

Март 1992 г.

Том 162, № 3

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

534.212 + 621.378.325

**ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ
АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ:
НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ В СПЕКТРОСКОПИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА,
ДИАГНОСТИКЕ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ
И НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКЕ**

C.А. Ахманов, В.Э. Гусев

(Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение. Мощные пико- и фемтосекундные лазерные импульсы в оптоакустике. На пути к генерации предельно коротких акустических импульсов	4
2. Физика лазерного возбуждения сверхкоротких акустических импульсов. Методы генерирования и регистрации	9
2.1. Неразрушающие и разрушающие методы генерации когерентных импульсов деформации. 2.2. Оптические методы регистрации коротких акустических импульсов.	
3. Теория оптико-акустических преобразователей. Механизмы генерации сверхкоротких импульсов деформации	23
3.1. Термоупругое возбуждение акустических волн. 3.2. Концентрационно-деформационный механизм возбуждения звука. 3.3. Лазерное инициирование пьезогенерации звука. 3.4. Электроstrictionная генерация звука. 3.5. Генерация звука световым давлением и в процессах плавления и абляции мишней.	
4. Новое в оптоакустической технике генерации ударных волн: о возбуждении сильных ударных импульсов мощными сверхкороткими лазерными импульсами	55
4.1. Формирование ударных импульсов в процессе замедления быстрой нелинейной электронной теплопроводности. 4.2. Влияние на эффективность преобразования лазерных импульсов в ударные зависимости поглощательной способности мишени от энергии лазерного воздействия. 4.3. О возможности преобладания светового давления над термо-кинетическим давлением электронов.	
5. Физические факторы, влияющие на длительность регистрируемых оптоакустических импульсов	65
5.1. Роль диссипации, дифракции, акустической нелинейности и дисперсии в процессе распространения акустических импульсов. 5.2. Управление длительностью акустических импульсов за счет нелинейных процессов в оптоакустическом преобразователе.	

6. Заключение	80
Список литературы	82
Примечания	83

1. Введение. Мощные пико- и фемтосекундные лазерные импульсы в оптоакустике. На пути к генерации предельно коротких акустических импульсов

Исследования и разработки последних лет в области физики и техники генерации пико- и фемтосекундных лазерных импульсов привели к поистине рекордным достижениям. Долгий, потребовавший почти 25 лет интенсивной работы многих исследовательских групп, путь к предельно коротким световым импульсам пройден фактически до конца. В видимом диапазоне оптического спектра получены импульсы длительностью $\tau_L \approx 6 \cdot 10^{-15}$ с, т.е. импульсы длительностью всего в три периода световых колебаний [1]. В далеком инфракрасном диапазоне выполнены эксперименты по генерации коротких биполярных импульсов — импульсов длительностью в "один период колебаний", составляющий $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с [2].

Вместе с тем, прогресс техники генерации фемтосекундных лазерных импульсов, "фокусировки энергии излучения во времени" привел и к новому скачку по шкале интенсивностей, прорыву в область световых интенсивностей $I \approx 10^{19} - 10^{20}$ Вт/см², потоков энергии $W_S \approx 10^4$ Дж/см², объемной концентрации световой энергии, достигающей $W_v \approx 10^{10}$ Дж/см³ [3].

Фемтосекундные лазеры революционизировали оптическую спектроскопию быстропротекающих процессов; предельно короткие световые импульсы позволили реализовать предельные возможности прямых измерений нестационарного линейного и нелинейного отклика атомов, молекул и конденсированных сред [4, 5].

К новым, во многих случаях неожиданным, результатам привели эксперименты по взаимодействию мощных фемтосекундных импульсов с атомами, молекулами и конденсированными средами. Среди них обнаружение эффектов "надпороговой" ионизации атомов и генерации высоких (с номерами $\sim 20-30$) оптических гармоник в газах в сверхсильных световых полях [6, 7], "холодное" плавление полупроводниковых монокристаллов [8, 9], генерация плотной фемтосекундной лазерной плазмы с электронной температурой, достигающей $T_e \approx 1$ кэВ [10 — 12].

Естественно ожидать, что к не менее значительным результатам приведет создание генераторов коротких мощных импульсов излучения в других областях электромагнитного спектра, коротких электронных сгустков, коротких и мощных упругих импульсов. На этом пути уже получены существенные результаты. Лазерная плазма, возникающая за счет быстрого нагрева сильно поглощающих полупроводниковых и металлических мишеней мощными фемтосекундными лазерными импульсами, оказывается эффективным источником пико- и субпикосекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения [13, 14]. Высокие КПД преобразования лазерного излучения в рентгеновское, достигаемые в таких экспериментах (сейчас речь идет о КПД, превышающих $\eta \approx 10\%$; см. [14, 15]), делают реальным получение в, мягком рентгене интенсивностей $I \approx 10^{12} - 10^{14}$ Вт/см², т.е. интенсивностей достаточных для проведения экспериментов в области нелинейной рентгеновской оптики.

Весьма привлекательными выглядят и перспективы физики и техники сверхкоротких акустических импульсов. Пространственная протяженность акустического импульса длительностью $\tau_a \approx 10^{-12}$ с составляет

$$L_a \approx c_a \tau_a \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ см} = 50 \text{ \AA}$$

и в твердом теле всего лишь на порядок превышает характерный размер ячейки кристаллической решетки, что представляет принципиальный интерес для акустической спектроскопии и диагностики.

На спектральном языке переход к пикосекундным акустическим импульсам означает освоение ранее недоступного диапазона акустических частот, превышающих $\nu_a \gtrsim 100$ ГГц. Концентрация звуковой энергии для столь малых **временных** интервалов позволяет рассчитывать и на получение сильных звуковых давлений, давлений, превышающих $P_a \sim 10^9$ бар. Не вызывает сомнений, что как и в технике коротких сверхвысокочастотных электрических импульсов, технике сверхкоротких рентгеновских импульсов, использование для возбуждения сверхкоротких акустических импульсов воздействия на конденсированную среду пико- и фемтосекундных лазерных импульсов — многообещающий путь, особенно при лазерном возбуждении когерентных импульсов деформации.

Механизмы оптического возбуждения таких импульсов разнообразны. Акустические импульсы возбуждаются при оптическом пробое, абляции вещества, возникающей при разогреве лазерным пучком твердотельных мишеней. Вместе с тем эффективными оказываются и методы, основанные на неизменяющихся воздействиях оптического излучения на вещество. На рис. 1 схематически проиллюстрированы основные механизмы оптико-акустического взаимодействия, относящиеся к генерации коротких когерентных импульсов деформации, когерентных пакетов оптических и акустических фононов. На рис. 1,а представлен практически универсальный для лазерной оптоакустики неразрушающий механизм термоупругой генерации звука. Нагрев приповерхностного слоя толщиной $l_p \sim \alpha^{-1}$, где α — оптический коэффициент поглощения, приведет к нестационарным термоупругим напряжениям и возбуждению биполярного когерентного импульса деформации. Сравнительная медленность процессов рассасывания тепла является причиной инерционности этого механизма. Для субнаносекундных лазерных импульсов, длительность акустического импульса генерируемого за счет термоупругого механизма обычно превышает время пробега звука по области поглощения света ($\tau_a \gtrsim (\alpha c_a)^{-1}$).

Существенно более короткие акустические импульсы можно получать в полупроводниковых кристаллах, за счет использования так называемого концентрационно-деформационного механизма: возбужденные лазерным светом носители наводят напряжения в кристаллической решетке (см. рис. 1,б).

Соответствующая внешняя сила в волновом акустическом уравнении для смещений решетки имеет вид

$$F_n \approx -\frac{d}{\rho_0} \frac{\partial n}{\partial z},$$

где d — константа деформационного потенциала, n — концентрация электронно-дырочной плазмы.

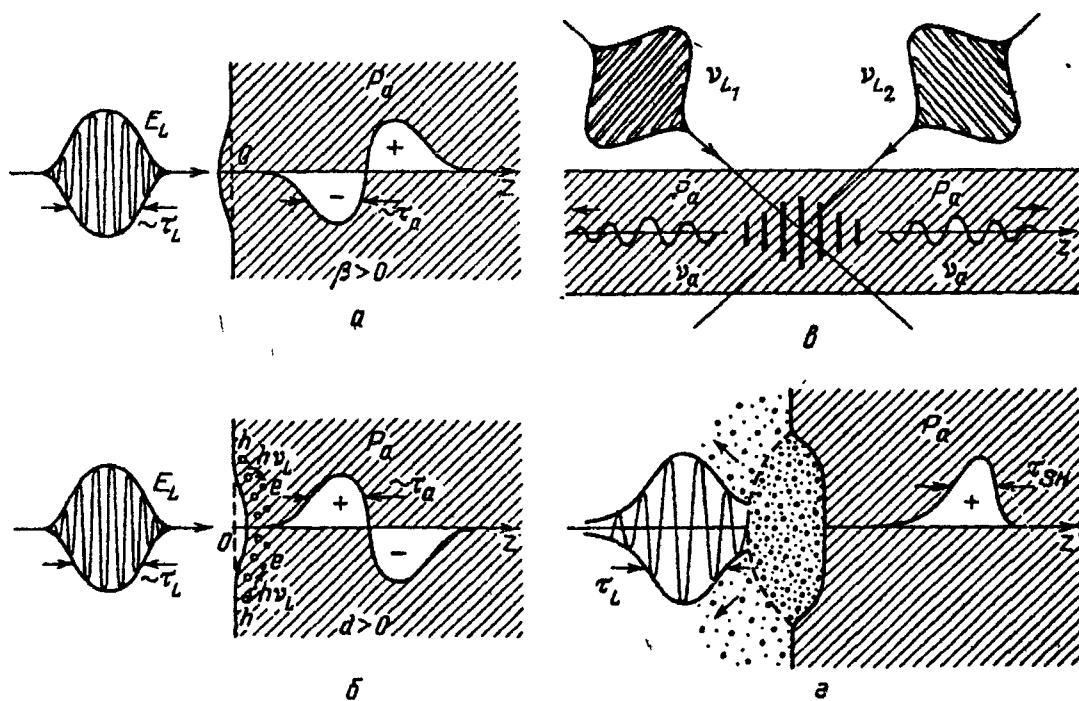


Рис. 1. Схема оптико-акустического преобразования коротких лазерных импульсов. *а* — Генерация bipolarного акустического импульса за счет деформации поглощающего кристалла при его оптическом нагреве. *б* — Оптико-акустическая генерация когерентного импульса деформации в полупроводнике. Фотовозбужденные носители деформируют кристаллическую решетку; полярность акустического импульса длительностью в "один период" зависит от знака деформационного потенциала ($d \neq 0$). *в* — Генерация оптических и акустических фононов в прозрачной среде бигармонической лазерной накачкой. *г* — Генерация ударных волн, возникающая за счет давления расширяющейся лазерной плазмы вблизи поверхности металлической мишени

Скорость генерации фотовозбужденных носителей на переднем фронте лазерного импульса определяется временем нарастания и интенсивностью светового поля. Вместе с тем, релаксация концентрации свободных носителей в отличие от температуры определяется не только диффузией, но происходит и за счет рекомбинации электронно-дырочных пар. Скорость последней можно увеличить, увеличивая концентрацию носителей, т.е. изменяя плотность световой энергии. Возникающие возможности управления эволюцией электронно-дырочной плазмы позволяют рассчитывать на получение акустических импульсов длительностью $\tau_a \approx \tau_L$ при $\tau_L \approx 10^{-12}$ с.

Оптико-акустическая генерация звука возможна и в прозрачной среде. Наиболее эффективный механизм здесь — электрострикция. Соответствующая вынуждающая сила в акустическом волновом уравнении имеет вид

$$F_s \sim \nabla \left[\rho_0 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) E^2 \right].$$

В бигармоническом световом поле

$$E = E_{L1} \exp[i(2\pi\nu_{L1}t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] + E_{L2} \exp[i(2\pi\nu_{L2}t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})] + \text{к.с.} \quad (1.1)$$

Электрострикция приводит к генерации фононов с разностными частотами $\Omega = 2\pi(\nu_{L1} - \nu_{L2})$. Соответствующая схема генерации коротких коге-

рентных вспышек акустических (и оптических) фононов изображена на рис. 1,в — огибающие компонент бигармонической волны (1.1) представляют собой короткие световые импульсы $E_{L1}(t)$ и $E_{L2}(t)$.

Наконец, рис. 1,г иллюстрирует один из вариантов генерации упругих ударных волн, возбуждаемых расширяющейся лазерной плазмой, которая образуется на поверхности металлической мишени. Длительность акустического импульса определяется в значительной мере скоростью остывания лазерной плазмы. Здесь проблемы укорочения длительности фактически те же, что при генерации коротких рентгеновских импульсов. Надо сказать, что схемы, изображенные на рис. 1, уже довольно давно исследуются в лазерной оптоакустике.

Однако именно техника мощных фемтосекундных лазерных импульсов, ставшая доступной в самое последнее время, создает основу для исследований направленных на выявление предельных возможностей оптико-акустического преобразования, предельных характеристик оптико-акустических генераторов звука. По меньшей мере три направления исследований представляются, на наш взгляд, особенно перспективными:

1. Оптико-акустическое преобразование фемтосекундных лазерных импульсов (при этом надо иметь в виду, что сейчас такие импульсы можно получить в далеком инфракрасном диапазоне, во всем видимом, в ближнем УФ и мягком рентгеновском диапазонах электромагнитного спектра) безусловно является наиболее эффективным методом получения *предельно коротких акустических* импульсов. Теоретические оценки показывают, что речь идет о когерентных импульсах длительностью $\tau_s \gtrsim 100$ фс; сейчас предложены несколько конкретных схем их генерации.

2. С помощью мощных фемтосекундных лазерных импульсов можно реализовать предельные возможности оптико-акустической генерации коротких когерентных вспышек акустических и оптических фононов.

Фемтосекундные импульсы позволяют реализовать предельную оптическую прочность прозрачной среды, определяемую туннельной ионизацией атомов (см. [3] и рис. 2, где показана зависимость порога оптического пробоя прозрачной среды от длительности импульса^(*)). Речь идет об экспериментах по неразрушающим взаимодействиям коротких лазерных импульсов с конденсированной средой, которые можно проводить на уровне световых интенсивностей, достигающих $I \approx 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см². Заметим, что даже эксперименты по когерентной генерации фононов с помощью бигармонической наакачки, проводимые на уровне $I \approx 10^9$ Вт/см², позволили надежно зарегистрировать недавно *нелинейную релаксацию* сильно неравновесных возбуждений кристаллической решетки; см. [17] (о более ранней истории работ по нелинейной релаксации неравновесных фононов см. в [18]).

3. Наконец, мощные фемтосекундные лазерные импульсы приносят в акустику, и в особенности — в нелинейную акустику, новые схемы оптико-акустического взаимодействия, стимулируют новые постановки физических задач. При интенсивности $I \approx 10^{18}$ Вт/см², световое давление на поглощающую среду достигает $P_L \sim I_L/c_L \sim 3 \cdot 10^8$ бар. Лазерное плавление поверхности сильно поглощающего полупроводникового кристалла в поле лазерных импульсов $\tau_L \approx 10^{-13}$ с происходит при плотности энергии на мишени $W_S \approx 0,2$ Дж/см², т.е. при интенсивности $I \approx 10^{12}$ Вт/см². При вполне доста-

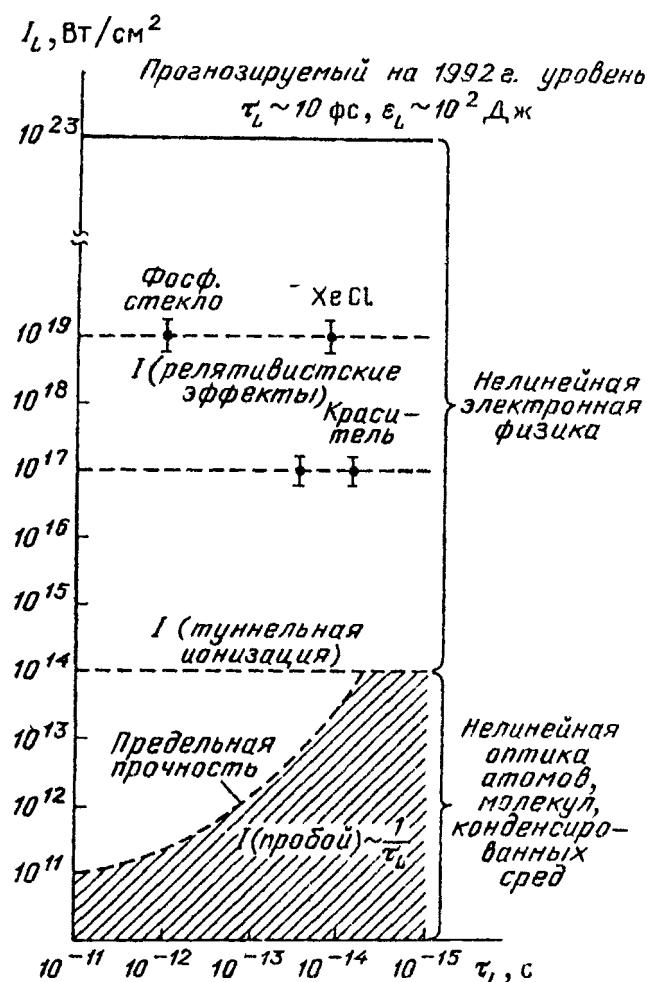


Рис. 2. Диаграмма интенсивность—время и физика взаимодействия лазерного излучения с веществом. Заштрихована область неразрушающего взаимодействия лазерных импульсов с прозрачной средой. Здесь же указаны некоторые характерные масштабы интенсивности

жимых плотностях потока энергии $W_s \approx 10^4$ Дж/см² амплитуда сверхкороткого ударного импульса давления, как показывают оценки (см. также п. 4 этого обзора), может достигать $P_a \approx 10^9$ бар. Заметим также, что уникальное новое состояние вещества, возникающего в результате быстрого нагрева и ионизации поглощающей среды фемтосекундными лазерными импульсами, — фемтосекундная лазерная плазма [19], нагретая до температур 1 кэВ ($T \sim 10^7$ К), при твердотельной плотности $n_i \sim 10^{22} - 10^{23}$ см⁻³ может обладать и необычными акустическими свойствами. Таким образом, достижения техники сверхкоротких лазерных импульсов ставят совершенно новые задачи перед физической и прикладной акустикой.

В предлагаемом обзоре дан анализ уже полученных в этих новых областях результатов, сделана попытка дать наброски перспективных направлений исследований. Мы начинаем с обзора (п. 2) физических механизмов возбуждения коротких акустических импульсов, со сводки экспериментальных результатов; особый акцент сделан на технике регистрации коротких акустических импульсов. В п. 3 излагается современная теория оптико-акустических преобразователей, использующих неразрушающие взаимодействия коротких лазерных импульсов с веществом; различные физические механизмы сопоставляются здесь под углом зрения возможностей получения предельно коротких импульсов. В п. 4 рассматриваются особенности генерации звука в процессе абляции мишеней, облучаемых мощными пико- и субпикосекундными лазер-

ными импульсами. Главное внимание уделено вопросу о факторах, определяющих длительность и давление возбуждаемого в этих условиях ударного упругого импульса. П. 5 посвящен анализу физических факторов, влияющих на длительность сверхкоротких акустических импульсов. Обсуждаются некоторые задачи нелинейной акустики, теснейшим образом связанные с прогрессом в области импульсной гиперакустики. Речь также идет о возможностях использования нелинейностей в оптико-акустическом преобразователе (нелинейное поглощение, экранировка электрических полей, нелинейная рекомбинация носителей и т.п.) для сокращения длительности акустического импульса. Наконец, в заключении кратко обсуждаются перспективы использования предельно коротких акустических импульсов в спектроскопии, диагностике коротко живущих неравновесных состояний в конденсированных средах, в нелинейной акустике, физике и технике воздействия мощных коротких акустических импульсов на вещество.

2. Физика лазерного возбуждения сверхкоротких акустических импульсов. Методы генерирования и регистрации

Цель настоящего раздела 2 — дать представление об экспериментальной технике современной субнаносекундной и пикосекундной оптоакустики. Как уже указывалось во введении, фемтосекундные лазеры позволяют достичь принципиальных пределов в генерации коротких акустических импульсов, создании высокочастотных акустических источников. Действительно, предельную для акустики частоту $v_a \sim 10$ ТГц (при такой частоте длина акустической волны сравнивается с межатомными расстояниями в веществе) можно возбудить с помощью оптико-акустического преобразования лазерного моноимпульса длительностью $\tau_L \approx 10^{-13}$ с, или световой волны, модулированной по амплитуде на терагерцевых частотах.

