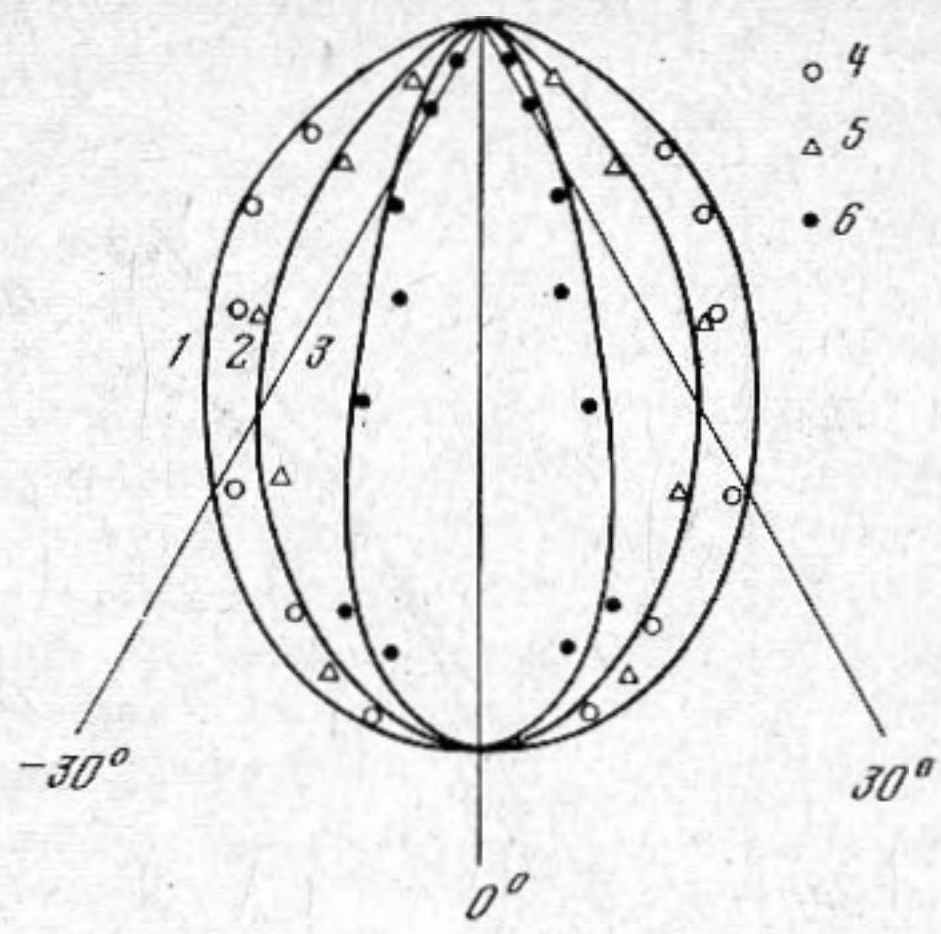
Второй причиной, приводящей к различию акустического и оптического спектров, является расходимость звукового пучка. При этом спектр акустического поля в заданном направлении наблюдения будет в значительной степени определяться конфигурацией термооптического источника звука. В случае широких световых пятен ($k_na\gg 1$) максимум диаграммы направленности для всех спектральных компонент направлен вдоль оси z, и спектр акустического поля будет определяться выражением (1). Различная дифракционная расходимость звуковых пучков разных гармоник $\varphi_{диф}\sim(k_na)^{-1}$ приведет к тому, что при больших углах наблюдения останутся только низкочастотные компоненты возбуждаемого поля.

Интересный случай реализуется при стержневидном термооптическом источнике ($ka\leqslant 1$, $k/\mu\gg 1$). В этом случае максимумы диаграмм направленности для различных гармоник будут направлены под разными углами к поверхности ($\varphi_{диф}\sim\mu/k$), и, следовательно, произойдет пространственное разделение отдельных компонент звукового поля. Диаграмма направленности такого источника будет представлять собой веер звуковых пучков с различными частотами.

