

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

534.2+621.378.325

ЛАЗЕРЫ В АКУСТИКЕ

Л. М. Лямшев

Лазерное возбуждение звука. — Лазерные дистанционные методы исследования акустических полей и вибраций. — Волоконно-оптические приемники звука. — Лазерно-акустическая технология. — Когерентная оптическая обработка сигналов в акустических информационных системах.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1985 г. отмечалось 25-летие создания лазера. Современные лазеры работают в широком диапазоне длин волн, причем сильное развитие получили перестраиваемые лазеры на красителях, газовые лазеры, лазеры на твердом теле. В период массового применения вступили, например, полупроводниковые лазеры, которые можно охарактеризовать и как наиболее миниатюрные, и как наиболее надежные и долговечные изделия квантовой электроники¹. За истекшие 25 лет лазеры получили широкое применение в науке и технике, в промышленности, в медицине, в экологии. И практически всюду, где применяются лазеры, они или уже привели или приводят к революционным изменениям. В настоящее время происходит дальнейшее развитие лазеров и их применений. Образно выразился А. М. Прохоров: «Можно уверенно говорить, что мы находимся на линейном участке развития лазеров и пока нет признаков эффекта насыщения»². Открываются широкие перспективы применения лазеров в акустике.

Лазеры в акустике — это уникальные источники и приемники звука, когерентная оптическая обработка сигналов в многоканальных акустических информационных системах, лазерно-акустическая технология. Результаты исследований, ведущихся на стыке акустики, квантовой и физической электроники, волоконной и интегральной оптики, открывают возможности для создания новых экспериментальных методов и технологических средств, недостижимых традиционными путями³.

За последнее десятилетие опубликовано большое число работ, содержащих результаты теоретических и экспериментальных исследований генерации звука при действии когерентного оптического излучения на конденсированную среду. Значительное число публикаций посвящено применению лазеров в бесконтактных дистанционных оптических методах исследования и регистрации акустических полей и вибраций. Создание лазеров и волоконных световодов позволило приступить к исследованиям и разработке новых акустических приемников — волоконно-оптических приемников звука. Первые публикации на эту тему относятся ко второй половине 70-х годов. К настоящему времени в многочисленных работах обсуждаются различные конструкции таких приемников и приводятся результаты исследований. Когерентные оптические вычислительные устройства все шире применяются для сбора,

хранения и обработки информации. Современные акустические информационные системы становятся все более многоканальными, и использование в этих системах когерентных оптических вычислительных устройств оказывается актуальной задачей.

Создание на основе применения оптических квантовых генераторов и достижений волоконной и интегральной оптики новых источников и приемников звука, применение когерентных оптических процессоров для обработки многоканальной акустической информации открывает новые возможности в технологии. Оказывается возможным в ряде случаев «объединение» достижений и возможностей лазерной технологии и ставшей уже традиционной ультразвуковой технологии для разработки новых методов и приборов неразрушающего контроля и совершенствования физико-химических свойств материалов.

Из изложенного уже можно видеть, насколько широки перспективы применения лазеров в акустике.

2. ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА

В 1880 г. А. Белл впервые наблюдал оптико-акустический эффект — пульсации давления в замкнутом объеме газа при облучении его модулированным потоком инфракрасного излучения⁴. С начала 40-х годов этот эффект получил широкое применение для качественного и количественного анализа

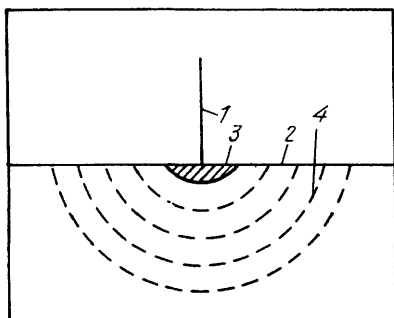


Рис. 1. Схема оптического возбуждения звука. 1 — лазерный луч переменной интенсивности; 2 — граница раздела воздух — жидкость; 3 — оптико-акустический источник звука (область поглощения света в жидкости); 4 — звуковые волны в жидкости.

смесей, а в дальнейшем — в фотоакустической спектроскопии вещества^{5,6}. Однако из-за малой эффективности преобразования световой энергии в акустическую практическое значение для генерации звука оптико-акустический эффект приобрел лишь с появлением лазеров. В самом начале 60-х годов А. М. Прохоров с сотрудниками впервые наблюдали образование ударных волн при взаимодействии лазерного луча с водой⁷. В последние годы в СССР и за рубежом опубликовано много работ по лазерной генерации звука, оказалось возможным говорить об оптических, или, как их принято называть, оптико-акустических, источниках звука.

Оптико-акустические источники звука имеют ряд преимуществ перед давно известными акустическими излучателями: дистанционность; отсутствие непосредственного контакта со средой, в которой распространяется звук; возможность легко изменять геометрические параметры оптико-акустической антенны и диапазон излучаемых частот; возможность создания источников звука, движущихся практически с произвольной — дозвуковой, околозвуковой или сверхзвуковой — скоростью, для которых отсутствует в традиционном смысле обтекание средой тела излучателя. Оптическими методами звук генерируется в широком диапазоне частот, от весьма низких звуковых до гиперзвуковых частот.

Рассмотрим особенности оптико-акустических источников звука и ограничимся лишь кратким изложением существа вопроса (подробно см. в⁸⁻¹²). Представим себе, что на поверхность жидкости или твердого тела падает лазерный луч (рис. 1). Действие света на вещество вызывает возмущения

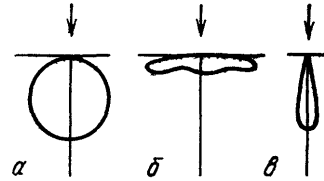
среды, сопровождающиеся излучением звука. Механизмы этого эффекта различны и зависят прежде всего от величины объемной плотности энергии, выделившейся в веществе, и режима ее выделения. Среди этих механизмов можно указать тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание, оптический пробой.

В поглощающих свет средах при малых плотностях выделения энергии основную роль играет тепловой механизм генерации звука и, как принято говорить, наблюдается термооптическое возбуждение звука. В этом случае не происходит изменения агрегатного состояния вещества в области поглощения света, генерация звука обусловлена тепловым расширением нагреваемых оптическим излучением участков среды. С увеличением плотности энергии, выделившейся в веществе, становятся существенными эффекты, обусловленные возрастанием скорости расширения нагреваемого объема среды, а также изменения термодинамических параметров вещества в процессе действия лазерного излучения. При дальнейшем росте плотности энергии развиваются более сложные процессы генерации звука, связанные с фазовыми переходами и оптическим пробоем.

2.1. Термооптическое возбуждение звука

Представим теперь, что интенсивность лазерного излучения периодически меняется (промодулирована) с частотой звука и плотность выделившейся энергии невелика. Тогда в приповерхностном слое жидкости (в дальнейшем

Рис. 2. Виды направленности излучения оптико-акустического источника.
 а — Дипольное излучение. б — Вдоль поверхности жидкости.
 в — Вдоль распространения лазерного луча в жидкости



для простоты будем говорить о жидкости, хотя сказанное относится и к твердому телу) образуется пульсирующая область, излучающая звук. Ее размеры в зависимости от диаметра светового пятна на поверхности, длины пробега света в жидкости и частоты звука могут быть меньше, сравнимы или больше длины звуковой волны.

Для звукового давления в жидкости в дальней зоне имеем⁹

$$p(r) = \frac{\omega m \kappa A I_0 a^2}{2C_p} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\mu k \cos \theta}{\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta} \exp\left(-\frac{k^2 a^2}{4} \sin^2 \theta\right); \quad (1)$$

здесь p — звуковое давление, κ — коэффициент объемного теплового расширения, C_p — удельная теплоемкость жидкости, $k = \omega/c$ — волновое число звука, c — скорость звука в жидкости, I_0 — интенсивность света в лазерном луче, m — индекс модуляции, ω — круговая частота звука (частота модуляции интенсивности света), μ — коэффициент поглощения света в жидкости, A — коэффициент прохождения света через границу жидкости, a — радиус светового пятна на поверхности жидкости, θ — угол между направлением падения лазерного луча и направлением из точки наблюдения в начало координат, r — расстояние от точки наблюдения до начала координат.

Из выражения (1) можно видеть, что амплитуда звукового давления растет с увеличением мощности лазера $\sim I_0 a^2$, частоты и индекса модуляции. Направленность излучения зависит от параметров ka и $k\mu^{-1}$.

Если $k\mu^{-1} \ll 1$ и $ka \ll 1$, наблюдается дипольное излучение звука, поскольку выполнение этих условий означает, что у свободной поверхности жидкости действует монополярный источник, поле излучения которого из-за влияния свободной поверхности представляет собой поле диполя (рис. 2, а).

Если $k\mu^{-1} \gg 1$ и $ka \ll 1$, звук излучается в основном вдоль поверхности. Совокупность объемных источников образует тонкую в поперечном направлении и длинную по сравнению с длиной звуковой волны в направлении лазерного луча вертикальную антенну (рис. 2, б).

При $k\mu^{-1} \ll 1$ и $ka \gg 1$ антенна имеет форму диска, диаметр которого много больше длины звуковой волны. Излучение распространяется в основном в направлении лазерного луча (рис. 2, в).

Анализ выражения (1) показывает также, что оптимальный режим излучения при лазерном возбуждении звука наблюдается в том случае, когда $k \approx \mu^{12}$. Это накладывает определенные требования на частоту света, генерируемого лазером (длину волны света).

Длина пути пробега света (величина μ^{-1}), генерируемого лазером, в жидкости (в веществе) зависит от частоты излучения (длины световой волны). Например, в воде длина пути пробега инфракрасного излучения (CO_2 -лазер) примерно 10^{-5} м, а сине-зеленого света (лазер на парах меди) — порядка десятков метров. Перестраивая частоту излучения лазера, фокусируя и дефокусируя его луч на поверхности жидкости и изменяя частоту модуляции интенсивности света в лазерном луче, можно осуществлять дистанционное управление характеристиками звукового поля в жидкости. Если же перемещать луч лазера на поверхности жидкости, то можно реализовать движущийся оптико-акустический источник, при этом скорость движения может быть дозвуковой, околосзвуковой или сверхзвуковой.

В реальных условиях в силу различных причин поверхность жидкости часто оказывается взволнованной, неровной, а среда может быть оптически и акустически неоднородной — стратифицированной и содержащей взвеси и пузырьки газа. Влияние неровностей границы и неоднородностей в жидкости на характеристики оптико-акустических источников звука детально рассматривалось в многочисленных работах (см. ^{13–15}). Показано, что если смещения поверхности велики по сравнению с длиной волны звука, статистически однородны, изотропны и описываются нормальным законом, то среднее поле характеризуется направленностью и для углов наблюдения $\theta < \theta_0 = \arctg \left(\sqrt{2} \frac{\sigma}{a} \right)$ значительное влияние на характеристику направленности оказывают неровности поверхности; здесь σ — среднеквадратичное значение высоты статистически неровной свободной взволнованной поверхности жидкости. Для углов $\theta > \theta_0$ направленность зависит в основном от соотношения между длиной звуковой волны и размерами оптического пятна, и неровности поверхности в формировании поля оптико-акустического источника практически не играют роли. Рассмотрено также влияние на оптическую генерацию звука малых по сравнению с длиной волны звука неровностей границы и проанализирован важный случай влияния границы, представляющей собой суперпозицию крупных и малых неровностей ¹⁶.

Влияние неоднородности среды на оптическую генерацию звука существенно зависит от масштабов оптических и акустических неоднородностей среды и длины пути пробега света в жидкости. Так, например, если размеры оптико-акустического источника невелики, т. е. меньше характерных масштабов оптических (в приповерхностном слое) и акустических неоднородностей, то расчет акустического поля такого источника можно вести поэтапно: вначале рассчитать оптико-акустический источник так, как если бы среда была оптически однородной (квазиоднородной), а затем провести расчет поля источника звука вычисленной эффективности как обычно в случае акустически неоднородной среды ¹⁷. В другом случае расчет может быть выполнен, например, с использованием так называемой передаточной функции среды, учитывающей роль оптических и акустических неоднородностей ^{17,18}.

Особый интерес представляет возбуждение звука лазерными импульсами. При работе оптических квантовых генераторов в импульсном режиме могут быть реализованы весьма большие мощности оптического излучения, а сле-

довательно, и звуковые поля весьма высокой амплитуды. Исследованию процесса термооптической генерации звука лазерными импульсами посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ (см.^{11,19-23}).

Выражение для звукового давления в дальней зоне при действии на жидкость лазерным импульсом имеет вид¹⁹

$$p(r, t) = \frac{A\kappa I_0 a^2}{4\pi C_p \tau_\mu^2 r} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{u^2 s^2}{4} + iuv\right) F\left(\frac{u}{\tau_\mu}\right) du - \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{u^2 s^2}{4} + iuv\right) \frac{F(u/\tau_\mu)}{1+u^2} du \right], \quad (2)$$

где

$$u = \omega \tau_\mu, \quad v = \left(\frac{r}{c} - t\right) \tau_\mu^{-1}, \quad s = \frac{\tau_a}{\tau_\mu} \quad \text{и} \quad \tau_\mu = \frac{\cos \Theta}{\mu c}, \quad \tau_a = \frac{a \sin \Theta}{c}$$

— характерные времена запаздывания звука от элементарных источников в вертикальном и горизонтальном сечении области тепловых источников (рис. 3),

$$F\left(\frac{u}{\tau_\mu}\right) = f(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{i\omega t} dt$$

— спектр лазерного импульса $I(t)$.

Анализ выражения (2) основан на том, что спектральная ширина входящих в подынтегральное выражение функций зависит от характерных временных масштабов: длительности импульса τ , а также времен запаздывания τ_a и τ_μ . Действительно, для спектра лазерного импульса $\omega \leq c_1/\tau$, для экспоненты $\omega \leq c_1/\tau_a$, для рациональной функции $\omega \leq c_1/\tau_\mu$, где c_1 — константа.

Из выражения (2) следует, например, что для длинных лазерных импульсов, когда $\tau \gg \tau_a$, $\tau \gg \tau_\mu$, форма звукового импульса определяется второй производной огибающей лазерного импульса:

$$p(r, t) \approx -\frac{A\kappa I_0 a^2}{4\pi C_p r} \tau_\mu f''\left(t - \frac{r}{c}\right). \quad (3)$$

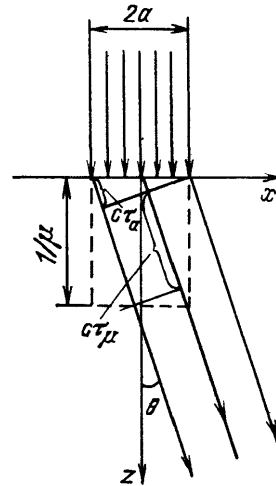


Рис. 3.

Для $\tau_a \ll \tau$, но $\tau_\mu \gg \tau$, т. е. когда область эффективного тепловыделения, или, другими словами, оптико-акустическая антенна, имеет форму узкого цилиндра, звуковой сигнал представляет собой импульс разрежения, по форме повторяющий огибающую «опрокинутого» лазерного импульса $f(t)$ с некоторой положительной добавкой, пропорциональной малому параметру τ/τ_μ . При $\tau_a \gg \tau$ форма звукового импульса оказывается универсальной, не зависит от огибающей лазерного импульса и определяется отношением характерных времен s' .

Авторы работ^{20,21} исследовали звуковое поле, возбуждаемое в жидкости последовательностью лазерных импульсов. Основной особенностью здесь служит генерация большого числа акустических гармоник. Ширина возбуждаемого спектра определяется частотой повторения лазерных импульсов, их длительностью и коэффициентом поглощения лазерного излучения в веществе. В спектре акустического поля возможно существование гармоник, которые генерируются оптимальным образом по сравнению с другими, если для этой спектральной составляющей выполняются условия оптимального возбуждения, т. е. $k_n \approx \mu$, где k_n — волновое число звука гармоники номера n . При возбуждении звука последовательностью лазерных импульсов возрастает эффективность преобразования энергии лазерного излучения в звук.

Детально исследовалось поле движущегося импульсного оптико-акустического источника (см., например,^{23,22}). Проанализированы случаи: а) пря-

молинейного и равномерного движения луча по конечной траектории, б) колебательного движения луча и в) равномерного движения луча по окружности и др. Фундаментальным результатом этих исследований явилось установление того факта, что генерация звука движущимся равномерно и прямолинейно импульсным оптико-акустическим источником происходит так же, как и неподвижным, но «сжатым» в $|1 - \tilde{M}|$ раз лазерным импульсом, с эффективной длительностью $\tau |1 - \tilde{M}|$, форма которого описывается выражением

$$f\left(\frac{t}{|1 - \tilde{M}|}\right) |1 - \tilde{M}|^{-1}, \quad (4)$$

где $\tilde{M} = (V/c) \sin \Theta \cos \varphi$, V — скорость перемещения лазерного луча по поверхности жидкости, Θ и φ — угловые координаты, характеризующие

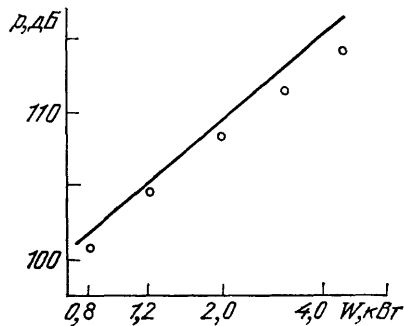


Рис. 4. Зависимость звукового уровня на оси оптико-акустического источника от мощности лазера²⁶. Сплошная линия — теория, кружки — экспериментальные результаты

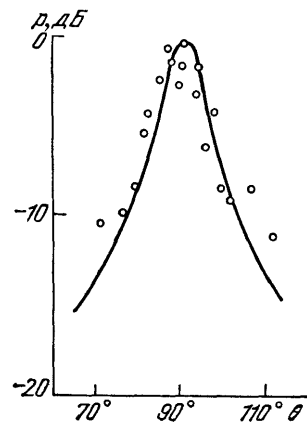


Рис. 5. Угловая зависимость звукового поля при лазерном возбуждении звука в воде²⁶. Сплошная линия — теория, кружки — экспериментальные результаты

направление в точку наблюдения. Другими словами, практически все рассуждения и результаты, относящиеся к генерации звука в жидкости лазерными импульсами при неподвижном лазерном луче, переносятся на случай движущегося, если рассматривать эффективный лазерный импульс.

Теоретические закономерности, характеризующие особенности термооптической генерации звука в жидкости, убедительно подтверждаются многочисленными экспериментами²⁴⁻²⁶. Так, например, из теории следует, что амплитуда звукового давления линейно растет с увеличением мощности оптического излучения. Это подтверждается на опыте. На рис. 4 сплошной линией показана соответствующая теоретическая зависимость, а кружками — результаты эксперимента²⁶. По вертикальной оси отложена величина уровня звукового давления на оси оптико-акустического источника, т. е. в направлении распространения лазерного луча. Значение давления приведено к дистанции 1 м и нормировано по отношению к 10^{-6} Па. По горизонтальной оси показаны изменения мощности оптического излучения в киловаттах. Опыты²⁶ проводились в воде в условиях озера. Неодимовый лазер ($\lambda_{\text{св}} = 1,06$ мкм) работал в импульсном режиме, и осуществлялась внутриимпульсная модуляция интенсивности оптического излучения. При этом частота модуляции была такой, что имел место квазимонохроматический режим генерации звука в воде.

На рис. 5 показаны теоретические (сплошная линия) и экспериментальные результаты (точки), характеризующие угловую зависимость звукового

поля при лазерном возбуждении звука²⁶. При этом частота звука $f = 50 \cdot 10^3$ Гц, $ka \ll 1$, дистанция, на которой проводились измерения, 16,8 м, а коэффициент поглощения света в воде $\mu = 15,7 \text{ м}^{-1}$.

На рис. 6, б показаны звуковые импульсы, предсказанные теорией¹⁴ в предположении, что лазерный импульс имеет прямоугольную форму¹⁴, а на рис. 6, а — зарегистрированные в эксперименте²⁵. В основу расчетов положены условия экспериментов²⁵. Эти закономерности, однако, нарушаются с ростом величины объемной плотности энергии, выделяющейся

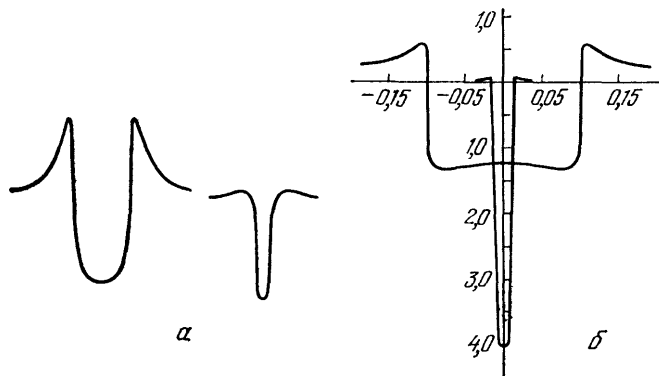


Рис. 6. Звуковые импульсы, зарегистрированные экспериментально²⁵ (а) и предсказанные теорией¹⁴ (б)

в веществе, когда начинают заметную роль играть нелинейные эффекты, обусловленные термодинамической и гидродинамической нелинейностью. В первом случае из-за нагрева жидкости в процессе действия лазерного импульса изменяется (увеличивается с ростом температуры) величина коэффициента теплового расширения жидкости. Это приводит к росту эффективности преобразования оптической энергии в акустическую в процессе действия лазерного импульса, и амплитуда звукового сигнала увеличивается. Гидродинамическая нелинейность начинает играть роль, когда скорость смещения частиц жидкости в области тепловыделения становится заметной в сравнении со скоростью звука в жидкости. Удастся дать теоретическое описание действия оптико-акустических источников и в этих случаях, модифицируя соответствующие уравнения²⁷ и пользуясь неоднородным уравнением типа уравнения Бюргерса²⁸.