Главная проблема здесь — оптимальный выбор малоинерционного механизма преобразования, обеспечивающего получение высокого коэффициента полезного действия при генерации когерентных импульсов деформации.

Наибольший интерес с этой точки зрения представляют "неразрушающие" методы оптико-акустической генерации биполярных (их называют также акустическими импульсами длительностью в один период колебаний) или однополярных акустических "видеоимпульсов" (см. рис. 1).

Вместе с тем, абляция сильно-поглощающих мишеней в поле мощных фемтосекундных лазерных импульсов приводит к генерации коротких (с длительностью в несколько десятков пикосекунд) ударных импульсов.

Как и в фемтосекундной лазерной оптике, в пикосекундной гиперакустике одной из ключевых проблем оказывается разработка адекватных методов измерения длительности и формы сверхкоротких импульсов. Очевидные трудности прямых методов измерения пикосекундных времен, выводят на первый план различные косвенные методы. Поэтому роль фемтосекундной лазерной техники в пикосекундной гиперакустике возбуждением коротких акустических импульсов отнюдь не ограничивается: высокая чувствительность оптических методов регистрации деформаций может быть положена в основу метрологии коротких акустических импульсов. Использование фемтосекундных лазерных импульсов для регистрации коротких акустических импульсов позволяет разработать уникальные по временному разрешению системы, восстанавливать профили сверхкоротких акустических импульсов.

Основанная на оптоакустических методах генерации и акустооптических методах детектирования звука, импульсная (временная — time domain) акустическая спектроскопия эффективно используется для определения анизотропии модулей упругости [20] и распределения пространственного заряда в диэлектриках [21], для профилирования обратной (невидимой) стороны [22] и измерения толщины [23] пластин^(2*). Создание оптических генераторов сверхкоротких акустических импульсов позволяет существенно повысить пространственное разрешение в акустической спектроскопии и дефектоскопии [27]. Открывается возможность изучения упругих свойств [28 — 30] и измерения толщин [30 — 32] тонких пленок, определения коэффициентов поглощения акустических волн гага- и терагерцового диапазона частот [30, 32 — 35].

Рост в последние годы числа как экспериментальных [28, 29, 31 — 37], так и теоретических [3, 26, 38 — 42] исследований, направленных на разработку оптических методов возбуждения и регистрации сверхкоротких когерентных импульсов деформации, несомненно связан с перспективами применения этого бесконтактного, дистанционного и, при необходимости, неразрушающего метода для экспресс-диагностики различных веществ.

2.1. Неразрушающие и разрушающие методы генерации когерентных импульсов деформации. Оптоакустическая генерация звуковых импульсов в твердом теле была экспериментально реализована практически сразу после создания лазеров [43]. С помощью рубинового лазера Уайту [43] удалось осуществить термоупругое возбуждение акустических импульсов с длительностью порядка десятков микросекунд. В 1970 г. Бриенза и Де-Мария предложили использовать сверхкороткие оптические импульсы для генерации сверхкоротких акустических импульсов; та же был проведен и соответствующий эксперимент [4]. Излучение пикосекундного лазера на стекле с неодимом поглощалось в металлической пленке, напичленной на торец кристалла **LiNbO₃**. Воздействие осуществлялось цугом из 100 — 150 оптических импульсов, длительность τ_L каждого из которых $\tau_L \sim 1 — 10$ пс. Интервал следования импульсов в цуге равнялся 5 нс, что соответствует частоте повторения $\nu_n \approx 200$ МГц. Кристалл толщиной 15 мм одновременно выполнял роль пьезопреобразователя. В эксперименте [44] при комнатной температуре акустические волны были зарегистрированы вплоть до частоты 2 ГГц, отвечающей десятой гармонике частоты повторения ν_n импульсов в лазерном цуге. Разумеется, этих данных еще недостаточно для однозначного вывода о характерной длительности оптоакустических импульсов. Генерация звука на частотах, кратных частоте повторения в цуге субнаносекундных лазерных импульсов, была реализована и при разработке оптоакустического микроскопа [27]. В эксперименте [27] наблюдались акустические сигналы на частоте $\nu_a \approx 5\nu_n \approx 1$ ГГц. Профили же сверхкоротких импульсов деформации были зарегистрированы экспериментально лишь по прошествии более 15 лет после работы Де-Марии [44, 32], что во многом объясняется трудностями детектирования высокочастотных широкополосных акустических сигналов.

Среди неразрушающих методов лазерного возбуждения сверхкоротких акустических импульсов чаще всего реализуется термоупругий механизм генерации волн деформации, связанный с тепловым расширением среды в ре-

зультате ее оптического нагрева [28 — 34, 40]. Субнаносекундные акустические импульсы впервые были экспериментально зарегистрированы в работе Тама [31]. Основные элементы экспериментальной установки, использованной в [31, 37], представлены на рис. 3. Источником импульсного оптического излучения служил азотный лазер атмосферного давления, генерировавший

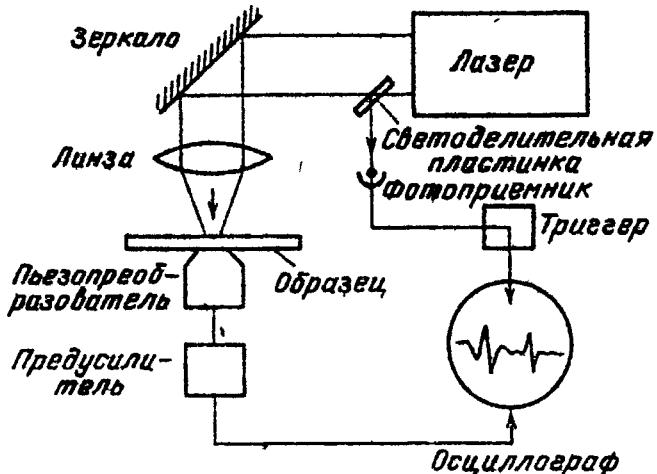


Рис. 3. Экспериментальная схема [31] реализации ОА генерации и детектирования 1-нс акустических импульсов в твердых телах

на длине световой волны $\lambda_L \approx 0,337$ мкм импульсы длительностью $\tau_L \approx 0,5$ нс с энергией $E_L = 1,5$ мДж. Излучение незначительно подфокусировалось в пятно размерами $2 \times 0,5$ мм² на поверхность образца, представлявшего собой стальную пластику толщиной d от 12 до 260 мкм. Регистрация продольных акустических волн осуществлялась тонким пьезопреобразователем, который представлял собой пленку ZnO толщиной $a \approx 5$ мкм между двумя золотыми электродами (толщиной 0,1 мкм). Пьезопреобразователь напылялся на один из торцов сапфирового звукопровода, противоположный торец которого находился в акустическом контакте с облучаемым образцом. Сигнал с преобразователя через предусилитель с полосой 5 — 100 МГц поступал на осциллограф с частотной полосой до 500 МГц. На рис. 4 представлен акустический

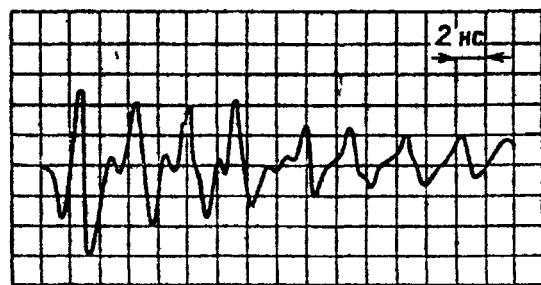


Рис. 4. Наблюдавшийся в эксперименте [31] оптически возбуждаемый акустический импульс, формирующийся в результате многократных отражений в стальной пленке (толщиной 14 мкм). Горизонтальный масштаб — 2 нс/дел

сигнал, формирующийся в результате многократных отражений сверхкоротких импульсов деформации в фольге нержавеющей стали толщиной $d \approx 14$ мкм [31]. Длительность по полувысоте положительной фазы первого из приходящих на детектор сигналов $\tau_a \approx 0,8$ нс. Необходимо, однако, отметить, что время пробега звуком пленки ZnO порядка длительности регистрируемых импульсов ($a/c_a \approx 0,8$ нс, $c_a \approx 6 \cdot 10^5$ см/с — скорость продольных акустических волн в ZnO), и поэтому при регистрации профили однородных

импульсов деформации искажаются. Другими словами, для данного эксперимента в частотном диапазоне $\nu_a \leq \tau_a^{-1} \sim \tau_L^{-1}$ спектральная чувствительность пьезодатчика существенно неравномерна. На форму воспроизведенных сигналов может также влиять недостаточная широкополосность предусилителя и осциллографа. Описанная экспериментальная установка (см. рис. 3) была в дальнейшем автоматизирована [37].

В эксперименте [36] для возбуждения сверхкоротких акустических импульсов использовались лазерные импульсы длительностью $\tau_L \approx 70$ пс на длине световой волны $\lambda_L \approx 1,06$ мкм с энергией $E_L \approx 1 - 10$ мДж. При фокусировке на мишень достигались интенсивности воздействия I_0 в диапазоне $0,14 \text{ ГВт/см}^2 \leq I_0 \leq 1,4 \text{ ГВт/см}^2$. Схема эксперимента представлена на рис. 5.

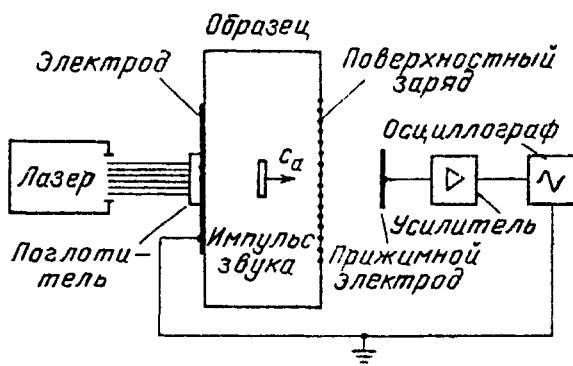


Рис. 5. Экспериментальная схема метода лазероиндцированных импульсов давления [36] в случае образцов с одной металлизированной поверхностью

Был реализован конденсаторный принцип приема акустического сигнала, при котором образец и воздушный зазор формировали два последовательно соединенных конденсатора. В случае пьезоэлектрических образцов (кварц) электрод наносился лишь на переднюю (облучаемую) поверхность образца. Кроме этого в некоторых случаях предварительно электризовалась задняя поверхность образца (аклар), либо заряжался электрод, напыляемый на заднюю поверхность (трафон). Поверх электрода на облучаемую поверхность напылялся слой материала сильно поглощающего лазерное излучение: либо графитовое покрытие толщиной 2 мкм, либо слой металла (Zn, Cd, Pb, Bi) толщиной 0,1 — 0,5 мкм. Визуализация сигнала осуществлялась осциллографом с полосой 1 ГГц (время нарастания переходной характеристики 380 пс). Имелась возможность предварительного усиления сигнала вплоть до 3 ГГц. На рис. 6 представлены типичные зарегистрированные профили импульсов тока короткого замыкания, которые при существовании электрических зарядов только на поверхности образца подобны профилям давления в акустической волне.

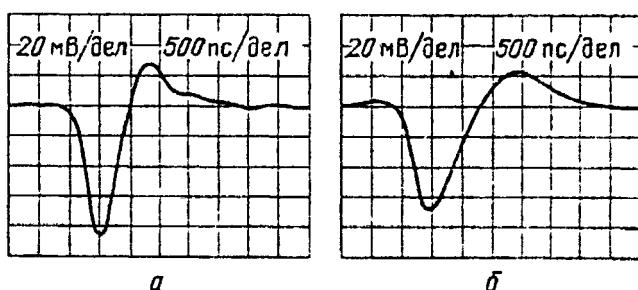


Рис. 6. Импульсы тока, регистрируемые при выходе волны давления на заднюю поверхность кварцевой пластины толщиной 190 мкм (а) на переднюю поверхность пленки аклара толщиной 25 мкм (б)

Длительность наблюдавшихся в работе [36] акустических сигналов варьировалась в зависимости от материала образца и его толщины от 0,5 до 0,75 нс. Авторы [36] особо отмечают, что в рассматриваемой схеме регистрации к Уширению сигналов может приводить неплоскопараллельность обкладок конденсатора и пространственная делокализация электрических зарядов. На обоснованность последнего утверждения указывают результаты проведенных ранее экспериментов [45 — 47], в которых описанная онтоакустическая установка [36] и использовалась как раз для определения пространственного распределения зарядов в полимерных пленках. Уширение регистрируемых электрических сигналов до 2 — 5 нс (а также их характерную форму) авторы работ [45 — 47] связывают с неоднородным по глубине распределением зарядов вблизи поверхности пленок, подвергнутых, например, облучению электронным пучком. Так уширение сигнала до $\tau \sim 2$ нс в тефлоне отвечает делокализации электрических зарядов в слое толщиной $\sim \tau c_a \sim 2,6$ мкм ($c_a \approx 1,3 \cdot 10^5$ см/с — скорость звука в тефлоне [47]). Отметим, что максимум распределения плотности заряда может находиться под поверхностью исследуемой пленки [47].

В работе [35] сообщалось о лазерной генерации мощных звуковых импульсов субнаносекундной длительности в жидкостях. Использовались одиночные импульсы лазера на гранате с эрбием ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Er}^{3+}$, $\tau_L \approx 80$ пс, $\lambda_L \approx 2,94$ мкм, $\xi_L \lesssim 60$ мкДж). Осуществлялось оптическое воздействие на гидроксилосодержащие жидкости с водородными связями (вода, этанол, глицерин), которые имели экстремально высокие коэффициенты поглощения света на длине волны генерации применяемого лазера. В качестве приемника звука использовался пьезодатчик на основе пленки полициклического ориентированного органического соединения толщиной $a \approx 1,2$ мкм. На рис. 7 представлен профиль сигнала, зарегистрированного при поглощении лазерного излучения в воде. Сигнал отрицательной полярности отвечает сжатию на переднем фронте акустической волны. Длительность первой положительной фазы сигнала составила 0,75 нс. Профиль сигнала (см. рис. 7) определяется одновременным влиянием сверхкороткого импульса деформации на две поверхности пленки датчика (в силу того, что $a/c_a \approx 0,46$ нс, $c_a \approx 2,6 \cdot 10^5$ см/с — скорость продольного звука в материале пьезопреобразователя). И в целом ситуация на сегодняшний день такова, что использование разного рода тонкопленочных датчиков и электрических схем регистрации не позволяет адекватно воспроизводить формы акустических импульсов. Так, в экспериментальной работе [48] для возбуждения сверхкоротких импульсов деформации в пластине Si ($d \approx 2$ мм) использовались одиночные лазерные импульсы с параметрами: $\tau_L \approx 30$ пс, $\lambda_L \approx 1,06$ мкм, $\xi_L \lesssim 100$ мДж. Сигнал с пьезопреобразователя на основе ZnO через

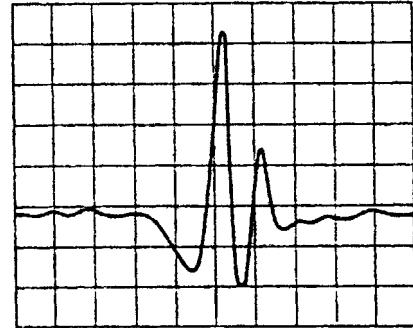


Рис. 7. Оциллограмма, соответствующая регистрации [35] акустических импульсов в воде. Разворотка 2 нс/дел. Положительному давлению отвечает отклонение луча осциллографа вниз

предусилитель с полосой 0,1 — 1300 МГц поступал на осциллограф (500 МГц). По мнению авторов этой работы длительность зарегистрированных акустических импульсов ($\tau_a \approx 3$ нс) определяется откликом пьезопреобразователя на сверхкороткое воздействие. В работе [23] не удалось точно восстановить форму акустического сигнала. Передний фронт деформации, возбуждаемой в алюминиевой фольге ($d \approx 500$ мкм) излучением $\tau_L \approx 30$ пс, $\lambda_L \approx 1,06$ мкм, $\mathcal{E}_L \approx 8$ мДж, имел длительность $\tau_f \approx 1,7$ нс, которая характеризует быстродействие акустоэлектрического преобразователя. В качестве приемника акустического сигнала в этом эксперименте [23] использовалась поляризованная пьезополимерная пленка толщиной $a \approx 9$ мкм.

Отметим, что в экспериментах [23, 36, 48] при увеличении интенсивности оптического воздействия реализовался переход от термоупругой генерации звука к возбуждению звука давлением отдачи в процессе абляции материала мишени. Важно, что согласно результатам работы [36] и в последнем случае наблюдалась генерация сверхкоротких импульсов деформации.

Однако такая ситуация реализуется, по-видимому, лишь при относительно небольших интенсивностях оптического воздействия. Действительно, к настоящему времени выполнено значительное число экспериментов, направленных на возбуждение с помощью пикосекундных лазерных импульсов сильных ударных волн в конденсированных средах [49 — 69]. Укорочение импульсов деформации не являлось целью этих экспериментов. Тем не менее анализ полученных результатов показывает, что генерируемые акустические возмущения не являются сверхкороткими, что в первую очередь, по-видимому, связано с уширением ударных импульсов в процессе их нелинейного распространения [49, 50].

В эксперименте [51] осуществлялось мощное пикосекундное оптическое воздействие ($\tau_L \sim 2 - 4$ пс, $\mathcal{E}_L \sim 10 - 20$ Дж) на один из электродов кварцевого пьезопреобразователя (x -срез) толщиной $d \sim 0,25 - 0,5$ см. Лазерная система на стекле с неодимом позволяла достигать равномерное освещение поверхности преобразователя (площадью ~ 1 см² [52]) с интенсивностью $I_L \sim 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Несмотря на сильное отражение излучения с длиной волны $\lambda_L \approx 1,06$ мкм от алюминиевых и золотых электродов (коэффициенты отражения $R \approx 0,94$ и $R \approx 0,99$, соответственно) абляция материала приводила генерации волн деформации с давлениями в несколько кбар. Типичный профиль импульса деформации представлен на рис. 8. Длительность зарегистрированных сигналов по полувысоте составляла $\tau_a \sim 2$ нс. Длительность переднего фронта импульса не превышала 1 нс ($\tau_f \leq 1$ нс) и, по мнению авторов [51], определялась временем отклика электрической системы снятия сигнала с преобразователя. Использование пьезорегистрации не позволило также адекватно воспроизвести профили ударных волн (давления $P_a \leq 3$ кбар), возбуждаемых излучением $\lambda_i \approx 0,53$ мкм, $\tau_L \approx 6$ пс, $I_L \lesssim 2 \cdot 10^{11}$ Вт/см² в полупроводниковых кристаллах GaAs и Si [53].

Эти обстоятельства во многом инициировали активное внедрение разнообразных оптических методов регистрации. Правда, некоторые из этих методов также не обеспечивают необходимого временного разрешения. Например, в работе [54] использовалась лазерная интерферометрическая регистрация смещения зеркальной поверхности при выходе на нее ударной волны.

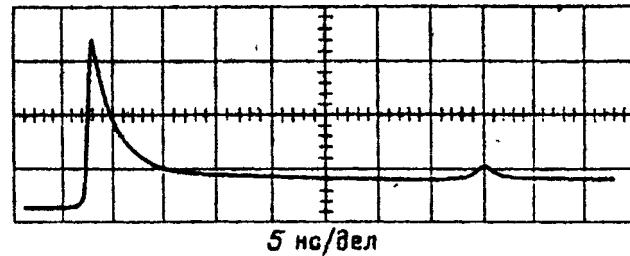


Рис. 8. Профиль давления инициируемого лазерным воздействием на металлизированную поверхность кварцевого преобразователя [51]

Несмотря на использование для генерации волн деформации сверхкоротких импульсов света ($\lambda_L \approx 1,054$ мкм, $\tau_L \approx 10$ пс) длительность переднего фронта зарегистрированных сигналов превышала 1 нс: $\tau_f \sim 2$ нс (рис. 9).

