сивностях светового импульса ($I_0 \lesssim 1$ *Мвт/см*$^2$) форма акустического сигнала будет в основном определяться вторым членом в выражении (6) ($q>1$). Так как ширина временного спектра функции $F(T)$ примерно равна ширине спектра огибающей интенсивности светового импульса $f(T)$, а диапазон пространственного спектра в 2 раза больше, чем $\varphi(\omega/A)$, то при $q>1$ возможно уменьшение длительности акустического сигнала почти вдвое. Это подтверждают кривые *4* на фиг. 2, 3.

Зависимость амплитуды импульса от числа $A$ в случае жесткой границы в целом сохраняет свой характер и при учете зависимости $\beta(T)$ (фиг. 4). Однако при $A \gg 1$ уже не наблюдается установления амплитуды – вследствие тепловой нелинейности она продолжает расти. При свободной границе (фиг. 5), так же как и в случае $\beta=\text{const}$, кривые зависимости амплитуды импульса от $A$ имеют максимум при $A \simeq 1$. В то же время тепловая нелинейность приводит к различию максимальных значений давления в фазах сжатия и разрежения.

В заключение заметим, что существуют ситуации, в которых тепловая нелинейность является принципиально существенной, когда $\beta_0(T_0)=0$ (например, в воде при $T_0=4°$ С). В этом случае нелинейный член в формуле (5) является доминирующим.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *White R. M.* Generation of Elastic Waves by Transient Surface Heating. J. Appl. Phys., 1963, *34*, 12, 3559–3567.
2. *Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.* Оптическое возбуждение звуковых волн (обзор). Акуст. ж., 1973, *19*, 3, 305–320.
3. *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.
4. *Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.* К теории термооптической генерации нестационарных акустических полей. Акуст. ж., 1979, *25*, 3, 383–394.



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



Поступила
4 октября 1978 г.


---


УДК 534.229


# ПРИМЕНЕНИЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ УЛЬТРАЗВУКА В ВОЗДУХЕ


***Г. М. Ганичев, Ф. Ф. Легуша, А. Н. Славин, Б. А. Финагин, В. Г. Хаустов***


Возможность применения жидких кристаллов для визуализации колебаний пьезопластин, работающих в воздухе на частотах 900 *КГц* и выше, была показана в работе [1]. Визуализация колебаний в этом случае происходила благодаря тому, что между зонами на поверхности пьезопластины и подложкой, на которую нанесен слой жидкого кристалла, возникали стоячие волны. Вследствие высокого коэффициента затухания ультразвука в воздухе на указанных частотах в зонах колебаний происходит разогрев, и слой жидкого кристалла в соответствующих местах меняет цвет, проходя весь цветовой интервал от красного до фиолетового при изменении температуры на 4–5° С.

Применение жидких кристаллов в чистом виде ограничено их малой долговечностью, поэтому для целей визуализации предпочтительнее использовать жидкокристаллические пленки, которые сохраняют свои параметры более 0,5 года. Жидкокристаллические пленки имеют толщину 100–200 *мкм* и состоят из трех слоев: внешние слои выполняются из поливинилового спирта, а внутренний – из смеси поливинилового спирта с холестерическим жидким кристаллом.

Представляет интерес выяснить, можно ли с помощью жидкокристаллической пленки визуализировать ультразвуковые колебания низких частот (порядка десятков *КГц*), для которых коэффициент поглощения в воздухе относительно мал.

Для установления соотношения между интенсивностью излученной волны и температурой воздуха вблизи пленки рассмотрим случай, когда пленка расположена параллельно торцу цилиндрического пьезоэлемента на некотором расстоянии от него. Будем считать, что стоячая волна между пленкой и пьезоэлементом создается поршневыми колебаниями торца пьезоэлемента. Будем также полагать, что в рассматриваемой системе выполняются условия существования плоских волн, а пьезоэлемент и пленка имеют малую теплопроводность.