2.2. Испарительный механизм

Как уже отмечалось выше, дальнейшее увеличение плотности выделившейся энергии при поглощении лазерного излучения в веществе приводит к развитию сложных процессов генерации звука, связанных с фазовыми переходами. Эффект генерации звука, обусловленный испарением вещества, становится заметным, когда температура вещества в результате действия лазерного излучения (например, лазерного импульса) приближается к точке кипения. Если такая температура достигается в конце лазерного импульса, то в акустическом сигнале это проявляется в виде дополнительного пика звукового давления в «хвостовой» части сигнала, возбуждаемого тепловым расширением среды. С увеличением плотности выделившейся энергии амплитуда пика звукового давления растет. Если и дальше повышать интенсивность лазерного излучения, действующего на поверхность жидкости, то происходит бурное вскипание приповерхностного слоя, из которого вырывается струя пара навстречу лазерному лучу. Вторгаясь с большой скоростью в воздушное пространство, струя пара порождает в воздухе интенсивную ударную волну, а действующий на поверхность жидкости импульс отдачи возбуждает в ней волну сжатия. После окончания лазерного импульса

в результате отражения волны сжатия от поверхности жидкости образуется волна разрежения. Последняя вызывает кавитацию — в приповерхностном слое жидкости появляются хорошо заметные пузырьки. Такая картина наблюдается, пока величина объемной плотности световой энергии, вводимой в вещество, не достигает некоторого критического значения, при котором возникает оптический пробой в парах испаряющегося вещества. В частности, оптический пробой происходит при взаимодействии инфракрасного излучения, имеющего интенсивность 10^8 Вт/см², с поверхностью непроводящей жидкости, а также при действии оптического излучения с интенсивностью 10^6 – 10^7 Вт/см² на поверхность металла. Оптический пробой в парах испаряющегося вещества приводит к образованию плазмы, которая частично поглощает световое излучение и экранирует вещество. Вследствие этого прекращается рост амплитуды звуковой волны сжатия с увеличением интенсивности света в лазерном луче.

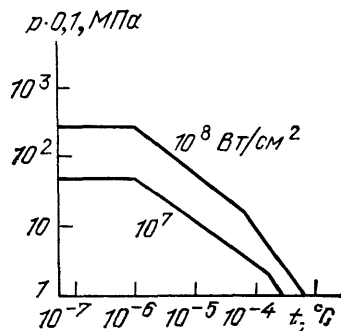


Рис. 7. Зависимость давления на поверхность воды от времени при разных интенсивностях излучения CO_2 -лазера и длительности импульса 10^{-6} с

Итак, можно условно выделить три режима лазерного возбуждения звука при испарении вещества: слабое испарение — плотность выделившейся в веществе энергии близка к величине теплоты парообразования; взрывное вскипание — плотность выделившейся энергии существенно превышает теплоту парообразования, но оптического пробоя паров не происходит, и плазменный режим — интенсивность света

настолько велика, что происходит оптический пробой продуктов испарения и возникает плазма, поглощающая лазерное излучение и экранирующая вещество.

Такое разделение режимов лазерной генерации звука при испарении вещества, разумеется, весьма условно, поскольку лежащий в основе испарительного механизма процесс перехода конденсированного состояния в газообразное под действием лазерного излучения, вообще говоря, характеризуется сочетанием сложных нелинейных явлений^{29–33}. Однако это условное разделение режимов позволяет построить в ряде случаев теорию генерации звука и оценить, в частности, эффективность преобразования оптической энергии в акустическую.

В частности, автор работы³⁰ провел приближенный расчет давления, действующего на поверхность жидкости в поле лазерного излучения высокой интенсивности ($I_0 = 10^8$ Вт/см²) в режиме сильного испарения жидкости, но при условии, что образования плазмы не происходит. Для определения временного хода давления на поверхности жидкости использовалась теория взрывной волны, а также результаты работы³¹. Результаты расчета давления на поверхности воды при воздействии импульса CO_2 -лазера приведены на рис. 7. При расчете было принято $I_1 = 10^7$ Вт/см², $I_2 = 10^8$ Вт/см², $\tau = 10^{-6}$ с, $2a = 30,48$ см. Максимальное давление на поверхность воды составляет 4,8 и 22,2 МПа для двух принятых при расчете значений интенсивностей лазерного излучения.

Более точные расчеты, учитывающие образование приповерхностного кнуденовского слоя в процессе испарения вещества, содержатся в работе³². Результаты численных расчетов³² показывают, что при падении лазерного излучения интенсивностью 10^6 Вт/см² на алюминиевую мишень, находящуюся в воздухе при атмосферном давлении, действующее на мишень давление составляет 2 МПа. Указанные численные оценки вполне удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов и служат примером того, что при лазерном возбуждении звука амплитуды звуковых сигналов могут достигать весьма внушительной величины.

2.3. Генерация звука при оптическом пробое среды

Особенно эффективно световая энергия переходит в акустическую при оптическом пробое жидкости (вещества), когда лазерное излучение фокусируется в объеме жидкости. В этом случае плотность выделившейся энергии может стать настолько большой, что жидкость в фокальной области бурно вскипает, образуется быстро расширяющаяся область пара и излучается волна сжатия. При еще больших интенсивностях света и плотностях выделившейся энергии возникает явление оптического пробоя. В фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости, заполненные плотной светящейся плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, сообщая дополнительную энергию полости. Под действием повышенного давления полость расширяется, излучая ударную волну. После окончания лазерного импульса и прекращения выделения энергии в плазменную полость газ остывает, свечение исчезает и образуется пузырек, совершающий несколько пульсаций. Хотя оптическому пробое и предпробойным явлениям в жидкости посвящено значительное число экспериментальных работ, теория этого явления в целом и возбуждения ударных волн в частности находится в начальной стадии. Для расчета возбуждения, распространения и эволюции волн сжатия используется лишь простейшая модель явления, основанная на наблюдаемых экспериментальных фактах, и применении представлений, развитых в теории подводных взрывов и импульсных электрических разрядов в воде^{34,35}.

2.4. Эффективность оптико-акустического преобразования

Несомненный интерес представляет вопрос об эффективности преобразования световой энергии в звуковую. Эту эффективность можно охарактеризовать величиной отношения полной мощности звука к мощности лазерного излучения, либо отношением выделившейся акустической энергии к энергии лазерного импульса.

В случае теплового механизма оптической генерации монохроматического звука для оптико-акустического источника в виде диска, т. е. широкого лазерного пучка, величина эффективности определяется выражением¹²

$$\eta_1 \approx \frac{c}{\rho} \left(\frac{Am\kappa}{2C_p} \frac{\mu k}{\mu^2 + k^2} \right)^2 I_0. \quad (5)$$

Максимальная эффективность достигается при условии $k = \mu$ и оказывается равной

$$\eta_{1 \max} \approx \frac{C}{\rho} \left(\frac{Am\kappa}{4C_p} \right) I_0. \quad (6)$$

Можно видеть, что эффективность преобразования в случае теплового механизма прямо пропорциональна интенсивности оптического излучения. Для воды, например, $\eta_{1 \max} = 5 \cdot 10^{-12} I_0$, где I_0 — Вт/см². Увеличивая интенсивность света, можно значительно повысить эффективность преобразования оптической энергии в звук. Однако это остается справедливым, пока «работает» тепловой механизм возбуждения звука, т. е. пока плотность выделяемой в жидкости оптической энергии мала по сравнению с теплотой испарения.

Оценку эффективности преобразования в условиях режима сильного испарения вещества под действием лазерного излучения можно получить, если воспользоваться несколько модифицированной теоретической моделью³², как это сделано в работе¹⁰.

Выражение для коэффициента преобразования имеет вид

$$\eta_2 = \frac{\gamma(\gamma+1)^{2/3}(\gamma_1-1)^{4/3} p_0^{2/3} I^{1/3}}{\rho c c_0^{4/3}}, \quad (7)$$

где p_0 , c_0 — равновесные давление и скорость звука в воздухе, γ — показатель адиабаты в воздухе, γ_1 — показатель адиабаты для пара, ρ и c — плотность и скорость звука в жидкости.

Можно привести пример численной оценки. Пусть импульс CO_2 -лазера интенсивностью $I = 10^8 \text{ Вт/см}^2$ падает на поверхность воды, граничащей с атмосферным воздухом при $p_0 = 0,1 \text{ МПа}$. Оказывается, что доля энергии, уносимая звуковой волной, будет составлять примерно $\eta_2 = 10^{-2}$ от энергии лазерного импульса.

Эффективность преобразования энергии оптического излучения в акустическую в случае оптической генерации в условиях оптического пробоя определяется формулой¹⁰

$$\eta_3 \approx \frac{3}{2} (\gamma_2 - 1) \frac{1}{M \ln(r/R_0)}; \quad (8)$$

здесь γ_2 — показатель адиабаты для плазмы внутри расширяющейся полости при лазерном пробое жидкости (для воды и низкотемпературной плазмы принято $\gamma_2 = 1,27$), R_0 — радиус полости, $M = R_0/c\tau$, τ — длительность лазерного импульса, c — скорость звука в жидкости. Формула применима лишь при условии, что $\ln(r/R_0) \geq 1/4M^3$ (так как формула получена в предположении, что работа расширения полости мала по сравнению с внутренней энергией, запасенной полостью). Оценки показывают, что величина η_3 может достигать десятка процентов.

3. ЛАЗЕРНЫЕ ДИСТАНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ВИБРАЦИЙ

Важную роль в акустике играют бесконтактные оптические методы исследования. Суть этих методов состоит в том, что на тело, в котором возбуждены акустические колебания, направляют пучок когерентного света, а затем исследуют прошедший сквозь тело, либо рассеянный его вибрирующей поверхностью или оптическими неоднородностями внутри тела свет. Оптические бесконтактные методы применяются в акустике для определения типов или форм колебаний ограниченных тел³⁶, для градуировки источников и приемников звука^{37–38}, для изучения распространения ультра- и гиперзвуковых волн в различных средах^{36,39,40}. Эти методы весьма широко используются для визуализации ультразвуковых изображений^{41,42} и в ультразвуковой голографии^{43,44}, а также для считывания поверхностных акустических волн в акустоэлектронных устройствах. Разрабатывается применение бесконтактных оптических методов для дистанционной регистрации (приема) ультразвуковых волн в конденсированных средах при лазерно-акустическом зондировании^{45,46}. Важным достоинством бесконтактных оптических методов регистрации и приема звука служит отсутствие механического контакта с исследуемым объектом, высокая чувствительность, открывающиеся возможности дистанционной регистрации звуковых волн в большом объеме среды и при больших расстояниях до исследуемого объекта. Оптические методы регистрации звуковых полней и вибраций появились задолго до создания лазеров. Однако с появлением источников когерентного света эти методы получили не только широкое развитие, но нашли и совершенно новые области применения⁴⁷.

В основе оптических методов исследования акустических полей лежат физические механизмы взаимодействия звука и света. Действие звука на свет приводит к пространственно-временной модуляции света. Это акустооптическое взаимодействие сводится к модуляции амплитуды, фазы и поляризации световой волны. Исследование модуляции света требует специальных способов регистрации и обработки оптических полей. Известные многочисленные к настоящему времени методы условно можно разделить на две группы. Одни из них основаны на том, что исследуемая сигнальная световая волна подвергается пространственной или временной фильтрации с последующей

регистрацией пространственного распределения или временной зависимости интенсивности преобразованной волны. Методы второй группы сводятся к исследованию изменений интенсивности света при интерференции сигнальной волны с опорной, амплитуда и фаза которой известны. Это оптические интерференционные методы. К этой же группе можно отнести сравнительно новые — голографические методы.

Проблема оптической регистрации и исследования звуковых полей весьма широка, и ниже мы ограничимся рассмотрением ее лишь в части, касающейся лазерных дистанционных методов.

3.1. Дифракция света на звуке

Это явление хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально^{36,39}. Распространение звуковой волны сопровождается изменениями оптического показателя преломления среды, которые пропорциональны ее акустическим деформациям.

При падении плоской световой волны на плоский слой среды, в котором параллельно границам распространяется звуковая волна, световое поле

на выходе из слоя состоит из дискретного набора плоских волн. Информация о звуковом поле в среде содержится в пространственно-временном спектре прошедшего света. Если процесс акусто-оптического взаимодействия можно

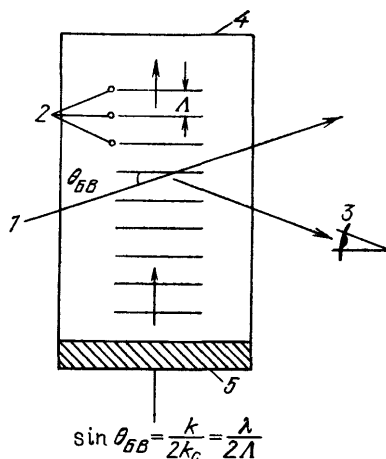


Рис. 8. Схема дифракции света на звуке при выполнении условий Брэгга.

1 — лазерный луч; 2 — фронты звуковых волн; 3 — дифрагированный (прошедший) пучок света; 4 — акустическая ячейка; 5 — ультразвуковой преобразователь; λ — длина волны света, Λ — длина волны звука

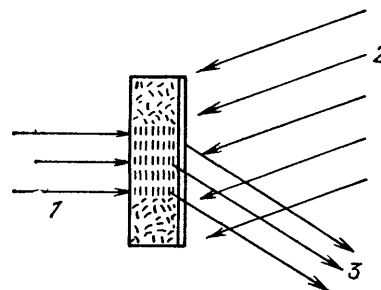


Рис. 9. Схема дифракции света на звуке.

1 — звуковой пучок; 2 — падающий на акустическую ячейку лазерный пучок, 3 — пучок дифрагировавшего света (под углом Брэгга)

рассматривать методами геометрической оптики и при этом искривлением лучей света в среде (слое) можно пренебречь и прошедший сквозь среду пучок световых лучей приобретает лишь неоднородное распределение фазы по сечению, то имеет место случай дифракции Рамана — Ната. Если на процесс взаимодействия света со звуком существенно влияет дифракция света, то наиболее интересен случай дифракции Брэгга, когда световая волна падает под углом Брэгга — Вульфа $\theta_{БВ}$ к фронту звуковой волны. Этот угол удовлетворяет условию

$$k = 2k_c \sin \theta_{БВ}, \quad (9)$$

где k и k_c — соответственно волновые числа звука и света. В этом случае заметную интенсивность имеет лишь одна из дифрагированных волн, а именно та, волновой вектор которой составляет тот же угол $\theta_{БВ}$ с фронтом звуковой волны; остальные дифрагированные волны испытывают интерференционное гашение (рис. 8, 9). Волновые векторы звуковой волны, падающей и дифра-

гировавшей световых волн образуют в случае дифракции Брэгга так называемый резонансный триплет.

Из условия Брэгга — Вульфа (9) можно видеть, что дифракция света назад по отношению к направлению падающей световой волны возможна только при чрезвычайно малых длинах звуковых волн. Это ограничивает возможности использования явления дифракции света на звуке (на объемной звуковой дифракционной решетке) для дистанционной лазерной регистрации

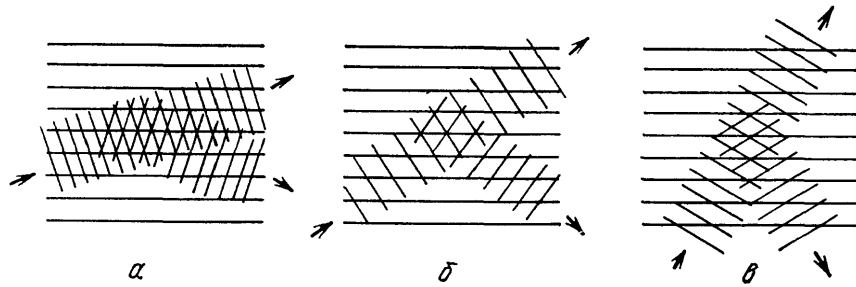


Рис. 10. Различные случаи дифракции света при выполнении условий Брэгга.
 а — Падение оптического пучка под первым ($m = 1$) углом Брэгга (длина волны света мала, $\lambda < \Lambda$).
 б — Падение пучка под первым углом Брэгга (длина волны велика, $\lambda > \Lambda$). в — Падение пучка под вторым ($m = 2$) углом Брэгга

акустических волн диапазоном гиперзвуковых частот (рис. 10). Отметим, однако, что акустические волны этого диапазона всегда присутствуют в среде вследствие тепловых флуктуации. В этой связи авторы работы⁴⁶ указывают на возможность использования дифракции лазерного пучка на гиперзвуковых волнах, обусловленных тепловыми флуктуациями в жидкости, для измерения скорости звука и температуры среды, что открывает, в частности перспективы использования этого явления для измерения скорости звука и температуры в приповерхностных водах океана.

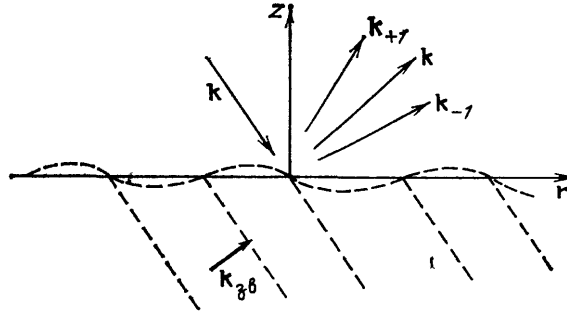
3.2. Дифракция света на акустических возмущениях границы раздела сред

Звуковая волна, падая на границу раздела двух сред, вызывает отклонения поверхности от исходной формы. Эти отклонения приводят к дифракции света, отражающегося от границы. Действительно, при падении, например, плоской монохроматической звуковой волны на плоскую границу раздела отклонения границы представляют собой бегущую вдоль нее «поверхностную» волну с амплитудой, пропорциональной амплитуде смещений среды в поле звуковой волны, а длина этой «поверхностной» волны $\lambda_{\text{п}} = \lambda / \sin \Theta$, где Θ — угол падения. Отраженный от возмущенной поверхности свет содержит сдвинутые по частоте дифракционные компоненты. Если размеры падающего пучка света значительно превышают длину «поверхностной» волны $\lambda_{\text{п}}$, то отраженный свет представляет собой совокупность пучков, распространяющихся по дискретному набору направлений Θ_m , определяемых равенством $\lambda_{\text{п}} k_c (\sin \Theta_0 - \sin \Theta_m) = 2\pi m$, где Θ_0 — угол падения исходного светового пучка. Частота света в каждом из этих пучков смещена относительно исходной вследствие эффекта Доплера на величину $m\omega = (2\pi m / \lambda_c) v_{\text{п}}$, где $v_{\text{п}} = c / \sin \Theta_0$ — скорость распространения «поверхностной» волны, c — скорость звука в среде и ω — частота звука. Обычно амплитуда смещений поверхности значительно меньше длины световой волны, поэтому заметную интенсивность имеют лишь дифракционные спектры двух первых порядков. Их амплитуды относятся к амплитуде регулярно (зеркально) отраженной волны как $2k_c \xi \cos \Theta_0$, где ξ — амплитуда возвышений в «поверхностной» волне⁴⁸ (рис. 11, 12).

Пространственное разделение регулярно отраженной и дифракционных компонент происходит на больших расстояниях от поверхности, т. е. заведомо в дальней зоне относительно длины поверхностной волны. Если иметь в виду когерентные оптические дистанционные методы исследования акустических полей звукового и ультразвукового диапазонов и пространственным

Рис. 11. Схема дифракции света на границе жидкости, совершающей колебания под действием падающей звуковой волны.

k_{zb} — волновой вектор звука, k — волновой вектор света, k_{+1} и k_{-1} — дифракционные компоненты первого порядка световой волны



разделением дифракционных компонент пренебречь, то в этом случае — суперпозиции зеркально отраженной волны и дифракционных компонент — будет наблюдаться амплитудно-фазовая модуляция отраженного света⁴⁹.

Если размеры падающего оптического пучка малы по сравнению с длиной «поверхностной» волны, то суперпозиция различных компонент отражен-

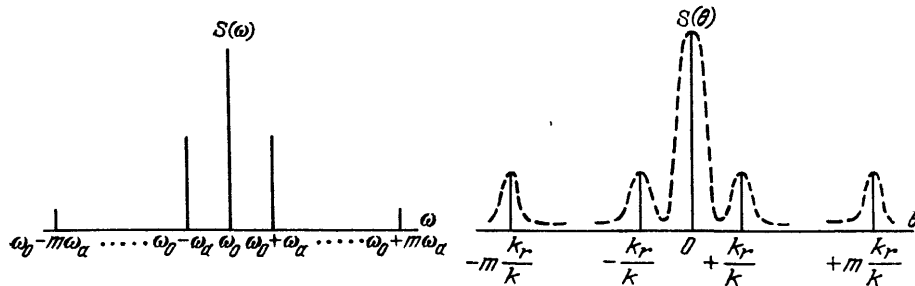


Рис. 12. Частотный $S(\omega)$ и угловой $S(\theta)$ — спектры светового пучка, дифрагировавшего на границе жидкости, при падении на границу звуковой волны,

ω_0 — круговая частота света, ω_a — круговая частота звука, k — волновое число света, k_r — радиальная компонента волнового вектора рассеянного границей света

ного света приводит к двум явлениям. Во-первых, фаза световой волны оказывается модулированной по времени с частотой звука и однородной по сечению пучка. Во-вторых, пучок «качается» с частотой звука вокруг направления зеркального отражения. Амплитуда качаний пропорциональна углу наклона поверхности в «поверхностной» волне⁵⁰.

В реальных условиях граница раздела сред практически всегда оказывается неровной. В частности, если речь идет о границе раздела воздух — жидкость, то неровности могут быть обусловлены внешними возмущениями на поверхности жидкости. В случае границы твердого тела — это шероховатости или технологические и технические неровности. Если эти неровности, как и акустические возмущения поверхности, также малы в сравнении с длиной волны света, то они мало влияют на дифракцию света на «поверхностной» акустической волне⁵¹. Эти малые неровности приводят лишь к появлению дополнительных рассеянных световых волн, которые, однако, если неровности движутся, могут стать помехой при оптической регистрации акустической волны. Весьма малые движущиеся неровности всегда присутствуют на поверхности любого тела из-за тепловых флуктуаций. Особенно заметен этот эффект на свободной поверхности жидкости, где он приводит к значительному понижению отношения сигнал — шум при оптической регистрации звуковых волн в диапазоне частот $1-10^4$ Гц⁵².