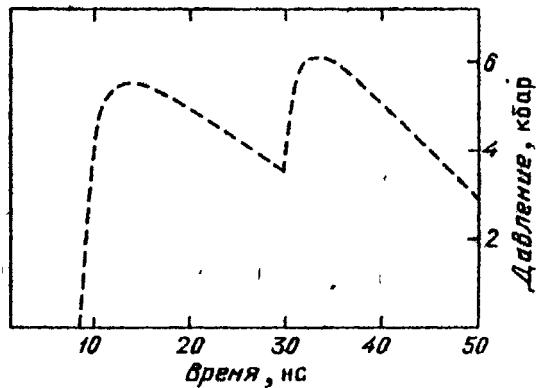


Рис. 9. Профили давления в ударной волне, возбуждаемой пикосекундным лазером, при ее выходе на заднюю поверхность 40-мкм пленки [54]. Второй пик в профиле связан с отраженной ударной волной

В эксперименте [54] оптическое воздействие осуществлялось на поглотитель (медная фольга), зажатый между двумя оптическими окнами из плавленого кварца. Частично уширение фронта ударной волны может быть связано с переотражениями волн деформации в тонком слое масла, используемого для создания акустического контакта между тыльной стороной поглотителя и кварцевым окном. Пространственное ограничение возможности быстрого расширения плазмы, образующейся при абляции мишени (Cu), приводит (как на это и указывалось ранее [51]) к существенному увеличению эффективности оптоакустического преобразования. При фокусировке излучения в пятно диаметром 0,5 мм ударные волны с давлениями $P \sim 20$ кбар возбуждаются при использовании общедоступных лазеров с энергией $E_L \sim 20$ мДж в импульсе ($I_L \leq 10^{12}$ Вт/см²). Отметим, однако, что в подобных схемах воздействия на мишень медленное расширение плазмы приводит к возрастанию времени ее эффективного давления на мишень и, следовательно, к увеличению длительности ударных импульсов (см. рис. 9). На это обстоятельство указывают и результаты эксперимента [55], в котором ударные волны возбуждались в алюминиевой фольге излучением, с примерно такими же параметрами, что и в работе [54]. Тыльная сторона поглотителя (Al, толщиной $\sim 0,12$ см) контактировала со слоем GaSe толщиной 20 мкм. Вся система зажималась между оптически прозрачными пластинами (рис. 10). Втирая гармоника основного излучения ($\lambda_L \approx 0,527$ мкм, $\tau_L \approx 6$ пс) использовалась для инициирования люминесценции на поверхности GaSe [56], примыкающей к оптическому окну. Возбуждение люминесценции осуществляется с регулируемой задержкой

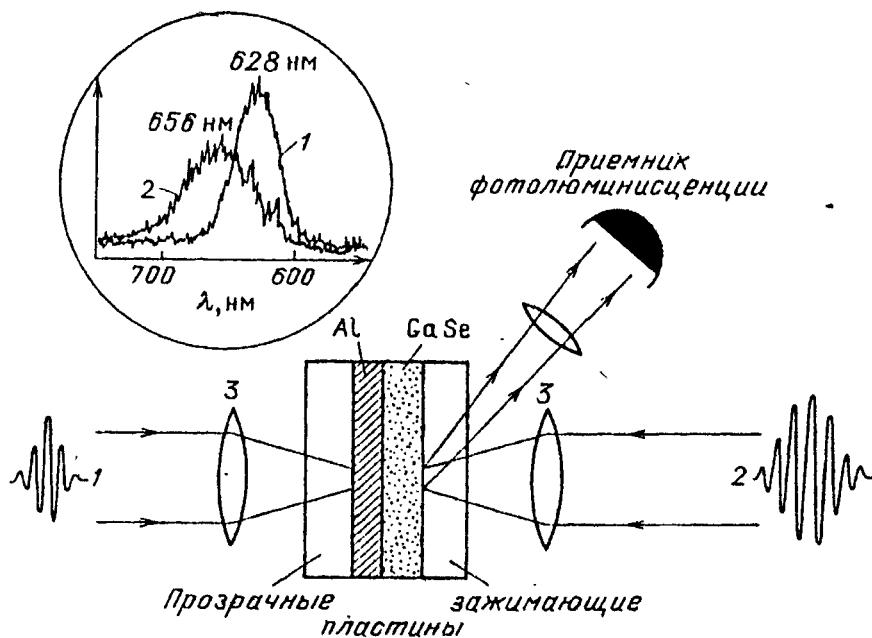


Рис. 10. Оптоакустическая ячейка, использовавшаяся в работах [55, 58]. 1 — излучение, возбуждающее ударную волну, 2 — излучение, инициирующее люминесценцию, 3 — линзы. На вставке показаны спектры спонтанной люминесценции в отсутствие (1) и при наличии (2) ударного сжатия

относительно момента генерации ударной волны при аблации алюминия близи момента ее выхода на зондируемую поверхность GaSe. Регистрация частотного сдвига линии люминесценции под действием давления позволяет восстановить зависимость характерного давления в светящейся области GaSe от времени. В работе [55] действительно обнаружено медленное убывание давления с характерным временем ~ 50 нс. Наблюданная длительность переднего фронта ударной волны оказалась ~ 3 нс, что может частично определяться временем прохождения фронта УВ через фотовозбужденную область GaSe (глубина области люминесценции ~ 5 мкм [55]). Впоследствии подобные схемы, использующие пикосекундные лазерные импульсы для инициирования давлений $P \sim 1 - 10$ кбар и регистрацию фотолюминесценции, нашли широкое применение для диагностики веществ, подвергнутых ударному сжатию (твердых тел [57 — 59], растворов [60, 61]).

Использование мощных субнаносекундных лазерных импульсов ($\xi_L \sim 1 - 100$ Дж) позволило возбуждать при аблации мишней ударные волны с давлениями в несколько мегабар ($P \sim 1 - 10$ Мбар). Конденсированное вещество при ударном сжатии в такой волне существенно нагревается. Соответственно, выход УВ на поверхность инициирует свечение поверхности, которое может быть зарегистрировано [62 — 64]. В работе [62] на алюминиевую фольгу воздействовали лазерными импульсами с параметрами $\lambda_L = 1,06$ мкм, $\tau_L \approx 300$ пс, $\xi_L \sim 20 - 40$ Дж. Тыльная поверхность мишени была профилирована в форме ступеньки. Стрик-камера (с разрешением 50 пс) зарегистрировала свечение, возникающее при выходе УВ на обе смещенные поверхности тыльной стороны образца. Измерение задержки возникновения свечения от этих поверхностей позволяет определить скорость УВ и давление в ней. При интенсивностях $I_L \sim 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² достигнуты давления $P \sim 2$ Мбар. Со-

гласно результатам работы [62] длительность фронта импульса свечения не превышает 50 пс. Таким образом, длительность фронта УВ за счет сильной нелинейности укорачивается до значений меньших длительности лазерного воздействия. В эксперименте [63] использовалась лазерная установка с параметрами аналогичными [62], но более быстродействующая стрик-камера (с временным разрешением ~ 10 пс). При этом регистрируемая ширина фронта УВ определялась также временем пробега фронта УВ по глубине скин-слоя, из которого регистрируется свечение (~ 10 пс). В экспериментах [63, 64] реализована лазерная генерация УВ с давлениями $P \sim 20 - 30$ Мбар.

Нелинейные упругие эффекты приводят к укручению фронтов сильных УВ при их распространении. Это позволяет получать УВ с субнаносекундными длительностями фронта даже при использовании наносекундных лазерных воздействий. Такой эффект наблюдался экспериментально в работах [67 – 69] ($\lambda_L \approx 0,53$ мкм, $\tau_L \approx 2$ нс, $I_L \lesssim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²). На рис. 11 представлена

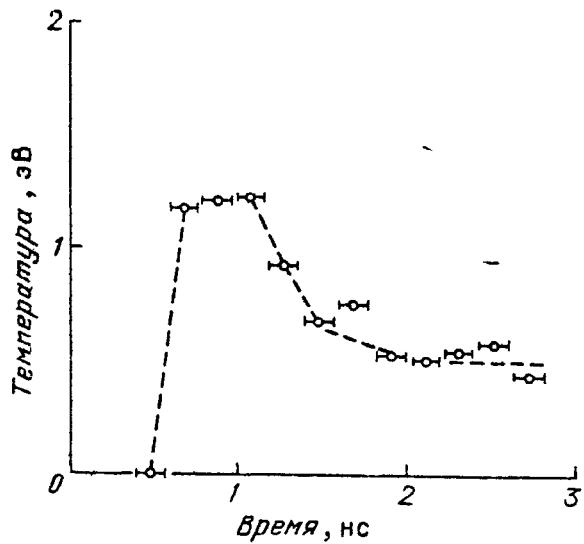


Рис. 11. Изменение со временем температуры задней поверхности алюминиевой пленки толщиной 38 мкм после поглощения излучения с интенсивностью $I_i \sim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² [68]. Пиковая интенсивность реализуется в нулевой момент времени

восстановленная по результатам экспериментов зависимость температуры тыльной стороны алюминиевой мишени от времени [68]. Время установления максимальной температуры $\tau_f \sim 0,1 - 0,3$ нс. В эксперименте [50] наблюдалось укручение фронта УВ ($P \sim 40$ кбар), распространяющейся в воде до длительности $\tau_f \sim 20$ пс. Для индуцированной УВ на поглотитель воздействовали излучением $\lambda_L \approx 1,06$ мкм, $\tau_L \approx 15$ нс, $\xi_L \approx 1$ Дж. Давление в УВ и скорость ее движения определялись интерферометрически по отражению от нее зондирующего излучения гелий-неонового лазера. Экспериментальные результаты согласуются с предположением о том, что пространственная протяженность фронта ударной волны пренебрежимо мала по сравнению с длиной волны зондирующего света ($\tau_f \lesssim 20$ пс).

2.2. Оптические методы регистрации коротких акустических импульсов. Анализ экспериментов с сильными ударными волнами несомненно указывает на преимущества использования оптических методов для регистрации быстропротекающих процессов, инициируемых деформацией кристаллов. В то же время, как это следует из результатов работ [31,

35, 36, 52, 53], использование пьезоприемников и визуализация сигналов с помощью осциллографов с полосой, не превышающей 1 ГГц, не позволяет говорить об адекватном воспроизведении формы даже субнаносекундных звуковых импульсов. Поэтому можно утверждать, что перспективы техники регистрации высокочастотных широкополосных акустических сигналов (пико- и, тем более, субпикосекундных импульсов деформации) связаны только с оптическими методами.

В настоящее время прогресс, достигнутый в области генерации и детектирования сверхкоротких акустических импульсов [28 — 30, 32 — 34], практически полностью определяется усовершенствованием пико- и фемтосекундной лазерной техники. В первую очередь речь идет об использовании для оптоакустического возбуждения и акустооптической регистрации волн деформаций пико- и фемтосекундных лазеров, работающих с большой частотой повторения, которые успешно применяются для исследования различных быстропротекающих процессов в твердых телах [70 — 74]. Основным достоинством подобных лазерных систем (рис. 12) является то обстоятельство, что

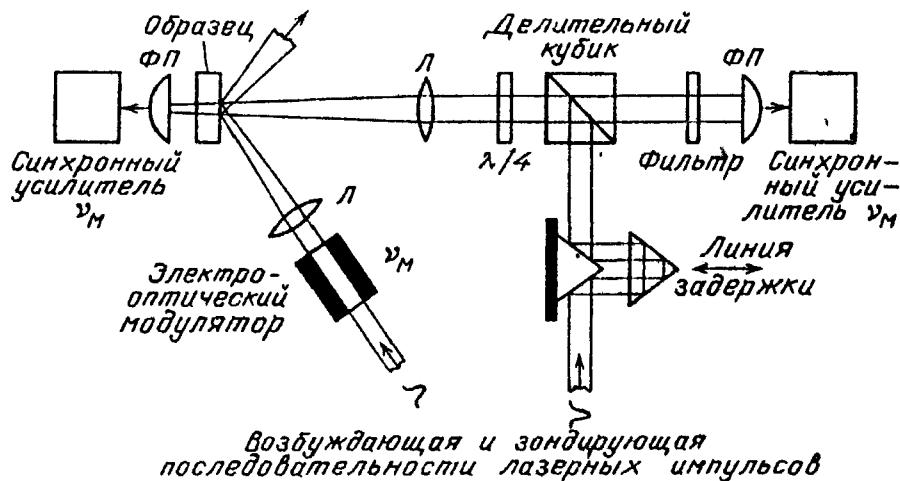


Рис. 12. Полностью бесконтактная схема пикосекундной оптоакустической спектроскопии. $\Phi П$ — фотоприемник, L — линзы, ν_M — частота модуляции

использование дополнительной низкочастотной модуляции возбуждающего акустические импульсы излучения и селективного усиления при обработке зондирующего излучения позволяет существенно повысить чувствительность приема полезных сигналов. Возможно, измерение относительных изменений коэффициента отражения зондирующего излучения (в том числе и изменений, вызванных нестационарной деформацией образца) на уровне $10^{-6} — 10^{-7}$ [72]. Временное разрешение такой оптической регистрирующей системы определяется длительностью зондирующих лазерных импульсов. Корректное восстановление профиля сверхкороткого акустического импульса позволяет идентифицировать механизмы генерации звука в процессе релаксации энергии поглощенного возбуждающего оптического импульса [33]. К настоящему времени реализована генерация сверхкоротких продольных акустических импульсов только за счет термоупругости [28 — 35, 37] и концентрационно-деформационного механизма [33], связанного с изменением плотности вещества при изменении числа свободных носителей заряда (в данном случае в результате межзонного поглощения света).

Впервые когерентные акустические колебания с периодом, меньшим 100 пс, были зарегистрированы в работе Томсена и др. [32] в пленках a-As₂Te₃. Аморфные пленки As₂Te₃ различной толщины ($a = 470, 900, 1200$ и 1600 \AA) напылялись на сапфировые подложки. Для возбуждения млн деформации использовались импульсы лазера на красителе с пассивной синхронизацией мод (энергия оптического кванта $h\nu_L \approx 2,0 \text{ эВ}$, $\tau_L \approx 1 \text{ пс}$, частота повторения импульсов $\nu_p \approx 0,5 \text{ МГц}$, $\xi_L \approx 1 \text{ нДж}$), когортно фокусировались на границу подложка—пленка в пятно диаметром 50 мкм. Это же излучение, но существенно ослабленное по интенсивности, использовалось для зондирования изменений во времени коэффициентов пропускания и отражения пленки a-As₂Te₃. Последовательность зондирующих лазерных импульсов также направлялась на пленку со стороны подложки и имела варьируемое время задержки τ_d относительно возбуждающих импульсов. На рис. 13 представлены результаты [32] измерений пропускания T пленок различной толщины. Индуцированное поглощением возбуждающих лазерных импульсов изменение пропускания содержит две компоненты. Первая из них (скаккообразное уменьшение пропускания $\Delta T/T \sim 10^{-3}$ в момент фотовозбуждения и последующее монотонное увеличение пропускания) вызвана фотовозбуждением неравновесных носителей и их релаксацией. Отметим, что поглощение света в a-As₂Te₃ является межзонным, так как $h\nu_L$ превышает ширину запрещенной зоны полупроводника ($E_g \approx 0,8 \text{ эВ}$). Вторая компонента, представляющая собой затухающие осцилляции с амплитудой $\Delta T/T \sim 3 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$, связана с распространением в пленке когерентных акустических волн. Деформация полупроводника в поле акустической волны приводит к изменению ширины его запрещенной зоны и коэффициента поглощения света a :

$$\Delta a = (\partial a / \partial E_g)(\partial E_g / \partial U)U. \quad (2.1)$$

В соотношении (2.1) $U = \partial u / \partial z$ — продольная деформация, u — механическое смещение в акустической волне, z — пространственная координата вдоль нормали к поверхности пленки. Предполагается, что деформация не вызывает существенного изменения формы края фундаментального поглощения полупроводника:

$$\partial a / \partial E_g \approx -\partial a / \partial (h\nu_L).$$

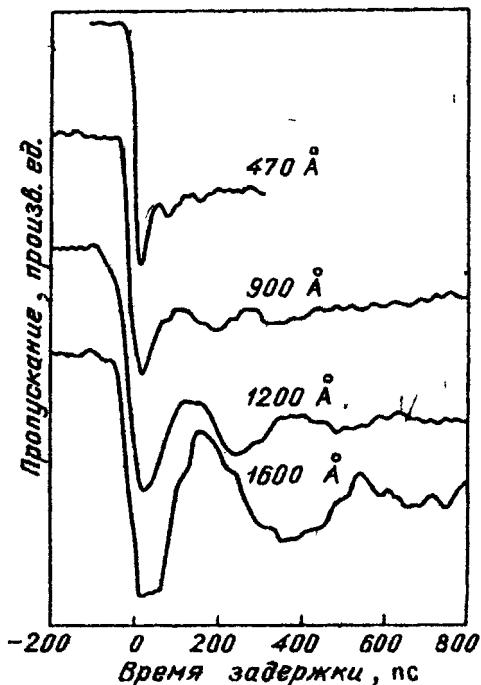


Рис. 13. Фотоиндуцированные изменения пропускания пленок a-As₂Te₃ различной толщины при комнатной температуре [32]

Константа $\frac{\partial E_g}{\partial U}$ непосредственно связана с деформационными потенциалами электронов (зоны проводимости) и дырок (валентной зоны): $\frac{\partial E_g}{\partial U} = d = d^e + d^h$. Считая, что инициируемые звуком изменения коэффициента поглощения малы, получаем следующее представление для относительных изменений пропускания пленки:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T} &= \exp\left(-\int_0^a \Delta \alpha dz\right) - 1 \approx \\ &\approx \frac{\partial \alpha}{\partial E_g} a(u(0) - u(a)) \approx \frac{1}{h} \frac{\partial \alpha}{\partial \nu_L} d (u(a) - u(0)). \end{aligned} \quad (2.2)$$

В случае сильного межзонного поглощения ($\alpha_L^{-1} \approx 300 \text{ \AA}$ в As_2Te_3 [32]) интерференционными эффектами можно пренебречь. Предполагается, что изменения показателя преломления в области локализации акустической волны не существенно влияют на пропускание пленки [32]. В силу соотношения (2.2) изменение пропускания пленки определяется относительным смещением ее поверхностей.

Согласно результатам экспериментов [32] в самых тонких пленках $a\text{-As}_2\text{Te}_3$, наблюдались акустические колебания с частотой $\nu_a \sim 14 \text{ ГГц}$, отвечающие многократным переотражениям в пленке оптически возбуждаемых сверхкоротких акустических импульсов. Авторами [32] проводились также эксперименты с пленками полиацетилена и $a\text{-SiO}_2$. В работе [30] кольцевой лазер на красителе с пассивной синхронизацией мод и разгрузкой резонатора ($\lambda_L \approx 0,625 \text{ мкм}$, $\tau_L \approx 0,5 \text{ пс}$, $\xi_L \approx 2 \text{ нДж}$, $\nu_p \approx 0,2 \text{ МГц}$) использовался для возбуждения и регистрации звука в субмикронных пленках GaAs и InGaAsP, которые фиксировались эпоксидной смолой между подложкой и покрытием из стекла. В последующих работах [29, 33] лазерное воздействие осуществлялось на свободную поверхность пленок. С временной задержкой измерялось отражение зондирующего излучения от этой же поверхности. Чувствительность оптической системы регистрации была существенно повышена. Для этого была осуществлена дополнительная акустооптическая модуляция возбуждающего излучения кольцевого лазера на красителе со сталкивающимися импульсами в режиме пассивной синхронизации мод ($\hbar\nu_L \approx 2 \text{ эВ}$, $\tau_L \approx 0,2 \text{ пс}$, $\xi_L \approx 0,2 \text{ нДж}$) на частоте $\nu_m \approx 4 \text{ МГц}$. Сигнал с фотодиода, принимающего отраженные импульсы зондирующей последовательности, поступал на фазочувствительный усилитель, синхронизованный с частотой модуляции ν_m . В результате была возможна регистрация относительных изменений коэффициента отражения света на уровне $\Delta R/R \sim 10^{-6} - 10^{-3}$. В пленке $a\text{-As}_2\text{Te}_3$ толщиной $a = 2200 \text{ \AA}$ отчетливо наблюдаются эхо-сигналы, возникающие в те моменты времени, когда возбуждаемый импульс деформации находится вблизи свободной (зондируемой) поверхности пленки (рис. 14). Первый эхо-импульс в более крупном масштабе представлен на рис. 15. Согласно теоретическим представлениям, развитым в работе [29], профиль сигнала $\Delta R(\tau_d)$ определяется изменениями и коэффициента поглощения α_L , и показателя преломления n_L света во всем объеме проникновения зондирующего излучения. Величина относительного вклада изменений показателя прелом-

ления Δn_L и коэффициента экспанции зависит от частоты зондирующего света (в частности, от близости $h\nu_L$ к краю фундаментального поглощения полупроводника).