Интересной особенностью рассматриваемого способа возбуждения является то, что при его использовании можно возбуждать узкополосные периодические поля большей интенсивности, чем при использовании электро-



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Огибающие спектров акустических колебаний на оси звукового пучка в дальней волновой зоне и возбуждающего звук оптического излучения при длительности оптического импульса 500 нс: *1* – коэффициент поглощения $\mu=4$ см$^{-1}$, *2* – 19, *3* – 100, *4* – огибающая модуляционного спектра оптического излучения

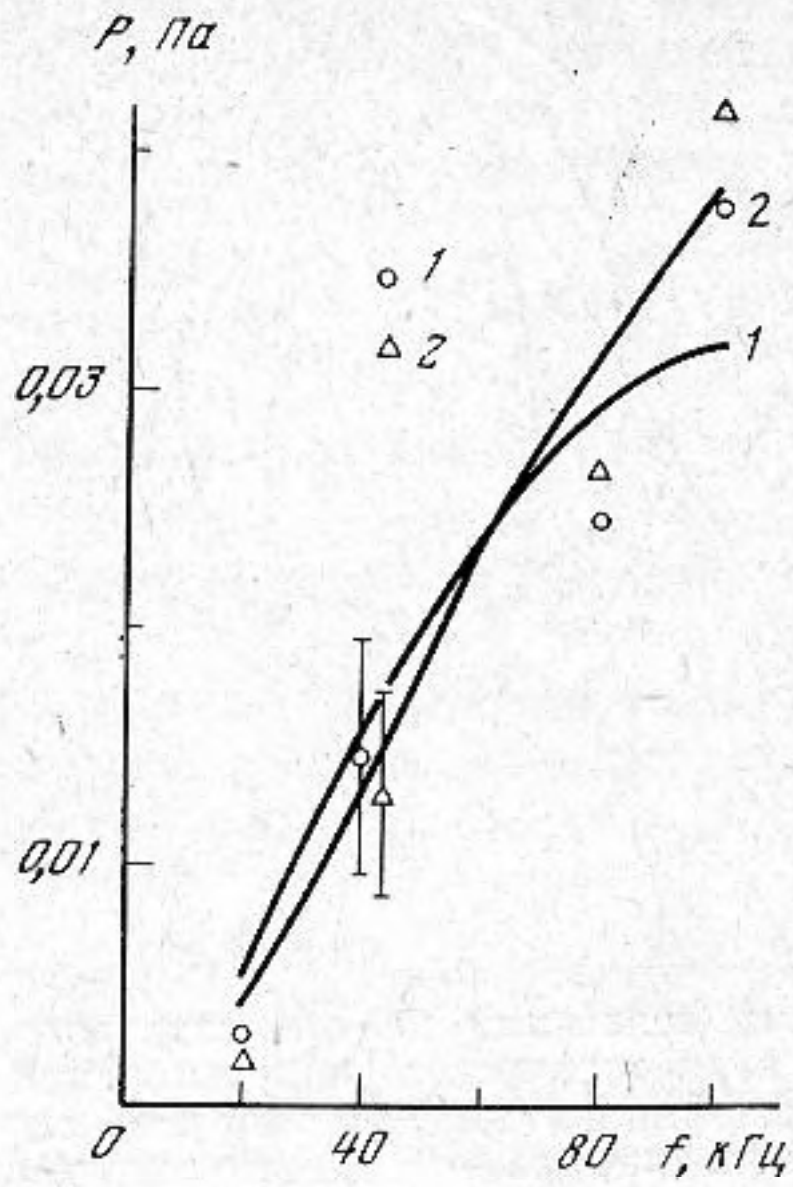
Фиг. 2. Нормированное угловое распределение акустических полей различных гармоник в дальней волновой зоне. Сплошные линии – расчетные значения: *1* – $f=20$ кГц, *2* – 60, *3* – 120, *4*, *5*, *6* – экспериментальные значения для тех же частот. Радиус светового пятна $a=1$ см

магнитного излучения той же средней мощности с монохроматической модуляцией интенсивности. Отношение интенсивности спектральной составляющей возбуждаемого последовательностью импульсов поля к интенсивности монохроматического звука равно