Движущиеся крупномасштабные (в сравнении с длиной волны света) неровности приводят к значительному изменению спектрального состава, рассеянного акустическими колебаниями света. Спектр теперь состоит не из дискретных составляющих, разделенных интервалом, равным звуковой частоте, а из набора «широких» линий. Положения максимумов этих линий совпадают с положениями исходных дискретных компонент. «Крылья» указанных линий перекрываются в случае крупных или быстро движущихся неровностей, и энергетический спектр рассеянного света, казалось бы, практически не содержит информации о звуковой волне. Теоретическое рассмотрение⁵³ этой проблемы показывает, однако, что этот широкополосный «шум» оказывается промодулированным с частотой звука.

Если на поверхности присутствуют неровности двух масштабов и длина волны звука значительно меньше продольного масштаба крупных неровностей, то дифракция света на «поверхностной» акустической волне наблюдается на небольших участках неровностей поверхности вблизи точек зеркального отражения, а влияние мелкомасштабных неровностей при этом имеет тот же характер, что и в случае плоской поверхности⁵⁴.

При рассеянии света на поверхности с крупномасштабными неровностями в присутствии звука представляет интерес поведение некоторых других параметров рассеянной световой волны. Так, например, если интенсивность падающей световой волны промодулирована по гармоническому закону, то представляет интерес изменение модуляции интенсивности волны на частоте модуляции и на комбинационных частотах. Пространственно-временная зависимость индекса модуляции падающей световой волны описывается, как известно, волной модуляции. Эта волна распространяется с той же скоростью, что и падающая, но частота ее равна частоте модуляции. Оказывается, что поведение среднего индекса модуляции можно истолковать как результат дифракции исходной волны на «поверхностной» акустической волне. При этом может наблюдаться пространственное разделение дифракционных компонент, так как длина волны модуляции может быть сравнимой с длиной акустической поверхностной волны. Малая длина волны несущего излучения (длина световой волны) позволяет в то же время сформировать для падающей волны модуляции узкую диаграмму направленности.

Если неровности поверхности, на которой рассеивается модулированный свет, велики по сравнению с длиной волны модуляции и длиной волны звука, то дифракция волны модуляции наиболее эффективна в случае, когда волновые векторы падающих волн модуляции и звуковой волны удовлетворяют условию Брэгга — Вульфа. При этом заметную интенсивность имеет лишь одна дифракционная компонента, причем ее амплитуда не зависит от «незвуковых» крупномасштабных и мелкомасштабных неровностей поверхности⁵⁵. Проявление свойств дифракции Брэгга при дифракции волны модуляции на «поверхностной» акустической волне можно объяснить в этом случае тем, что на неровной поверхности проявляется объемная структура звуковой волны.

3.3. Комбинационное рассеяние света на движущихся в поле звуковой волны рассеивателях

Если высота неровностей поверхности велика по сравнению с длиной световой волны, а радиус корреляции неровностей мал по сравнению с длиной волны звука, то в рассеянном поверхностью свете не проявляется картина дифракции света на «поверхностной» акустической волне. Различные точки поверхности рассеивают некогерентно; рассеянный ими свет лишь частотно-модулирован вследствие движения рассеивателей в поле звуковой волны. Частота модуляции равна частоте звука и, следовательно, спектр рассеянного света содержит комбинационные компоненты. В случае больших амплитуд

смещений поверхности спектр сильно уширен и рассеянный свет некогерентен с падающим. Заметим, что последнее обстоятельство лежит в основе широко применяемого метода многократной экспозиций при голографической регистрации вибраций⁵⁶.

Комбинационное рассеяние имеет место также при рассеянии света на объемных рассеивателях, движущихся в поле звуковой волны. Этот эффект экспериментально исследован для воздуха, когда амплитуды смещений рассеивателей были велики по сравнению с длиной волны света⁵⁷, и в жидкостях, когда смещения малы⁵⁸.

3.4. Теневой метод и его аналоги

Теневой метод был, по-видимому, первым оптическим методом, примененным для исследования звуковых полей³⁶. Теневой метод принадлежит к широко используемым в оптике методам визуализации оптических фазовых неоднородностей. Суть всех этих методов состоит в следующем. Сигнальный световой пучок с неоднородным распределением фазы по сечению подвергается пространственному преобразованию Фурье с помощью линзы.

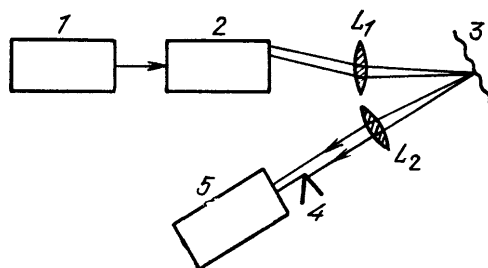


Рис. 13. Схема оптической регистрации акустических колебаний поверхности теневым методом.

1 — лазер; 2 — сканер; L_1 , L_2 — линзы; 3 — «акустический рельеф» на колеблющейся границе; 4 — пространственный фильтр (knife edge); 5 — фотодетектор

Спектр пучка фильтруется посредством расположенного в фурье-плоскости (так называемой плоскости пространственных частот) амплитудно-фазового фильтра, после чего с помощью второй линзы осуществляется обратное преобразование Фурье⁵⁹. Простейший способ фильтрации заключается в перекрытии нулевых частот пространственного спектра³⁶. В результате в обратном преобразовании Фурье участвуют лишь спектральные компоненты, обусловленные фазовыми неоднородностями исследуемого пучка. Интерференция фурье-образов этих компонент приводит к визуализации фазовых неоднородностей. Существует несколько типов пространственных фильтров, приводящих к визуализации фазовых неоднородностей. Кроме указанного способа фильтрации широко применяется фильтр, перекрывающий половину фурье-плоскости (knife edge). Такой фильтр реализует, по существу, одномерное преобразование Гильберта оптического сигнала. Преобразование Гильберта во многом аналогично дифференцированию, что и объясняет визуализацию фазовых неоднородностей⁵⁹. Теневой метод позволяет визуализировать как объемные, так и поверхностные волны^{60,61}. Меняющееся распределение интенсивности света может быть зарегистрировано с помощью малоинерционного фотодетектора (рис. 13)⁶¹. На этом рисунке приведена схема оптической регистрации колебаний границы, вызванных падающей на нее акустической волной и создающей «поверхностную» волну, или так называемый «акустический рельеф». Линза L_1 располагается так, чтобы граница находилась в фокальной плоскости L_1 , а линза L_2 — так, чтобы пространственный фильтр (knife edge) находился в ее плоскости пространственных частот. Заметим попутно, что в последнее время делаются попытки объединить теневой метод с компьютерной томографией с целью восстановления объемного распределения звукового поля⁶². Идея преобразования пространственного спектра лежит в основе некоторых других методов исследования

звуковых полей, в частности, метода дифракционной решетки⁶³. Последний метод сейчас интенсивно разрабатывается в применении к считыванию поверхностных акустических волн в акустоэлектронных устройствах на поверхностных акустических волнах⁶⁴.

3.5. Методы детектирования частотно-модулированного света

Эти методы позволяют изучать звуковые волны путем детектирования частотно-модулированной рассеянной (сигнальной) световой волны. Впервые частотный сдвиг оптических колебаний при дифракции света на ультразвуковой волне был измерен еще в 1886 г.³⁶. Однако использование узких линий поглощения в оптических методах исследований и регистрации звуковых полей, что по существу, было сделано в упомянутой выше работе, не практиковалось вплоть до появления лазеров. С появлением лазеров интерес

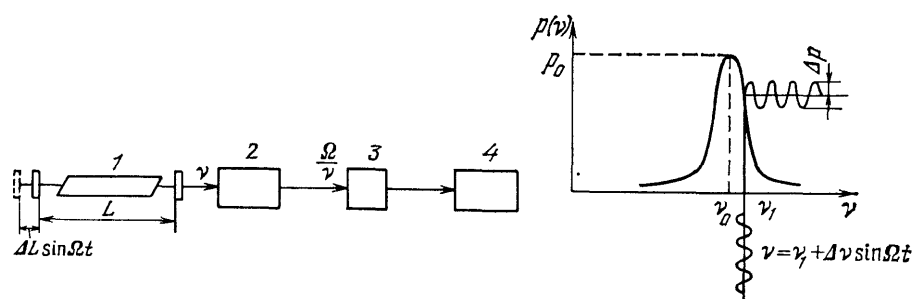


Рис. 14. Схема измерения малых смещений с помощью оптических резонансов⁶⁶. 1 — лазер, одно из зеркал резонатора которого совершает акустические колебания частоты Ω , ν — частота света; 2 — оптический резонансный фильтр; 3 — фотодетектор; 4 — система регистрации

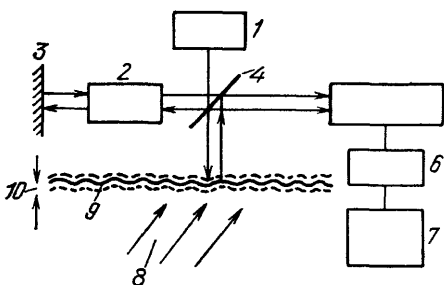
к методам демодуляции ЧМ и ФМ света с использованием узких линий поглощения света возродился. Высокая стабильность частоты и высокая интенсивность лазерного излучения позволяет детектировать весьма малую фазовую модуляцию света, отраженного, например, от колеблющейся в поле звуковой волны поверхности⁶⁵. Интенсивным лазерным излучением можно «выжечь» часть линии поглощения и таким образом увеличить крутизну частотной характеристики среды⁶⁵. Разность в коэффициентах поглощения различных частотных компонент исследуемого света приводит к преобразованию частотной модуляции света в модуляцию его интенсивности, которую можно непосредственно зарегистрировать фотодетектором. Чувствительность рассматриваемых методов определяется дробовым шумом при регистрации. Вследствие того, что интенсивность света на выходе из среды меньше, чем на входе, определяемая этими шумами чувствительность сравнима с чувствительностью интерферометрических методов (см. ниже) измерений малой фазовой модуляции лишь тогда, когда ширина линии поглощения сравнима с частотой звука. Указанное ограничение можно устранить, если поместить поглощающую среду в резонатор лазера, исследуя малые колебания одного из зеркал резонатора⁶⁶ (рис. 14). Однако в этом случае ограничена область применения метода. Все из указанных недостатков могут быть устранены, если использовать не поглощение, а усиление света в активной среде. Оказывается, что даже с учетом нового источника шума, появляющегося в этом случае, — шума спонтанного излучения активной среды — чувствительность метода не хуже, чем у интерферометров, лишь бы коэффициент усиления был достаточно велик⁶⁷.

3.6. Интерферометрические оптические методы

Один из способов «считывания» поверхностного акустического рельефа или поверхностной акустической волны на границе раздела сред — это измерение фазовой модуляции отразившегося от колеблющейся поверхности узкого в сравнении с длиной поверхностной звуковой волны светового пучка. Наиболее широко применяют для этого интерферометры с фотоэлектрической регистрацией интерференционной картины⁶⁸. Существенной особенностью интерферометров с фотоэлектрической регистрацией является то, что размеры чувствительной площадки фотодетектора не должны превышать одной интерференционной полосы в поле интерференции сигнального и опорного

Рис. 15. Схема оптической интерферометрической регистрации звуковых смещений поверхности жидкости с автоподстройкой, компенсирующей медленные «неакустические» смещения поверхности.

1 — лазер; 2 — система автоподстройки (компенсации изменения фазы в опорном оптическом пучке); 3 — зеркало; 4 — полупрозрачное зеркало; 5 — фотодетектор; 6 — усилитель; 7 — индикатор; 8 — направление распространения падающего на поверхность звукового пучка; 9 — поверхность жидкости, возмущенная звуком; 10 — медленные (большие) «неакустические» смещения поверхности жидкости



световых пучков. В противном случае интерференционная картина усредняется при регистрации, и вклад переменной части фототока в полный ток становится исчезающе малым^{69,70}.

Принципы интерферометрических оптических измерений малых колебаний были разработаны задолго до появления лазеров^{71,72}. С созданием лазеров точность и чувствительность интерферометрических измерений перемещений значительно возросли. Сейчас достигнута чувствительность $\sim 10^{-13}$ — 10^{-14} м⁶⁸. Основным направлением работ в этой области является повышение чувствительности измерений путем борьбы с помехами. Еще в работах^{71,72} было показано, что основной помехой служит дробовой шум. Достигнуть определяемой дробовыми шумами чувствительности часто не удается из-за помех от случайных изменений расстояния до исследуемого объекта, меняющих набег фазы сигнального луча. Уменьшение влияния этого вида помех основано на том, что характерное время этого изменения фазы, так же как и по трассе распространения сигнального пучка, гораздо больше периода звуковой частоты. Поэтому случайные сдвиги фаз можно попытаться скомпенсировать путем автоматического слежения, не затрагивая при этом полезного сигнала (рис. 15). В ряде работ^{73,74} сдвиг фаз компенсировался смещениями зеркала в опорном плече. Детальное рассмотрение проблемы компенсации рассматриваемого типа помех содержится, например, в работе⁷⁵, где рассмотрены вопросы оптимальной и субоптимальной обработки сигнала интерферометра и выполнены экспериментальные исследования субоптимальной системы обработки.

3.7. Голографические оптические методы исследования звуковых полей

Эти методы, по-видимому, наиболее перспективны в применении к дистанционным лазерным исследованиям и измерениям звуковых полей. Оптическая голография позволяет записывать и воспроизводить полную информацию об оптическом излучении — распределение амплитуды и фазы световой волны, а также поляризации⁷⁶. Это достигается путем регистрации распределения интенсивности при интерференции исследуемой (объектной) световой волны с известной (опорной) световой волной⁵⁹. Для регистрации

интерференционной картины используются среды, оптические свойства которых меняются под действием света. Многочисленные применения голографии для регистрации звуковых колебаний основаны на возможности наблюдать интерференцию объектных волн, соответствующих разным моментам времени. Это достигается путем одновременного восстановления записанных в разные моменты времени голограмм. Голограммы могут быть записаны в одном носителе. В динамической голографии (подробнее см. ниже) такое сравнение также возможно в силу того, что динамическая голограмма исчезает не мгновенно, а за конечное время. Время исчезновения определяется релаксационными характеристиками используемой, для записи среды⁷⁷. Подбирая среды с различными временами релаксации, можно исследовать процессы с различными масштабами.

Первый голографический метод исследования колебаний был предложен в 1965 г. и заключался в следующем⁵⁶. Исследуемый объект с колеблющейся шероховатой поверхностью освещался когерентным светом и записывалась голограмма объекта. Время экспозиции значительно превышало период колебаний. Усреднение интерференционной картины во времени приводит к тому, что восстановленная освещенность изображения объекта, т. е. полученная путем восстановления голограммы, не совпадает с освещенностью объекта, а именно восстановленная освещенность изображения $I_s(u, v)$ связана с освещенностью объекта $I_s(x, y)$ равенством

$$I_s(u, v) = \beta J_0^2\left(\frac{n\pi}{\lambda_c} \xi(x, y)\right) I_s(x, y), \quad (10)$$

где β — некоторый постоянный коэффициент, $J_0(\)$ — функция Бесселя нулевого порядка, u, v — координаты в плоскости изображения, x, y — соответствующие координаты на поверхности объекта, λ_c — длина волны света, ξ — амплитуда колебаний объекта. Таким образом, на изображении объекта появляются яркие и темные области. Наиболее темные места соответствуют амплитудам $\xi = \delta\lambda_c/4\pi$, где δ — нуль функции Бесселя. Описанный метод пригоден лишь для измерения амплитуд $\xi \geq \lambda_c/4$, причем разность амплитуд колебаний в двух точках определяется по числу расположенных между ними темных полос. Этот метод называют методом многократной экспозиции или методом усреднения^{78,79}. Наиболее ценную информацию о колебаниях поверхности объекта метод усреднения дает при анализе стоящих колебаний, т. е. при регистрации, например, собственных форм колебаний поверхности тела. В случае распространяющихся колебаний результат усреднения во всех точках примерно одинаков и изображение объекта будет равномерно освещено.

Более широкую область применения имеет другой голографический метод — метод двукратной экспозиции⁷⁸. В этом методе на одном носителе регистрируется голограмма в два момента времени. Время однократной экспозиции теперь мало по сравнению с периодом колебаний. При восстановлении голограммы объектные волны, соответствующие различным моментам времени, интерферируют. Их интерференция приводит к неоднородной освещенности изображения объекта. Распределение освещенности теперь дается выражением

$$\cos^2\left(\frac{4\pi}{\lambda_c} \frac{\xi_1 - \xi_2}{2}\right),$$

где ξ_1 и ξ_2 — амплитуды колебаний, соответствующие двум моментам экспозиции. Меняя интервал времени между экспозициями, можно исследовать колебания разных частот, в том числе и распространяющиеся колебания.

Следующий способ — голографическая интерферометрия в реальном времени — заключается в том, что записывается голограмма объекта в отсутствие колебаний, а затем восстанавливаемая с помощью этой голограммы объектная волна интерферирует с сигнальной волной, т. е. с волной, рассеянной колеблющимся объектом или границей раздела сред, возмущенной аку-

стическими колебаниями. Интерференция опять приводит к неоднородному распределению освещенности изображения объекта. Освещенность имеет вид

$$I_s(u, v) = I_s(x, y) \left[1 + J_0 \left(\frac{4\pi}{\lambda_c} \xi(x, y) \right) \right]. \quad (11)$$

Метод голографической интерферометрии в реальном времени позволяет наблюдать изменчивость картины колебаний. Однако, если в процессе наблюдения объект подвергается смещениям и деформациям, то картина распределения амплитуд колебаний искажается вследствие того, что восстановленная с голограммы объектная волна не совпадает теперь с истинной объектной волной.

Подобных недостатков лишен метод, в котором голограмма объекта регистрируется с помощью телевизионной передающей трубки, а картина распределения вибраций отображается на телевизионном экране после соответствующей электронной обработки видеосигнала⁸⁰. В зарубежной литературе этот метод получил название ESPI (electronic speckle pattern interferometry). В методе ESPI на чувствительной поверхности трубки формируется изображение объекта в когерентном свете, туда же направляется опорный пучок когерентного света. Распределение интенсивности содержит медленно меняющийся постоянный фон и интерференционные полосы, контраст которых зависит от амплитуды колебания объекта так же, как и в методе многократной экспозиции. Поэтому в видеосигнале на фоне постоянной составляющей присутствует высокочастотная компонента. После фильтрации и квадратичного детектирования видеосигнал отображает распределение контраста интерференционной картины, которая и наблюдается на телевизионном экране. В методе ESPI достигнута чувствительность к вибрациям до 10^{-11} м^{80,81}.

3.8. Методы динамической голографии

В последнее время для записи голограмм используются материалы, изменение оптических свойств которых происходит непосредственно под действием оптического излучения, а в отсутствие освещения голограмма исчезает⁸². Такая голограмма, как известно, носит название динамической голограммы. Изменение оптических свойств материала под действием света обусловлено его оптической нелинейностью. В динамической голографии используется оптическая нелинейность третьего порядка^{77,82}. Восстановление объектного (исследуемого) оптического пучка в динамической голографии происходит одновременно с записью голограммы, т. е. при наличии собственно объектной волны. Интерференция восстановленной волны с объектной может приводить к различным эффектам: к усилению, ослаблению, сдвигу фазы объектной волны, временной модуляции объектной волны при модулированной опорной (рис. 16).

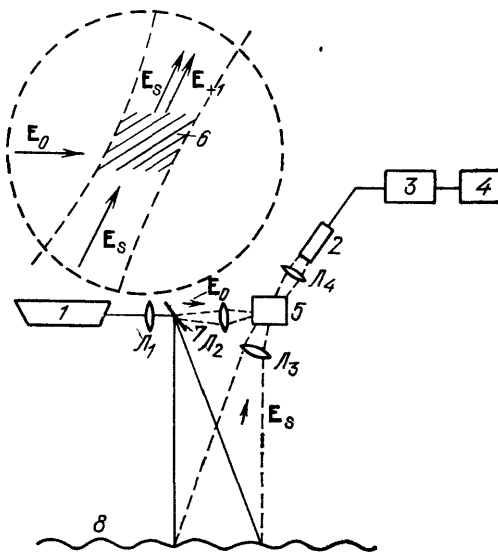


Рис. 16. Схема измерений малых смещений поверхности методом оптической динамической голографии.

1 — лазер; 2 — фотодетектор; 3 — усилитель-фильтр; 4 — индикатор; Л₁₋₄ — линзы; 5 — оптическая нелинейная среда; 6 — область взаимодействия; 7 — полупрозрачное зеркало; δ — смещения поверхности; Е₀ — вектор напряженности в оптической опорной волне, Е_с — вектор поля в объектной волне, Е_{с+1} — дифракционная компонента опорной волны, дифрагировавшей на фазовой решетке в нелинейной оптической среде

Развитие принципов голографии и разработка материалов для нее с высокой чувствительностью и быстродействием привлекли к динамической голографии внимание исследователей, применяющих оптические методы в изучении динамических процессов^{83,84}.

Методы динамической голографии позволяют реализовывать не только все принципы, разработанные для изучения колебательных явлений в обычной голографии, но и открывают новые возможности. При применении материалов, время записи и исчезновения голограмм в которых велико по сравнению с характерным временным масштабом исследуемого явления (периодом

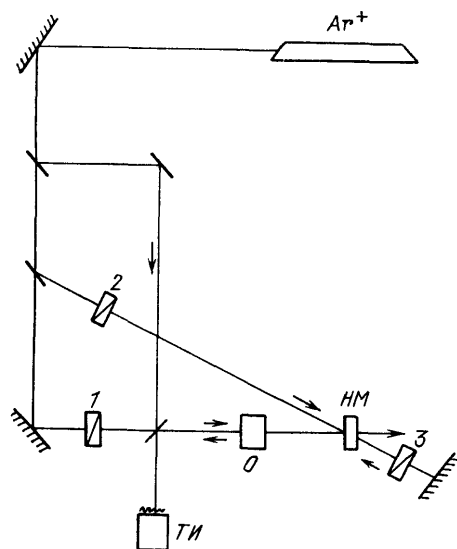


Рис. 17. Схема двухэкспозиционной голографической интерферометрии в реальном масштабе времени.