Анализ, проведенный в работе [33], показал, что зарегистрированный трехполярный сигнал (см. рис. 15) отвечает отражению от свободной поверхности пленки биполярного акустического импульса деформации, длительность каждой из фаз которого определяется временем пробега звука по области поглощения возбуждающего излучения $\tau_a \sim (\alpha_L c_a)^{-1} \sim 15$ пс ($c_a \sim$

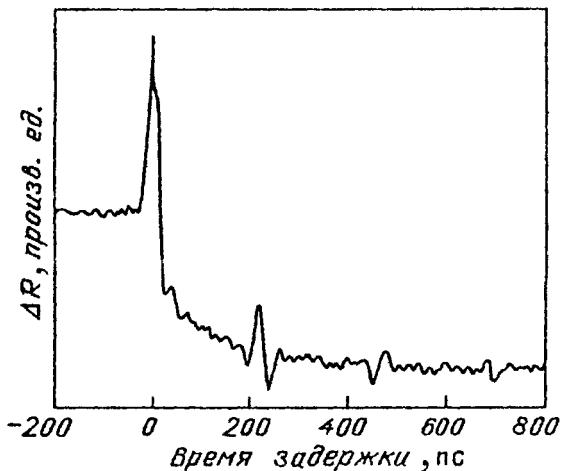


Рис. 14. Фотоиндукционные изменения отражения от пленки As_2Te_3 толщиной 2200 Å, напыленной на сапфировую подложку [33]

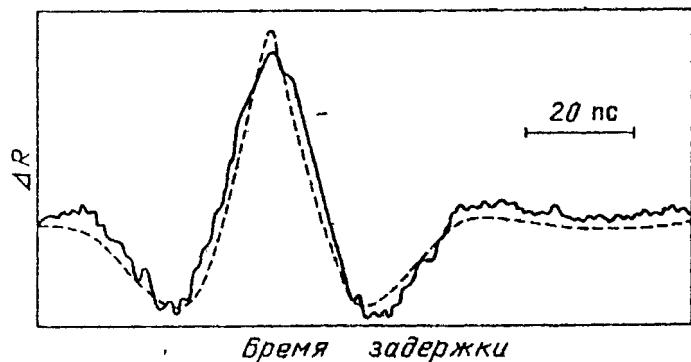


Рис. 15. Первый эхо-импульс в a- As_2Te_3 . Непрерывная линия — эксперимент, штриховая — теория [33]

$\sim 2 \cdot 10^5$ см/с — скорость звука в a- As_2Te_3). В работе [33] также реализованы оптическая генерация и детектирование звука в a-Ge, a- As_2Se_3 и металлах Ni, Cu, Al. В работе [29] пленки a- As_2Te_3 толщиной $a \lesssim 0,5\alpha_L^{-1}$ использовались в качестве генераторов и детекторов сверхкоротких акустических импульсов, распространяющихся в аморфных пленках оксиныдридов кремния (SiON), которые являются оптически прозрачными для излучения с длиной волны $\lambda_L \approx 0,62$ мкм ($h\nu_L \approx 2$ эВ). Для этого пленки с различным относительным содержанием азота (от $\text{N}/(\text{N} + \text{O}) = 0$ в SiO_2 до $\text{N}/(\text{N} + \text{O}) = 1$ в Si_3N_4) напылялись на сапфировые подложки, а поверх них наносились пленки a- As_2Te_3 . Оптическая часть экспериментальной установки [29] не отличалась от использованной в [33].

В эксперименте [28] для возбуждения и регистрации сверхкоротких акустических импульсов в пленках металлов Ni, Zr, Ti и Pt использовалась оптическая схема, представленная на рис. 12. Два оптических генератора на красителях накачивались аргоновым лазером с синхронизацией мод. Для ге-

нерации звука использовалось излучение с длиной волны $\lambda_L \approx 0,633$ мкм, $\tau_L \approx 5$ пс, $\xi_L \approx 0,3$ нДж, в качестве зондирующих использовались импульсы с параметрами $\lambda_L \approx 0,595$ мкм, $\tau_L \approx 5$ пс, $\xi_L < 75$ пДж. Частота повторения импульсов $\nu_p = 246$ МГц. В пленках никеля зарегистрированы сигналы с относительной амплитудой $\Delta R/R \sim 1,6 \cdot 10^{-6}$. Форма первого эхо-импульса по-добрна изображенной на рис. 15, но отличается тем, что характерный масштаб шкалы времени примерно вдвое меньше. Отметим, что использование для возбуждения и регистрации звука оптического излучения с различными частотами конечно позволяет повысить помехозащищенность приемного тракта и, соответственно, чувствительность детектирования акустических сигналов. Важно также, что появляется возможность независимым образом оптимизировать генерацию и регистрацию акустических импульсов, перестраивая частоты лазеров на красителях.

В работе [75] сообщалось о том, что для достижения чувствительности $\Delta R/R \sim 10^{-7}$ зондирующий луч разделяется на два независимых, один из которых после отражения от невозмущенной поверхности образца давал опорный сигнал. Таким образом осуществлялась компенсация флюктуаций энергии в зондирующих лазерных импульсах.

На рис. 16 представлена схема эксперимента [34], в котором осуществлялась оптическая регистрация когерентных акустических волн на частоте $\nu_a \approx 26$ ГГц. Широкополосные акустические импульсы возбуждались при по-

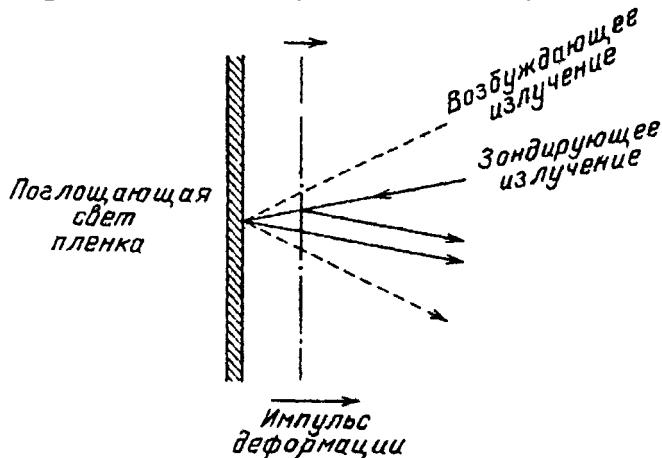


Рис. 16. Схема эксперимента [34] по оптической регистрации гармонических гиперакустических волн

глощении последовательности лазерных импульсов накачки ($h\nu_L \approx 2$ эВ, $\tau_L \approx 0,2$ пс, $\xi_L \approx 0,1$ нДж, $\nu_p \approx 110$ МГц) в пленках а-Ge либо Al и распространялись в оптическом стекле. Задержанная последовательность зондирующих импульсов направлялась под углом к нормали. Величина отраженного сигнала определяется интерференцией его части, отраженной от поверхности пленки, и части, отражающейся от неоднородности показателя преломления n в области локализации бегущего импульса деформации. На рис. 17 представлена экспериментальная зависимость изменения коэффициента отражения зондирующих импульсов от времени их задержки относительно падающих в случае поглотителя из аморфного германия. Теоретическая модель, предложенная в работе [34], связывает затухающие осцилляции ΔR (см. рис. 17) с распространением и поглощением спектральной компоненты акустического

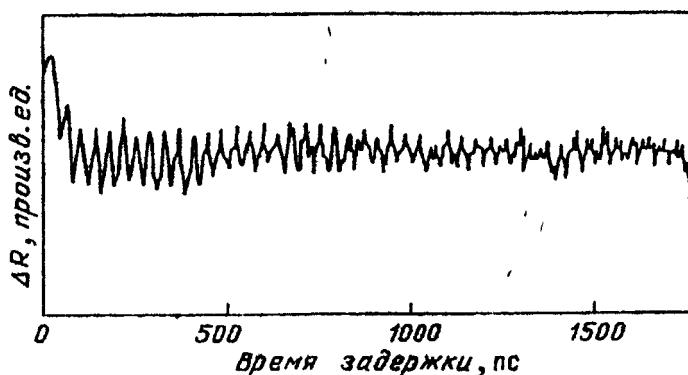


Рис. 17. Изменение отражения зондирующих лазерных импульсов как функция их временной задержки относительно возбуждающих [34]

сигнала на частоте осцилляции. Частота зондируемой акустической компоненты зависит от угла падения θ пробных импульсов: $v_a = 2v_L n(c_a/c_L) \cos \theta$.

Проводя измерения при различных углах падения, в принципе можно попытаться восстановить спектр акустического сигнала и получить таким образом информацию о форме профиля импульса деформации и его длительности. Наличие же в спектре отдельной высокочастотной компоненты ($v_a \sim 26$ ГГц [34]) еще не позволяет говорить о том, что возбуждаемые акустические импульсы являются сверхкороткими. Отметим, что частота акустических волн, доступных регистрации указанным методом, ограничена сверху неравенством

$v_a \leq 2v_L n(c_a/c_L)$, точно так же как и частоты акустических волн, возбуждаемых в процессе вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна [76]. В условиях эксперимента [34] $n \approx 1,5$, $c_a \approx 5,2 \cdot 10^5$ см/с и, следовательно, $v_a \leq 26$ ГГц. Таким образом, для существенного продвижения в более высокочастотную область в рассмотренной оптической схеме (см. рис. 16) необходимы лазеры рентгеновского диапазона.

Подводя итог обзору экспериментальных работ, укажем, что минимальные длительности импульсов деформации, зарегистрированные к настоящему времени, составляют $\tau_a \sim 5 - 15$ пс [28, 33].

3. Теория оптико-акустических преобразователей. Механизмы генерации сверхкоротких импульсов деформации

При поглощении оптического излучения в материале мишени акустические волны возбуждаются источниками, расположенными в объеме среды. Волновое уравнение, описывающее генерацию плоских продольных акустических волн можно представить в виде [26, 77]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial G}{\partial z}, \quad (3.1)$$

где u — механическое смещение в направлении оси z , c_a — скорость продольного звука в этом направлении, ρ — равновесная плотность вещества. Функция $G(z, t)$ имеет физический смысл компоненты σ_{zz} тензора напряжений σ_{ij} из

которой исключена чисто упругая часть линейная по деформациям. Другими словами, $\partial G/\partial z$ — плотность объемных сил, не связанных непосредственно с линейной упругостью материала. Для простоты и компактности дальнейшего анализа мы предполагаем возможность распространения чисто продольной волны вдоль оси z . Условие отсутствия напряжений на механически свободной равномерно облучаемой поверхности $z = 0$ имеет вид

$$-c_a^2 \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{1}{\rho} G. \quad (3.2)$$

Если воспользоваться преобразованием Лапласа по координате, преобразованием Фурье по времени всех функций

$$\begin{aligned} \tilde{F}(\omega, z) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} F(t, z) \exp(i\omega t) dt, \\ \hat{F}(\omega, p) &= \int_0^{\infty} \tilde{F}(\omega, z) \exp(-pz) dz, \end{aligned} \quad (3.3)$$

а также условием излучения в полупространство $z > 0$, то деформацию $U = \partial u/\partial z$, удовлетворяющую задаче (3.1), (3.2), можно (вне области генерации звука) описать соотношением [26, 78]

$$U = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(\omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega; \quad (3.4)$$

здесь $\tau = t - (z/c_a)$ — время в сопровождающей системе координат, а частотный спектр деформации $\tilde{U}(\omega)$ в плоской акустической волне, распространяющейся от границы, можно представить в виде:

$$\tilde{U}(\omega) = -\frac{1}{2\rho c_a^3} (-i\omega) \left(\hat{G}\left(\omega, i\frac{\omega}{c_a}\right) - \hat{G}\left(\omega, -i\frac{\omega}{c_a}\right) \right). \quad (3.5)$$

Отметим, что в случае механически закрепленной границы мишени ($u = 0$ при $z = 0$) для описания акустического сигнала достаточно изменить знак внутри квадратных скобок в (3.5) [77].

Согласно решению (3.4), (3.5) проблема определения спектрального состава $\tilde{U}(\omega)$, а затем и профиля $U(\tau)$ импульса деформации сводится к нахождению пространственно-временного спектра $\hat{G}(\omega, p)$, источников акустических волн. Следовательно, необходимо конкретизировать механизм возбуждения звука. Для того, чтобы наглядно представить физические проблемы, стоящие на пути максимального сокращения длительности акустических импульсов, генерируемых при лазерном воздействии на вещество, мы последовательно рассмотрим все основные механизмы их возбуждения.

В связи с этим отметим, что весьма распространенное представление о том, будто бы характерная длительность ОА импульсов определяется либо временем лазерного воздействия, либо временем пробега звука по области поглощения света (как это следует из рассмотрения термоупругой генерации звука в условиях медленной фононной теплопроводности в п. 3.1) в общем случае не справедливо. В настоящем параграфе продемонстрировано, что в

действительности возможности, реализующиеся при ОА преобразовании, гораздо многообразнее. По мере укорочения длительности лазерного воздействия возникает необходимость учета не мгновенности процессов термализации поглощенной оптической энергии особенно в тех случаях, когда происходит фотогенерация неравновесных носителей заряда. При этом длительность возбуждаемых ОА импульсов может существенно зависеть от тех параметров кристалла, которые определяют пространственно-временную динамику фотогенерируемых электронов и дырок.

Теоретический анализ позволяет выявить условия, при которых длительность ОА импульсов равна времени объемной рекомбинации ЭД плазмы и времени пробега звука по области рекомбинационного нагрева (п. 3.2). В случае пьезовозбуждения звука длительность ОА импульсов может быть равна времени отрыва акустической волны от диффузационной волны электронов, времени поверхностной рекомбинации электронов и времени пробега звука по области пространственного разделения электронов и дырок (п. 3.3). Отметим также, что укорочение длительности акустических импульсов могут вызывать внешние поля, способствующие удержанию фотогенерируемых носителей вблизи поверхности. В частности, речь может идти о дрейфе электронов в электрическом поле положительно заряженной поверхности (в области приповерхностного изгиба зон полупроводника) (п. 3.3).

3.1. Термоупругое возбуждение акустических волн. В случае, когда генерация волн деформации инициируется термоупругими напряжениями (тепловым расширением или сжатием вещества), акустические источники могут быть описаны соотношением [79, 80]

$$G = G_T = K\beta T, \quad (3.6)$$

где K — модуль всестороннего сжатия, β — коэффициент объемного расширения, T — приращение температуры кристалла. В интересующем нас процессе лазерной генерации звука изменение температуры вещества связано с германизацией части поглощенной оптической энергии.

Простейшее описание диффузационной теплопроводности, инициированной поглощением лазерного излучения, имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho c} W, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad T \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0;$$

здесь χ — коэффициент температуропроводности, c — удельная теплоемкость, $W(z, t)$ — объемная плотность термализованной энергии. С помощью интегральных преобразований (3.3) решение задачи (3.7) достаточно представить в форме

$$\hat{T}(\omega, p) = \frac{1}{\rho c \chi (p^2 - p_\chi^2)} \left(\frac{p}{p_\chi} \hat{W}(\omega, p_\chi) - \hat{W}(\omega, p) \right), \quad (3.8)$$

где $p_\chi = \sqrt{-i\omega/\chi}$; здесь и далее мы будем использовать обозначение $\sqrt{}$ для корня с положительной действительной частью.

Для дальнейшего продвижения в анализе мы воспользуемся опять же простейшей моделью для описания распределения в пространстве интенсивности I лазерного излучения

$$I = (1 - R) I_1 f(t) \exp(-\alpha z);$$

α и R — коэффициенты отражения и поглощения света, I_1 — интенсивность излучения, падающего на поверхность $z = 0$, а функция $f(t)$ описывает огибающую лазерного импульса. Тогда, в случае мгновенной термализации поглощенной оптической энергии $W = \alpha I$, а

$$\hat{W}(\omega, p) = (1 - R) I_1 \frac{\alpha}{\alpha + p} \tilde{f}(\omega). \quad (3.9)$$

С помощью (3.8), (3.9) спектр деформации (3.5) в случае термоупругой генерации звука удается представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{U}_T(\omega) = & - \frac{(1 - R) K \beta}{c p^2 c_a^3} \frac{(-i\omega) m_\chi \omega_\chi}{\omega_\chi + i\omega} \times \\ & \times \left[\frac{\omega_\chi}{\omega^2 + m_\chi^2 \omega_\chi^2} + \frac{1}{\sqrt{-i\omega} (m_\chi \omega_\chi^{1/2} + \sqrt{-i\omega})} \right] I_1 \tilde{f}(\omega). \end{aligned} \quad (3.10)$$

В записи (3.10) введено обозначение $\omega_\chi = c_a^2 / \chi$ для частоты, на которой сравниваются модули волновых векторов акустической и температурной волн. Эта характерная частота не зависит от параметров оптического воздействия. В исследуемой системе существуют и другие "внутренние" характерные частоты: $\omega_\alpha = \alpha c_a$ равна обратному времени пробега звуком области поглощения света, а частота $\omega_T = \alpha^2 \chi$ равна обратному времени остывания этой области. Так как коэффициент поглощения света может существенно зависеть от его длины волны, то частоты ω_T и ω_α могут изменяться при изменении частоты лазерного излучения. Важно, что они связаны с ω_χ единственным безразмерным параметром $m_\chi = \alpha \chi / c_a$ ($\omega_\alpha = m_\chi \omega_\chi$, $\omega_T = m_\chi^2 \omega_\chi$) [77, 81], который и использован в записи решения (3.10). Параметр m_χ равен отношению характерных времен ухода звука и тепла из области поглощения света.

Нетрудно видеть, что в силу (3.10) спектр $\tilde{U}(\omega)$ оптоакустического импульса можно представить в виде произведения

$$\tilde{U}(\omega) = K^0 K^1(\omega) I_1 \tilde{f}(\omega) \quad (3.11)$$

спектра $I_1 \tilde{f}(\omega)$ временной огибающей интенсивности лазерного импульса на функцию $K(\omega) \equiv K^0 K^1(\omega)$, определяемую параметрами среды (некоторые из которых, правда, могут зависеть от энергии $h\nu_L$ используемых оптических квантов). Не зависящий от частоты ω коэффициент K^0 всегда можно выбрать таким образом, чтобы функция $K(\omega)$ была безразмерной и нормированной на величину порядка единицы ($\max |K^1(\omega)| \lesssim 1$). Именно функция $K^1(\omega)$ определяет относительную эффективность трансформации различных частот из

спектра $I_1 \tilde{J}(\omega)$ в акустические. В настоящем обзоре мы будем использовать термин "спектральная передаточная функция оптоакустического (ОА) преобразования" [77, 82, 83] как для $K(\omega)$, так и для $K^1(\omega)$.

В соответствии с представлением (3.11) для того, чтобы спектр ОА сигнала $\tilde{U}(\omega)$ содержал высокочастотные компоненты (а, следовательно, акустический импульс был бы коротким по длительности) как минимум необходимо, чтобы столь высокие частоты имелись в спектре интенсивности лазерного импульса $I_1 \tilde{J}(\omega)$. Реально это означает, что для генерации импульсов деформации с характерной длительностью τ_a во всяком случае нужно использовать лазерные импульсы с длительностью $\tau_L \leq \tau_a$. Однако этого недостаточно. Необходимо также, чтобы высокочастотные компоненты спектра огибающей интенсивности света эффективно трансформировались спектральной передаточной функцией $K(\omega)$ в акустические компоненты.

Если для определенности полагать, что лазерный импульс имеет гауссову форму с характерной длительностью $\tau_L(f(t) \sim \exp[-(2t/\tau_L)^2])$, то спектр огибающей $\tilde{J}(\omega) \sim \exp[-(\tau_L \omega / 4)^2]$ фактически содержит компоненты вплоть до частоты $\omega_L = 4\tau_L^{-1}$. Следовательно, для генерации акустических импульсов с длительностью $\tau_a \sim \tau_L$ функция $K(\omega)$ должна эффективно "передавать" частоты порядка $\omega_L = 4\tau_L^{-1}$.