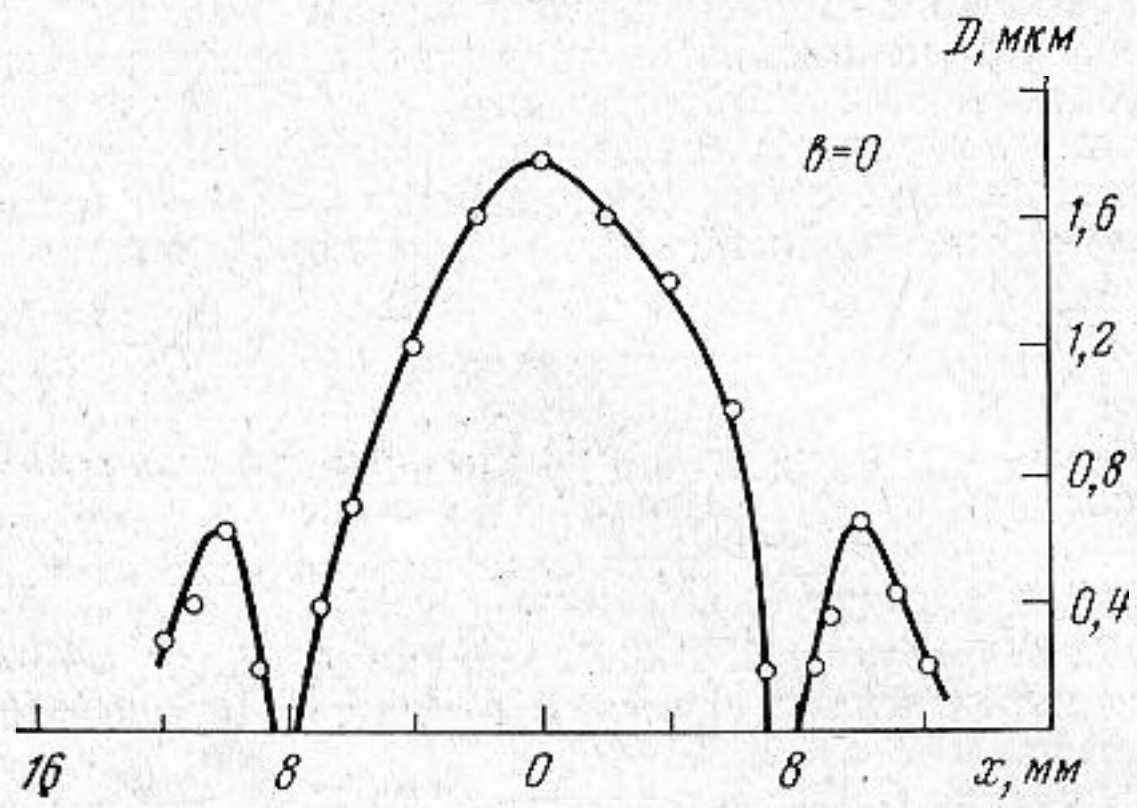
Давление в стоячей волне между пьезоэлементом и пленкой будет максимально в том случае, когда ультразвуковая волна полностью отражается от пленки, т. е. когда пленка ведет себя как локально реагирующий слой с достаточно большим

импеданцем. В противном случае возникновение в слое симметричных и антисимметричных поперечных колебаний приведет к просачиванию части энергии ультразвука сквозь пленку.