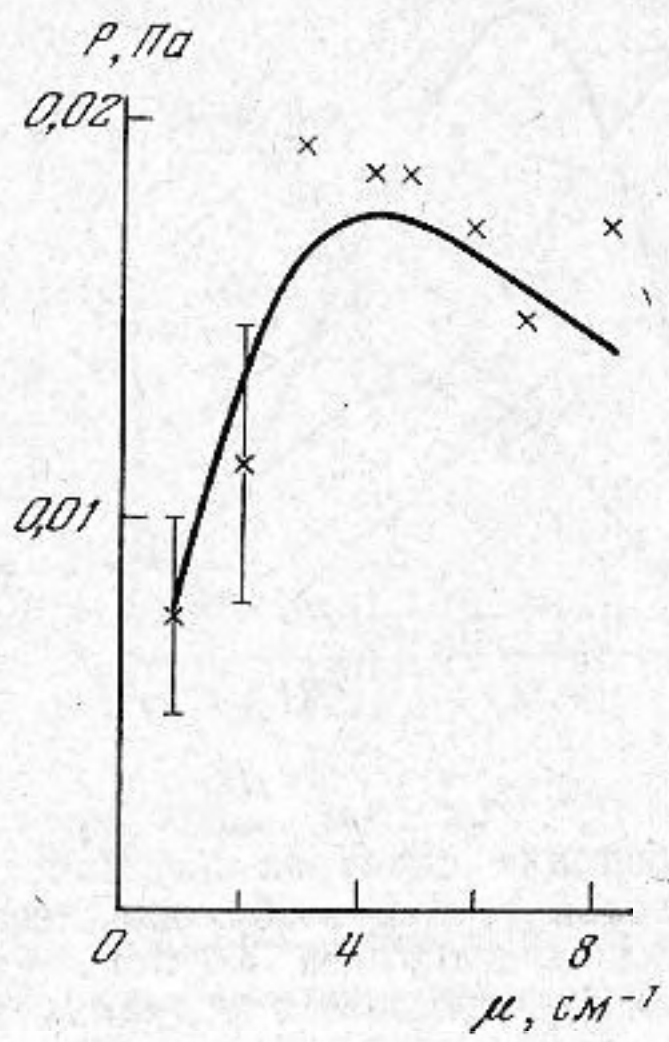
$$I_{\text{имп}}/I_{\text{монохр}}=4e^{-2\pi^2n^2/T^2\beta^2},\ n=1, 2, 3, \ldots$$

В случае, когда скважность оптических импульсов значительно превышает номер возбуждаемой гармоники акустического поля $T\beta\gg n$, отношение интенсивностей достигает своего максимального значения, равного 4.

Экспериментальные исследования термооптического возбуждения звука в жидкости периодической последовательностью лазерных импульсов были выполнены нами с использованием лазера на иттрий-аюминиевом гранате с длиной волны излучения 1,06 мкм, работавшего в режиме одной поперечной моды, что позволило реализовать гауссово распределение интенсивности излучения в световом пятне на поверхности жидкости. Добротность лазера модулировалась акустооптическим затвором, в результате чего лазерное излучение представляло собой последовательность колоколообразных импульсов длительностью 500 нс. Частота повторения импульсов менялась в диапазоне от 5 до 30 кГц с сохранением средней мощности, составлявшей ~2 Вт. На поверхности жидкости создавалось световое пятно радиусом $a=1$ см, что позволило осуществить формирование направленного термооптического источника и реализовать дальнюю волновую зону в условиях эксперимента. Генерация звука исследовалась в воде, заполнявшей бак, выложенный звукопоглощающим материалом (коэффициент отражения в исследованном диапазоне частот ~20%). Коэффициент поглощения лазерного излучения менялся в диапазоне от 0,17 до 9 см$^{-1}$ растворением в воде хлорной меди. Характеристики акустического поля измерялись пьезокерамическим гидрофоном со средней чувствительностью ~20 мкВ/Па. Выделение отдельных спектральных компонент звукового поля осуществлялось узкополосным усилителем. Чувствительность установки позволяла регистрировать звуковое давление вплоть до 10^{-3} Па.



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Расчетные и экспериментальные зависимости амплитуды давления для различных гармоник акустического поля на оси звукового пучка в дальней волновой зоне. *1* – $\mu=2$ см$^{-1}$, *2* – 3 см$^{-1}$. Указана систематическая ошибка. Относительная ошибка измерений менее 5%

Фиг. 4. Зависимость амплитуды звукового давления на оси звукового пучка в дальней волновой зоне от коэффициента поглощения оптического излучения $f=100$ кГц

В экспериментах были определены угловое распределение и абсолютные значения давления в различных спектральных компонентах акустического поля, а также зависимость эффективности возбуждения отдельных спектральных компонент от коэффициента поглощения излучения жидкостью. Верхняя граничная частота для условий эксперимента равнялась 720 кГц. В экспериментах наблюдались акустические гармоники с частотами до 400 кГц (граничная частота использованного гидрофона).