Согласно (3.11) характерная форма спектральной передаточной функции термоупругого ОА преобразования зависит от единственного параметра m_χ . Ее вид может быть существенно упрощен в двух предельных физических ситуациях ($m_\chi \ll 1$ и $m_\chi \gg 1$).

Если область поглощения света является термически толстой на частоте ω :

$$\omega \gg \omega_T = m_\chi^2 \omega_\chi, \quad (3.12)$$

то

$$K_T^1(\omega) \approx \frac{(-i\omega)m_\chi \omega_\chi}{\omega^2 + m_\chi^2 \omega_\chi^2} = \frac{(-i\omega)\omega_\alpha}{\omega^2 + \omega_\alpha^2}. \quad (3.13)$$

В соответствии с (3.13) наиболее эффективное ОА преобразование реализуется на частоте $\omega = \omega_\alpha$ (в полосе частот $(e - \sqrt{e^2 - 1})\omega_\alpha \leq \omega \leq (e + \sqrt{e^2 - 1})\omega_\alpha$ по уровню $1/e$). Следовательно, соотношение (3.13) корректно описывает передаточную функцию, если ω_α удовлетворяет неравенству (3.12), т.е. $m_\chi \ll 1$. В рассматриваемом режиме для лазерной генерации импульсов деформации с длительностью τ_a необходимо, чтобы функция $K_T^1(\omega)$ не обрезала высокочастотные компоненты. Для этого необходимо добиваться выполнения условия $\omega_\alpha \gtrsim \omega_a$ путем увеличения α и c_a .

Профиль акустического импульса в режиме $m_\chi \ll 1$ определяется с помощью (3.13), (3.11) и обратного преобразования Фурье (3.4). Он имеет характерный симметричный биполярный вид (рис. 18). Форма ОА сигналов особенно просто описывается в случае $\omega_L \gg \omega_\alpha$:

$$U_T(\tau) = -\frac{K_T^0}{2} I_1(\omega_\alpha \tau_L) \frac{\tau}{|\tau|} \exp(-\omega_\alpha |\tau|). \quad (3.14)$$

Характерная длительность каждой фазы импульса (3.14) равна времени пробега звуком области поглощения света $\tau_a = \omega_a^{-1}$. Отметим, что режим $\omega_L \gg \omega_a$ практически всегда реализуется при использовании субпикосекундных импульсов света, так как при $\tau_L \lesssim 1$ пс имеет место оценка $\omega_L \gtrsim 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а при типичных ограничениях на величины $\alpha \lesssim 10^6 \text{ см}^{-1}$ и $c_a \lesssim 5 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ оказывается $\omega_a \lesssim 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ [30, 32, 33]. Профили акустических импульсов вида (3.14) были восстановлены при обработке результатов эксперимента [33]. Расчеты профилей импульсов деформации при произвольном соотношении между ω_a и ω_L в режиме $m_\chi \ll 1$ проведены в работах (84 — 86]. Рис. 18 иллюстрирует характер трансформации профилей импульсов де-

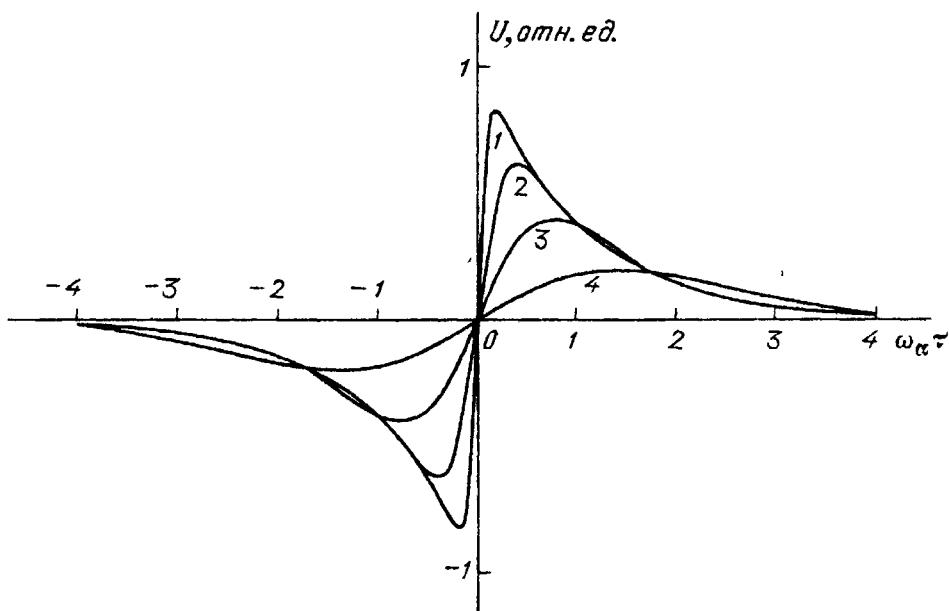


Рис. 18. Профили ОА импульсов, возбуждаемых термоупруго вблизи свободной границы при различных значениях параметра $\omega_a/\omega_L = 0,2$ (1), 0,6 (2), 1,4 (3) и 3 (4)

формации по мере увеличения параметра ω_a/ω_L в случае лазерного импульса гауссовой формы (и $\beta > 0$). По мере увеличения параметра ω_a/ω_L относительная длительность переходной области от фазы сжатия к фазе разрежения ($\sim \tau_L$) растет. В предельном случае $\omega_a/\omega_L \gg 1$ профиль ОА импульса в соответствии с (3.11), (3.13) определяется производной от профиля лазерного

$$U_T(\tau) = K_T^0 \frac{I_1}{\omega_a} \frac{\partial}{\partial \tau} f(\tau),$$

а его длительность определяется длительностью оптического воздействия.

Если область поглощения является термически тонкой на частоте ω :

$$\omega \ll \omega_T = m_\chi^2 \omega_\chi, \quad (3.15)$$

то

$$K_T^1(\omega) = \frac{\sqrt{-i\omega} \omega_\chi^{1/2}}{\omega_\chi + i\omega} \quad (3.16)$$

и максимум передаточной функции реализуется при $\omega = \omega_\chi (|K_T^1| \sim \omega^{1/2}$ при $\omega \ll \omega_\chi$ и $|K_T^1| \sim \omega^{-1/2}$ при $\omega \gg \omega_\chi$). Поэтому, в силу (3.15) описание (3.16) корректно при $m_\chi \gg 1$, то есть в том случае, когда тепло распространяется на расстояния порядка α^{-1} быстрее продольного звука. Сверхзвуковой может быть электронная теплопроводность в металлах. В этом случае для укорочения термоупругих ОА импульсов необходимо одновременно увеличивать ω_L и $\omega_\chi = c_a^2/\chi$. Профиль импульса деформации, описываемый соотношениями (3.4), (3.11), (3.16) существенно зависит от соотношения ω_L и ω_χ , то есть от того является ли на частотах ω_L теплопроводность дозвуковой или сверхзвуковой. Если теплопроводность на этих частотах медленная $\omega_\chi/\omega_L \gg 1$, то при расчете профиля ОА импульса можно использовать приближение $K_T^1 \approx \sqrt{-i\omega/\omega_\chi}$. Профиль акустического импульса оказывается биполярным (рис. 19, кривая 1). Длительность первой фазы акустического импульса не

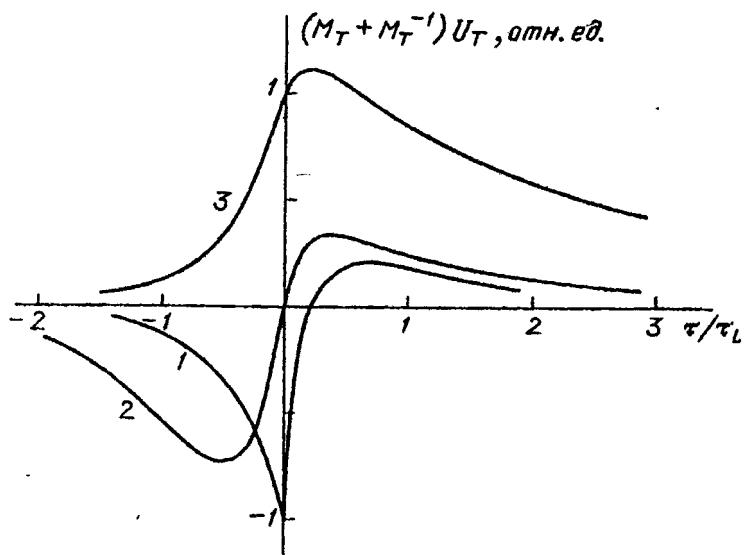


Рис. 19. Профили ОА импульсов, возбуждаемых термоупруго при различных значениях параметра $M_T = (\omega_\chi \tau_L)^{-1/2} \ll 1$ (1), -1 (2) и $\gg 1$ (3)

превышает длительности лазерного воздействия ($\tau_a \leq \tau_L$). Если же теплопроводность быстрая $\omega_\chi/\omega_L \ll 1$, то вместо (3.16) можно использовать $K_T^1 \approx -\sqrt{\omega_\chi/(-i\omega)}$, а импульс деформации оказывается однополярным (рис. 19, кривая 3). На рис. 19 представлены результаты аналитических расчетов профилей ОА импульсов для лазерного воздействия, модулированного по закону $f(t) = \exp(-2|t|/\tau_L)$ [77, 87].

Деформации нормированы на величину $(-K_T^0 I_1) = (1 - R) K \beta I_1 / c \rho^2 c_a^3$. Анализ [87] показывает, что трансформация профиля импульса деформации по мере увеличения параметра $M_T = (\omega_\chi \tau_L)^{-1/2}$ происходит за счет преимущественного падения при $M_T > 1$ эффективности возбуждения первой фазы акустического сигнала. По физическому смыслу параметр M_T — число Маха температурной волны с характерной частотой τ_L^{-1} . При сверхзвуковых ско-

ростях расширения нагретой области ($M_t > 1$) эффективность возбуждения акустических волн, распространяющихся сразу после генерации в глубь кристалла, резко падает ($\sim M_t^{-2}$ при $M_t \gg 1$). Именно эти волны формируют ведущий фронт импульса деформации. При $M_t \gg 1$ форма сигнала перестает зависеть от M_t , однако его длительность в несколько (4—5) раз превосходит длительность лазерного воздействия (рис. 19, кривая 3). Можно показать, что профиль ОА импульса в этом пределе подобен зависимости температуры поверхности ($z = 0$) от времени. Фактически быстрая теплопроводность столь сильно сглаживает пространственные неоднородности температуры, что генерация звука в объеме кристалла становится неэффективной.

Если в исследуемом материале реализуется чисто фононная теплопроводность, то уравнение (3.7) не может быть использовано на частотах $\omega \gtrsim \omega_\chi$, так как оно не описывает существования предельной скорости фононной теплопроводности c_t . Во всяком случае c_t не превосходит скорости самых быстрых (продольных) акустических волн: $c_t \leq c_a$. В этом случае традиционно используют [88, 89] обобщенное уравнение теплопроводности [90]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\chi}{c_t^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho c} W; \quad (3.17)$$

Решение уравнения (3.17) с граничными условиями из (3.7) по-прежнему описывается соотношением (3.8), в котором, однако, число p_χ , пропорциональное волновому числу температурной волны, модифицируется; $p_\chi = \sqrt{(-i\omega/\chi) - (\omega^2/c_t^2)}$. Наиболее наглядно роль проведенного уточнения прослеживается при анализе термоупругой генерации звука вблизи жесткой границы ($u(z = 0) = 0$) в предельном случае поверхностного поглощения света ($\alpha \rightarrow \infty$). В этом случае спектральная передаточная функция принимает вид

$$K_t^1 \approx \frac{\omega_\chi}{\omega_\chi + i\Delta\omega}; \quad (3.18)$$

здесь использовано как и ранее обозначение $\omega_\chi = c_a^2/\chi$, а $\Delta = 1 - (c_a^2/c_t^2)$ — относительная расстройка скоростей температурной и звуковой волны. Однако характерная частота ω_χ не сохранила прежнего физического смысла; так как при $c_t \leq c_a$ волновые числа температурной и звуковой волн могут сравняться только при $\omega \rightarrow \infty$ (и только в случае $c_t = c_a$). В силу (3.18) при изменении соотношения между c_t и c_a изменяется положение полюса передаточной функции на комплексной плоскости ω . Это приводит к существенной трансформации профилей акустических импульсов. Пусть лазерное воздействие достаточно короткое во времени:

$$\omega_L \gg \omega_\chi / |\Delta|.$$

Тогда, если предельная скорость распространения тепла сверхзвуковая (например, в случае (3.7) $c_t = \infty$), то профиль ОА импульса описывается следующим образом:

$$U_t(\tau) = \frac{1}{2} K_t^0 I_1 \frac{\omega_\chi}{\Delta} \left(1 - \frac{\tau}{|\tau|}\right) \exp \frac{\omega_\chi}{\Delta} \tau.$$

Характерная длительность импульса $\tau_a = \Delta/\omega_x$ определяется быстрым пространственным расширением области локализации термоупругих источников в случае $\Delta > 0$.

Если же предельная скорость распространения тепла дозвуковая (например, для учета возможности существования второго звука [90] полагают $c_T = c_a/\sqrt{3} < c_a$), то профиль ОА сигнала описывается соотношением

$$U_T(\tau) = \frac{1}{2} K_T^0 I_1 \frac{\omega_x \tau_L}{\Delta \tau} \left(1 + \frac{\tau}{\tau_L}\right) \exp \frac{\omega_x}{\Delta} \tau.$$

Длительность акустического импульса определяется теперь медленным остыvанием приповерхностной области в случае $\Delta < 0$. В этом режиме термоупругие источники быстро (мгновенно) включаются при лазерном воздействии, но исчезают лишь за конечное время.

При низких (гелиевых) температурах даже в кристаллах макроскопических размеров возможна баллистическая фононная теплопроводность [91, 92]. В этом процессе перенос энергии тепловых колебаний решетки осуществляется акустическими фенонами, распространяющимися без столкновений. При импульсном нагреве поверхности кристалла фронт потока неравновесных фононов продольной поляризации распространяется в глубь образца со скоростью c_a . Однако для анализа термоупругой генерации звука при нестационарной баллистической фононной теплопроводности рассмотренное выше описание (3.4), (3.6), (3.17) должно быть существенно изменено. Вместо уравнения температуропроводности (3.17) необходимо использовать кинетические уравнения для функции распределения фононов различных поляризаций [93, 77], так как понятие температуры в традиционном смысле для неравновесных фононных распределений ввести нельзя. В этой ситуации особенно полезно трактовать возбуждение регулярных волн деформации как результат взаимодействия случайных (тепловых) волн на квадратичной нелинейности упругой среды [38, 77]. Источники волн деформации оказываются непосредственно зависящими от функций распределения неравновесных фононов. Например, если учитывать лишь фононы продольной поляризации, то вместо (3.6) следует использовать [38, 77, 94]

$$G_T = (2\pi)^{-3} \int \hbar c_a k (\epsilon_2 + \epsilon_1 \xi^2) N(\mathbf{k}, t) d^3 k; \quad (3.19)$$

здесь \mathbf{k} — волновой вектор фонона, $k \equiv |\mathbf{k}|$, ξ — косинус угла между \mathbf{k} и осью z , N — функция распределения, безразмерные параметры ϵ_1 и ϵ_2 связаны с модулями упругости второго и третьего порядка.

Наиболее интересной особенностью баллистической фононной теплопроводности является следующая: вне области лазерной генерации фононов, спустя время большее времени их генерации и времени пробега звука по области генерации фононов в источниках когерентных волн деформации (3.19) преобладает синхронная компонента. Мы имеем в виду, то обстоятельство, что при указанных условиях правая часть волнового уравнения для деформации в системе координат движущейся со скоростью звука имеет постоянную форму. Правда в плоской геометрии задачи амплитуда источников убывает при удалении от облучаемой поверхности ($\sim z^{-1} \partial \Phi / \partial t$).

Таким образом, имеются источники, распространяющиеся точно со звуковой скоростью (синхронные). Возбуждаемые водны деформации не отрываются от фронта потока неравновесных фононов. Поэтому решение (3.4)

справедливое вне области локализации источников в данном случае использовать нельзя. Решение (3.4), (3.5) может Однако быть полезным и в этом случае. Если модифицировать источники $G \rightarrow G[1 - \theta(z - z_0)]$, то представление (3.4), (3.5) будет описывать все волны, возбуждаемые в области $0 \leq z \leq z_0$. При таком подходе синхронно возбуждаемая компонента волны деформации на расстоянии z_0 описывается точно. По этой же причине, по-видимому, не является корректным исследование на основе (3.4), (3.5) термоупругой генерации звука в том случае, когда в модели (3.17) $c_T = c_a$.

Анализ точного решения волнового уравнения [38, 77, 94] показывает, что на расстояниях от границы кристалла, существенно превосходящих пространственный размер возбуждаемого импульса деформации, основной вклад в ОА сигнал ($\sim \ln z \cdot \Phi(\tau)$) дают синхронные источники. Амплитуда волны деформации, локализованной на фронте потока баллистических фононов медленно (логарифмически) растет при удалении от границы. Длительность возбуждаемого ОА импульса определяется либо временем пробега звуком области генерации фононов, либо временем их генерации (фактически максимальным из этих времен) [77]. Баллистическая фононная теплопроводность не уширяет ОА импульсы. Важно также, что генерация продольного звука на фронте теплового импульса поперечных фононов, которые распространяются со скоростью $\sim c_a/2$ не является синхронной. Поэтому на больших расстояниях вкладом в когерентную акустическую волну от поперечных фононов можно пренебречь.

Отметим, что синхронный характер взаимодействия тепловых импульсов и волн деформации может приводить к необходимости учета самовоздействия когерентного звука и его обратного влияния на распространение фононов. Простейшая модель описания этих процессов рассматривалась в работе [95].

3.2. Концентрационно-деформационный механизм возбуждения звука. Генерация звука в кристаллах может быть вызвана модуляцией концентрации свободных носителей заряда [76]. Глубокая модуляция концентрации носителей может быть достигнута с помощью межзонного поглощения света, так как в этом случае одновременное рождение в данной точке пространства электрона и дырки не нарушает электронейтральности среды. Следовательно, кулоновское взаимодействие не препятствует существованию таких пространственно неоднородных распределений носителей ($n^e = n^h \equiv n$ — концентрации носителей, индекс $m = e, h$ здесь и далее используется для величин, относящихся к электронам и дыркам соответственно).

Если при поглощении оптических квантов рождаются свободные носители с конечным временем жизни (и, следовательно, германизация всей поглощенной световой энергии не является мгновенной), то наряду с термоупругим действует деформационный [96] (электронный [33, 97], концентрационно-деформационный [38, 85]) механизм возбуждения звука:

$$G = G_T + G_n = K\beta T - dn. \quad (3.20)$$

В соотношении (3.20) как и ранее обозначение d используется для суммарной константы деформационного потенциала электронов и дырок ($d = d^e + d^h$). Здесь для простоты в модели изотропного твердого тела пренебрегается тензорным характером деформационного потенциала $d_{ij} \rightarrow d\delta_{ij}$,

что справедливо для сферических энергетических поверхностей носителей заряда [76, 98].

Простейшая модель описания полей температуры и концентрации фотогенерируемых при межзонном поглощении света свободных носителей такова [39, 78, 99]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{n}{\tau_R} + \frac{W}{\hbar \nu_L}, \quad \frac{\partial n}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad n \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \left(1 - \frac{E_g}{\hbar \nu_L} \right) \frac{W}{\rho c} + \frac{E_g}{\rho c} \frac{n}{\tau_R}; \quad (3.22)$$

здесь D — коэффициент амбиполярной диффузии квазинейтральной электронно-дырочной (ЭД) плазмы, τ_R — время безызлучательной рекомбинации электронов и дырок. Основное отличие уравнения (3.22) от (3.7) в предположении, что только $(\hbar \nu_L - E_g)/\hbar \nu_L$ часть поглощенной оптической энергии термализуется мгновенно при релаксации электронов к дну зоны проводимости и дырок к дну валентной зоны. Остальная же часть энергии трансформируется в тепловое движение атомов лишь при рекомбинации ЭД пар (последнее слагаемое в правой части уравнения (3.22)). Вследствие этого пространственно-временные характеристики термоупругих источников звука могут существенно зависеть от динамики ЭД плазмы. Интересный предельный случай, когда длительность термоупругого возбуждаемого импульса деформации определяется временем пробега звуком области рекомбинационного нагрева ($\tau_a \sim \sqrt{D\tau_R}/c_a$) проанализирован в работе [100]. Фактически расстояние $\sqrt{D\tau_R}$, на которое диффундируют неравновесные носители за время их жизни, при определенных условиях [77] может играть роль α^{-1} в спектральной передаточной функции вида (3.13).