Ar⁺ — лазер; 1—3 — оптические затворы; НМ — нелинейный материал; O — объект; ТИ — телевизионный индикатор

колебаний), динамическая голография дает естественную реализацию метода голографической интерферометрии в реальном времени. В голограмме записывается лишь усредненная по периоду колебаний интерференционная картина^{84,85}. Восстановленная с такой голограммы волна представляет собой волну, фазовый фронт которой идеально совмещен с фазовым фронтом сигнальной, т. е. отразившейся от исследуемого объекта световой волны. В результате интерференции этих волн происходит демодуляция фазово-модулированной (ФМ) исследуемой волны^{84,85}.

Демодуляция ФМ света может происходить в динамической голографии не только в случае указанного выше соотношения времен. В любой среде для динамической голографии происходит преобразование модуляции взаимодействия световых пучков, обусловленное релаксационными и инерционными свойствами среды⁸². В условиях динамической голографии удастся осуществить демодуляцию ФМ света с произвольным фазовым фронтом, в отличие от обычных интерферометров для изучения малых колебаний^{86—88}.

Применение динамической голографии дает принципиальную возможность значительно повысить чувствительность интерферометров при измерении малых колебаний в условиях фазовых искажений зондирующего пучка^{67,86—88}.

Широкие возможности открывает то свойство динамической голографии, что она позволяет произвести обращение волнового фронта исследуемой волны в реальном времени путем считывания голограммы когерентным оптическим пучком, распространяющимся противоположно опорному⁸⁹. На этом свойстве основан так называемый метод двухэкспозиционной голографической интерферометрии в реальном времени с обращением волнового фронта⁸⁹. Суть метода состоит в следующем (рис. 17)^{90,91}. Пучок света проходит сквозь исследуемый объект с движущимися фазовыми неоднородностями и записывает динамическую голограмму в оптически нелинейном материале. После этого объектный пучок перекрывается с помощью затвора, и на голограмму направляется пучок света, противоположный опорному. Восстановленная волна вторично проходит объект и интерферирует с упругой опорной волной на экране регистрирующего устройства (телевизионной трубки). Картина интерференции отображает те изменения, которые произошли в объекте за время между экспозицией голограммы и восстановлением обращенного фронта. Меняя это время, можно избирательно исследовать процессы с различными временными масштабами.

Все описанные голографические методы применимы как к изучению колебаний поверхности исследуемого объекта, так и изучению фазовой модуляции света при его распространении в оптически прозрачной среде в присутствии звуковой волны⁸⁰.

В заключение отметим, что шумы и определяемая ими чувствительность голографических методов зависят от способа регистрации результирующего распределения интенсивности. При фотографической регистрации основной шум дает зернистость фотоэмульсии, при этом чувствительность, как правило, не превышает $\lambda_c/4$ ⁷⁸. Возможна и фотоэлектрическая регистрация, при этом чувствительность значительно выше и определяется дробовыми шумами и так называемой спекл-неоднородностью исследуемого поля⁸¹.

В голографической интерферометрии разработаны некоторые методы повышения чувствительности. Один из наиболее широко применяемых заключается в том, что опорный пучок модулируют по фазе с частотой исследуемых колебаний^{92,93}. Тогда в случае применения, например, метода многократной экспозиции распределение освещенности изображения дается выражением

$$I(u, v) = I_0(u, v) J_0^2 \left(\frac{4\pi}{\lambda_c} [a^2(x, y) + m^2 - 2ma(x, y) \cos(\varphi(x, y) - \varphi_2)] \right), \quad (12)$$

где m , φ_2 — амплитуда и фаза модуляции опорного пучка, a , φ — амплитуда и фаза колебаний объекта. Видно, что кроме повышения чувствительности при $m \geq 1$ распределение интенсивности содержит также информацию о фазах колебаний объекта^{92,93}. Голографические методы изучения звуковых полей открывают широкие возможности и интенсивно разрабатываются на основе новых идей в голографии.

4. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ ЗВУКА

Примерно 15 лет назад начала развиваться как самостоятельная область прикладных исследований волоконная и интегральная оптика. Своим бурным развитием она обязана созданию лазеров и волоконных световодов. Появление оптических волокон с низкими потерями привело к прогрессу в разработке интегральных схем, включающих миниатюрные лазерные источники и фотоприемники. Успехи в создании слабопоглощающих волокон с заданными параметрами, миниатюрных лазерных источников и фотоприемников позволили приступить к разработке волоконно-оптических приемников звука (ВОПР).

Идея, на которой основываются волоконно-оптические приемники звука, состоит в следующем. При воздействии звука на среду, в которой распространяется свет, происходит изменение оптической длины пути света, что приводит к изменению фазы световой волны. Это изменение фазы может быть зарегистрировано обычными интерферометрическими методами. При некоторых условиях начинают играть заметную роль и другие механизмы акустооптического взаимодействия: дифракция Рамана — Ната, изотропная и анизотропная дифракция Брэгга и ряд других явлений. В общем случае звуковое поле оказывает сложное воздействие на световую волну, вызывая ее амплитудную, поляризационную и частотно-фазовую модуляцию. Подобное воздействие звук оказывает, вообще говоря, на любую среду. Однако световоды особенно удобно использовать для регистрации звука, поскольку вследствие малых оптических потерь удастся обеспечить большую длину акустооптического взаимодействия.

Величина модуляции, как правило, пропорциональна длине акустооптического взаимодействия и звуковому давлению. Поэтому достаточно общей характеристикой световода как приемного элемента ВОПР может служить коэффициент пропорциональности между индексом модуляции (амплитуды, поляризации, фазы) и произведением длины акустооптического взаимодействия на звуковое давление. Например, в случае фазовой

модуляции это величина

$$\beta = \frac{\Delta\Psi}{\Psi p} = \frac{\Delta\Psi}{k_c L p}$$

(в ряде работ используется $\beta = \Delta\Psi/pL$), где $\Delta\Psi$ — индекс модуляции фазы Ψ на длине акустооптического взаимодействия L , p — амплитуда звукового давления, k_c — волновое число света в световоде. Аналогично для случая амплитудной модуляции $\beta = \Delta P/pLP$, где $\Delta P/P$ — индекс модуляции мощности света на выходе световода. Поскольку фактор β определяется свойствами световода, то β удобно называть чувствительностью световода, в отличие от чувствительности ВОПР, которая определяется как приращение переменной составляющей напряжения на выходе фотоприемника $u_{\text{вых}}$ к звуковому

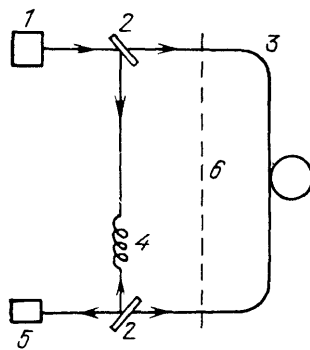


Рис. 18. Волоконно-оптический приемник звука (ВОПР).

1 — лазер, 2 — светоделительная пластинка; 3 — сигнальный световод; 4 — опорный световод; 5 — фотодетектор; 6 — граница раздела атмосфера — жидкость

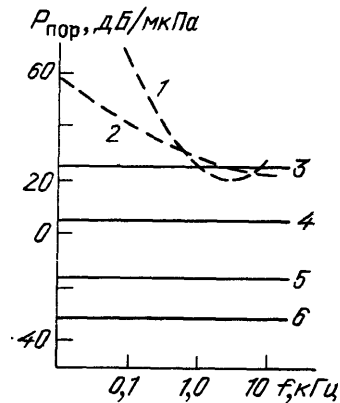


Рис. 19. Сравнительные характеристики порогов чувствительности пьезоэлектрического приемника звука и ВОПР^в.

1 — порог слышимости, 2 — пьезоэлектрический гидрофон Н56; 3—6 — теоретический порог чувствительности ВОПР с разной длиной волоконного световода: 3 — $L = 1$ м, 4 — $L = 10$ м, 5 — $L = 100$ м, 6 — $L = 1000$ м

давлению p , т. е. $M = u_{\text{вых}}/p$. Как известно, чувствительность M , измеряемая в мкВ/Па, является общепринятой характеристикой приемников звука. Однако в применении к ВОПР она не всегда удобна, поскольку существенно зависит от типа и параметров фотоприемника (от его коэффициента усиления и нагрузочного сопротивления) и не учитывает уровня собственных шумов волоконно-оптического приемника. Поэтому ВОПР чаще характеризуют порогом чувствительности или эквивалентным шуму уровнем звукового давления $p_{\text{пор}}$, другими словами, минимальным уровнем звукового давления, который может быть зарегистрирован ВОПР на уровне собственных шумов. Порог чувствительности зависит от чувствительности M и уровня собственных шумов на выходе приемника $u_{\text{ш}}$. Обычно полагают $p_{\text{пор}} = u_{\text{ш}}/M$.

Простейший ВОПР представляет собой интерферометрическую схему (рис. 18), в одном плече которой расположен сигнальный световод, помещенный в акустическое поле, а в другом — опорный световод, изолированный от звука. Опорный и сигнальный световые лучи образуют на фотокатоде интерференционную картину, характер которой определяется воздействием акустического поля на световод. На выходе фотодетектора наблюдается электрический сигнал звуковой частоты.

Большой интерес к ВОПР обусловлен преимуществами, которыми эти приемники звука обладают по сравнению с традиционными (например, пьезоэлектрическими акустическими приемниками): простотой, меньшей массой, более простой и компактной системой обработки, возможностью использо-

вать большую длину взаимодействия, что позволяет получить высокую чувствительность (малые пороги чувствительности, (рис. 19) и заданную направленность. Гибкость чувствительного элемента-световода допускает применение самых разнообразных конфигураций ВОПР (см., например, на рис. 20)).

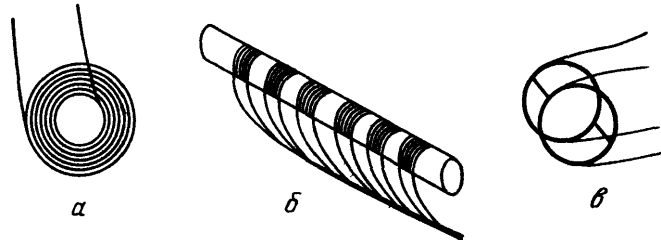


Рис. 20. Конфигурации световода в волоконно-оптических приемниках звука⁹⁵.
 а — Плоская конфигурация (кольцо в плоскости). б — Линейная конфигурация ВОПР. в — Приемник градиента давления

Волоконно-оптические приемники звука практически нечувствительны к помехам электромагнитного происхождения и обладают более высокой коррозионной стойкостью.

К настоящему времени опубликовано значительное число теоретических и экспериментальных работ, в том числе обзоров⁹⁴⁻⁹⁶, посвященных изучению ВОПР.

4.1. ВОПР на основе амплитудной модуляции

Амплитудная модуляция света, распространяющегося в волоконном световоде, обусловлена прежде всего появлением дополнительных потерь при воздействии акустических колебаний на волокно⁹⁷. Это, во-первых,

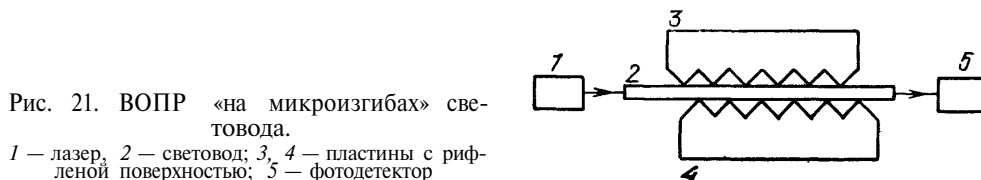


Рис. 21. ВОПР «на микроизгибах» световода.
 1 — лазер, 2 — световод; 3, 4 — пластины с рифленой поверхностью; 5 — фотодетектор

потери на изгибах и микроизгибах, во-вторых, потери, обусловленные дифракцией света на звуке (при достаточно высоких частотах), и, в-третьих, потери, вызванные уменьшением так называемой числовой апертуры волокна под действием акустических колебаний⁹⁸. Главную роль играют потери на изгибах и микроизгибах. Экспериментально установлено⁹⁷, что такие потери вызывают модуляцию интенсивности света, распространяющегося в световоде, величиной до нескольких процентов. При этом эффективность модуляции в значительной степени определяется статической конфигурацией волокна и частотой колебаний. В⁹⁷ была также установлена линейная зависимость модуляции интенсивности света в относительно широком диапазоне амплитуд звука.

ВОПР, схема которого показана на рис. 21, позволяет достигнуть сравнительно высокой чувствительности⁹⁹⁻¹⁰¹. Чувствительным элементом этого приемника служит многомодовое оптическое волокно. Микроизгибы волокна, возникающие под действием звукового давления, вызывают взаимодействие мод, что приводит к перераспределению энергии между ними. Часть энергии мод сердцевин световода переходит в его оболочку и в результате появляется амплитудная модуляция световой волны. Взаимодействие происходит между модами с постоянными распространения k'_c и k''_c , удовлетворяющими соотношению $k'_c - k''_c = \pm 2\pi\Lambda$, где Λ — пространственный масштаб изгиба.

В работе ⁹⁹ экспериментально установлено, что порог чувствительности $p_{\text{пор}}$ для ВОПР, схема которого показана на рис. 21, составил 60 дБ/мкПа, а минимальное регистрируемое колебательное смещение частиц в среде $0,8 \text{ \AA}$. При этом, как отмечается в ⁹⁵, где обсуждаются результаты работы ⁹⁹, измерения проводились не при оптимальных условиях регистрации и поэтому возможно повышение чувствительности приемника. Частотная характеристика приемника оказалась равномерной в полосе частот 20—1100 Гц, но в области частот 100 и 200 Гц его чувствительность заметно возрастала. Динамический диапазон превысил 110 дБ.

В приемниках звука, схематически изображенных на рис. 22 и 23, используются другие механизмы амплитудной модуляции. Если сердцевинки двух одномодовых оптических волокон на протяжении некоторого расстояния (несколько см) расположены близко друг к другу (в нескольких мк), как это показано на рис. 22, то свет из одного волокна может проникать в другое.

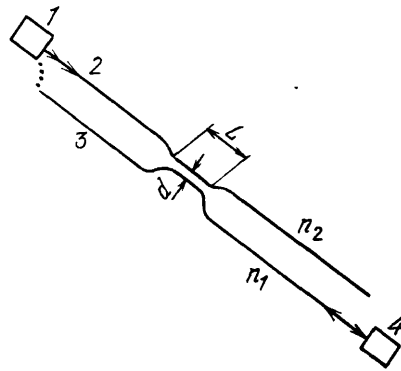


Рис. 22. ВОПР с туннелированием света ¹⁰⁵.
1 — лазер; 2, 3 — сердцевинки световодов; 4 — фотоприемник; L — длины взаимодействия, n_1, n_2 — показатели преломления материала сердцевин световодов, d — разнесение сердцевин

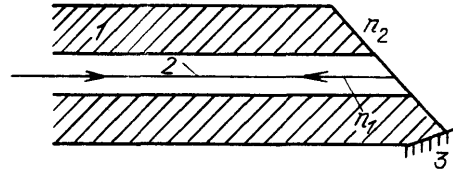


Рис. 23. Приемник звука с модуляцией критического угла.
1 — оболочка световода; 2 — сердцевина световода; 3 — зеркальное покрытие, n_1, n_2 — показатели преломления сердцевинки световода и внешней среды

Такое взаимодействие волн оказывается весьма чувствительным к акустическим полям. Измерение значения чувствительности ¹⁰² (разделяющая среда — вода, $L = 4 \text{ см}$) составили $M = -212 \text{ дБ/В мкПа}^{-1}$ и $p_{\text{пор}} = 52 \text{ дБ/мкПа}$. В эксперименте ¹⁰³ порог чувствительности аналогичного ВОПР составил 50 дБ/мкПа; ограничивающим фактором был дробовой шум фотодетектора. Немаловажно, что в рассматриваемом ВОПР одномодовые световоды могут быть с успехом заменены многомодовыми ¹⁰⁴. Следует отметить, что реализация ВОПР, схема которых представлена на рис. 22, в промышленных масштабах может оказаться весьма сложной, поскольку при их изготовлении требуется весьма высокая точность. Это же замечание относится и к приемникам звука с модуляцией критического угла ¹⁰⁵ (рис. 23). Здесь для регистрации звука используется оптический луч, отражающийся от границы раздела двух сред с разными показателями преломления под углом, близким к углу внутреннего отражения. Использование оптического волокна в этом приемнике звука устраняет многие проблемы, вызванные необходимостью получить и направить плоскую световую волну на границу раздела под необходимым углом с достаточной точностью. В рассматриваемых ВОПР одномодовое волокно срезано под углом, близким к критическому, но чуть меньшим. Если критический угол не близок к 45° , то требуется дополнительный срез, чтобы осуществить возврат луча в сердцевину. Акустическое давление меняет показатели преломления сердцевинки n_1 и оболочки волокна n_2 на разные величины и вызывает небольшой сдвиг критического угла, что и приводит к изменению мощности отраженного света. Чувствительность рассматриваемого ВОПР можно рассчитать по формуле ¹⁰⁵

$$M = qRP_0 \cdot 4nK (n_2^2 - 1) \frac{n_2^2 + 2}{6n_1n_2 \cos^2 \Theta (n_2 - \sin^2 \Theta)^{1/2}} ;$$

здесь и ниже n_1 и n_2 — соответственно показатели преломления сердцевины волокна и внешней среды, Θ — угол падения, $n = n_2/n_1$, K — сжимаемость внешней среды (предполагается, что она много больше сжимаемости материала волокна), q — чувствительность фотокатода, R — сопротивление нагрузки фотодетектора, P_0 — оптическая мощность на фотокатоде, e — заряд электрона, Δf — частотная полоса ВОПР. Порог чувствительности можно вычислить по формуле¹⁰⁵

$$P_{\text{пор}} = \left(\frac{2e\Delta f}{qP_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{6n_1n_2 \cos^2 \Theta (n^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2}}{4nK(n_2^2 - 1)(n_2^2 + 2)}.$$

Оценку для случая, когда внешняя среда — вода и $\Theta = \Theta_{\text{крит}} = 0,02$, дает $M = -261$ дБ/В мкПа⁻¹ и $P_{\text{пор}} = 101$ дБ/1 мкПа. Эта относительно низкая чувствительность может быть значительно повышена, если выбрать срез ближе к критическому углу. Главное достоинство этого приемника состоит в возможности его использования в ситуации, когда необходимы очень малые размеры приемника.

В рассмотренных выше ВОПР с амплитудной модуляцией интенсивности света чувствительным элементом является непосредственно оптическое волокно. Существуют ВОПР, в которых световод служит лишь для передачи света от точки измерения к фотоприемнику. Модулируется же звуком количество света, вводимое в торец световода^{95, 105–109}.

Из изложенного выше можно видеть, что ВОПР на основе амплитудной модуляции обладают относительно высокой чувствительностью, допускают возможности использования многомодовых световодов в качестве чувствительного элемента и в большинстве своем имеют весьма простую конструкцию. Следует, однако, в целом заметить, что они уступают по чувствительности приемникам на основе поляризационной и фазовой модуляции.

4.2. ВОПР на основе поляризационной модуляции

В прямом одномодовом волокне идеально круглого сечения в отсутствие напряжений возможно распространение двух вырожденных мод оптического излучения. Состояние поляризации света, идущего по такому волокну, сохраняется неизменным. Различные неоднородности в реальном волокне вызывают взаимодействие этих двух мод — возникают биения и обмен энергией между модами. Состояние поляризации света вдоль волокна изменяется, и реальный световод ведет себя как анизотропный (двулучепреломляющий) кристалл^{110–114}. Двулучепреломление волокна, вообще говоря, вызывается как внутренними (некруглое сечение сердцевины, поперечные остаточные напряжения), так и внешними (поперечная сила, скручивание, изгиб) причинами¹¹⁵. Это открывает возможность управления поляризацией прошедшего по световоду оптического излучения без разрыва светопроводящего контура. В отсутствие потерь любой отрезок волокна можно рассматривать как идеальную фазовую пластинку. Такая пластинка характеризуется соответствующей матрицей Джонса^{116–118}, параметры которой зависят от перечисленных выше внутренних и внешних факторов. И действительно, эксперименты показывают, что некоторые типы одномодовых волоконных световодов ведут себя как линейные фазовые пластинки. Удастся показать, исходя из матрицы Джонса для таких волокон, что внешние неоднородные напряжения приводят к поляризационной модуляции световой волны. Следовательно, если на выходе световода установлен поляризационно-чувствительный фотоприемник, то, благодаря поляризационной модуляции, в токе приемника появятся переменные составляющие с частотой модуляции.