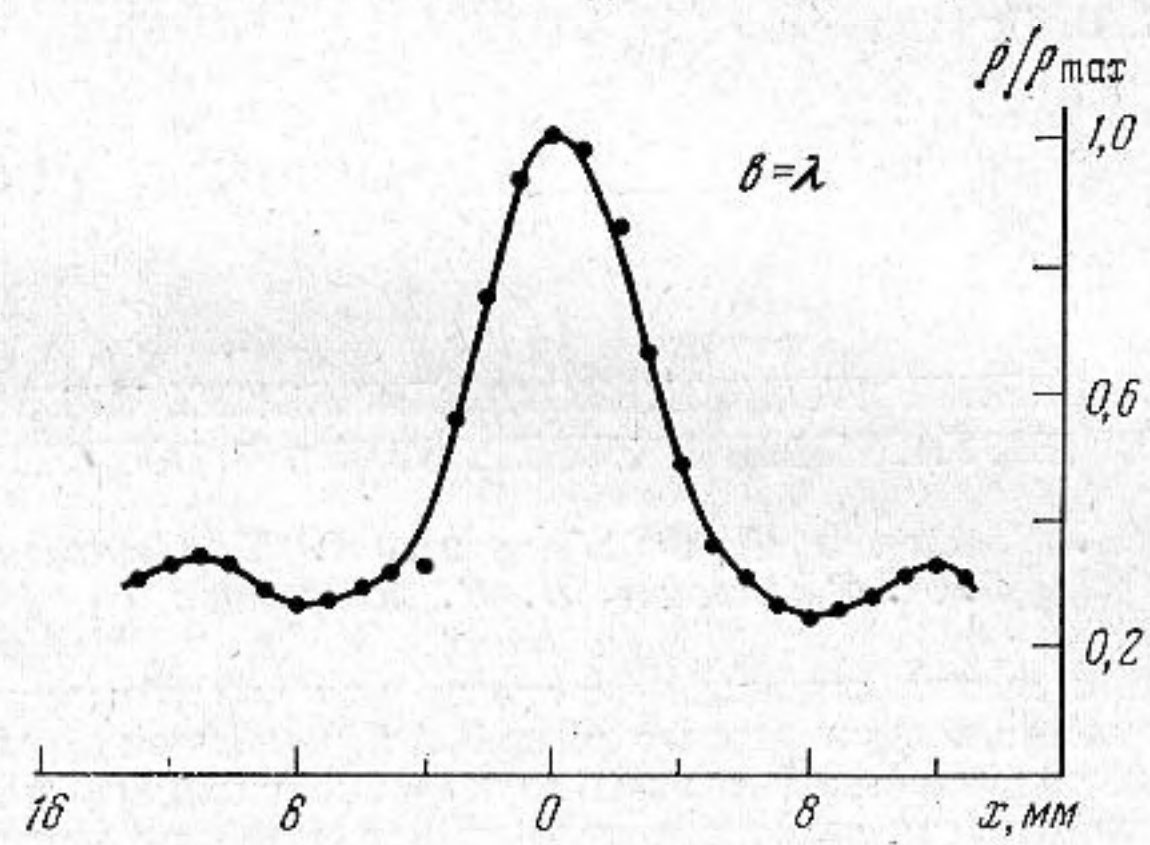
Пленка ведет себя как локально реагирующий тонкий слой, если выполняются условия [2]:

(1) $$c_и < c, \quad f < f_{кр}, \quad z_{пр} \gg z,$$

где $c$ – скорость звука в среде; $f$ – частота звука; $c_и = \sqrt{\omega^2 g/M}$ – скорость изгибных волн; $\omega = 2\pi f$; $M = \rho_м h$ – произведение плотности материала $\rho_м$ на толщину пленки $h$;




Фиг. 1. Распределение амплитуд колебаний поверхности пьезоэлемента вдоль его диаметра




Фиг. 2. Распределение звукового давления вдоль диаметра пьезоэлемента на высоте $в = \lambda$ над его поверхностью ($p_{max}$ – звуковое давление над центром пьезоэлемента)

$g = Eh^3/12(1-\sigma^2)$ – цилиндрическая жесткость пленки; $E$, $\sigma$ – модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала пленки; $f_{кр} = c\sqrt{M}\, 2\pi\sqrt{g}$ – критическая частота, при которой скорость изгибных волн в пленке равна скорости звука в среде; $z_{пр} = i4E(1-\sigma)/\omega h(1-2\sigma)(1+\sigma)$ – импеданц симметричных продольных волн при нормальном падении ультразвука; $i = \sqrt{-1}$; $z = -i\omega M$ – импеданц изгибных колебаний при нормальном падении ультразвука.