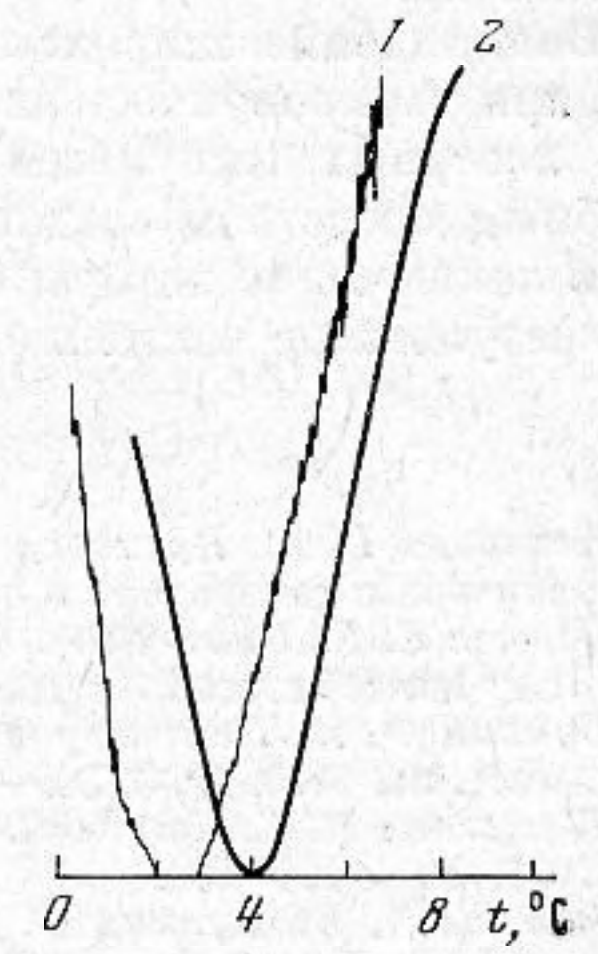
При тепловом механизме генерации звука большое значение имеет термодинамическое состояние жидкости. Так, например, для исследованной нами воды при изменении температуры резко изменяется ее коэффициент объемного теплового расширения, оказывающий влияние на эффективность возбуждения акустических полей. В связи с этим нами было выполнено исследование зависимости эффективности возбуждения акустических волн в воде от ее температуры.

Экспериментально измеренное угловое распределение акустического поля для первой, третьей и шестой гармоник приведено на фиг. 2. Здесь же приведены расчетные кривые. При выбранных параметрах светового пучка в жидкости возбуждается направленный звуковой пучок, распространяющийся в том же направлении, что и лазерное излучение. Расходимость отдельных спектральных компонент определяется выражением $\Delta\theta\sim 1/k_n a$. Экспериментально измеренные величины хорошо согласуются с расчетными.

На фиг. 3 приведена измеренная нами зависимость звукового давления от частоты гармоники для двух значений коэффициента поглощения: 3 и 2 см$^{-1}$. Хорошо видно, как с ростом коэффициента поглощения смещается в сторону больших значений край полосы возбуждаемых частот. Одновременно растут и амплитуды высших гармоник. Для отдельной гармоники амплитуда максимальна при равенстве коэффициента поглощения μ волновому числу k_n данной гармоники. Зависимость амплитуды звуко-

вого давления от коэффициента поглощения света, снятая для пятой гармоники (f=100 кГц), приведена на фиг. 4.

Эффективность термооптического возбуждения звука в жидкости определяется рядом ее параметров (c_p, c, α), меняющихся с изменением температуры. В случае исследованной нами воды в диапазоне температур $0° < t° < 100°$ С и давлении 1 атм значение теплоемкости c_p меняется на 1%, а скорость звука c — на 10% ([14]). Основную же зависимость эффективности генерации от температуры должен обусловливать коэффициент объемного теплового расширения. Для воды эта зависимость особенно существенна, поскольку коэффициент объемного теплового расширения при 4° С обращается в 0, а затем меняет знак.