Наиболее существенные предположения, использованные в линеаризованной модели (3.21), (3.22), — пренебрежение поверхностной рекомбинацией ЭД пар [78], излучательной объемной рекомбинацией [99]. Тем не менее она оказывается весьма полезной для качественного объяснения ряда оптоакустических экспериментов [85, 101].

Уравнение (3.21) совместно с (3.20), (3.4), (3.5) позволяет изучить особенности генерации сверхкоротких ОА импульсов за счет концентрационное деформационного механизма. Важно, что анализ и оценки для типичных полупроводников [39, 77, 99] указывают на преобладание электронного механизма над термоупругим в области частот $\omega \geq \omega_R = \tau_R^{-1}$. Следовательно, роль электронного механизма становится все более существенной по мере продвижения к лазерной генерации все более коротких акустических импульсов.

Интегральные преобразования (3.3) позволяют представить решение задачи (3.21) в виде

$$\hat{n}(\omega, p) = \frac{1}{\hbar \nu_L D(p^2 - p_D^2)} \left(\frac{p}{p_D} \hat{W}(\omega, p_D) - \hat{W}(\omega, p) \right), \quad (3.23)$$

где $p_D = \sqrt{(\omega_R - i\omega)/D}$. Далее при подстановке G_n (3.20) в (3.5) с помощью (3.23) получаем

$$\tilde{U}_n = \frac{(1-R)d}{\hbar\nu_L \rho c_a^3} \frac{(-i\omega)^2 m_D \omega_D}{\omega_D(\omega_R - i\omega) + \omega^2} \times \times \left[\frac{\omega_D}{\omega^2 + m_D^2 \omega_D^2} + \frac{1}{\sqrt{\omega_R - i\omega} (m_D \omega_D^{1/2} + \sqrt{\omega_R - i\omega})} \right] I_i \tilde{f}(\omega); \quad (3.24)$$

здесь введена характерная частота $\omega_D = c_a^2/D$, на которой сравниваются волновые числа акустической и концентрационной волн в отсутствие рекомбинации носителей ($\tau_R = \infty$). Безразмерный параметр $m_D = \alpha D/c_a$ равен отношению времен ухода звука и свободно ($\tau_R = \infty$) диффундирующих носителей из области поглощения света. Качественный вид спектральной зависимости (3.24) не совпадает при замене $D \rightarrow \chi$ с (3.10) только из-за наличия дополнительной характерной частоты $\omega_R \neq 0$, появляющейся из-за конечности времени жизни неравновесных ЭД пар. Важно, что рекомбинация ограничивает и пространственное движение носителей.

Если область поглощения света является диффузионно толстой на частоте ω :

$$|\omega_R - i\omega| \gg m_D^2 \omega_D \equiv \omega_n = \alpha^2 D, \quad (3.25)$$

то (3.24) определяет следующий вид спектральной передаточной функции концентрационно-деформационного ОА преобразования [42, 77]:

$$K_n^1(\omega) = \frac{(-i\omega)^2 m_D \omega_D}{(\omega_R - i\omega)(\omega^2 + m_D^2 \omega_D^2)} = \frac{(-i\omega)^2 \omega_\alpha}{(\omega_R - i\omega)(\omega^2 + \omega_\alpha^2)}. \quad (3.26)$$

При $\omega_R < \omega_\alpha = \alpha c_a$ ситуация незначительно отличается от (3.13) в том смысле, что $|K_n^1(\omega)|$ (3.26), так же как $|K_T^1(\omega)|$ (3.13) имеет максимум на частоте $\omega \sim \omega_\alpha$. Соответственно, в силу (3.25) в этом случае описание (3.26) справедливо при $m_D \ll 1$. Для укорочения ОА импульсов в этом режиме наряду с увеличением ω_L в первую очередь необходимо увеличивать ω_α .

Но в случае электронного механизма ОА эффекта существует и другая возможность укорочения τ_a . Дело в том, что при $\omega_R > \omega_\alpha$ падение эффективности ОА преобразования согласно (3.26) начинается только при $\omega > \omega_R > \omega_\alpha$ ($|K_n^1| \sim \omega^2$ при $\omega \ll \omega_\alpha$, $|K_n^1| \sim \text{const}$ при $\omega_\alpha \lesssim \omega \lesssim \omega_R$ и $|K_n^1| \sim \omega^{-1}$ лишь при $\omega \gg \omega_R$). Следовательно, в случае электронного механизма для генерации коротких импульсов деформации с длительностью τ_a можно использовать сравнительно глубоко проникающее излучение ($\omega_\alpha \ll \omega_a$), если рекомбинация носителей быстрая ($\omega_R \sim \omega_a$) [39]. В этом случае фактически используется возможность быстрого рекомбинационного выключения источников акустических волн. Достаточно малые значения времени рекомбинации фотогенерируемых носителей могут быть реализованы в сильно легированных и аморфных полупроводниках [102]. Отметим, что в силу (3.25) при $\omega_R > \omega_\alpha$ описание (3.26) справедливо, если $\omega_R \gg \alpha^2 D$, то

есть длина диффузии носителей за время их жизни $\sqrt{D\omega_R^{-1}}$ существенно меньше длины поглощения света α^{-1} .

Аналитические расчеты профилей импульсов деформации при произвольном соотношении между ω_L и характерными частотами ω_α, ω_R в спектральной передаточной функции (3.26) проведены в работах [85, 86]. Здесь же мы приведем лишь наглядное описание профиля ОА импульса в предельном случае $\omega_\alpha \ll \omega_R \ll \omega_L$:

$$U_n(\tau) = \frac{K_n^0}{2} I_1 \omega_\alpha \tau_L \left(1 + \frac{\tau}{|\tau|}\right) \exp(-\omega_R \tau). \quad (3.27)$$

Следовательно, в этом режиме длительность акустического импульса равна времени рекомбинации ЭД пар ($\tau_L = \tau_R$).

Если область поглощения света является диффузионно тонкой на частоте ω :

$$|\omega_R - i\omega| \ll m_D^2 \omega_D \equiv \omega_n = \alpha^2 D, \quad (3.28)$$

то

$$K_n^1(\omega) \approx \frac{(-i\omega)^2 \omega_D^{1/2}}{\sqrt{\omega_R - i\omega} [\omega_D(\omega_R - i\omega) + \omega^2]}. \quad (3.29)$$

При $\omega_R < \omega_D$ спектральная передаточная функция (3.29) фактически подобна (3.16): максимальная эффективность преобразования реализуется на частотах $\omega \sim \omega_D$ при совпадении скоростей звука и концентрационной волны, нерекомбинирующих ($\omega_R < \omega_D \sim \omega$) носителей. Описание (3.29) в этом случае справедливо, если $m_D \gg 1$. Для укорочения ОА импульсов в таком режиме необходимо увеличивать ω_D (уменьшать подвижность носителей). В типичных полупроводниках даже при комнатных температурах $D \gtrsim 10 \text{ см}^2/\text{с}$ и, следовательно, $\omega_D \lesssim 2,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Существенно ослабить это ограничение, по-видимому, можно только в аморфных полупроводниках.

Однако уменьшить длину диффузии можно, не только уменьшая подвижность носителей, но и уменьшая время их жизни. При $\omega_R > \omega_D$ падение эффективности ОА преобразования начинается лишь при $\omega > \omega_R$. Описание же (3.29) в этой ситуации корректно при условии $\omega_R \ll \omega_n = \alpha^2 D$ более жестком, чем $m_D \gg 1$.

Таким образом, уменьшение времени рекомбинации и в этом случае можно использовать для укорочения ОА импульсов. Подчеркнем, однако, что увеличение $\omega_R = \tau_R^{-1}$ согласно (3.26), (3.29) приводит к уменьшению эффективности ОА преобразования (преимущественно на частотах $\omega < \omega_R$). Другими словами, укорочение импульсов деформации осуществляется не за счет увеличения эффективности преобразования высоких частот, а за счет подавления низких.

Поверхностная рекомбинация фотогенерируемых носителей может играть аналогичную роль в ОА возбуждении сверхкоротких акустических импульсов

за счет электронного механизма. Для наглядности описания влияния поверхностной рекомбинации будем пренебречь в уравнении (3.21) объемной рекомбинацией, полагая, что ω_R меньше остальных характерных частот в задаче.

В то же время в (3.21) поток носителей на границе $z = 0$ определим условием $D dn/dz = S n$, где S — скорость поверхностной рекомбинации. Тогда в случае поверхностного поглощения света ($\alpha \rightarrow \infty$) спектральная передаточная функция может быть представлена в виде [26, 87]

$$K_n^1(\omega) = \frac{(-i\omega)\omega_D^{1/2}}{(\omega_D + i\omega)(\omega_S^{1/2} + \sqrt{-i\omega})}; \quad (3.30)$$

здесь введено обозначение $\omega_S = S^2/D$ для частоты, на которой скорость концентрационной волны сравнивается со скоростью поверхностной рекомбинации. При $\omega_S < \omega_D$ максимальная эффективность ОА преобразования реализуется на частоте ω_D . Однако в силу (3.30) при $\omega_S > \omega_D$ убывание эффективности ОА преобразования начинается лишь при $\omega > \omega_S$. Условие $\omega_S > \omega_D$ равносильно $S > c_a$. Следовательно, сверхзвуковые скорости поверхностной рекомбинации способствуют возбуждению коротких импульсов деформации. Отметим, что весьма большие скорости поверхностной рекомбинации ($S \sim 10^6 - 3 \cdot 10^7$ см/с) наблюдались во многих экспериментах (в основном оптических) [103 — 105],

В наиболее интересном случае $\omega_D \ll \omega_L$, когда в отсутствие поверхностной рекомбинации ($\omega_S = 0$) ОА импульс уширяется из-за сверхзвуковой диффузии носителей, при расчете профиля импульса деформации $K_n^1(\omega)$ (3.30) можно упростить:

$$K_n^1(\omega) \approx -\frac{\omega_D^{1/2}}{\omega_S^{1/2} + \sqrt{-i\omega}}.$$

Это представление спектральной передаточной функции вместе с (3.11) явно демонстрирует, что при $\omega_S \gg \omega_L$ профиль импульса деформации, возбуждаемого вблизи свободной поверхности, должен быть подобен профилю лазерного импульса. На рис. 20 отражен процесс укорочения акустического импульса по мере увеличения числа Маха M_s движения носителей к поверхности ($M_s = S/c_a$). Расчеты проведены для модели $f(t) = \exp(-2|t|/\tau_L)$ [87]. На рис. 20 введено также число Маха M_D концентрационной волны на частоте τ_L^{-1} ($M_D = (\omega_D \tau_L)^{-1/2}$), а деформация нормирована на величину $K_n^0 I_i = = (1 - R)dI_i/hv_L \rho c_a^3$. Согласно рис. 20 при увеличении скорости поверхностной рекомбинации от $M_s \ll M_D$ (кривая 1) до $M_S \gg M_D$ (кривая 3) длительность ОА импульса уменьшается на уровне 1/2 приблизительно в 4 раза.

Отметим, что возможны ситуации, в которых торможение свободных носителей при их рассеянии на дефектах, ионизованных примесях, фонах не уравновешивает локально действия сил внутреннего давления фотогенерирующей ЭД плазмы [106]. Реализация гидродинамического (а не диффузионного) расширения ЭД плазмы наиболее вероятна при низких (гелиевых) темпера-

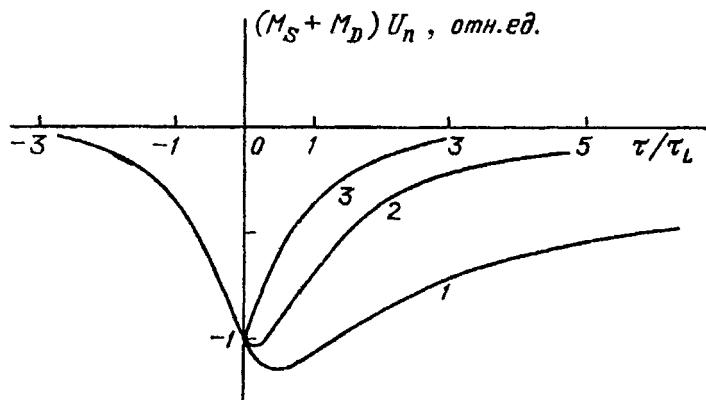


Рис. 20. Профили деформации в ОА импульсах при сверхзвуковой диффузии ЭД пар и различных значениях скорости поверхностной рекомбинации ($M_S = S/c_s$). $M_S = 0$, $M_D \gg \gg 1$ (1), $M_S = M_D \gg 1$ (2), $M_S \gg M_D \gg 1$ (3)

турах [106 — 108]. Простейшие модели описания генерации звука за счет электронного механизма при быстром гидродинамическом движении ЭД пар предложены в работах [109 — 111]. Характерной особенностью возбуждения волн деформации в этом режиме является преимущественная локализация источников звука на фронте расширяющейся ЭД плазмы [109, 110]. Форма профиля ОА импульсов существенно определяется зависимостью скорости движения фронта плазмы от времени [109]. Сложность детального анализа процесса связана как с квазисинхронным характером генерации когерентных акустических волн при околозвуковых скоростях фронта [110, 111], так и с вынужденным характером излучения фонов при сверхзвуковых скоростях его движения [112]. В обоих случаях существенно обратное (тормозящее) влияние возбуждаемых акустических волн на расширение ЭД плазмы [110, 112].

В заключение настоящего раздела укажем, что сверхкороткие звуковые импульсы, генерируемые за счет концентрационно-деформационного механизма, были зарегистрированы в а-As₂Te₃ [33]. Отметим также: уже известны указания на то, что использованное при записи уравнений (3.21) предположение о мгновенности релаксации носителей к дну энергетических зон может нарушаться в оптоакустических экспериментах. Согласно неопубликованным данным авторов работы [113] скорость пространственного расширения фотогенерируемой ЭД плазмы зависит от величины превышения энергией оптического кванта $h\nu_L$ ширины запрещенной зоны кристалла E_g .

3.3. Лазерное инициирование пьезогенерации звука. Нарушение нейтральности ЭД плазмы ($n^e \neq n^h$), возможное на высоких частотах, которое не учитывалось в разделе 3.2, играет принципиальную роль при оптическом воздействии на пьезокристаллы, так как приводит в действие дополнительный механизм возбуждения звука. Электрическое поле E , возникающее при пространственном разделении электронов и дырок (из-за их различной подвижности) деформирует кристалл в результате обратного пьезоэффекта [76, 77, 96, 114]:

$$G = G_T + G_n + G_E, \quad G_E = -eE; \quad (3.31)$$

здесь e — эффективный пьезомодуль при действии электрического поля вдоль оси z .

В простейших моделях описания внутреннего макроскопического электрического поля E пренебрегают прямым пьезоэффектом, полагая электромеханическую связь слабой. Без учета пьезополей, возникающих при деформации кристалла, уравнение для E имеет вид

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial z} = Q_V, \quad E = 0, \quad \underset{z=0}{E} = 0; \quad \underset{z \rightarrow \infty}{E} = 0; \quad (3.32)$$

здесь ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость.

В задаче (3.32) предполагается, что поверхность $z = 0$ не заряжена, что согласуется с последующим пренебрежением поверхностной рекомбинацией электронов к дырок. В дальнейшем пренебрегается и объемной рекомбинацией электронов и дырок, которая при необходимости может быть учтена по аналогии с разделом 3.2 [96, 114, 115]. Тогда для объемной плотности заряда Q_V в (3.32) справедливо представление

$$Q_V = -Q_0(n^e - n^h), \quad (3.33)$$

где Q_0 — абсолютная величина заряда электрона. Для описания диффузионного разделения электронов и дырок мы будем использовать уравнения, ли-неаризованные по малым отклонениям концентраций свободных носителей заряда от их равновесных значений $n_0^m (n^m \equiv n_0^m + n^m, |n^m| \ll n_0^m)$:

$$\frac{\partial n^m}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 n^m}{\partial z^2} \pm \mu_m n_0^m \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{W}{h\nu_L}. \quad (3.34)$$

Условия отсутствия потоков носителей через поверхность кристалла имеют вид

$$j^m = -D_m \frac{\partial n^m}{\partial z} \underset{z=0}{\mp} \mu_m n_0^m E = 0. \quad (3.35)$$

С помощью (3.32) и (3.33) уравнения (3.34) удобно представить в форме

$$\frac{\partial n^m}{\partial t} = D_m \frac{\partial^2 n^m}{\partial z^2} \mp \omega_{Mm} (n^e - n^h) + \frac{W}{h\nu_L}. \quad (3.36)$$

Уже из сравнения (3.36) и (3.21) видно, что частоты максвелловской релаксации зарядов ($\omega_{Mm} \equiv \mu_m n_0^m Q_0 / \epsilon \epsilon_0$) могут при пьезогенерации звука играть роль, аналогичную частоте и рекомбинации ω_R в случае электронного механизма. Однако в отличие от рекомбинации, которая препятствует росту концентрации ЭД плазмы, максвелловская релаксация препятствует нарушению электронейтральности (отклонению n^e от n^h).

В предельном случае квазинейтральной ЭД плазмы ($n^e \approx n^h \approx n$) электрическое поле E , возникающее в системе, должно обеспечивать совместное движение электронов и дырок ($j^e \approx j^h$). Указанные условия $n^e = n^h$, $j^e = j^h$ позволяют найти это поле (называемое полем Дембера) непосредственно с помощью (3.35):

$$E \equiv E_D = - \frac{D_e - D_h}{\mu_e + \mu_h} \frac{1}{n_0} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (3.37)$$

Концентрация же квазинейтральной плазмы n в (3.37) определяется уравнением амбиполярной диффузии (3.21). Генерация сдвиговых акустических волн полем Дембера рассматривалась в работе [116], продольных — в [77].

Прежде чем перейти к результатам исследования пьезовозбуждения звука, отметим, что описание динамики носителей на основе уравнений (3.32) — (3.35) может быть необходимым на высоких частотах и при анализе концентрационно-деформационного механизма (раздел 3.2). Влияние пространственного разделения электронов и дырок может быть особенно существенно в случае, когда деформационные потенциалы d^e и d^h имеют разные знаки.

Общее решение задачи (3.31) — (3.35) получено с помощью интегральных преобразований (3.3) в работе [42]. Описание спектра $\tilde{U}_E(\omega)$ (3.5) импульса деформации, возбуждаемого за счет обратного пьезоэффекта, существенно упрощается в случае, когда подвижные дырки создаются только при фотовозбуждении кристалла ($n_0^h \equiv 0$). Для традиционной модели (3.9) оптических источников спектр ОА импульса (при $n_0^h \equiv 0$) удается представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{U}_E(\omega) = & \frac{(1-R)eQ_0(D_e - D_h)}{\hbar v_L \epsilon \epsilon_0 \rho c_a^4} \frac{\omega_a^2}{\omega^2 + \omega_a^2} \times \\ & \times \frac{(-i\omega)\omega_{De}\omega_{Dh}}{[\omega^2 + \omega_{De}(\omega_{Me} - i\omega)](\omega_{Dh} + i\omega)} I_1 \tilde{f}(\omega). \end{aligned} \quad (3.38)$$

В формуле (3.38) выделены характерные частоты $\omega_{Dm} = c_a^2/D_m$, физический смысл которых аналогичен смыслу частоты ω_D (раздел 3.2). Пропорциональность ОА сигнала (3.38) разности коэффициентов диффузии электронов и дырок указывает на диффузионный характер разделения зарядов.