Если условия (1) выполняются, то фаза отраженной от пленки волны будет равна

(2) $$\varphi = \operatorname{arctg}(\omega M/2\rho c) - \pi/2,$$

где $\rho c$ – удельное акустическое сопротивление воздуха. При этом в пространстве между пьезоэлементом и пленкой возникает стоячая волна, которая характеризуется следующим значением средней плотности энергии $w$, поглощаемой воздухом в единицу времени:

(3) $$w = 4I_0\delta,$$

где $I_0$ – интенсивность бегущей волны; $\delta$ – коэффициент затухания ультразвука.

Коэффициент $\delta$ для частот выше 40 *КГц* может быть рассчитан по формуле [3]

(4) $$\delta=(33+0{,}2T)f^2\cdot10^{-12}\ Непер/м,$$

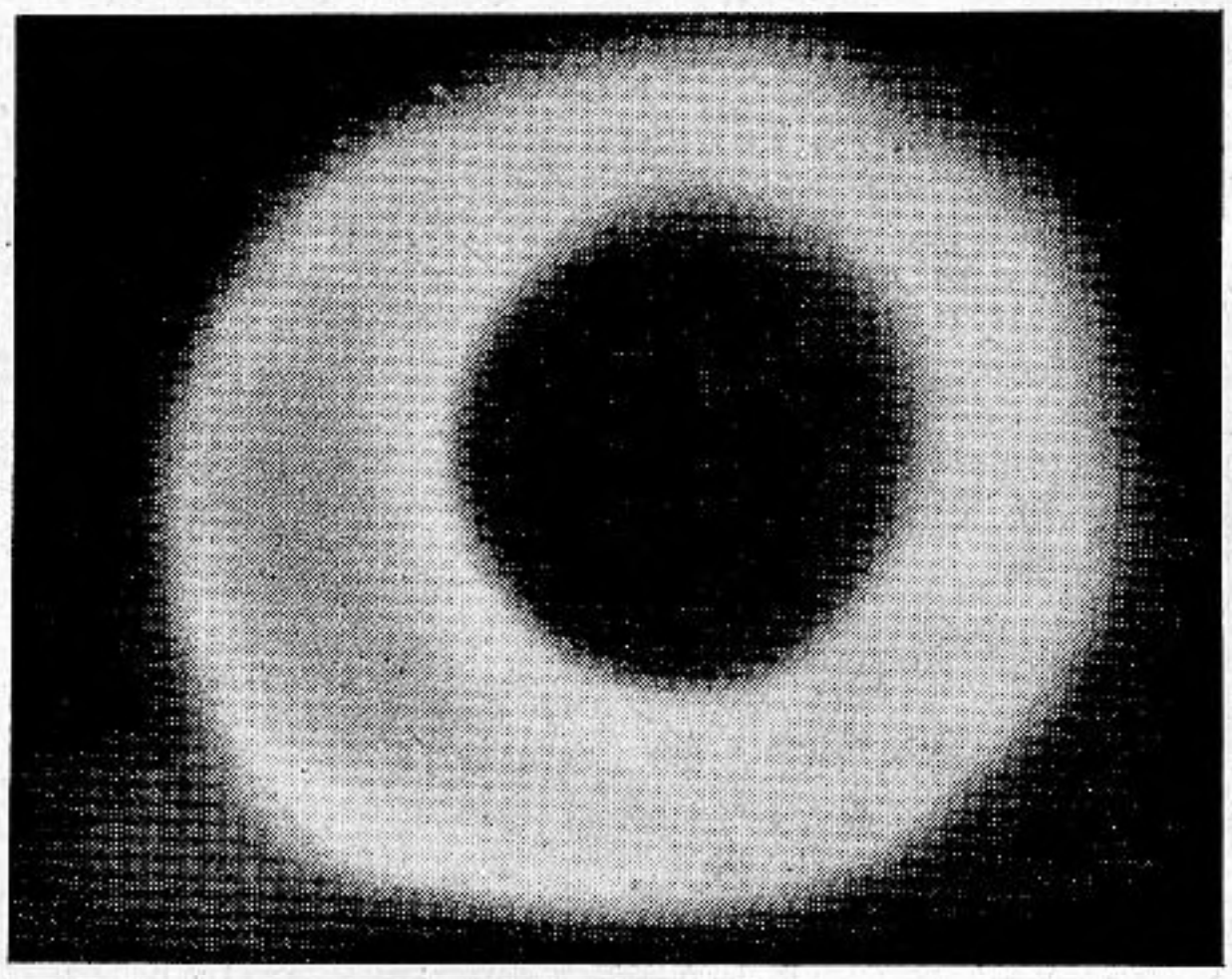
где $T$ – температура воздуха в К, $f$ – частота в *Гц*.