Поляризационная модуляция используется для регистрации звука, например, в приемнике, схема которого изображена на рис. 24. Этот ВОПР (см. ¹¹⁹) содержит лазерный источник 1, одномодовое оптическое волокно 2,

равномерно закрученное относительно своей оси и помещенное в поле звуковой волны таким образом, что звуковое давление вызывает анизотропные напряжения в материале оптического волокна. Анизотропные напряжения

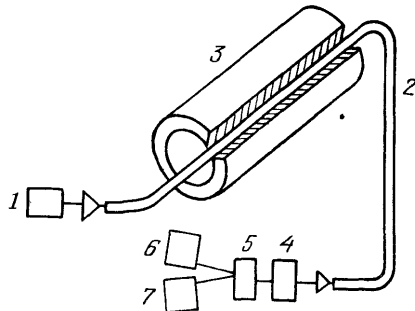


Рис. 24. ВОПР на основе поляризационной модуляции

получают, помещая, например, волокно в полость в стенке цилиндра 3, либо наклеивая волокно снаружи на стенку цилиндра. При такой конфигурации приемника звука внешнее давление вызывает изменение двулучепреломления световода. Знак этого изменения и его величина зависят от ориентации главных осей эллипсоида показателя преломления световода относительно поверхности цилиндра. На выходе световода расположен компенсатор Бабины 4, настроенный таким образом, что разность фаз между лучами, поляризации которых соответствуют главным осям волокна, равна $\pi/2$ (в отсутствие звука). После компенсатора лучи пространственно разделяются с помощью призмы Волластона 5 и направляются на фотодетекторы 6, 7. Сигналы с фотодетекторов обрабатывались в эксперименте¹¹⁹ с помощью спектроанализатора. Приемник звука на основе поляризационной модуляции описан в работе¹²⁰ (рис. 25).

ственно разделяются с помощью призмы Волластона 5 и направляются на фотодетекторы 6, 7. Сигналы с фотодетекторов обрабатывались в эксперименте¹¹⁹ с помощью спектроанализатора. Приемник звука на основе поляризационной модуляции описан в работе¹²⁰ (рис. 25).

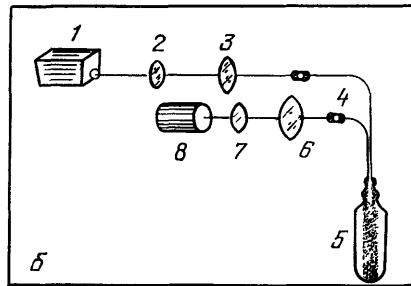
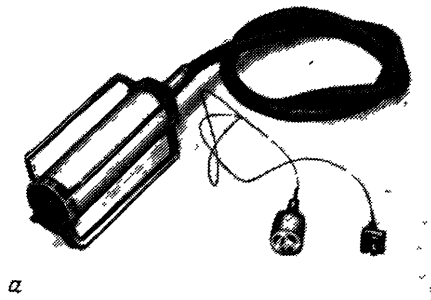


Рис. 25. Внешний вид (а) и схема (б) волоконно-оптического приемника звука на основе поляризационной модуляции.

Приемник создан в Акустическом институте им. Н. Н. Андреева. 1 — лазер; 2 — четвертьволновая пластина; 3, 6 — линзы; 4 — световод; 5 — приемный элемент — световод; 7 — поляризатор; 8 — фотодетектор

Среди достоинств поляризационных ВОПР следует отметить их простоту и надежность. От приемников на основе амплитудной и фазовой модуляции их выгодно отличают менее жесткие условия оптимизации приема и относительно высокая температурная стабильность.

4.3. ВОПР на основе фазовой модуляции

Фазовая модуляция света в оптическом волокне под действием звука обуславливается несколькими механизмами: изменением показателя преломления сердцевин (фотоупругий эффект), изменением длины световода, изменением диаметра сердцевин световода (эффект Пуассона). Эти механизмы дают вклады одного порядка и при продольных, и при поперечных напряжениях¹²¹. Однако при продольных напряжениях сдвиг фазы определяется в большей степени изменением длины волокон, а при поперечных — изменением показателя преломления.

Практически всегда неизменной компонентой ВОПР, использующего фазовую модуляцию, является интерферометрическая схема. Выбор той или иной схемы определяется конкретными задачами и условиями эксперимента или применения волоконно-оптического приемника. К числу наиболее часто встречающихся схем относятся интерферометры: Маха — Цендера, Фабри — Перо, дифференциальный интерферометр. Каждый из них, будучи использован в волоконно-оптическом приемнике звука, имеет свои достоинства и недостатки.

4.3.1. Интерферометр Маха — Цендера

В интерферометре Маха — Цендера (рис. 26) лазерный луч расщепляется с помощью светоделительной пластинки на два луча, один из которых служит сигнальным, а другой — изолирован от акустического поля и является

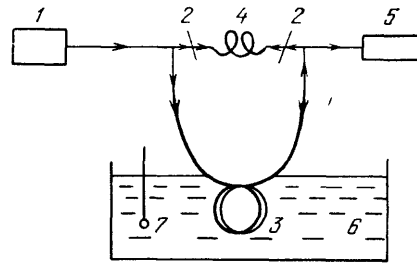


Рис. 26. ВОПР с интерферометром Маха — Цендера.

1 — лазер; 2 — светоделительные пластинки; 3 — сигнальный световод; 4 — опорный световод; 5 — фотодетектор; 6 — ванна с жидкостью; 7 — источник звука

опорным. Звуковым полем модулируется только сигнальный луч. Использование схемы Маха — Цендера в ВОПР позволяет получить исключительно высокую чувствительность, не уступающую чувствительности лучших пьезоэлектрических приемников. Применяя стандартную методику расчета^{122—127}, можно получить формулу для порога чувствительности ВОПР со схемой Маха — Цендера:

$$P_{\text{пор}} = \frac{[hc\Delta f (P_1 + P_2)/P_1 P_2 \cdot 4\pi\eta K]^{1/2}}{\gamma L [(n^3/2)(q_l + 2q_t) - (k/3K)]}; \quad (13)$$

здесь h — постоянная Планка, c — скорость света, Δf — полоса пропускания ВОПР, P_1 и P_2 — мощности падающих на фотокатод сигнального и опорного пучков света, η — квантовый выход ФЭУ, K — модуль объемного сжатия материала сердцевины световода, γ — гомодинная эффективность фотокатода, L — длина акустооптического взаимодействия, q_l и q_t — продольный и поперечный модули упругости материала световода, n — показатель преломления света материала сердцевины световода.

Рассмотрим теперь несколько подробнее выражение (13). Прежде всего можно видеть, что величина $P_{\text{пор}}$ принимает минимальное значение, когда оптические мощности интерферирующих лучей равны между собой, т. е. $P_1 = P_2$ (при условии $P_1 + P_2 = \text{const}$). Существуют также оптимальные условия для выбора L длины световода¹²⁸, поскольку мощность оптического излучения на входе в световод P_0 задана, и она экспоненциально спадает с расстоянием вследствие затухания света в волокне. Можно показать, что оптимальная длина взаимодействия оказывается равной $L_{\text{опт}} = 8,7/\alpha$, где α — затухание в световоде (дБ/км), $L_{\text{опт}}$ — длина (км).

Для оптимальных условий, т. е. при $P_1 = P_2 = P_0/2$ и $L_{\text{опт}} = 8,7/\alpha$, получаем следующее выражение для порога чувствительности:

$$P_{\text{пор}} = \left(\frac{hc\Delta f}{2\pi\eta k_c P_0} \right)^{1/2} \alpha \left\{ 8,7\gamma \left[\frac{n^3}{2} (q_l + 2q_t) - \frac{n}{3} K \right] \right\}^{-1}. \quad (14)$$

Чтобы продемонстрировать потенциальные возможности ВОПР с интерферометром Маха — Цендера, проведем численную оценку. Возьмем, к примеру, световод из боросиликатного контргласса, для которого $\alpha = 10$ дБ/км,

$q_l = 0,315 \cdot 10^{-12} \text{ Па}^{-1}$, $q_t = 1,92 \cdot 10^{-12} \text{ Па}^{-1}$; пусть $\eta = 0,2$, $\gamma = 0,5$, $P_0 = 1 \text{ мВт}$, $\Delta f = 1 \text{ Гц}$, $K = 4,23 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $n = 1,5$, $k_c = 10^7 \text{ м}^{-1}$. Подставляя эти значения в выражение (14), получаем $p_{\text{пор}} = 3 \text{ дБ/мкПа}$ при $L_{\text{опт}} = 870 \text{ м}$.

Оценка показывает, что при реальных длинах световодов и небольших оптических мощностях можно регистрировать акустические колебания, уровень которых существенно меньше, например, уровня шумов океана.

К недостаткам приемника, работающего по схеме интерферометра Маха — Цендера, следует отнести его низкую помехозащищенность от паразитных возмущений разности фаз между опорным и сигнальным лучами, вызываемых механическими вибрациями, а не акустической волной. Эти возмущения могут быть вызваны также флуктуациями температуры и напряжений в светопроводящей среде. Некоторые способы уменьшения влияния этих факторов на работу приемника будут рассмотрены ниже.

4.3.2. Интерферометр Фабри — Перо

Весьма эффективным при регистрации звука оказывается использование в ВОПР схемы интерферометра Фабри — Перо^{129–131}. ВОПР с интерферометром Фабри — Перо, как правило, представляет собой одномодовое волокно с отражающим покрытием на концах (рис. 27). Этот приемник обладает

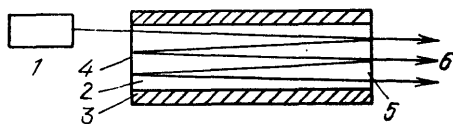


Рис. 27. ВОПР с интерферометром Фабри — Перо.

1 — источник света; 2 — сердцевина световода; 3 — оболочка световода; 4, 5 — отражающие поверхности; 6 — прошедшие световые лучи различных порядков отражения

хорошей чувствительностью на единицу длины волокна и высокой оптической стабильностью, но имеет тот недостаток, что размеры световода ограничиваются длиной когерентности лазерного излучения. Чувствительность такого ВОПР оказывается, как правило, того же порядка, что и чувствительность приемника со схемой интерферометра Маха — Цендера.

Преимущество приемника со схемой интерферометра Фабри — Перо по сравнению с приемником по схеме интерферометра Маха — Цендера заключается в гораздо более высокой температурной и вибрационной устойчивости. Такая устойчивость объясняется тем, что в рассматриваемом приемнике интерферирующие световые лучи распространяются внутри одного и того же волокна. Недостаток его — ограниченность длины используемого оптического волокна длиной когерентности лазерного излучения — представляет довольно серьезную проблему, так что приемник со схемой интерферометра Маха — Цендера оказывается все же предпочтительнее, если возникает необходимость применять длинные световоды.

4.3.3. Дифференциальный интерферометр

ВОПР с дифференциальным интерферометром (рис. 28) представляет собой один из вариантов схемы кольцевого интерферометра, в котором свет распространяется в двух противоположных направлениях по кольцу с помощью светоделительной пластинки. Часть кольца световода находится в акустическом поле, тогда как другая часть изолирована от него. Оба световых луча (каждый распространяясь в своем направлении) модулируются звуковыми волнами, но в разное время, так как один из них попадает в область акустического поля сразу после светоделительной пластинки, а другой должен сначала пройти плечо задержки. Это вызывает появление двухлучевой интерференционной картины на фотодетекторе. Преимуществом приемника по схеме дифференциального интерферометра перед более традиционным со схемой интерферометра Маха — Цендера служит повышенная вибрационная

и температурная устойчивость⁹⁸. Влияние температуры на ВОПР с дифференциальным интерферометром оказывается по крайней мере на три порядка меньше¹³². Однако чувствительность этого приемника сравнительно невысо-

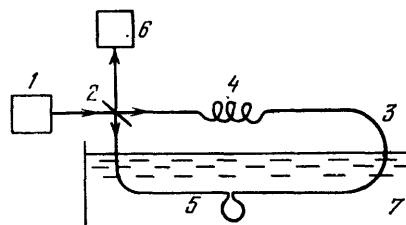


Рис. 28. ВОПР с дифференциальным интерферометром.

1 — лазер; 2 — светоделительная пластина; 3 — световод; 4 — плечо задержки; 5 — область взаимодействия со звуковой волной; 6 — фотодетектор; 7 — ванна с жидкостью

ка и значительно уступает чувствительности волоконно-оптических приемников звука с интерферометрами Маха — Цендера и Фабри — Перо.

В табл. I приведены выражения для порога чувствительности ВОПР на основе фазовой модуляции с рассмотренными интерферометрическими схемами.

Таблица I

Порог чувствительности $\rho_{\text{пор}}$ для волоконно-оптических приемников звука на основе интерферометрических схем

Интерферометр	$\rho_{\text{пор}}$
Маха — Цендера	$\left(\frac{h c \Delta f}{2 \pi k P_0} \right)^{1/2} \left[\beta L T \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{n}{L} \frac{\partial L}{\partial \rho} \right) \right]^{-1}$
Фабри — Перо	$\xi \left(\frac{h c \Delta f}{2 \pi k P_0} \right)^{1/2} \left[\beta L T \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{n}{L} \frac{\partial L}{\partial \rho} \right) \right]^{-1}$
Дифференциальный	$c \left(\frac{h c \Delta f}{2 \pi k P_0} \right)^{1/2} \left[\beta l_2 T \omega_s (l_1 - l_3) n \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{n}{l_3} \frac{\partial l_2}{\partial \rho} \right) \right]^{-1}$

Справедливость приведенных выше расчетов чувствительности ВОПР неоднократно подвергалась экспериментальной проверке^{122–124, 126, 138}. Установлено удовлетворительное соответствие численных оценок и результатов опытов. В качестве примера в табл. II приведены результаты экспериментов,

Таблица II

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов регистрации звука волоконно-оптическим приемником звука

Характеристики ВОПР	Теоретические значения	Экспериментальные значения
$\rho_{\text{пор}}, \text{дБ/мкПа} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ $M, \text{дБ/В} \cdot \text{мкПа}^{-1}$	121 –268	119 –264

демонстрирующие вполне удовлетворительное соответствие с теорией. Опыты проводились с приемников по схеме интерферометра Маха — Цендера. Оптические мощности опорного и сигнального лучей составляли $P_1 = P_2 = 9,5 \text{ нВт}$, сигнальный световод длиной 1 м был свит в кольцо диаметром $D = 5 \text{ см}$, чувствительность ФЭУ $\gamma = 2100 \text{ А/Вт}$, нагрузочное сопротивление $R = 50 \text{ Ом}$. Использовалось оптическое волокно с потерями $\alpha = 0,25 \text{ дБ/м}$ при $\lambda = 632,8 \text{ нм}$.

В рассмотренных приемниках с фазовой модуляцией используются одномодовые волоконные световоды. Однако и многомодовые световоды испытывались в качестве чувствительных элементов фазовых волоконно-оптических приемников звука.

Многомодовые ВОПР пока еще мало изучены. Трудности теоретического рассмотрения проблемы возникают здесь при решении волнового уравнения для световода со сложным профилем показателя преломления с целью определения модовой структуры. По сути дела, задача оказывается разрешимой пока лишь для узкого класса профилей показателя преломления^{134–136}. Например, вопрос о теоретической чувствительности приемников звука на основе многомодовых световодов с прямоугольным профилем показателя преломления недавно рассматривался авторами работы¹³⁷.

4.4. Влияние покрытия световода на чувствительность волоконно-оптического приемника звука

Реальные световоды, кроме сердцевины и оболочки (или нескольких оболочек), обладают, как правило, внешним защитным покрытием. Обычно в качестве покрытия используются различные сорта резины, термоустойчивые пластики и эластомеры, облученные ультрафиолетом.

Выбором покрытия можно добиться как повышения, так и снижения чувствительности световода к акустическому воздействию, а значит, и чувствительности ВОПР. Так, например, чувствительность одномодового световода с пластиковым покрытием (пластик марки «Hytrel») возрастает с ростом толщины покрытия⁹⁵. Чувствительность световода с ростом толщины покрытия растет, однако, не беспредельно, а при достижении некоторого значения толщины асимптотически стремится к постоянной величине, которая определяется модулем всестороннего сжатия материала покрытия.

При выборе материала покрытия необходимо учитывать, что оно вызывает некоторое изменение частотной характеристики приемника звука. Эти изменения невелики для нейлона и значительны для эластомера, облученного мягким ультрафиолетом. Последний материал может использоваться как акустический фильтр, выделяющий лишь высокочастотные акустические сигналы⁹⁵. Выше отмечалось, что выбором покрытия можно добиться не только повышения, но и снижения чувствительности световода к акустическому воздействию. Этой цели можно достичь, используя, например, покрытия из металла или некоторых сортов стекла. Снижение чувствительности с помощью покрытия весьма удобно, например, для опорного световода или для коммуникационной части сигнального световода.

4.5. Шумы волоконно-оптических приемников звука

В приведенных выше выражениях для чувствительности ВОПР ограничивающим фактором считается дробовой шум фотодетектора. Однако в ряде случаев преобладают шумы, имеющие другую природу: шум лазера, обусловленный нестабильностью генерации; шумы окружающей среды, связанные с температурными флуктуациями и внешними случайными напряжениями (вибрациями), и т. д.^{95,138}.

Температурные флуктуации и вибрации наиболее существенны для приемников на основе фазовой модуляции с интерферометрическими схемами, подобными схеме Маха — Цендера. Эти факторы вызывают флуктуации начальной разности фаз, что эквивалентно дополнительному звуковому воздействию на чувствительный элемент приемника. Например, температурный коэффициент изменения фазы в интервале температур от 20 до 75 °С для

одномодового волокна составляет 1,3 рад/град¹³². Сильное влияние температуры на фазу обусловлено термическим расширением вещества. Влияние вибраций сказывается прежде всего на соотношении длин плеч интерферометра. Для уменьшения влияния такого рода помехи используют как пассивные, так и активные методы подавления^{68,139–141}.

Применение активных методов подавления паразитных возмущений возможно в том случае, когда частотные диапазоны вибраций и температурных флуктуаций не перекрываются с диапазоном исследуемых звуковых полей. Как правило, спектр дестабилизирующих возмущений лежит в области низких частот. Поэтому активные методы применимы при исследовании сравнительно высокочастотных акустических волн. Для компенсации флуктуации начальной разности фаз в интерферометре применяется электрооптическая или электромеханическая следящая система, изменяющая длину опорного плеча⁷³. Применяется также электромеханическая следящая система, смещающая зеркало интерферометра^{142–144}.

Пассивные методы заключаются в основном в жестком закреплении элементов оптической схемы, в применении элементов интегральной оптики, в использовании для защитных покрытий световодов материалов с малой теплопроводностью, в специальном выборе конструкции.

Анализ шумов ВОПР с учетом шумов лазеров для приемника с фазовой модуляцией детально рассмотрен в¹⁴⁵, где обсуждается, в частности, влияние параметров лазера и интерферометрической схемы на пороговую чувствительность приемника звука. Флуктуации излучения лазера вызываются как естественными, так и техническими причинами. Естественные флуктуации обусловлены атомной структурой рабочего вещества, квантовым характером излучения. Очевидно, естественные флуктуации устранить невозможно, однако их можно снизить, повышая, например, мощность лазера^{146–148}. В обычных условиях технические флуктуации значительно превышают естественные. Технические флуктуации вызываются деформациями резонатора, нестабильностью накачки, флуктуациями плазмы газового разряда и т. п. Существует целый ряд активных и пассивных методов снижения технических флуктуаций. Пассивные методы заключаются, например, в увеличении жесткости резонатора, использовании стабилизированных источников питания¹⁴⁹. К активным методам снижения амплитудных шумов лазера относятся регулирование накачки¹⁵⁰, регулирование выходной мощности магнитным полем¹⁵¹, использование управляемого оптического аттенюатора^{152–153}, изменение параметров резонатора¹⁵⁰. Для активной стабилизации частоты лазера используются упомянутые выше электромеханические и электрооптические следящие схемы.

Снижение шумов волоконно-оптических приемников звука является весьма важной задачей, которая предъявляет особые требования к оптическим элементам ВОПР, к их конструктивным особенностям, к источникам излучения и фотоприемникам. Решение этой задачи позволит, в частности, эффективно использовать волоконно-оптические приемники звука на практике и реализовать их потенциальные возможности и преимущества перед пьезокерамическими приемниками.

5. ЛАЗЕРНО-АКУСТИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

Лазеры все шире внедряются в современную промышленную технологию. От темпов развития лазерной технологии в значительной мере будет зависеть эффективность производства. Вместе с тем в решении задачи повышения эффективности производства и качества выпускаемой продукции важное место, по-прежнему, отводится ультразвуковой технологии. Объединение лазерной и ультразвуковой технологий, использование лазеров для возбуждения и приема ультразвуковых колебаний открывает новые возможности неразрушающего контроля качества продукции, а также воздей-

ствия на структуру и физико-химические свойства вещества^{1,154}. Мы приведем здесь лишь два примера, относящиеся к контролю качества продукции и один — к воздействию на свойства и структуру твердого тела.

5.1. Л а з е р н о - а к у с т и ч е с к а я м и к р о с к о п и я

Традиционные методы исследования и визуализации микрообъектов, такие, как оптическая и электронная микроскопия, имеют ряд ограничений. Например, оптический и растровый электронный микроскопы обладают высокой разрешающей способностью, но они мало пригодны для изучения внутренних областей непрозрачных материалов. При использовании рентгенотелевизионных микроскопов возникают трудности, связанные с расшифровкой получаемых изображений, особенно при изучении слабоконтрастных объектов.

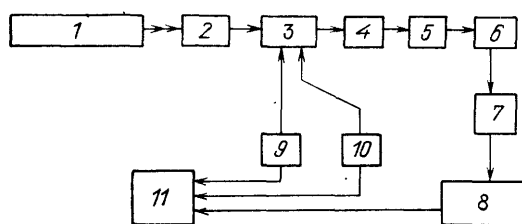


Рис. 29. Блок-схема растрового ФАМ.

1 — лазер; 2 — модулятор; 3 — управляющая система сканирования; 4 — система фокусировки; 5 — исследуемый объект; 6 — акустический (тепловой) датчик; 7 — предусилитель; 8 — синхронный детектор (в случае гармонически модулированного лазерного излучения амплитудный или фазовый, в случае коротких импульсов оптического излучения — спектроанализатор); 9, 10 — генераторы сканирования и разверток; 11 — устройство визуализации

Отмеченные недостатки отсутствуют у лазерно-акустического или, как часто принято называть, фотоакустического микроскопа (ФАМ)¹⁵⁵. Принцип действия ФАМ основан на явлении генерации и распространения в объекте звуковых, а точнее, тепловых волн, возбуждаемых зондирующим лазерным излучением, модулированным по интенсивности. Заметим, что, рассматривая генерацию звука лазерным излучением, ролью теплопроводности обычно пренебрегают, так как размеры области теп-

лового выделения всегда велики по сравнению с длиной тепловой волны. В случае ФАМ, напротив, луч лазера фокусируют, размеры области малы и тепловые волны играют принципиальную роль. Акустические колебания объекта регистрируются приемниками звука. Акустический сигнал зависит от локальных физических свойств объекта, поэтому при сканировании лазерного луча в двух взаимно ортогональных направлениях будет формироваться оптико-акустическое изображение объекта. В общем случае оно является результатом трех процессов: вариации поглощаемой мощности лазерного излучения вследствие изменения от точки к точке оптических свойств объекта; взаимодействия тепловых волн с тепловыми неоднородностями объекта; взаимодействия акустических волн с упругими неоднородностями объекта.