В силу (3.38) в спектральной передаточной функции пьезо-ОА преобразования может быть выделен сомножитель, полностью характеризующий влияние глубины проникновения излучения на эффективность конверсии света в звук:

$$K_E^1(\omega) \equiv K_D^1(\omega)K_\alpha(\omega), \quad K_\alpha(\omega) = \omega_a^2/(\omega^2 + \omega_a^2), \quad (3.39)$$

$$K_D^1(\omega) = \frac{(-i\omega)\omega_{De}\omega_{Dh}}{(\omega^2 - i\omega\omega_{De} + \omega_{Deb}^2)(\omega_{Dh} + i\omega)}. \quad (3.40)$$

Спектральная передаточная функция $K_D^1(\omega)$ не зависит от ω_α , а только от других характерных "внутренних" частот: ω_{De} , ω_{Dh} и $\omega_{Deb} = \sqrt{\omega_{Me}\omega_{De}}$ — дебаевской частоты экранировки заряда электрона. Возможность факторизации $K_E^1(\omega)$ (3.39) указывает на то, что, так же как и при термоупругой генерации звука (раздел 3.1), конечность глубины проникновения света с необходимостью ограничивает эффективность преобразования частот в области $\omega > \omega_\alpha$.

Это ограничение не сказывается на ОА преобразовании ($K_E^1(\omega) \approx \approx K_D^1(\omega)$), если ω_α существенно превосходит остальные характерные частоты: $\omega_\alpha \gg \omega_{Dm}$, ω_{Deb} . Если $\omega_{Deb} \ll \omega_{Dm}$, то спектральная передаточная функция $K_D^1(\omega)$ фактически отвечает пьезодиэлектрикам:

$$K_D^1(\omega) \approx \frac{\omega_{De}\omega_{Dh}}{(\omega_{De} + i\omega)(\omega_{Dh} + i\omega)}, \quad (3.41)$$

так как не зависит от равновесной концентрации носителей заряда. Согласно (3.41) для расширения спектральной полосы эффективно передаваемых частот необходимо в первую очередь уменьшать подвижность электронов (при $\mu_e > \mu_h$), а затем и дырок.

В предельной ситуации $\omega_{Dm} \ll \omega_L$ обратное преобразование Фурье (3.4) с помощью (3.38), (3.41) позволяет получить следующее описание профиля импульса деформации:

$$U_E(\tau) = \frac{K_E^0}{2} I_1 \tau_L \frac{\omega_{De}\omega_{Dh}}{\omega_{De} - \omega_{Dh}} \left(1 - \frac{\tau}{|\tau|}\right) \exp(\omega\tau) \Big|_{\omega_{Dh}}^{\omega_{De}}.$$

В случае неподвижных дырок ($D_h \rightarrow 0, \omega_{Dh} \rightarrow \infty$) последнее соотношение определяет ОА сигнал ($U_E(\tau) \sim [1 - (\tau/|\tau|)] \exp(\omega_{De}\tau)$) с характерной длительностью $\tau_a = \omega_{De}^{-1} = D_e/c_L^2 \equiv \tau_D$. По физическому смыслу время τ_D — время, прошедшее после лазерного **δ-воздействия**, спустя которое акустическая волна, распространяющаяся от границы, догоняет фронт облака диффундирующих электронов ($c_L \tau_D = \sqrt{D_e \tau_D}$). Существование такого времени $\tau_D > 0$ связано с тем, что на малых временах диффузия свободных электронов происходит со сверхзвуковыми скоростями. Фактически на временах порядка τ_D и сравниваются скорость звука и характерная уменьшающаяся скорость диффузии носителей. Таким образом, в этом режиме характерная длительность акустического импульса равна времени отрыва акустической волны от диффузионной. Физически это объясняется тем, что, после того как импульс деформации обгоняет фронт движущихся электронов, он перестает усиливаться.

Однако более важно, что к укорочению акустических импульсов может приводить и увеличение дебаевской частоты экранировки ω_{Deb} с **ростом №** за счет легирования пьезополупроводников. При $\omega_{Deb} > \min(\omega_{Dm})$ максимальная эффективность ОА преобразования реализуется на частоте $\omega \sim \omega_{Deb}$. Отметим, однако, что трансформация $K_D^1(\omega)$ (3.40) с увеличением ω_{Deb} происходит из-за уменьшения эффективности преобразования низких частот. Фактически с ростом ω_{Deb} происходит экранировка низкочастотных ($\omega < \omega_{Deb}$) электрических полей.

В предельном случае $\omega_{Dm} \ll \omega_{Deb} \ll \omega_L$, для расчета профилей импульсов деформации можно использовать следующее представление $K_E^1(\omega)$:

$$K_E^1(\omega) \approx K_D^1(\omega) \approx -\frac{\omega_{De}\omega_{Dh}}{\omega^2 + \omega_{Deb}^2}. \quad (3.42)$$

Используя (3.4), (3.38), (3.42), находим

$$U_E(\tau) = -\frac{K_E^0}{2} I_1 \frac{\omega_{De}\omega_{Dh}}{\omega_{Deb}} \tau_L \exp(-\omega_{Deb}|\tau|).$$

Следовательно, длительность акустического импульса в этом режиме опре-

делается временем дебаевской экранировки ($\tau_a = 2\omega_{Deb}^{-1}$) [42]. Если же поглощение света нельзя считать поверхностным, то $K_E^1(\omega)$ определяется согласно (3.39). В частности, в случае $\omega_{Dm} \ll (\omega_{Deb}, \omega_\alpha) \ll \omega_L$, используя (3.4), (3.39), (3.42), находим

$$U_E(\tau) = -\frac{K_E^0}{2} I_i \frac{\omega_{Deb} \omega_{Dh}}{\omega_{Deb}} \tau_L \frac{\omega_\alpha}{\omega_{Deb}^2 - \omega_\alpha^2} \times \\ \times [\omega_{Deb} \exp(-\omega_\alpha |\tau|) - \omega_\alpha \exp(-\omega_{Deb} |\tau|)].$$

Таким образом, профиль ОА импульса существенно зависит от соотношения частот ω_{Deb} и ω_α . Важно, что ω_{Deb} достаточно велика уже при сравнительно небольшой степени легирования полупроводников. В случае невырожденной статистики неравновесных носителей

$$\omega_{Deb} = \sqrt{\omega_{Me} \omega_{De}} = Q_0 c_a (n_0^e / \epsilon \epsilon_0 k_B T)^{1/2},$$

и при комнатной температуре $\omega_{Deb} > 10^{11} \text{ с}^{-1}$ при $n_0^e > 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Как и для концентрационно-деформационного механизма, при поверхностном поглощении света существенную роль в пьезогенерации может играть поверхностная рекомбинация носителей. Для учета ее влияния модифицируются граничные условия (3.35), (3.32):

$$-D_m \frac{\partial n^m}{\partial z} \Big|_{z=0} \mp \mu_m n_0^m E = -S_m n^m, \\ \epsilon \epsilon_0 E \Big|_{z=0} = -Q_0 \int_{-\infty}^t (S_e n^e - S_h n^h) dt'.$$

Последнее соотношение фактически описывает связь поверхностного заряда со скоростями S_m поверхностной рекомбинации электронов и дырок. Спектральная передаточная функция, модифицированная в случае пьезодиэлектриков ($n_0^m \equiv 0$) и поверхностного поглощения света ($\alpha \rightarrow \infty$), зависит от характерных частот ω_{Dm} и $\omega_{Sm} = S_m^2 / D_m$. Если поверхностная рекомбинация слабая $\omega_{Sm} \ll \omega_{Dm}$, то $K_D^1(\omega)$ принимает вид (3.41), согласно которому на частотах $\omega > \omega_{Dm}$ эффективность ОА преобразования резко падает ($|K_D^1| \sim \sim \omega^{-2}$). Анализ показывает, что сильная поверхностная рекомбинация замедляет уменьшение эффективности с частотой. Например, в предельном режиме $\omega_{Dm} \ll \omega_{Sm}$ для $K_D^1(\omega)$ справедливо представление

$$K_D^1(\omega) = -\frac{\omega_{Deb} \omega_{Dh}}{(\omega_{Deb} - \omega_{Dh})} \frac{\omega_{Se}^{1/2} - \omega_{Sh}^{1/2}}{\sqrt{-i\omega} (\omega_{Se}^{1/2} + \sqrt{-i\omega}) (\omega_{Sh}^{1/2} + \sqrt{-i\omega})}. \quad (3.43)$$

Дополнительный анализ показывает, что в этом случае спектр акустического импульса повторяет спектр электрического поля и заряда на поверхности: $U_E(\omega) \sim E(\omega, z = 0)$. Как видно из (3.43), поверхность заряжается, если $\omega_{Se} \neq \omega_{Sh}$. В противном случае, даже при сильной поверхностной рекомби-

нации доминирует возбуждение звука в объеме кристалла. Зависимость профиля ОА импульса от соотношения между ω_{Se} и ω_{Sh} наиболее отчетливо проявляется при $\omega_{Dm} \ll \omega_{Sm} \ll \omega_a, \omega_L$:

$$U_E(\tau) \sim \left(1 + \frac{\tau}{|\tau|}\right) \exp(\omega\tau) \operatorname{erfc}\sqrt{\omega\tau} \Bigg|_{\substack{\omega = \omega_{Sh} \\ \omega = \omega_{Se}}}^{\omega = \omega_{Sh}}.$$

В пределе, когда дырки не захватываются поверхностью ($S_h = 0$, $\omega_{Sh} = 0$), последняя формула описывает однополярный импульс деформации ($U_E(\tau) \sim -[1 + (\tau/|\tau|)] \exp(\omega_{Se}\tau) \operatorname{erfc}\sqrt{\omega_{Se}\tau}$) с характерной длительностью

$$\tau_a \sim \omega_{Se}^{-1} = D_e/S_e^2 \equiv \tau_S.$$

По физическому смыслу время τ_S — время поверхностной рекомбинации электронов проводимости, фотогенерируемых вблизи поверхности при мгновенном лазерном воздействии. Именно к моменту времени τ_S диффузионное распыление облака неравновесных электронов приводит к такому замедлению характерной скорости их диффузии $v_{De} \sim \sqrt{D_e/\tau}$, что она сравнивается со скоростью поверхностной рекомбинации S : $\sqrt{D/\tau_S} = S$. Поэтому на временах, больших τ_S , диффузия носителей не может препятствовать их захвату поверхностью. Таким образом, в этом режиме характерная длительность τ_a акустического импульса порядка времени τ_S захвата подвижных неравновесных электронов поверхностью пьезокристалла. Физически это объясняется тем, что за время порядка τ_S полностью завершаются процессы перераспределения зарядов вблизи поверхности.

Можно указать еще одну возможность укорочения длительности ОА импульса. Дело в том, что диффузии заряженных частиц от поверхности, которая расширяет в пространстве размеры области генерации звука, может препятствовать внешнее электрическое поле E_0 . Точнее, можно создать условия, при которых движение быстрых носителей от поверхности замедляется, медленных — ускоряется, а в целом расширение облака фотогенерируемых носителей происходит медленнее. Например, в пьезодиэлектрике ($n_0^e = n_0^h = 0$) с неподвижными (массивными) дырками ($\mu_h = 0$) поле E_0 должно быть ориентировано вдоль положительного направления оси z ($E_0 > 0$), чтобы прижимать мобильные электроны к поверхности кристалла. Хотя при $E_0 \neq 0$ образец деформирован уже в стационарном состоянии, однако в линейном приближении для акустических волн по-прежнему справедливо уравнение (3.1). Сохраняют вид и соотношения (3.32) и (3.33), но для приращений E электрического поля.

Уравнений движения носителей, линеаризованные с помощью условия $|E| \ll E_0$, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^m}{\partial t} &= D_m \frac{\partial^2 n^m}{\partial z^2} \pm \mu_m E_0 \frac{\partial n^m}{\partial z} + \frac{W}{h\nu_L}, \\ -D_m \frac{\partial n^m}{\partial z} &\mp \mu_m E_0 n^m \Big|_{z=0} = 0. \end{aligned} \tag{3.44}$$

На основе модели (3.31) — (3.33), (3.44) в работе [42] получено описание спектра импульса деформации в случае $\mu_h = D_h = 0$. В частности, в случае поверхностного поглощения света спектральная передаточная функция пьезо-ОА преобразования имеет вид

$$K_{E_0}^1(\alpha \rightarrow \infty) \approx \frac{(-i\omega)M\omega_{De}}{\omega^2 + [(M\omega_{De}/2) + \sqrt{(M\omega_{De}/2)^2 - i\omega\omega_{De}}]^2}; \quad (3.45)$$

здесь введено обозначение $M \equiv v_{de}/c_a = \mu_e E_0/c_a$ для числа Маха дрейфового движения электронов в постоянном электрическом поле E_0 (v_{de} — дрейфовая скорость). При дозвуковых скоростях дрейфа носителей ($M^2 \ll 1$) (3.45) качественно отличается от (3.41) лишь из-за дополнительного предположения о закрепленности дырок ($\omega_{Dh} = \infty$). Однако теперь сместить область эффективного ОА преобразования в сторону высоких частот можно, не только увеличивая ω_{De} , но и увеличивая поле E_0 (то есть, увеличивая M). Отметим, однако, что характерная частота $M\omega_{De}$, в отличие от ω_{De} , не зависит от подвижности носителей. При $M \gg 1$ максимум эффективности реализуется при $\omega \sim M\omega_{De} \gg \omega_{De}$:

$$K_{E_0}^1 \approx \frac{(-i\omega)M\omega_{De}}{\omega^2 + M^2\omega_{De}^2}. \quad (3.46)$$

Сравнение (3.46) и (3.13) показывает, что профиль акустического импульса в случае $\omega_{De} \ll M\omega_{De} \ll \omega_\alpha, \omega_L$ подобен (3.14), а его длительность $\tau_a \sim \sim 2(M\omega_{De})^{-1}$. Отметим, что сокращение длительности импульса происходит за счет того, что при увеличении поля оно может останавливать диффузию на все более высоких частотах.

Если поглощение нельзя считать поверхностным, то в наиболее интересном случае сильных электрических полей ($M^2 \gg 1$) справедливо

$$K_{E_0}^1 \approx \frac{(-i\omega)M\omega_{De}(\omega_\alpha^2 - M^2\omega_{De}^2)}{(\omega^2 + M^2\omega_{De}^2)(\omega^2 + \omega_\alpha^2)}. \quad (3.47)$$

При $\omega_\alpha \gg M\omega_{De}$ осуществляется переход к (3.46). При $\omega_\alpha = M\omega_{De}$ звук за счет пьезомеханизма не возбуждается, так как не происходит разделения зарядов. Это является следствием того обстоятельства, что при экспоненциальном распределении по глубине оптических источников неравновесных носителей заряда скорость возможной диффузии ($v_{De} \sim n_e^{-1} D_e (\partial n_e / \partial z) \sim \alpha D_e$) не зависит от z и может быть компенсирована дрейфом в однородном электрическом поле в каждой точке пространства ($\alpha D_e = v_{de}$ как раз при $\omega_\alpha = M\omega_{De}$).

При $M\omega_{De} > \omega_\alpha$ электроны преимущественно смещаются к границе, то есть разделение зарядов приходит не в результате диффузии электронов, а в результате их дрейфа. Направление внутреннего электрического поля E , а также, как это следует из (3.47), и полярность акустического импульса инвертируются. Профиль акустического импульса в случае

$\omega_{De} \ll (M\omega_{De}, \omega_\alpha) \ll \omega_L$ можно представить в виде [42]

$$U_{E_0} = \frac{K_{E_0}^0}{2} M\omega_{De} I_i \tau_L \left(\frac{\tau}{|\tau|} \right) [\exp(-\omega_\alpha |\tau|) - \exp(-M\omega_{De} |\tau|)].$$

В последнем описании $K_{E_0}^0 \sim M^{-1}$ [42] и, поэтому, при $M\omega_{De} \gg \omega_\alpha$ рост амплитуды волны с увеличением E_0 полностью насыщается.

В работе [42] проведено численное сравнение эффективностей различных механизмов при генерации акустических импульсов длительностью $\tau_a \approx 25$ пс в GaAs. Ось z направлена вдоль пьезоактивного направления (111) в кристалле. Для генерации таких импульсов деформации, во-первых, необходимо использовать лазерные импульсы с длительностью $\tau_L \leq 25$ пс, во-вторых — верхняя граница спектра эффективно трансформируемых частот должна лежать в области $\omega \gtrsim \omega_a \sim 4\tau_a^{-1} = 1,6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹.

В случае термоупругого механизма ОА преобразования для выполнения второго условия необходимо реализовать $\omega_\alpha \gtrsim \omega_a$, что позволяет оценить: $\alpha \gtrsim 3 \cdot 10^5$ см⁻¹. Следовательно, поглощение света должно быть межзонным (причем, $h\nu_L \gtrsim 2E_g$). Оценка параметра m_χ при $\alpha \approx 3 \cdot 10^5$ см⁻¹ дает: $m_\chi \approx 0,1 \ll 1$ и, следовательно, теплопроводность не влияет на процесс генерации звука, а перечисленные условия ($\tau_L \leq 25$ пс, $\alpha \approx 3 \cdot 10^5$ см⁻¹) являются и достаточными.

При тех же условиях поглощения $m_D \gg 1$ и, следовательно, диффузия ЭД плазмы уширяет акустический импульс, возбуждаемый посредством электронного механизма. Для генерации импульсов с длительностью $\tau_a \approx 25$ пс необходимо дополнительно реализовать $\omega_R \gtrsim \omega_a$ ($\tau_R \leq 6$ пс). Такие времена нелинейной рекомбинации ЭД плазмы реализуются в GaAs при концентрациях свободных носителей $n \gtrsim 10^{19}$ см⁻³ [117]. При достижении $\omega_R \sim \omega_a$ (например, за счет увеличения интенсивности фотовозбуждения) относительная эффективность электронного и термоупругого механизмов определяется в силу (3.10), (3.24) безразмерным параметром:

$$\left| \frac{\tilde{U}_n(\omega \sim \omega_\alpha \sim \omega_R \sim \omega_a)}{\tilde{U}_T(\omega \sim \omega_\alpha \sim \omega_a)} \right| \approx \frac{|d| \rho c}{(h\nu_L - E_g) K \beta} \underset{\text{GaAs}}{\approx} 10.$$

Таким образом, электронный механизм оказывается на порядок эффективнее термоупругого.

В рассматриваемых условиях для генерации акустических импульсов длительностью $\tau_a \sim 25$ пс за счет обратного пьезоэффекта необходимо увеличивать частоту дебаевской экранировки ω_{Deb} до значений $\omega_{Deb} \gtrsim \omega_a \approx 1,6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹, что реализуется при весьма умеренных концентрациях свободных электронов $n^e \gtrsim 10^{16}$ см⁻³. Последнее может быть осуществлено с помощью легирования GaAs. При оптимальных условиях эффективность пьезо-ОА преобразования в силу (3.24), (3.38) на порядок выше, чем за счет электронного механизма:

$$\left| \frac{\tilde{U}_E(\omega \sim \omega_{Deb} \sim \omega_a \sim \omega_a)}{\tilde{U}_n(\omega \sim \omega_R \sim \omega_a \sim \omega_a)} \right| \sim \frac{|e|Q_0c_a^3(D_e - D_h)}{\epsilon\epsilon_0D_eD_h|d|\omega_a^2} \approx 10. \quad \text{GaAs}$$

Наконец, если в области поглощений света действует электрическое поле величиной $E_0 \gtrsim 10^4$ В/см, то реализуется дрейфовый режим разделения фотогенерируемых электронов и дырок. При этом относительная эффективность пьезо- и электронного механизмов может быть оценена следующим образом:

$$\left| \frac{\tilde{U}_{E_0}(\omega \sim \omega_a \sim \omega_a \ll M\omega_{De})}{\tilde{U}_n(\omega \sim \omega_a \sim \omega_a \gg \omega_D)} \right| \approx \frac{|e|Q_0c_a}{\epsilon\epsilon_0|d|\omega_a} \approx 6 \cdot 10^2. \quad \text{GaAs}$$

Эта оценка свидетельствует о перспективности использования подобных опто-электрических схем для эффективной генерации волн деформации. Отметим, что увеличение эффективности лазерной пьезогенерации поверхностных волн в CdS при дополнительном наложении внешнего электрического поля наблюдалось экспериментально [118].