При воздействии ультразвука температура единицы объема воздуха в пространстве между пьезопластиной и пленкой возрастает в единицу времени на величину

(5) $$\Delta T=4I_0\delta/C_V,$$

где $C_v$ – теплоемкость воздуха при постоянном объеме в *Дж/м³·град*.

Проведем количественную оценку параметров визуализатора с пленкой толщиной 150 *мкм*, работающего на частоте 50 *КГц*. Механические характеристики пленки следующие: $\rho=1{,}26\cdot10^3$ *кг/м³*; $E=5000$ *кг/см²*, $\sigma=0{,}3-0{,}4$ (все данные для поливи-



Фиг. 3. Изображение, полученное на жидкокристаллической пленке, расположенной на высоте $в=\lambda$ над поверхностью пьезоэлемента

нилового спирта). Критическая частота визуализатора составляет 650 *КГц*, скорость изгибных волн $c_и=134$ *м/с*, $|z|=5{,}9\cdot10^4$ *кг/м²·с*; $|z_{пр}|=10^8$ *кг/м²·с*. Скорость звука в воздухе при 25° С равна 346 *м/с*, а удельный акустический импеданц составляет 424 *кг/м²·с*. Приведенные значения параметров показывают, что на рассматриваемой частоте $f=50$ *КГц* условия (1) выполняются. На этой частоте из выражения (2) получаем фазовый сдвиг отраженной волны, равный 12′. Таким фазовым сдвигом можно пренебречь и считать, что у поверхности пленки возникает пучность стоячей волны с амплитудой звукового давления, равной удвоенному значению амплитуды для бегущей волны.

Расчет по формулам (4), (5) на частоте 50 *КГц* при $T=298$ К, $C_V=8{,}8\cdot10^2$ *Дж/м³·град*, $\delta=0{,}23$ *Непер/м*, $I_0=1$ *Вт/м²* дает скорость изменения температуры $\Delta T=1{,}04\cdot10^{-3}$ *град/с*. Кроме того, из выражений (4), (5) следует, что с повышением частоты ультразвука скорость изменения температуры увеличивается, а значит эффективность визуализатора на жидкокристаллической пленке возрастает.

Полученное значение $\Delta T$ показывает, что при интенсивности бегущей волны 100–200 *Вт/м²* изменения температуры воздуха будут достаточными, чтобы вызвать изменения цвета жидкокристаллической пленки, разогретой предварительно до порога существования жидкокристаллической фазы.

Опытная проверка возможности визуализации ультразвука проводилась на цилиндрическом биморфном пьезоэлементе диаметром 25 *мм*, толщиной 4 *мм* с рабочей частотой 50 *КГц*. Пьезоэлемент свободно лежал на плоскости. Возбуждение его колебаний производилось напряжением с амплитудой 60 *В*.

Распределение амплитуд колебаний по поверхности пьезоэлемента на рабочей частоте не было поршневым. Как показали измерения голографическим методом [4], оно было азимутально симметричным; зависимость амплитуды колебаний $D$ от расстояния $x$ до центра пьезоэлемента приведены на фиг. 1. Измерения распределения звукового давления $p$ над пьезоэлементом в отсутствие пленки, проведенные с помощью точечного пьезодатчика, перемещавшегося вдоль диаметра пьезоэлемента на высоте $b$ от его верхнего основания, показали, что при $b\geqslant\lambda$ ($\lambda$ – длина волны ультразвука в воздухе) распределение звукового давления (фиг. 2) качественно совпадает с распределением амплитуд колебаний поверхности (фиг. 1).