Первый процесс несет информацию только о поглощательно-отражательных свойствах объекта. При доминировании этого процесса оптико-акустическое изображение, по существу, идентично оптическому изображению. Разрешающая способность ФАМ в этом случае определяется диаметром зондирующего лазерного луча, а глубина визуализации подповерхностной структуры — глубиной проникновения света. Второй процесс характеризуется взаимодействием тепловых волн с микрон неоднородностями объекта, несет качественно новую информацию и позволяет существенно расширить представления о физических свойствах объекта. Третий процесс несет информацию о механических нерегулярностях объекта. Он играет существенную роль, если длина акустической волны того же порядка, что и размеры микрон неоднородности в объекте (обычно это происходит на частотах модуляции, превышающих 100 МГц). В этом случае оптико-акустическое изображение идентично акустическому (как в акустическом микроскопе) и разрешающая способность имеет порядок длины звуковой (гиперзвуковой) волны.

Типичная блок-схема ФАМ показана на рис. 29. Лазерный луч (ИК, видимого или УФ диапазонов), модулированный по интенсивности, сканируется по поверхности изучаемого объекта. Модуляция осуществляется механическими или электрооптическими методами. Акустический сигнал с приемника подается через предусилитель на синхронный детектор. Выход синхро-

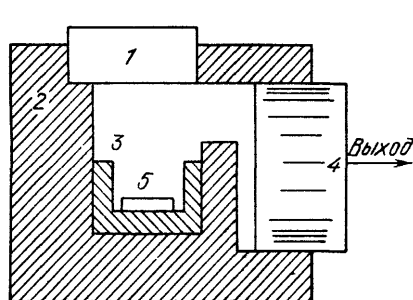


Рис. 30. Устройство фотоакустической ячейки¹⁵³.
1 — входное окно; 2 — стенка камеры; 3 — держатель объекта; 4 — микрофон; 5 — объект

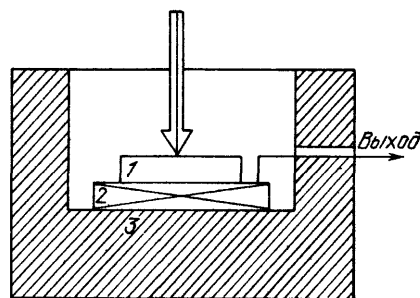


Рис. 31. Приемная часть ФАМ с пьезопреобразователем¹⁵⁵.
1 — объект; 2 — преобразователь; 3 — держатель объекта

детектора выводится на устройство визуализации (дисплей, самописец, запоминающий осциллограф), развертки которого синхронизированы с системой сканирования лазерного луча.

В зависимости от способа регистрации акустического сигнала ФАМ делятся на схемы с микрофоном и схемы с пьезопреобразователем. Существуют также схемы ФАМ, регистрация полезного сигнала в которых осуществляется вспомогательным лазерным лучом или фотоприемником.

В микрофонном методе образец помещают в оптико-акустическую ячейку¹⁵⁶⁻¹⁵⁸ (рис. 30), которая состоит из герметичной, заполненной газом или воздухом камеры с окном, прозрачным для зондирующего лазерного излучения, микрофона и держателя объекта. Возникающие в газовой камере при действии лазерного луча на объект акустические колебания регистрируются чувствительным микрофоном. В ФАМ с пьезоприемником (рис. 31) исследуемый объект находится в непосредственном контакте с пьезопреобразователем — приемником объемных акустических волн^{159, 160}. В ФАМ с регистрацией оптико-акустического сигнала вспомогательным лучом (рис. 32) регистрируется либо изменение оптического коэффициента преломления в среде в слое вблизи объекта, либо звуковые колебания объекта. Последний вариант регистрации оказывается особенно удобным при исследовании поверхностей с уступами и углублениями¹⁶¹.

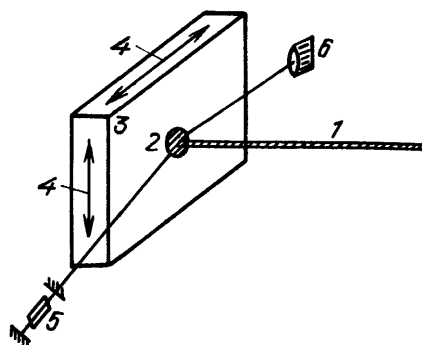


Рис. 32. Метод регистрации вспомогательным лазерным лучом¹⁵⁵.
1 — зондирующий лазерный луч; 2 — нагретая область объекта; 3 — объект; 4 — направления механического сканирования; 5 — вспомогательный лазер; 6 — фотоприемник

Среди областей применения ФАМ можно отметить неразрушающий профильный анализ — изучение структуры слоистых неоднородных материалов; исследование микросхем (рис. 33); контроль химического состава сложных соединений; исследование изменений кристаллической структуры полупроводников при ионной имплантации; возможность визуализации объемных или поверхностных областей, обладающих различными тепловыми характеристиками вследствие неоднородности кристаллической структуры¹⁶²;

непосредственный контроль лазерного отжига¹⁶³, исследования фазовых переходов в кристаллах¹⁶⁴, а также измерения толщины и контроль равномерности анодного осаждения пленок на полупроводниковых подложках.

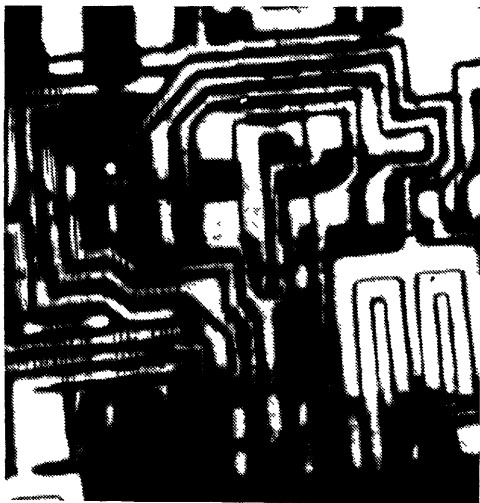


Рис. 33. Оптико-акустическое изображение интегральной схемы¹⁵⁵.

Использовался аргоновый лазер мощностью 0,1 Вт, частота модуляции интенсивности света — 1 кГц, разрешающая способность ФАМ — 5 мкм

Большие надежды разработчики ФАМ связывают с его применением не только в электронной промышленности, но и в медицине и биологии¹⁶⁵.

Первые сообщения о работах в области фотоакустической микроскопии появились около семи лет назад. В настоящее время в крупных лабораториях мира ведутся в этом направлении интенсивные исследования. По разрешающей способности ФАМ уступает оптическим и электронным микроскопам, но превосходит их по информативности изображений, так как позволяет визуализировать детали микроструктуры объектов, непрозрачных для фотонов и электронов, открывает новые направления в микроскопии и может существенно расширить и дополнить традиционные методы микроскопического анализа.

В последние годы разрабатываются схемы ФАМ с электронным возбуждением, где роль лазерного луча выполняет пучок электронов¹⁶⁶. Обсуждаются возможности радиационно-акустической микроскопии, в основе которой лежат физические механизмы генерации акустических, тепловых и др. (например, плазменных) волн пучками ионизирующего излучения¹⁶⁷.

5.2. Оптико-акустическое зондирование неоднородной конденсированной среды

С помощью лазера можно возбуждать в конденсированной среде акустические сигналы весьма большой амплитуды (десятки, сотни атмосфер и более) и, изменяя параметры лазерного излучения, дистанционно управлять пространственными, частотно-фазовыми и амплитудными характеристиками генерируемых акустических полей. Разработаны оптические когерентные методы исследования и регистрации акустических полей весьма малой амплитуды. Все это открывает возможности осуществления нетрадиционных оптико-акустических или лазерно-акустических методов зондирования неоднородной конденсированной среды.

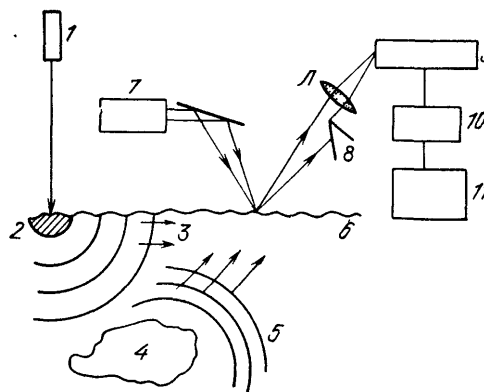
Сущность одного из них состоит в следующем (рис. 34)⁴⁵. В исследуемой неоднородной среде луч лазера создает акустический сигнал, который, распространяясь, рассеивается на неоднородностях среды. Регистрация рассеянного неоднородностями акустического сигнала (в обратном направлении) осуществляется либо другим лазерным лучом, либо с помощью того же лазера, который использовался для возбуждения зондирующего акустического импульса. Регистрация (прием) может быть осуществлена путем оптического считывания «акустического рельефа» или акустических вибраций поверхности исследуемого объекта. Если последняя подвержена дополнительным внешним возмущениям и совершает относительно медленные (по сравнению с частотой звука), но большие по сравнению с длиной волны света и звуковой волны перемещения, то эффективность регистрации можно попы-

таться сохранить, повышая помехоустойчивость либо методами^{68–70}, либо используя явление самодифракции света и динамическую голографию^{67, 86–88, 168}.

Другой способ оптико-акустического зондирования неоднородной конденсированной среды предложен в работах^{169, 170}. По своей сущности он близок к схеме фотоакустической микроскопии с пьезопреобразователем. Зондирующий лазерный луч излучает короткие импульсы. Измеряя спектр акустического сигнала, регистрируемого пьезоприемником, и спектр светового сигнала, можно найти пространственное распределение неоднородностей в среде. Этот метод предлагается использовать для изучения структуры твердого

Рис. 34. Схема оптико-акустического зондирования неоднородной конденсированной среды.

1 — лазер с гармонически модулированной интенсивностью оптического излучения или импульсный; 2 — оптико-акустическая антенна; 3 — звуковой зондирующий сигнал; 4 — неоднородность (акустическая) в среде; 5 — звуковые волны, рассеянные неоднородностью; 6 — граница среды, возмущенная акустической волной, рассеянной неоднородностью среды; 7 — лазер; 8 — край непрозрачного экрана (knife edge); Л — линза; 9 — фотодетектор; 10 — усилитель-фильтр; 11 — индикатор



тела¹⁷¹, например, полупроводников¹⁷². В¹⁷³ обсуждается возможность его применения для изучения тонких пограничных слоев воды и воздуха вблизи границы раздела океан — атмосфера. В связи с этим заметим, что в⁴⁵ отмечалась перспективность применения метода оптико-акустического зондирования неоднородной конденсированной среды для изучения гидросферы. На возможность использования брэгговской дифракции когерентного света на гиперзвуковых волнах, обусловленных тепловыми флуктуациями в жидкости, для измерения температуры и скорости звука в приповерхностных слоях океана указывалось в работе⁴⁶.

5.3. Лазерно - акустическое воздействие на физико - химические свойства и структуру твердого тела

Укажем еще на одну возможность лазерно-акустической технологии. Лазерное воздействие может приводить к изменению свойств твердого тела (в его объеме), даже если оно непрозрачно. Это связано с переносом энергии лазерного излучения, поглощаемого поверхностными слоями, в объем тела. Перенос энергии происходит главным образом двумя путями — тепловым и механическим. Теплофизические аспекты воздействия лазерного излучения на конденсированную среду изучены довольно детально и явились основой лазерной технологии (см. ¹⁷⁴). Тепловое действие лазерного излучения, например, на металлы, открыло широкое поле приложений; среди них можно назвать лазерную резку, сварку, закалку, сверление металлических деталей и их лазерную термохимическую обработку.

Что касается возбуждения лазерным излучением «механического поля», то в последнее десятилетие был выполнен широкий цикл теоретических и экспериментальных исследований лазерного возбуждения звука, и в понимании природы и особенностей «механического поля» также удалось существенно продвинуться. Было установлено, в частности, что при определенных параметрах импульсного лазерного излучения (длине волны света, длительности импульса, мощности) «механическое поле» становится главным перенос-

чиком энергии лазерного излучения в объем облучаемого тела. Гигантские импульсы лазерного излучения, воздействуя на конденсированную среду, возбуждают в ней акустические волны конечной амплитуды, переходящие при их дальнейшем распространении в ударные волны¹⁷⁵⁻¹⁷⁷. Исследования изменений физико-химических свойств твердого тела под действием лазерного излучения показали, что наблюдаемые на первый взгляд аномальные образования дефектов в поглощающем свет материале при импульсном лазерном облучении хорошо коррелируют с формированием лазерных ударных волн. Раз-

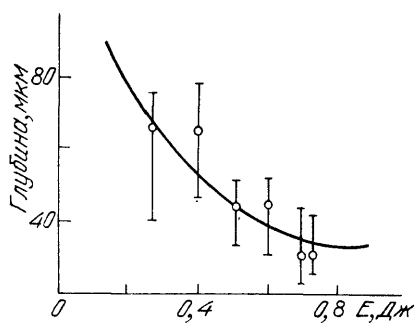


Рис. 35. Зависимость глубины положения максимума плотности дефектов от энергии лазерного импульса¹⁸⁰.

Сплошная линия — теоретическая кривая глубины образования лазерной ударной волны

вито представление о фоновом механизме бездислокационной лазерной генерации точечных дефектов в твердом теле. Показано, что лазерная ударная волна рассеивается на неоднородностях твердого тела (примесях, физических дефектах, термических флуктуациях) и создает локальные повреждения кристаллической решетки¹⁷⁸⁻¹⁸⁰. На рис. 35 показана зависимость глубины положения максимумов плотности точечных дефектов от энергии лазерного излучения при его воздействии на поверхность кристалла молибдена¹⁸⁰. Сплошной линией показана теоретическая зависимость глубины образования ударной волны. Как и следовало ожидать, с увеличением энергии лазерного импульса амплитуда акустической волны растет, а с ростом амплитуды уменьшается расстояние, на котором эта акустическая волна конечной амплитуды переходит в ударную волну. Другими словами, уменьшается глубина образования ударной волны. Можно видеть вполне удовлетворительное соответствие расчетной кривой глубины проникновения лазерной ударной волны с положением максимумов точечных дефектов в кристалле, образовавшихся под действием гигантских лазерных импульсов. Заметим, что высокая концентрация точечных дефектов в материале после прохождения ударных волн отмечалась также в¹⁸¹.

В результате действия лазерной ударной волны в твердом теле практически мгновенно генерируются точечные дефекты с концентрацией, на много порядков превышающей равновесную концентрацию при температуре облучения. Высокая подвижность этих дефектов позволяет получать упорядоченные состояния, которые практически не реализуются или достигаются с большим трудом другими «нелазерными» методами. Возможность создания с помощью лазерных ударных волн высокоподвижных дефектов открывает перспективы инициирования кристаллохимических реакций¹⁸².

Используя нелинейные акустические свойства и изменяя условия фокусировки лазерного излучения, можно создавать ограниченные области внутри твердого тела, обогащенные точечными дефектами, — воздействовать на концентрационный профиль смесей, например, в полупроводниках. Этот прием применялся для создания глубоко залегающего р—п-перехода в кремнии¹⁸³. На основе концепции фоновой генерации дефектов, теории оптической генерации акустических волн конечной амплитуды и их перехода в ударные волны можно указать параметры лазерных источников для воздействия лазерным излучением на физико-химические свойства твердого тела. Такая диаграмма показана на рис. 36. Часть диаграммы, относящаяся к ударным волнам, представляет область параметров лазерного излучения, характерных для лазерно-акустического воздействия на характеристики твердого тела.

Заметим, что теплофизическое воздействие мощного лазерного излучения на вещество, по-видимому, также можно рассматривать в каком-то смысле

как лазерно-акустическое. Так, например, воздействие мощных лазерных импульсов на сильнопоглощающие свет полупроводниковые кристаллы приводит к импульсному лазерному отжигу. Работы, выполненные в течение последних 3—5 лет, показали, что быстрые лазерно-индуцированные фазовые превращения в приповерхностных слоях полупроводников: плавление и отвердевание, фазовые переходы аморфное твердое тело — кристалл и кристалл — аморфное тело происходят в нано-, пико- и даже субпикосекундном масштабе времени. Детальное объяснение этих эффектов, по-видимому, связано с фундаментальными вопросами о том, каков характер и как велики скорости электрон-фоновой, электрон-фононной и фонон-фононной релаксации, как и через какие стадии происходит плавление в сильном лазерном поле полупроводникового кристалла, содержащего электронно-дырочную плотную горячую плазму, — через прямую передачу избыточной энергии свободных носителей колебаниям решетки или через плазменно-индуцированные мягкие фононные моды и др. (см. ¹⁸⁴).

В заключение обратим внимание на возможность «объединения» лазерной и ультразвуковой технологий, о чем мы начали говорить в самом начале. В узком смысле лазерная технология основана на тепловом воздействии лазерного излучения, а ультразвуковая — на колебательном, механическом действии. В широком смысле, как уже отмечалось, лазерное излучение оказывает и тепловое, и механическое воздействие на конденсированную среду. Известно, например, независимо от применения лазеров, что совместное действие ультразвукового облучения (УЗО) и термоциклической обработки (ТЦО) приводит к изменениям структуры материалов. В частности, в ¹⁸⁵ показано, что обработка стали марки X16H11M3 в последовательности ТЦО—УЗО увеличивает одновременно предел текучести и микротвердость, а в последовательности УЗО—ТЦО повышает предел текучести и, напротив, уменьшает микротвердость. Выбирая соответствующим образом параметры лазерной установки, можно осуществить оба из указанных выше режимов обработки, при этом открывается принципиально новая возможность в этой технологии — дистанционность воздействия на материал.

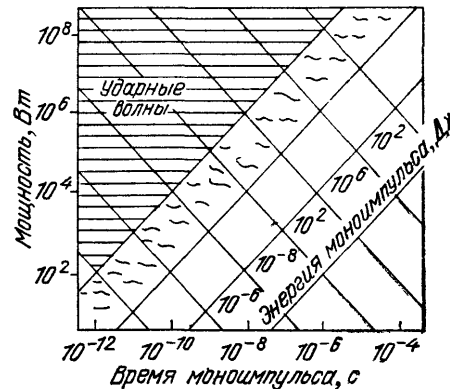


Рис. 36. Диаграмма, характеризующая параметры лазеров для лазерно-акустического воздействия на физико-химические свойства вещества (полупроводников) ¹⁷⁸

6. КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ В АКУСТИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

Когерентная оптическая обработка сигналов представляет собой самостоятельное направление и является частью весьма широкой области — оптической обработки информации и оптической вычислительной техники. Методы оптической обработки особенно интенсивно развиваются последние 20 лет. За истекшее время были разработаны оптические спектроанализаторы электрических сигналов и изображений, аппаратура формирования изображений в РЛС с синтезированием апертуры, корреляторы, устройства для вычисления свертки, читающие автоматы и др. приборы. Имеется довольно обширная литература по методам оптической обработки информации и применениям (см. например, специальные выпуски журнала ТИИЭР ^{186,187} и монографии ^{70,188–192}).

Здесь мы ограничимся, по существу, лишь упоминанием о когерентной оптической обработке, ибо без этого статья о применении лазеров в акустике была бы логически незавершенной. Дело в том, что современные акустические системы становятся все более многоканальными. Примером могут служить системы акустической томографии океана¹⁹³ и гидроакустические системы для детектирования нейтрино и мюонов сверхвысоких энергий в океане (проект ДЮМАНД)¹⁹⁴. По оценкам, число каналов (отдельных гидрофонов) в последнем случае может достигать 10^4 . Укажем также на акустические системы неразрушающего контроля и ультразвуковой томографии¹⁹⁵, а также растровой лазерно-акустической микроскопии^{155,196}. Как правило, информация на выходе системы представляется в виде изображения, и требуется, чтобы ее обработка производилась в реальном масштабе времени.

Современные ЭВМ являются машинами последовательного действия и не рассчитаны на параллельный анализ больших массивов данных. Между

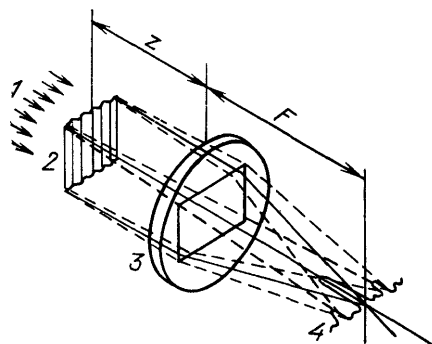


Рис. 37. Оптическая схема для спектрального анализа.

1 — плоская волна монохроматического света;
2 — плоскость объекта (синусоидальный оптический сигнал); 3 — сферическая линза; 4 — плоскость пространственных частот

тем время обработки сигнала-изображения даже для ЭВМ весьма высокой производительности может исчисляться сотнями минут и многими часами. Очевидно, что разработка устройств, способных работать в реальном масштабе времени, на пути применения «классических» ЭВМ представляется крайне сложной задачей. Возникает проблема создания вычислительных устройств нового типа, способных к параллельной обработке массивов данных. В этой связи ведутся разработки ЭВМ параллельного действия. Однако такие ЭВМ пока оказываются весьма сложными и дорогими, и их широкое применение связано с прогрессом в микроэлектронике и микропроцессорной технике. Вычислительные устройства на принципах

оптической обработки информации естественным образом приспособлены к параллельному анализу больших информационных массивов, представляемых в виде изображения.