Фиг. 5. Измеренная температурная зависимость амплитуды акустического поля, возбуждаемого в воде лазерным излучением (запись самописца) (1); зависимость $|\alpha(t°)|$ (2)

Постановка эксперимента при исследовании температурной зависимости эффективности лазерного возбуждения ультразвуковых волн в поглощающих средах отличалась от той, которая была нами принята для исследования диаграммы направленности оптоакустического источника. Охлажденная ниже 0° С жидкость заливалась в акустический резонатор, представлявший собой кварцевую трубку. Один из торцов был закрыт измерительным гидрофоном, а второй оставался открытым. Трубка устанавливалась вертикально, и лазерное излучение направлялось сверху на свободную поверхность жидкости. Диаметр светового пучка совпадал с диаметром трубки. Нагрев жидкости осуществлялся за счет теплообмена с окружающей средой и за счет поглощения энергии лазерного излучения. Эксперименты проводились при низких уровнях мощности лазерного излучения, которая не превышала 0,3 Вт для того, чтобы избежать резких изменений температуры за счет конвекции. Чтобы поглощающий слой жидкости в условиях эксперимента можно было характеризовать определенной температурой, глубина проникновения лазерного излучения в среду ограничивалась увеличением коэффициента поглощения излучения до значения μ=1 см$^{-1}$. Измерения проводились на частоте третьей акустической гармоники (f=60 кГц).

Экспериментально измеренная зависимость амплитуды звукового давления от температуры среды приведена на фиг. 5. При температуре, близкой к 0° С, наблюдается акустический сигнал значительной интенсивности. С ростом температуры сигнал плавно спадает вплоть до 0. При дальнейшем нагреве жидкости вновь возникают акустические колебания, амплитуда которых быстро нарастает с ростом температуры. Здесь же построена зависимость $|\alpha(t^0)|$ для чистой воды [15]. Кривая, описывающая изменение давления, хорошо повторяет ход кривой коэффициента объемного теплового расширения. В эксперименте звуковое давление обращалось в 0 при температуре 2,4° С, а не при 4° С, как для коэффициента объемного теплового расширения воды. Такой температурный сдвиг точки минимума эффективности генерации звука, вероятнее всего, объясняется наличием в воде растворенной хлорной меди с концентрацией 0,01 г/мл. Это же приводило и к сдвигу точки замерзания раствора в сторону отрицательных температур.

Проведенные исследования показывают существенную температурную зависимость эффективности возбуждения акустических полей термооптическим способом, которую необходимо учитывать при больших энерговы-

делениях в среде. Отметим также, что выполненные эксперименты демонстрируют возможности исследуемого механизма генерации звука, как метода диагностики термодинамического состояния жидкости (для определения температуры и коэффициента объемного теплового расширения жидкости).

Возбуждение широкого спектра равноотстоящих акустических гармоник при термооптическом возбуждении звука последовательностью коротких лазерных импульсов делает указанный способ возбуждения звука удобным средством создания калибровочных акустических полей.

В заключение авторы благодарят Ф. В. Бункина за полезное обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П.* Луч оптического квантового генератора в жидкости. ЖЭТФ, 1963, *44*, 6, 2180–2182.
2. *Carome E. F., Clark N. A., Moeller C. E.* Generation of acoustic signals in liquids by Ruby-laser induced thermal stress transients. Appl. Phys. Letts., 1964, *4*, 1, 96–97.
3. *Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.* Оптическое возбуждение звуковых волн (обзор). Акуст. ж., 1973, *19*, 3, 305–320.
4. *Westervelt R. J., Larson R. S.* Laser-exited broadside array. J. Acoust. Soc. America, 1973, *54*, 1, 121–122.
5. *Божков А. И., Бункин Ф. В.* Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1975, *2*, 8, 1763–1776.
6. *Бункин Ф. В., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.* Генерация монохроматического звука в воде при поглощении в ней лазерного излучения. Письма в ЖТФ, 1976, *2*, 9, 435–439.
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 произвольной формы. Акуст. ж., 1978, *24*, 4, 534–539.
9. *Городецкий В. С., Егерев С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А.* О генерации звука лазерными импульсами. Квантовая электроника, 1978, *5*, 11, 2396–2401.
10. *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.
11. *Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.* О ближнем поле импульсной термоакустической антенны. Акуст. ж., 1979, *25*, 1, 60–64.
12. *Brienza M. J., DeMaria A. J.* Laser-induced microwave sound by surface heating. Appl. Phys. Letts, 1967, *11*, 2, 44–46.
13. *Лямшев М. Л., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.* Тепловое возбуждение акустических волн в поглощающих средах периодической последовательностью коротких лазерных импульсов. Акуст. ж., 1979, *25*, 1, 146–148.
14. Таблицы физических величин, под ред. И. К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976.
15. Справочник химика, под ред. Б. П. Никольского, т. 1. М., Госхимиздат, 1963.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
29 июня 1979 г.