При помещении над пьезоэлементом жидкокристаллической пленки на ее поверхности через 10–15 *с* возникали отчетливые изображения. Например, на расстоянии $b=\lambda$ на пленке была видна кольцевая зона со средним диаметром 16–17 *мм* (фиг. 3). Можно заметить, что эта зона максимальной амплитуды стоячих волн при данном расстоянии между пленкой и пьезоэлементом совпадала с зоной минимума звукового давления в поле пьезоэлемента в отсутствие пленки (фиг. 2) на том же расстоянии $b=\lambda$.

Основным результатом настоящей работы мы считаем теоретическое и экспериментальное доказательство возможности визуализации ультразвукового поля низкой частоты ($f=50$ *КГц*) с помощью жидкокристаллической пленки. Описанный метод визуализации позволяет достаточно быстро получить качественную интегральную картину распределения интенсивности стоячих волн в ультразвуковом поле, а при проведенной заранее калибровке пленки по цвету он дает возможность получать и количественные оценки.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Легуша Ф. Ф., Прохорова Е. В., Тищенко В. Г., Финагин Б. А., Фирсов Е. И.* Визуализация колебаний поверхности пьезопреобразователей при помощи жидких кристаллов. Труды Ленинградск. кораблестроит. ин-та, 1976, вып. 109, 74–76.
2. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л., «Судостроение», 1972.
3. Физическая акустика, т. 2, часть А. Свойства газов, жидкостей и растворов, под ред. У. Мэзона. М., «Мир», 1968, 155–221.
4. *Ганичев Г. М., Половинко Л. В., Финагин Б. А., Хаустов В. Г.* О неразрушающем контроле ультразвуковых пьезопреобразователей методом интерференции света и жидких кристаллов. Труды Ленинградск. кораблестроит. ин-та, 1977, вып. 117, 15–18.



Ленинградский кораблестроительный институт



Поступила 27 ноября 1978 г.


---


УДК 534–14:535


# К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛОВОГО МЕХАНИЗМА ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ


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


Процесс оптической генерации звука в поглощающих свет средах при умеренных плотностях энергии обычно описывается линейной теорией теплового возбуждения звука [1–5].

Эта теория, достаточно хорошо описывая основные черты явления, оказывается недостаточной для расчета отдельных его особенностей. В настоящей работе развивается уточненная теория теплового механизма оптической генерации звука, учитывающая нелинейные эффекты, обусловленные изменением термодинамических коэффициентов среды в процессе поглощения лазерного импульса. Анализ полученных решений показывает, что нелинейность приводит не только к поправочным эффектам, но в некоторых случаях может давать определяющий вклад в возбуждаемый акустический сигнал.

Рассмотрим процесс генерации звука лазерным импульсом, падающим нормально на свободную поверхность жидкости. В результате нагревания области среды, поглотившей свет, происходит ее расширение; при этом излучается звук. Размеры области, излучающей звук, определяются радиусом лазерного луча и длиной его пробега в жидкости, $l=\alpha^{-1}$, где $\alpha$ — коэффициент поглощения света в жидкости. Процесс тепловой генерации звука описывается неоднородным волновым уравнением

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{\beta q}{\rho c_p} \tag{1}$$

с граничным условием $p=0$ на свободной поверхности жидкости и условием погашаемости на бесконечности. Здесь $p$ — избыточное давление в жидкости, $c$ — скорость звука, $\rho$, $\beta$, $c_p$ — соответственно плотность, коэффициент теплового расширения и удельная теплоемкость жидкости, $q=q(t)$ — плотность энергии, выделившейся в жидкости к моменту $t$ при поглощении лазерного импульса.

Выражение в правой части уравнения (1) описывает источники звука, вызванные тепловым расширением элемента объема среды; если считать термодинамические коэффициенты постоянными, то оно сводится к формуле

$$Q=-\rho\frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{\beta q}{\rho c_p}=-\frac{\beta}{c_p}\frac{\partial^2 q}{\partial t^2}, \tag{2}$$