Как известно, основными операциями при обработке информации являются преобразование Фурье (спектральный анализ) и операции свертки и корреляции (корреляционный анализ) и некоторые другие операции. Особенность когерентных оптических методов обработки заключается в том, что на основе двух базовых операций — преобразования Фурье и комплексного умножения — удается реализовать широкий класс линейных операций, включающий дифференцирование и интегрирование комплексных функций, вычисления свертки и корреляции и др. При этом все операции выполняются над двумерными массивами данных практически мгновенно (со скоростью света), что и обуславливает высокую производительность когерентных оптических методов обработки и вычислительных устройств на их основе. В этих устройствах используются, как правило, оптические методы аналоговых вычислений, основанные на явлениях дифракции, интерференции, поляризации и других свойствах световых волн.

Теперь уместно напомнить, что применение когерентных оптических методов для спектрального анализа основано на фундаментальном свойстве сферической линзы, фокусирующей изображение объекта, облучаемого когерентным светом, одновременно выполнять преобразование Фурье, которое реализуется в виде амплитудного распределения света в промежуточной плоскости между плоскостями объекта и изображения (рис. 37). На этом яв-

лении основана оптическая пространственная фильтрация (двумерный пространственный спектральный анализ). Если в плоскость пространственных частот поместить пространственный фильтр-маску или, как принято называть, транспарант, то можно осуществить фильтрацию или изменение первоначального спектра по амплитуде и фазе, или по обоим параметрам одновременно, и выходной сигнал (в плоскости изображения) преобразуется в соответствии с требуемыми математическими операциями.

Для измерения спектра одномерного **временного** сигнала необходимо превратить этот **временной** сигнал в пространственный. Для этой цели широко применяются акусто-оптические ячейки, которые позволяют ввести **временной** сигнал в оптическое устройство обработки информации. Действие акусто-оптической ячейки (ультразвукового модулятора) основано на явлении дифракции света на ультразвуке. Ультразвуковая волна генерируется ультразвуковым преобразователем, и в светопрозрачном звукопроводе создается пространственная фазовая модуляция света.

На рис. 38 приведена схема акусто-оптической обработки сигналов, которая может быть использована для спектрального временного анализа. Акусто-оптический модулятор света представляет собой прозрачный для света звукопровод, на концах которого укреплены ультразвуковые преобразователи. При подаче на один из них анализируемого электрического сигнала возбуждается ультразвуковая волна, распространяющаяся вдоль звукопровода. Она создает пространственную фазовую модуляцию света. Выходящий из модулятора когерентный световой поток поступает на первую линзу преобразования Фурье, затем на пространственный фильтр-маску, подавляющий постоянную составляющую в спектре пространственных частот. Вторая линза преобразования Фурье превращает фазовомодулированное распределение света на выходе модулятора в амплитудное распределение в плоскости изображения. Если одновременно на другой ультразвуковой преобразователь, укрепленный на противоположном конце звукопровода, подать так называемый опорный электрический сигнал, то возможен корреляционный анализ сигналов.

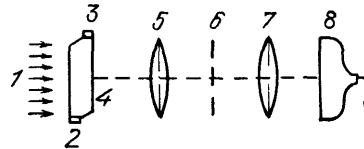


Рис. 38. Акусто-оптическая схема, обработка сигналов.

1 — поток света; 2 — входной сигнал; 3 — опорный сигнал; 4 — ультразвуковой преобразователь; 5 — первая линза преобразования Фурье; 6 — пространственный фильтр (плоскость пространственных частот); 7 — вторая линза преобразования Фурье; 8 — фотодетектор

Существенным шагом в оптической обработке явились работы ^{197,198}, в которых были предложены голографические методы фильтрации изображений. Применение голограммы в качестве транспаранта открыло широкие перспективы оптической обработки сигналов (операции корреляции изображений, свертки и др.) и позволило существенно продвинуться в проблеме распознавания образов и адаптации в информационных оптических системах и лазерной локации ¹⁹². В качестве транспарантов обычно используют пространственные модуляторы света (ПМС), создаваемые на основе фотореактивных и жидких кристаллов и электрооптических ячеек ^{192, 199}.

Не останавливаясь далее на деталях, укажем лишь, что в последние годы высказываются соображения о возможности применения лазеров, волоконно-оптических приемников звука, волоконно-оптических линий связи и оптических методов обработки не только в акустических системах неразрушающего контроля, ультразвуковой томографии и др., но и в гидроакустических системах. Так, например, авторы работы ²⁰⁰ приводят схему пассивной гидроакустической системы — «оптического сонара». В этой системе в качестве элементов линейной гидроакустической антенны используются волоконно-оптические приемники звука и акусто-оптические устройства формирования характеристики направленности антенны и сканирования и, наконец, оптическая обработка сигналов.

Схема «оптического сонара» приведена на рис. 39. Звуковые волны в водной среде достигают волоконно-оптических приемников звука (ВОПР) 1, образующих линейную гидроакустическую антенну. Лучи света, промодулированные звуковыми сигналами, поступающими на ВОПР, с выходов последних поступают по волоконно-оптическим линиям 2 в систему сбора сигнальной информации и уплотнения каналов 3, а затем в «уплотненном виде»

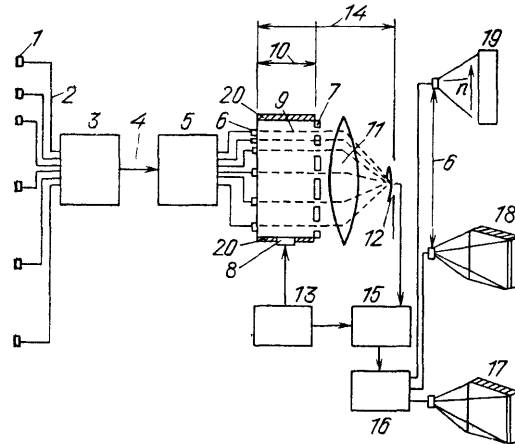


Рис. 39. Схема «оптической» пассивной гидроакустической системы²⁰⁰.

1 — волоконно-оптические приемники звука (ВОПР); 2 — волоконно-оптические линии; 3 — система сбора сигнальной информации и уплотнения каналов; 4 — волоконно-оптическая линия связи; 5 — система разделения каналов и преобразования; 6 — светоизлучающие диоды; 7 — перфорированный экран-маска; 8 — ультразвуковой преобразователь; 9 — светопрозрачный звукопровод; 10 — акусто-оптическая ячейка; 11 — собирающая линза; 12 — фотодиод; 13 — ультразвуковой генератор; 14 — система формирования «акустического луча» и сканирования; 15 — балансный однополосный демодулятор; 16 — ячейка сбора и хранения информации; 17 — трассопостроитель (рекордер); 18 — коррелятор; 19 — дополнительные устройства оптической обработки и отображения информации; 20 — звукопоглотитель

по волоконно-оптической линии связи 4 — на вход системы разделения каналов и преобразования оптических сигналов в электрические 5. Электрические сигналы, несущие информацию об амплитуде и фазе звуковых сигналов, поступающих из водной среды, подаются на светоизлучающие диоды (светодиоды) 6, количество которых соответствует числу ВОПР в антенне. Светодиоды 6, перфорированный экран-маска 7, ультразвуковой преобразователь 8, укрепленные на светопрозрачном звукопроводе в форме куба (из кварца) 9, образуют акусто-оптическую ячейку 10, с помощью которой осуществляется временная задержка сигнала. Принцип действия ячейки состоит в следующем. Светодиоды укрепляются на одной из граней куба, и их расположение в соответствующем масштабе повторяет расположение ВОПР в антенне. На противоположной стороне звукопровода укреплен перфорированный экран-маска, т. е. непрозрачный экран с отверстиями, центры которых расположены соответственно напротив светодиодов. В отсутствие ультразвуковой волны в звукопроводе лучи света, создаваемого светодиодами, не испытывают искажений и, проходя через отверстия в экране-маске, попадают на собирающую линзу 11, в фокусе которой расположен фотодиод 12. На фотодиоде происходит суммирование оптических сигналов, несущих акустическую информацию с ВОПР. Если плоская звуковая волна в воде падает нормально на линейную антенну, сигналы с ВОПР на фотодиоде суммируются в фазе. Когда плоская звуковая волна падает под некоторым углом, происходит расфазировка сигналов. Для ее устранения с помощью ультразвукового преобразователя в звукопроводе возбуждают акустические колебания такой частоты, чтобы, используя эффект Допплера, возникающий при распространении света в акусто-оптической ячейке, скомпенсировать эту расфазировку и осуществить условия синфазного сложения сигналов с ВОПР на фотодиоде. Акусто-оптическая ячейка 10, собирающая линза 11, фотодиод 12 и ультразвуковой генератор 13 образуют систему формирования характеристики направленности антенны — «акустического луча» и его сканирования 14. С фотодиода сигнал поступает на балансный демодулятор 15, а затем в ячейку сбора и хранения информации 16. Запись информации осуществляется сравнительно медленно и определяется скоростью сканирования акустического луча в воде. Считывание и обработка информации, напротив, осуществляется с большой скоростью. Информация подается на светодиоды

системы оптической обработки и отображения информации. Количество светодиодов определяется способом обработки и отображения информации. Так, в частности, сигналы со светодиодов могут поступать на трассопостроитель целей (рекордер) 17, коррелятор — обнаружитель цели 18 и другие устройства оптической обработки и отображения информации 19. Разумеется, приведенная схема — лишь иллюстрация открывающихся возможностей в гидроакустике.

Приведенной выше схеме «оптического сонара» присущи недостатки. Так, например, система задержки времени может работать без искажений лишь в условиях весьма узкополосного гидроакустического сигнала.

Если иметь в виду, однако, что элементы информационной акустической системы могут быть осуществлены в интегральном исполнении, то это делает перспективы применения лазеров в акустических системах еще более привлекательными, поскольку резко снижаются вес, габариты и энергопотребление. В заключение заметим, что представленная схема «оптического сонара» может служить основой лазерно-акустической системы неразрушающего контроля, использующей регистрацию и обработку сигналов акустической эмиссии.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, можно констатировать, что за последние годы получила значительное развитие теория оптической генерации звука, вполне удовлетворительно описывающая явление в условиях, когда действие оптического излучения не приводит к изменению агрегатного состояния конденсированной среды. Изучены процессы оптической генерации звука в жидкости при импульсном и непрерывном режимах работы оптического квантового генератора. Установлены основные закономерности формирования акустических сигналов и выяснены связи характеристик этих сигналов с параметрами оптического излучения, а также с термодинамическими, оптическими и акустическими свойствами жидкости. Теоретически исследовано влияние волнующейся поверхности жидкости на оптическую генерацию звука. Установлены оптимальные условия лазерной генерации звука. Изучены особенности генерации звука движущимся по поверхности жидкости лазерным лучом при дозвуковых, транзвуковых и сверхзвуковых скоростях движения луча и произвольном виде модуляции интенсивности лазерного излучения. Исследовано влияние оптических, термодинамических и акустических неоднородностей среды на процессы оптической генерации звука. Показана возможность создания в жидкости оптико-акустических источников звука или оптико-акустических излучающих антенн, способных работать в широком диапазоне частот от звуковых до гиперзвуковых. Управляя параметрами оптического квантового генератора (лазерного луча), можно дистанционно управлять частотой, направленностью и интенсивностью оптико-акустического источника.

Рассмотрена роль термодинамических и гидродинамических нелинейных эффектов в процессе оптической генерации звука в условиях, когда плотность выделившейся в жидкости энергии света оказывается значительной, но все же малой по сравнению с теплотой испарения жидкости. Одним из открывающихся здесь направлений может служить возможность создания параметрических оптико-акустических источников звука. Выполнен цикл работ по термооптическому возбуждению звука в твердом теле^{201–205}.

Теория оптической генерации звука, когда доминирующую роль играет тепловой механизм, убедительно согласуется с результатами экспериментов, что дает основание для обоснованного выбора оптических квантовых генераторов при решении практических задач лазерной генерации звука в жидкостях и твердых телах.

Резюмируя, можно сказать, что теоретические и экспериментальные исследования оптической генерации звука продвинулись в рамках теплового механизма весьма существенно.

В противоположность этому систематические целенаправленные исследования лазерной генерации звука в конденсированной среде в условиях поверхностного испарения, взрывного вскипания и при оптическом пробое проводились в меньшем объеме. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал, но выполнены лишь отдельные теоретические расчеты, численные и аналитические оценки, причем, как правило, использовались сравнительно простые модели процессов лазерного возбуждения звука. Многие вопросы остаются до конца не выясненными. Например — о неустойчивости фронта испарения и возникновении метастабильных состояний перегретой жидкости при поверхностном испарении; о сравнительной роли объемного вскипания и поверхностного испарения при действии лазерного излучения на свободную поверхность жидкости; о роли спонтанно возникающих неустойчивостей рельефа поверхности, приводящих к образованию периодических поверхностных структур. Образование таких структур связано с пространственно-неоднородным нагревом поверхности вещества, а неоднородное поле, вызывающее нагрев, является результатом интерференции падающей лазерной волны с полем, образовавшимся вследствие рассеяния (дифракции) падающего лазерного излучения на неустойчивостях границы — неустойчивости поверхностных акустических волн, капиллярных волн и, наконец, интерференционной неустойчивости испарения^{99,184}.

Между тем от того, какого характера процессы происходят в приповерхностном слое жидкости под действием лазерного излучения, в существенной мере зависит эффективность преобразования оптической энергии в акустическую и характер эволюции акустического сигнала при его возбуждении и распространении. Приведенные выше теоретические и численные оценки уровня звука и эффективности преобразования оптической энергии в акустическую при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом сделаны на основе весьма упрощенных моделей. Тем не менее эти оценки согласуются в ряде случаев с результатами экспериментов. Это говорит о том, что упомянутые выше модели в основном правильно отражают суть явления. Резюмируя, можно сказать, что наиболее характерной чертой современного этапа изучения индуцированных мощным лазерным полем неравновесных состояний и фазовых переходов является понимание важной и решающей роли нелинейного отклика вещества. Поэтому строгий анализ лазерного возбуждения звука в условиях фазовых переходов, по-видимому, может быть основан лишь на численном решении нестационарных нелинейных уравнений гидродинамики, оптики, кинетики испарения. В этой связи укажем интересные работы^{206,207}, авторы которых, в частности, провели расчет удельного импульса отдачи и процессов формирования ударной волны и ее распространения в глубь вещества в зависимости от интенсивности лазерного излучения. В работах^{207,208} приведены результаты численного интегрирования нестационарных уравнений гидродинамики без упрощающих предположений. Полученная теоретическая зависимость удельного импульса отдачи от интенсивности лазерного излучения хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными для металлов.

Выше не рассматривалась роль электрострикции в лазерном возбуждении звука. Эти вопросы обсуждались в обзоре²⁹. Не рассматривался также механизм генерации звука при ВРМБ. Не менее интересны и оптико-акустические эффекты при резонансном взаимодействии когерентного оптического излучения с веществом. Последнее заслуживает отдельного рассмотрения; см. обзор¹⁸⁴.

Оптические методы исследования и генерации звуковых полей и вибраций появились задолго до создания лазеров. Однако только с появлением источников когерентного света с управляемыми пространственно-частотными и временными характеристиками появились пути разработки новых методов, таких, например, как голографическая интерферометрия. Открылись возможности совершенствования традиционных методов. Одним из приме-

ров может служить работа по совершенствованию теневого метода путем применения голографической фокусировки оптического пучка¹⁹⁶. Удалось получить рекордные чувствительности при измерении амплитуд смещений вибрирующей поверхности. Авторы работы⁶⁶ регистрировали в лабораторных условиях смещения с амплитудой 10^{-16} м на частоте 15 кГц, причем чувствительность оптической установки ограничивалась шумом фотодетектора, а не фотонным шумом. Уровень шума на выходе фотодетектора составлял $3 \cdot 10^{-7}$ В/Гц^{1/2} и оказался на три порядка больше фотонного шума. Авторы этой работы отмечают, что применение двухфотонных резонансов и высокостабильного лазера в предложенной ими схеме измерений с использованием узких оптических резонансов позволит повысить чувствительность до 10^{-22} м! Эта цифра уже кажется фантастической и возникает, вообще, вопрос о фундаментальном пределе чувствительности — о том, какое ограничение на предельную чувствительность накладывают квантовые эффекты. Ответ, как нам представляется, пока неизвестен. Эта проблема в последнее время обсуждается в связи с теоретическим предсказанием существования так называемых сжатых состояний оптического излучения^{209,210}. Сжатые состояния позволяют (теоретически) увеличить отношение сигнал/шум в оптических лазерных измерительных системах²¹¹. Следует отметить, что сжатые состояния сохраняют свои необычные свойства при сколь угодно большом числе фотонов, т. е. представляют собой макроскопический квантовый эффект. Интенсивно исследуются возможности получения сжатых состояний^{210,212}. Недавно предпринята попытка экспериментального их осуществления при четырехволновом вырожденном смещении световых волн в нелинейной оптической среде²¹². Квантовомеханическая природа шума в оптических интерферометрах изучалась в²¹³.

Предельную чувствительность дистанционных когерентных оптических методов измерения акустических полей и вибраций может существенно ограничивать влияние среды на трассе распространения света. Решение проблемы, по-видимому, лежит на пути применения явлений нелинейной самодифракции света (динамической голографии) и обращения волнового фронта в нелинейной оптической среде⁸⁶. По всей вероятности, именно здесь открываются возможности создания адаптивных высокочувствительных дистанционных оптических методов регистрации акустических полей и вибраций. Сказанное в полной мере может быть отнесено и к перспективам создания более совершенных волоконно-оптических приемников звука (ВОПР), в частности, на основе не только одномодовых, но и многомодовых световодов. В последнем случае важным фактором, ограничивающим чувствительность ВОПР, может служить модовый шум и спекл-шум, характеристики которых изучаются^{214,215}.

Заслуживают в этой связи внимания работы по созданию световодных ВКР и ВРМБ лазеров^{216,217}, а также предложение использовать инжекционный лазер, являющийся в настоящее время основным источником света в ВОЛС, в качестве приемника амплитудно-модулированного излучения. Это открывает возможности создания реверсивных ВОЛС (ВОПР), в которых в качестве передатчика и приемника используются однотипные полупроводниковые квантовые генераторы²¹⁸.

Выше говорилось о важном направлении применения лазеров в акустике — лазерно-акустической технологии. Здесь полезно упомянуть еще об одном ее разделе — лазерно-акустической спектроскопии газообразных и конденсированных сред. В известном смысле она явилась развитием оптико-акустической спектроскопии, которая возникла еще до создания источников когерентного света. Применение лазеров способствовало развитию оптико-акустической спектроскопии и позволило создать лазерно-акустические спектрометры с рекордными характеристиками²¹⁹. Была также предложена так называемая оптико-акустическая спектроскопия комбинацион-

ного рассеяния света (ОАСКР). Недавно в ²²⁰ теоретически и экспериментально исследованы достоинства и недостатки нового метода ОАСКР — нелинейной лазерно-акустической спектроскопии комбинационного рассеяния света. Авторами предложена встречная геометрия взаимодействия пучков света в ОАСКР, позволяющая существенно повысить (не менее чем на порядок) уровень регистрируемого сигнала по сравнению с однонаправленной схемой взаимодействия света, применявшейся ранее ^{221,222}. Экспериментально показана высокая чувствительность и избирательность предложенной схемы ОАСКР при исследовании чистых молекулярных газов и их смесей.

С помощью двух совпадающих во времени лазерных импульсов можно возбудить в среде нестационарную дифракционную решетку и использовать ее для определения физических параметров жидкости и твердого тела. Периодическое (по пространству) распределение интенсивности света может, в частности, привести к подобному же распределению возбужденных электронных состояний в веществе, которые изменяют оптические свойства материала и создают таким образом дифракционную решетку. Наблюдая за изменением дифракционных свойств во времени, можно получить информацию относительно динамических характеристик изучаемой физической системы.

С помощью нестационарных решеток проводятся эксперименты по измерению передачи энергии и импульса с возбужденных электронных состояний, скорости захвата носителей, скорости релаксации горячих электронов, квантового выхода флуоресценции, времени ориентационной релаксации, скоростей диффузии тепла и массы, а также времени когерентности пикосекундных импульсов лазерного излучения и т.п.

Динамические свойства «наведенной» решетки могут быть обусловлены и внешним акустическим полем.

Таким образом, открывается возможность регистрации стороннего акустического поля в веществе и эффектов взаимодействия этого стороннего поля с веществом, в том числе оптико-акустического воздействия.

Когерентные оптические методы обработки многоканальной информации будут играть важную роль в акустике. Однако им присущи определенные недостатки: точность вычислений невысока, программы вычислений менять трудно. Чтобы устранить эти недостатки, создаются гибридные оптико-электронные системы обработки, содержащие оптические аналоговые вычислительные устройства и цифровые ЭВМ. В последние годы получили развитие оптические цифровые методы обработки, в том числе с использованием миниатюрных источников когерентного света и волоконных световодов ²²³.

В заключение отметим, что оптико-акустические источники и волоконно-оптические приемники звука, лазерные дистанционные методы регистрации вибраций и приема звука, не заменят полностью традиционных излучателей и приемников, так же как и когерентные оптические системы обработки информации не заменят полностью ЭВМ. Можно не сомневаться, однако, что применение лазеров окажет большое влияние на развитие физической и технической акустики.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басов Н. Г., Елисеев П. Г., Попов Ю. М. // УФН. 1986 Т. 148. С. 35.
2. Прохоров А. М. // Ibidem. С. 3.
3. Лямшев Л. М. // Вестн. АН СССР. 1984. № 8. С. 97.
4. Bell A. G. // Paper Nat. Acad. Sci. USA. 1981, 21 Apr.
5. Горелик Д. О., Сахаров Б. Б. Оптико-акустический эффект в физико-химических измерениях. — М.: Изд-во Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1969.
6. Лямов В. Е., Медвалнев У., Шихлинская Р. Э. // Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 427.
7. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 2180.

8. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.//Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 315.
9. Лямшев Л. М., Седов Л. В.//Ibidem. 1981. Т. 27. С. 411.
10. Лямшев Л. М., Наугольных К. А.//Ibidem. С. 641.
11. Лямшев Л. М.//УФН. 1981. Т. 135. С. 637.
12. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А., Маляровский А. И., Михалевич В. Г.//Тр. ФИАН СССР. 1984. Т. 156. С. 123.
13. Божков А. И., Бункин Ф. В., Гырдев Л. Л.//КЭ. 1976. Т. 3, С. 1494.
14. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.//Акуст. ж. 1977, Т. 23. С. 265.
15. Лямшев Л. М., Седов Л. В.//Ibidem. С. 411.
16. Касоев С. Г., Лисовская М. Г., Лямшев Л. М., Седов Л. В.//Ibidem. 1979. Т. 25. С. 410.
17. Лямшев Л. М., Седов Л. В.//Ibidem. 1977. Т. 23. С. 788.
18. Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.//Ibidem. 1979. Т. 25. С. 383.
19. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.//Ibidem. 1978. Т. 24. С. 534.
20. Vrienza M. J., De Maria A. J.//Appl. Phys. Lett. 1967. V. 11. P. 44.
21. Лямшев Л. М., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.//Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 230.
22. Божков А. И., Бункин Ф. И., Коломенский Ал. А.//КЭ. 1977. Т. 4. С. 942.
23. Лямшев Л. М., Седов Л. В.//Акуст. ж. 1979. Т. 24. С. 970.
24. Бункин Ф. В., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.//КЭ. 1976. Т. 3. С. 437.
25. Hutcheson L., Roth O., Barnes P.//Records of 11th Symposium on Electron Ion and Laser Beam Technology.— Boulder, Colorado 1971.— P. 413.
26. Muir T. G., Gubbertson C. B., Clunch J. R.//JASA, 1976. V. 59. P. 735.
27. Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.//Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 622.
28. Карабутов А. А., Руденко О. В.//ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 1457.
29. Бункин Ф. В., Трибельский М. И.//УФН. 1980. Т. 130. С. 193.
30. Ву П. К.//Ракетн. техн. и космонавтика. 1977, Т. 15. С. 172.
31. Pirri A. N.//Phys. Fluids. 1973. V. 16. P. 1435.
32. Найт Дж.//Ракетн. техн. и космонавтика. 1979. Т. 17. С. 81.
33. Самохин А. А., Успенский А. Б.//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1925.
34. Коул Дж. Подводные взрывы.— М.: ИЛ, 1950.
35. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде.— М.: Наука, 1971.
36. Бергман Л. Ультразвук.— М., ИЛ, 1957.— С. 726.
37. Schmidt V. A., Edelman S., Smith E. R., Jones E.//JASA. 1961. V. 33. P. 748.
38. Detegari H. A., Darby R. A., Andrews F. A.//JASA. 1967. V. 42. P. 382.
39. Дамон Д., Мэлони В., Мак-Магон Д.//Физическая акустика/Под ред. У. Мэзона.— М., Мир, 1974.— Т. 7. С. 311.
40. Харгров Л., Ачьютин К.//Ibidem.— 1969.— Т. 26. С. 378.
41. Грегуш П. Звуковидение.— М.: Мир, 1982.
42. Свет В. Д., Телятников В. Н.//Зарубежн. радиоэлектрон. 1976. № 11. С. 48.
43. Acoustic Imaging/Ed. G. Wade.— New York; London; Plenum Press, 1976. P. 325.
44. Brenden B.//JASA. 1975. V. 58. P. 951.
45. Лямшев Л. М.//ДАН СССР. 1979. Т. 246. С. 1099.
46. Hirschberg A. W., Boynton G. C., Byrne J. D., Wonters A. W.//Appl. Opt. 1984. V. 23. P. 2624.
47. Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н. Лазерная интерферометрия.— Новосибирск: Наука, 1983.
48. Mayer W. G., Lamers G. B., Auth D. C.//JASA. 1967. V. 42. P. 1255.
49. Кособурд Г. П.//Опт. и спектр. 1983. Т. 54. С. 1099.
50. Kessler L. W.//⁴³— P. 229.
51. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности.— М.: Наука, 1972.— С. 424.
52. Варавин В. Ю., Есипов И. Б., Зосимов В. В.//Опт. и спектр. 1981. Т. 50. С. 947.
53. Есипов И. Б., Наугольных К. А.//Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике.— Ашхабад: Изд-во АН ТуркмССР, 1985.
54. Зосимов В. В., Наугольных К. А.//Ibidem.
55. Есипов И. Б., Зосимов В. В., Наугольных К. А.//Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 5. С. 548.
56. Powell R., Stetfon K.//JOSA. 1965. V. 55. P. 1593.
57. Taylor K. J.//JASA. 1976. V. 59. P. 691.
58. Есипов И. Б., Зосимов В. В., Смирнов М. Г.//Акуст. ж. 1982. Т. 28. С. 641.

59. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики.— М.: Наука, 1971.— С. 616.
60. Белгородский Б. А., Смирнов Е. П., Туркевич Ю. П., Хейфец Е. И., Шендеров Е. Л.//Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 240.
61. Korpel A., Whitman R. L.//Appl. Opt. 1969. V. 8. P. 85.
62. Kwiek R.//Acoust. Lett. 1984. V. 7. P. 167.
63. Potorski K.//Acoustica. 1983. V. 59. P. 246.
64. Komot'skii V. A., Black T. D.//J. Appl. Phys. 1980. V. 52. P. 113.
65. Patent USA N 4129041.
66. Багаев С. Н., Дычков А. С., Чеботаев В. П.//Письма ЖЭТФ, 1981. Т. 33. С. 85.
67. Зосимов В. В., Лямшев Л. М.//Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 401.
68. Шмальгаузен В. И.//УФН. 1980. Т. 132. С. 679.
69. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь.— М.: Связь, 1978.— С. 424.
70. Устинов Н. Д., Матвеев И. П., Протопопов В. В. Методы обработки оптических полей в лазерной локации.— М.: Наука, 1983.— С. 272.
71. Горелик Г. С.//Измерит. техн. 1955. Т. 11. С. 10.
72. Берштейн И. Д.//ДАН СССР. 1954. Т. 94. С. 655.
73. Козлов Ю. Г.//Опт. и спектр. 1968. Т. 25. С. 673.
74. Sisgoric S., Gundjan A.//Proc. IEEE. 1969. V. 57. P. 1313.
75. Корябин А. В., Шмальгаузен В. И.//Изв. вузов. Сер. «Приборостроение». 1979. Т. 22. С. 70.
76. Какичавили Ш. Д.//Вестн. АН СССР. 1982. № 7. С. 51.
77. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В. и др.//УФН. 1979. Т. 129. С. 113.
78. Хейфец Е. Л.//Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 434.
79. Милер М. Голография.— Л.: Машиностроение, 1979.— С. 208.
80. Lokberg O.//Phys. Technol. 1980. V. 11. P. 16.
81. Lokberg O.//JASA. 1984. V. 75. P. 1783.
82. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В. Динамическая голография.— Киев: Наукова думка, 1984.
83. Huignard I. P., Herriau I. P., Valentin T.//Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 2796.
84. Hull T. J., Fiddy M. A., Nee N. S.//Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 485.
85. Князьков А. В., Кожевников Н. М. и др.//ЖТФ. 1984. Т. 54. С. 1737.
86. Зосимов В. В., Лямшев Л. М.//Материалы международного симпозиума «Прочность материалов и элементов конструкции при звуковых и ультразвуковых частотах нагружения»: Тезисы докладов.— Киев: Наукова думка, 1984.— С. 149.
87. Барменков Ю. О., Зосимов В. П., Кожевников И. И., Лямшев Л. М., Сергущенко С. А.//Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 281.
88. Барменков Ю. Ю., Зосимов В. В., Кожевников И. И., Лямшев Л. М., Сергущенко С. А.//ДАН СССР. 1986. Т. 290. С. 1095.
89. Ja J. H.//Appl. Opt. 1982. V. 21. P. 3830.
90. Taha S., Tohra S., Peter J. et al.//Ibidem. 1983. V. 22. P. 815.
91. Taha S., Tucheshi H., Osama I.//Ibidem. P. 3895.
92. Ueda M. et al.//Optics. 1983. V. 65. P. 219.
93. Lokberg O., Hogmoen K.//Appl. Opt. 1976. V. 15. P. 2701.
94. Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.//Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 289.
95. Gialorenzi T. G., Bucaro J. A., Dandridge A. et al.//IEEE J. Quantum Electron. 1982. V. QE-18. P. 626.
96. Кравцов Ю. А., Минченко А. И., Петников В. Г.//Радиотехника. 1982. № 10. С. 3.
97. Nelson D. E., Kleiman D. A., Wecht K. W.//Appl. Phys. Lett. 1977. V. 30. P. 94.
98. Меш М. Я., Проклов В. В., Гуляев Ю. В.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 497.
99. Lagakos M., Litovitz T. et al.//Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 167.
100. Kaufman K. S., Terras R., Mathis R. F.//JOSA. 1981. V. 71. P. 1513.
101. Fields J. N., Asawa C. K., Ramer O. G., Barnoski M. K.//JASA. 1980. V. 67. P. 816.
102. Laser Focus. 1977. V. 13, No. 12. P. 47.
103. Beasley J. D.//JASA. 1980. V. 68. Sec. 1. P. 95.
104. Carome E. F., Koo K. P.//Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 359.
105. Bucaro J. A., Cole J. H. EASCON'79: Rec. IEEE Publ. 79CH Electron and Aerospace Conference.— New York, 1979.— P. 572.
106. Fields J. M., Cole J. H.//Appl. Opt. 1980. V. 19. P. 3265.
107. Spellman W. B., McMahon D. H.//Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 145.
108. Spellman W. B., Gravel R. L.//Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 30.
109. Tietjen B. W.//JASA. 1981. V. 69. P. 993.
110. Simon A., Ulrich R.//Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. P. 517.
111. Stolen R. H., Ramaswamy V., Keiser P., Pleibel W.//Ibidem. V. 33. P. 699.

112. Franceschetti G., Smith C. P.//JOSA. 1981. V. 71. P. 1487.
113. Rashleigh S. C., Ulrich R.//Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 354.
114. Гурьянов А. М., Гусовский Д. Д., Девятых Г. Г., Дианов Е. М. и др. //Радиотехника. 1982. Т. 37. № 2, С. 26.
115. Yeh Y., Ulrich R.//Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 2721.
116. Шерклифф У. Поляризованный свет.— М.: Мир, 1965.
117. Parr A., Harms H.//Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 1315.
118. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н., Меш М. Я., Проклов В. В.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 887.
119. Rashleigh S. C., Teylor H. F.//Electron. Lett. 1981. V. 17. P. 138.
120. Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.//Акуст. ж. 1985. Т. 33. С. 140.
121. Алексеев Э. И., Меш М. Я., Проклов В. В., Сверчков Е. И., Телегин Г. И.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 353.
122. Shajenko P., Flatley J. P., Moffet M. B.//JASA. 1979. V. 64. P. 1286.
123. Stanton T. K., Pridham R. G., McCollough W. V., Sanguineti M. P.//JASA. 1979. V. 66. P. 1893.
124. Cole J. H., Jahnsen R. L., Bhuta P. G.//NASA. 1977. V. 62. P. 1136.
125. Culshaw B., Davies D. E. N., Kingsley S. A.//Electron. Lett. 1977. V. 13. P. 760.
126. Bucaro J. A., Dardy H. D., Carome E. F.//Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 1761.
127. Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.//II Всесоюзный съезд океанологов: Тезисы докладов.— Севастополь, 1982.— С. 65.
128. Bucaro J. A., Dardy H. D., Carome E. F.//JASA. 1977. V. 62. P. 1302.
129. Stanton T. K.//JASA. 1981. V. 69. P. 311.
130. Cielo P. G.//Appl. Opt. 1979. V. 18. P. 2933.
131. Bucaro J. A., Carome E. F.//Ibidem. 1978. V. 17. P. 330.
132. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н., Израэлян В. Г., Сверчков Е. И., Телегин Г. И.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 1050.
133. Shajenko P., Flatley J. P., Moffett M. B.//JASA. 1979. V. 66. P. 1557 (E).
134. Лямшев Л. М., Смирнов Ю. Ю.//III Всесоюзный симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Тезисы докладов.— Ташкент, 1982.— С. 11.
135. Nowak W.//Nachr. Elektron. 1978. Jg. 28, Nr. 2. S. 51.
136. Jacobsen G.//J. Opt. Soc. Am. 1981. V. 71. P. 1492.
137. Котов О. И., Петрунькин В. Ю., Соколова С. Л., Филиппов В. Н.//ЖТФ. 1982. Т. 52. С. 2202.
138. Cole J. H., Bucaro J. A.//JASA. 1980. V. 57. P. 1908.
139. Фрич, Адамовский//Приборы для науч. исследований. 1981. Т. 52, № 7. С. 37.
140. Jackson D. A., Priest R., Danbridge A., Tveten A. B.//Appl. Opt. 1980. V. 19. P. 2926.
141. Bush I. J.//JASA. 1980. Suppl. 1. V. 68. P. 95.
142. Базыленко В. А., Прокопенко В. Е., Старков Г. С.//ПТЭ. 1970. № 6. С. 181.
143. Демиденко Т. Ф., Шенявский Л. А., Шмальгаузен В. И.//КЭ. 1977. Т. 4. С. 2448.
144. Бондаренко А. Н., Маслов Б. Я., Рудая Б. Б., Троценко В. П.//ПТЭ. 1975. № 6. С. 211.
145. Бернштейн И. Л., Зайцев Ю. И., Кравцов Ю. А., Кузьмин В. М., Петников В. Г.//КЭ. 1982. Т. 9. С. 973.
146. Зайцев Ю. И., Степанов Д. П.//ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 1645.
147. Андропова И. А., Зайцев Ю. И.//Изв. вузов. Сер. «Радиофизика». 1968. Т. 11. С. 149.
148. Зайцев Ю. И.//Ibidem. 1969. Т. 12. С. 60.
149. Тучин В. В.//Обзоры электрон. техн. Сер. 10 «Квантовая электроника». 1976. Вып. 2. С. 235.
150. Хансен, Роджерс, Тома//Приборы науч. исслед. 1968. Т. 39. С. 68.
151. Белопольский В. А., Кубарев А. В., Петросян О. Г.//Тр. метрол. ин-тов СССР, ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений. 1971. № 112 (172). С. 95.
152. Воронин Э. С., Ильинский Ю. А., Прокопенко В. Е., Соломатин В. С., Старков Г. С.//ПТЭ. 1971. № 5. С. 200.
153. Ханов В. А., Шебанин А. П.//Автоматика, 1975. № 5. С. 87.
154. Лямшев Л. М.//Тезисы Всесоюзной конференции «Основные направления развития ультразвуковой техники и технологии на период 1981—1990 гг.».— Суздаль, 1982.
155. Морозов А. И., Раевский В. Ю.//Заруб. электрон. техника. 1982. Вып. 2 (248). С. 46.
156. Colleg S., Hansma P.//Rev. Sci. Instrum. 1977. V. 48. P. 1133.
157. Konstad S. O., Nordal P. E.//Opt. Commun. 1978. V. 26. P. 367.
158. Tam A. C., Weng Y. H.//Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 471.
159. Farrow M. M., Burnham R. K.//Appl. Opt. 1978. V. 17. P. 1093.

160. Sakai S., Umeno M.//Japan. Appl. Phys. 1981. V. 20. P. 25.
161. Murphy J. C., Damodt L. C.//Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. P. 196.
162. Lima C. H. S., Miranda L. C. M., Santos R.//J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 137.
163. Hoh K.//Electron. Lett. 1980. V. 16. P. 931.
164. Siqueira M. A. A., Chizoni C. C. et al.//J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 1403.
165. Bechthold P. S., Kohe K. D., Sperling W.//Appl. Opt. 1982. V. 21. P. 127.
166. Murphy J. C., Damodt L. C.//J. Appl. Phys. 1980. V. 52. P. 4580.
167. Лямшев Л. М., Челноков Б. И.//Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 564.
168. Зосимов В. В., Лямшев Л. М.//Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. — Вильнюс, 1984. — С. 465.
169. Бурмистрова Л. В., Карабутов А. А., Портнягин А. И., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.//Акуст. ж. 1978. Т. 24. С. 655.
170. Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.//Ibidem. 1979. Т. 25. С. 383.
171. Карабутов А. А.//УФН. 1985. Т. 147. С. 605.
172. Веселовский Н. А., Жиряков Б. И., Коротченко А. И., Самохин А. А.//Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по физике акустогидродинамических явлений и оптоакустике. — Ашхабад, 1985. — С. 9.
173. Карабутов А. А., Овчинников О. Б., Руденко О. В., Хунджа Г. Г.//Ibidem. С. 15.
174. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. И.//Лазерная обработка материалов. — М., Машиностроение, 1975. — С. 296.
175. Янушкевич В. А.//Физ. и хим. обраб. материалов. 1975. № 5. С. 9.
176. Карабутов О. В., Лапшин Е. А., Панасенко Г. Н., Руденко О. В.//Труды IX Всесоюзной акустической конференции. Секция 4. Оптоакустика. — М., 1977. — С. 29.
177. Карабутов А. А., Портнягин А. И., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 328.
178. Янушкевич В. А.//Физ. и хим. обраб. материалов. 1979. № 2. С. 47.
179. Иванов Л. И., Литвинова Н. А., Янушкевич В. А.//Ibidem. 1976. № 2. С. 9.
180. Иванов Л. И., Литвинова Н. А., Янушкевич В. А.//КЭ. 1977. Т. 4. С. 204.
181. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. 2-е изд. — Новосибирск: Наука, 1980.
182. Дехтяр И. Я., Иванов Л. И., Карлов Н. В. и др.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 126.
183. Кузьмин Е. И., Пруцков Е. Г., Янушкевич В. А.//Применение лазеров в науке и технике: Тезисы докладов Всесоюзной научной конференции. — Л., 1980. — С. 7.
184. Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семпногов В. Н.//УФН. 1985. Т. 147. С. 675.
185. Базельюк Г. Н., Гонтарева Р. Г., Тарасенко Л. В., Тихонов Л. В., Мациевская С. Я.//Прочность материалов и элем. конструкции при звуковых и ультразвуковых частотах нагружения. Тезисы докладов Международного симпозиума. — Киев, 1984. С. 99.
186. Оптическая вычислительная техника [Тематический выпуск]//ТИИЭР. 1977. Т. 65. Вып. 1.
187. Оптическая вычислительная техника [Тематический выпуск]//ТИИЭР. 1984. Т. 72. Вып. 7.
188. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. — М., Мир, 1970. — С. 210.
189. Зверев В. А., Орлов Е. В. Оптические анализаторы. — М.: Сов. радио, 1971.
190. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. — М., Мир, 1974.
191. Василенко Г. И. Голографическое опознавание образов. — М.: Сов. радио, 1977.
192. Матвеев И. Н., Сафронов А. Н., Троицкий И. Н., Устинов Н. Д. Адаптация в информационных оптических системах. — М.: Радио и связь, 1984.
193. Munk W., Wunsch C.//Deep Sea Res. 1979. V. 26. P. 123.
194. Askariyan G. A., Dolgoshein B. A., Kalinovskiy A. N., Mokhov N. V.//Nucl. Instr. and Meth., North-Holland. 1979. V. 164. No. 176. P. 267.
195. Visualization and Characterization//⁴⁸. — P. 379.
196. Ynhas D. E., Kessler L. W.//Ibidem. P. 301.
197. Van der Lugt A.//IEEE Trans. 1964. V. IT-10. No. 2. P. 115.
198. Gabor D.//Nature. 1965. V. 208. P. 422.
199. Петров М. А., Степанов С. И., Хоменко А. С. Фоточувствительные электрооптические среды и оптическая обработка информации. — Л.: Наука, 1982.
200. Hetland G., Davis C. M., Einzig R. E.//¹⁰⁵. — 1476-EAES.
201. Лямшев Л. М., Челноков Б. И.//Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 372.

202. Лямшев Л. М., Челноков Б. И.//Ibidem. С. 505.
203. Лямшев Л. М., Челноков Б. И.//ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 2238.
204. Лямшев Л. М., Челноков Б. И.//Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1361.
205. Карабутов А. А., Платоненко В. Т., Чупрына В. А.//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 1627.
206. Анисимов С. И., Гульбурт В. А., Фишер В. И.//Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 301.
207. Анисимов С. И., Гальбурт В. А., Иванов М. В., Покровская И. Е., Фишер В. И.//ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 512.
208. Зейликович И. С., Платонов Е. М., Спорник Н. М.//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 1349.
209. Stoler D.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 1. P. 3217.
210. Waller D. F.//Nature. 1983. V. 306. P. 141.
211. Schumacher B. L.//Opt. Lett. 1984. V. 9. P. 129.
212. Boudaraut A. S. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 343.
213. Coves C. M.//Ibidem. Ser. D. 1981. V. 23. P. 1693.
214. Петрунькин В. Ю., Николаев П. М. и др.//ЖТФ. 1985. Т. 55.
215. Нестеров В. В., Скобкин А. А.//Ibidem. С. 869.
216. Дианов Е. М., Карасик А. Я., Прохоров А. М., Серкин В. И.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 1458.
217. Дианов Е. М., Филипецкий А. Н., Прохоров А. М., Серкин В. И.//Письма ЖТФ. 1985. Т. 41. С. 323.
218. Дементенко В. В., Гөдик Э. Э., Гуляев Ю. В., Львова М. В.//Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. С. 485.
219. Жаров В. П.//Новые методы спектроскопии.— Новосибирск: Наука, 1982.
220. Бродниковский А. М., Жаров В. П., Коротеев Н. И.//КЭ. 1985. Т. 12. С. 2422.
221. Нечаев С. Ю., Пономарев Ю. И.//КЭ. 1975. Т. 2. С. 1400.
222. West G. A., Barret M. J.//Appl. Phys. Lett. 1979. V. 4. P. 395.
223. Василенко Г. И.//ТИИЭР. 1984. Т. 72. С. 3.