Особо подчеркнем, что лазерная генерация высокочастотных акустических волн в присутствии постоянных электрических полей вовсе не является экзотическим, трудно реализуемым на практике случаем. Дело в том, что электрические поля фактически всегда присутствуют вблизи поверхности кристаллов и, в частности, полупроводников. Например, если на поверхности полупроводника р-типа существуют центры захвата дырок (ими могут служить и поверхностные состояния Тамма), то поверхность заряжается положительно. Вблизи поверхности образуется слой пространственного заряда, электрическое поле $E_0(z)$ в котором направлено от поверхности и может препятствовать диффузионному расширению фотогенерируемых электронов (рис. 21). Другими словами, в этом случае реализуется таковой приповерхно-

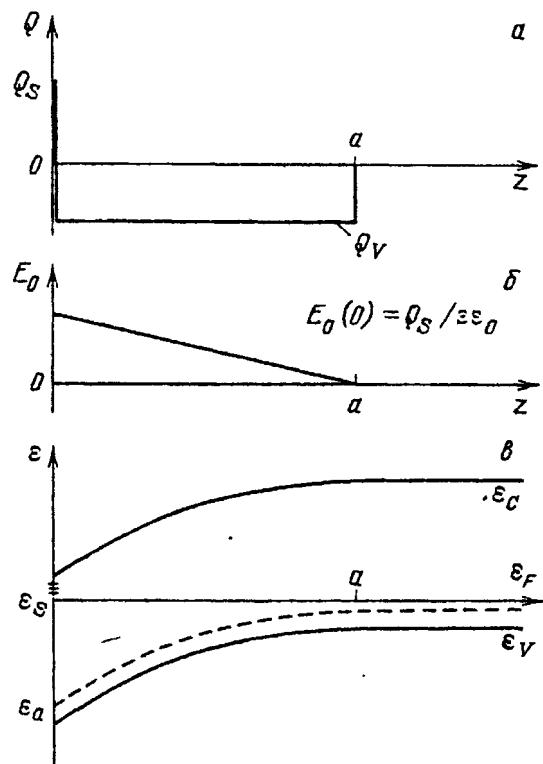


Рис. 21. Распределение плотности заряда (a), электрического поля (б) и пространственная структура энергетических уровней полупроводника р-типа (в) вблизи поверхности $z = 0$. ξ_s — уровень захвата дырок, ξ_a — уровень акцепторной примеси, $\xi_{F,c,v}$ — уровни Ферми, зоны проводимости и валентной зоны, Q_s — поверхностная плотность заряда

стный изгиб энергетических зон полупроводника, что минимум энергии электронов реализуется вблизи поверхности. Поэтому фотогенерируемые электроны дрейфуют к поверхности. Если фотовозбуждение носителей происходит пространственно однородно в области существования такого встроенного поля ($\alpha^{-1} \gg a$, где a — толщина обедненного слоя), то именно электрическое поле, а не диффузия вызывает разделение зарядов.

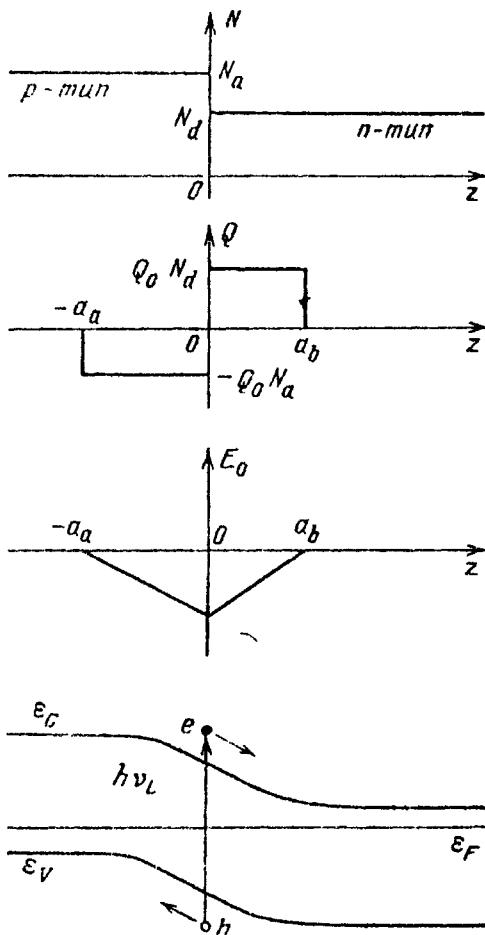


Рис. 22. Простейшая модель р—n-перехода (N_{ad} — концентрация акцепторной и донорной примесей)

буждения одиночных сверхкоротких импульсов, что в гетероструктуре возможна генерация акустических импульсов с помощью одиночного лазерного импульса в том случае, когда пространственная модуляция источников звука определяется периодичностью гетероструктуры. При определенных условиях акустический сигнал фактически может быть квазигармоническим с частотой, определяемой временем пробега звуком по пространственному периоду структуры.

Сама идея получения квазипериодического сигнала с помощью одиночного лазерного импульса была сформулирована в работе [82] для термоупругой генерации звука в среде с периодической модуляцией коэффициента поглощения света. В случае гетероструктур пространственная модуляция оп-

Фактически аналогичная ситуация может реализоваться при межзонном поглощении света в области р—n-перехода (рис. 22). Впервые к анализу пьезогенерации звука при разделении фотогенерируемых носителей заряда внутренним полем р—n-перехода обратились авторы работы [119]. Чтобы дать представление о величине возможных эффектов, укажем, что типично ширина слоя пространственного заряда не превышает нескольких микрон, а зависящие от степени легирования электрические поля могут достигать величины $E_0 \sim 10^4 - 10^5$ В/см [120].

Важно, что при интенсивных кратковременных лазерных воздействиях столь большие поля могут практически полностью компенсироваться внутренними электрическими полями E , возникающими при разделении неравновесных электронов и дырок. Естественно, что при этом амплитуды возбуждаемых волн деформации могут быть порядка стационарных деформаций существующих в области локализации р—n-перехода ($U \sim 10^{-6} - 10^{-4}$).

Логическим продолжением анализа оптоакустического преобразования на одиночном р—n-переходе является изучение процессов лазерной генерации звука в гетероструктурах. Конечно, их нецелесообразно использовать для воз-

тических источников неравновесных носителей может быть несущественна. Модуляция же источников звука может быть преимущественно связана с движением неравновесных носителей в периодическом потенциале гетероструктуры (рис. 23). Наиболее же важным обстоятельством является то, что в на-

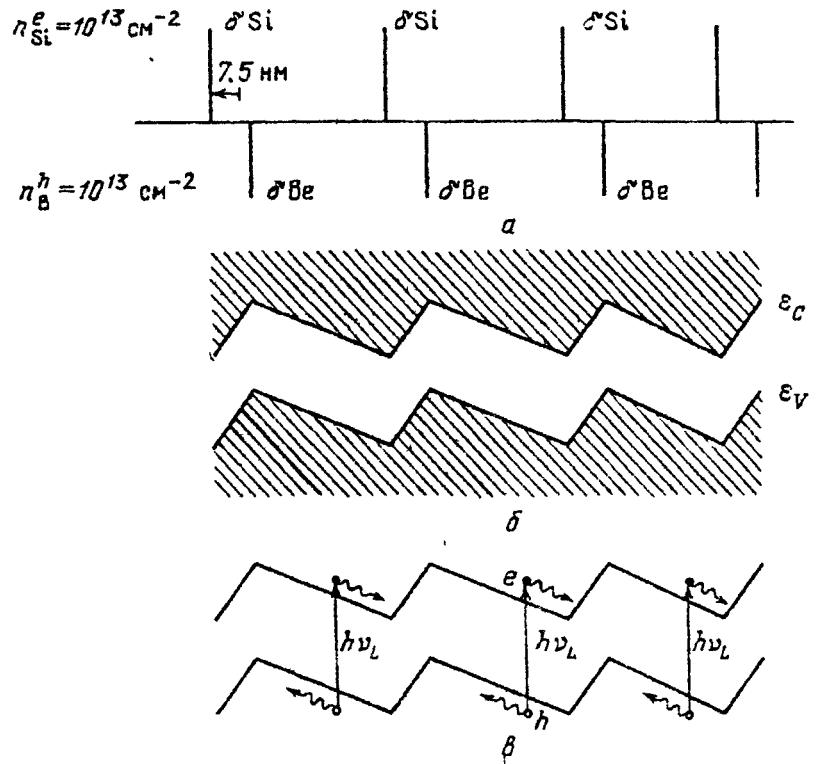


Рис. 23. Диаграммы профиля легирования (*a*), пилообразной зонной структуры (*б*), возбуждения свободных носителей и переноса заряда (*в*) в **δ-легированном** образце GaAs [121]

стоящее время технически осуществимо выращивание гетероструктур с периодом порядка межатомных расстояний в полупроводнике (легированные сверхрешетки [120]). Тем самым открыта возможность генерации когерентного звука на предельно допустимых частотах. Отметим, что периодические электрические поля могут быть связаны с решеткой пространственного заряда, сохраняющейся после воздействия на фоторефрактивные кристаллы скрещенными световыми полями. Генерация звука при повторном воздействии на кристалл модулированным лазерным излучением рассматривалась в [122]. Однако максимальные достижимые частоты генерируемого звука в этой схеме существенно меньше достигаемых в сверхрешетках.

Наряду с уже рассмотренными нами механизмами генерации (термоупругим, деформационным и пьезо) в отношении легированных сверхрешеток рассматривалась возможность прямого воздействия электрического поля световой волны на слои связанного пространственного заряда [123 — 125]. В этом случае источники в волновом уравнении (3.1) для звука имеют вид

$$\frac{\partial G}{\partial z} = -Q_V(z)E_L(z, t), \quad (3.48)$$

где $Q_V(z)$ — плотность объемного заряда, $E_L(z, t)$ — электрическое поле элек-

тромагнитной волны. Так как в таком механизме генерация звука осуществляется на частоте оптического излучения, то для генерации даже терагерцового звука необходимо использовать лазеры дальнего ИК диапазона [125].

Столь же большие ($E_0 \sim 10^4 - 10^5$ В/см) периодические электрические поля, как в легированных сверхрешетках [126] (в том числе и в **δ-легированных** [121]), могут быть реализованы и в композиционных сверхрешетках, в которых локальное квазиэлектрическое поле возникает в области плавного перехода между полупроводниками с различными ширинами запрещенных зон [127]. Согласно результатам [127] в областях с пространственно-зависимой шириной запрещенной зоны (в областях переменного по z состава полупроводника) на пикосекундных временах могут реализоваться существенно сверхзвуковые ($M \gg 1$) скорости дрейфового движения носителей. В частности подобное дрейфовое разделение зарядов возможно в каждом из периодов сверхрешетки с пилообразным профилем ширины запрещенной зоны [127].

В случае, когда сверхрешетка представляет собой последовательность одиночных (прямоугольных) квантовых ям [120], модуляция акустических источников при $E_{g1} < \hbar\nu_L < E_{g2}$ преимущественно связана с модуляцией коэффициента поглощения света (в последнем неравенстве $E_{g1,2}$ — **ширины запрещенных зон составляющих двухкомпонентной сверхрешетки**) (рис. 24).

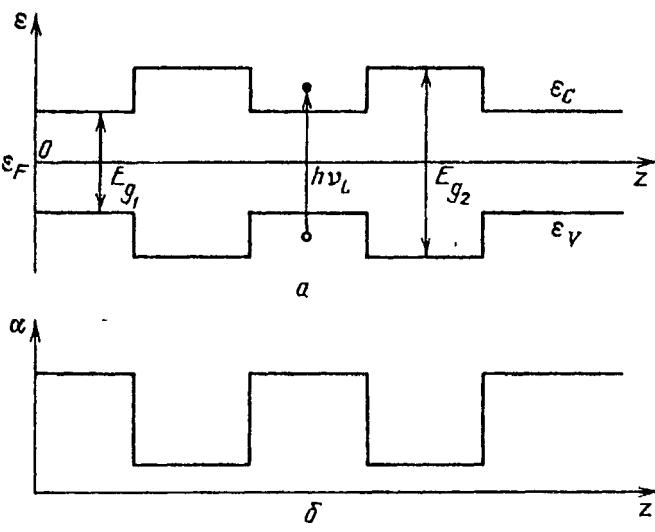


Рис. 24. Профили энергетических зон полупроводниковой композиционной структуры — последовательности одиночных потенциальных ям (а) и коэффициента межзонного поглощения света с энергией кванта $E_{g1} < \hbar\nu_L < E_{g2}$ (δ)

Подобная ситуация проанализирована в работе [128] при исследовании генерации поверхностных волн рэлеевского типа в нормально срезанной сверхрешетке. Важно, что удержание фотогенерируемых носителей внутри потенциальных ям препятствует диффузионному размыванию решетки концентрации, что приводит к увеличению эффективности ОА преобразования на высоких частотах.

Именно в подобных композиционных сверхрешетках (a-Ge:H/a-Si:H) в работах [113, 129] впервые экспериментально наблюдалась квазигармонические опто-акустические сигналы с частотами, определяемыми собственной пространственной периодичностью структуры. Отметим, что наряду с распространяющимися модами в случае, когда первый поверхностный слой был акустически более мягким (a-Si:H), зарегистрированы поверхностные лежа-

лизованные высокочастотные ($\nu_a \geq 200$ ГГц) акустические колебания. Пикосекундная техника возбуждения — зондирования применялась также и для диагностики многослойных металлических пленок [130]. В перечисленных экспериментах [113, 129, 130] реализовалась термоупругая и (или) деформационная генерация звука. Эксперименты же в структурах на основе пьезо-полупроводниковых кристаллов до настоящего времени проводились лишь в области существенно более низких частот [131, 132].

Коснувшись вопросов лазерной генерации квазимохроматических акустических волн, нельзя не упомянуть попыток прямого (без изменения частоты) преобразования оптического излучения в звук на границе прозрачных пьезокристаллов [133, 134]. Согласно (3.31) и (3.1) в такой ситуации пьезоисточники **δ-локализованы** на поверхности кристалла ($\partial G_E / \partial z \sim \sim \partial e / \partial z \sim \delta(z)$). В работе [133] сообщалось об экспериментальной генерации таким способом в кварце при гелиевых температурах когерентных сдвиговых акустических волн с частотами 0,891 и 2,53 ТГц. С этой целью использовалось модулированное лазерное излучение дальнего ИК диапазона (длины световых волн 337 и 118 мкм). Однако впоследствии несколько групп исследователей не смогли воспроизвести эксперимент [133] даже с использованием более совершенной техники накопления и обработки сигнала [134]. Наряду с сильным рассеянием терагерцовых акустических волн в процессе распространения, причиной этому может служить согласно [134], неидеальность поверхности пьезокристалла. Простой расчет, поясняющий это предположение, проведен для продольного звука и поляризованной вдоль направления распространения z электромагнитной волны в [77]. Повреждение поверхностного слоя кристалла моделировалось постепенным (а не скачкообразным) появлением пьезосвойств по мере удаления от границы $z = 0$:

$$e = e_0 [1 - \exp(-z/L)],$$

где L — имеет смысл глубины поврежденного слоя. Для такой ситуации математический формализм (3.31), (3.5) приводит к следующему описанию спектра деформации в бегущей волне:

$$\tilde{U}(\omega) \approx \frac{e_0 E_0}{\rho c_a^2} \frac{1}{1 + (L\omega/c_a)^2} \tilde{f}(\omega - 2\pi\nu_L); \quad (3.49)$$

здесь E_0 — амплитуда гармонического электрического поля. Решение (3.49) справедливо вблизи частоты $\omega \sim 2\pi\nu_L$. При его записи учтено существенное различие скоростей света и звука.

Множитель $\tilde{f}(\omega - 2\pi\nu_L)$ в представлении (3.49) описывает спектр возбуждаемых акустических волн в случае идеальной границы ($L = 0$). При $2\pi\nu_L \gg \tau_L^{-1}$ звук является квазимохроматическим ($\omega \approx 2\pi\nu_L$). Однако, согласно (3.49), неидеальность границы приводит к эффективному подавлению высокочастотных акустических волн в области $\omega \geq c_a/L$. Физически это связано с несинхронностью возбуждения звука в различных точках приповерхностного слоя и его интерференционным гашением. По мере роста L эффективность генерации звука падает. Для эффективной генерации акустических волн терагерцовых частот толщина поврежденного слоя не должна превышать длины акустической волны ($\sim 1 - 10$ нм).

Завершая рассмотрение генерации звука за счет лазерного инициирова-

ния обратного пьезоэффе́кта, мы лишь укажем, что существуют и другие возможности появления электрических полей при оптическом воздействии на вещество. В частности, могут быть рассмотрены пироэффе́кт [135, 136] и эффе́кт Гласса [115, 137].

3.4. Электрострикционная генерация звука. Генерация акустических волн за счет поверхностного пьезоэффе́кта, либо прямого воздействия на связанные заряды (3.48) с помощью лазеров видимого диапазона невозможна, так как акустические волны столь высоких частот ($\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$) в кристаллах не распространяются. Кроме того, пьезоэффе́кт отсутствует во всех кристаллах, обладающих центром симметрии. В подобных ситуациях существенную роль могут играть компоненты акустических источников, квадратичные по величине электрического поля E :

$$G_S = \frac{1}{8\pi} a_{ijkl} E_k E_l; \quad (3.50)$$

здесь a_{ijkl} — фотоупругий, или электрострикционный, тензор. Такой электрострикционный механизм генерации звука (3.50) может быть весьма эффективен в поле скрещенных световых пучков, если оптическая дисперсия среды допускает синхронную генерацию звука разностной частоты ($\omega = 2\pi(\nu_{L1} - \nu_{L2})$, $\nu_{L1,2}$ — частоты лазерного излучения [138 — 140]).

В случае встречного распространения оптических волн коллинеарно оси z источники звука можно представить в виде

$$G_S \approx \frac{1}{8\pi} Y E_{L1} E_{L2} \cos(\omega t - k_a z + \Delta k z - \varphi_0), \quad (3.51)$$

где предполагается, что специальный выбор геометрии задачи и кристалла определенной симметрии позволяет описать генерацию с помощью единственной константы электрострикции Y [141]. В представлении (3.51) опущены гармонические источники с частотами $2\nu_{L1}$, $2\nu_{L2}$ и $\nu_{L1} + \nu_{L2}$, которые не попадают в спектральный диапазон акустических волн; k_a — волновое число звука, φ_0 — постоянный сдвиг фаз. Обозначение Δk использовано для разности волновых чисел акустической и световых волн:

$$\Delta k = k_a - k_{L1} - k_{L2} = (\omega/c_a) - 2\pi[(\nu_{L1}/c_{L1}) + (\nu_{L2}/c_{L2})].$$

Описание акустических волн, возбуждаемых гармоническими источниками (3.51), может быть также получено с помощью решения (3.5) [77]. В частности, для амплитуды деформации в звуковой волне, распространяющейся от жесткой границы $z = 0$, справедливо представление

$$|U|_{\max} = \frac{|Y| E_{L1} E_{L2}}{16\pi\rho c_a^3} \left| \frac{\sin(z\Delta k/2)}{\Delta k/2} \right|. \quad (3.52)$$

Согласно (3.52) при выполнении условий волнового синхронизма ($\Delta k = 0$) акустический сигнал линейно нарастает с увеличением z и для описания его ограничения может быть необходим учет поглощения звука (в том числе и нелинейного [141]). Важную роль могут играть нелинейные акустические эффекты и при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна [141]. Укажем, что достаточно простой метод математического описания нелинейного

ограничения акустического сигнала, возбуждаемого движущимися гармоническими источниками, развит в работах [142 — 143].

В условиях синхронизма с учетом неравенства $\omega \ll 2\pi\nu_{L1,2}$ справедлива следующая связь между частотами, акустической и оптической воли:

$$\nu_a \approx 2 \frac{c_a}{c_L} \nu_L,$$

где c_L — скорость света в кристалле. Для типичных значений параметров частоты акустических волн при использовании оптической накачки не превышает десятков ГГц [140]. Для продвижения в область более высоких частот звука необходимо создание источников когерентного коротковолнового излучения (дальнего УФ и рентгеновского диапазонов).

Бигармоническая накачка может быть также использована для генерации и оптических фононов (рамановское рассеяние света [144]). С точки зрения генерации высокочастотных акустических волн важно, что оптические фононы эффективно распадаются на акустические с волновыми векторами вблизи края зоны Бриллюэна (рис. 25). Акустические поперечные фононы терагерцовых частот экспериментально наблюдались при распаде оптических фононов, как рождающихся при рамановском рассеянии [145], так и излучаемых при релаксации к дну энергетических зон неравновесных носителей, фотогенерируемых при межзонном поглощении света в полупроводниках [146, 147]. В работе [148] показано, что более эффективным для получения неравновесных фононов, по сравнению с методом бигармонической накачки [145], является прямое резонансное воздействие на дипольно-активные решеточные колебания. В связи с этим особый интерес возникает к вопросу о возможности реализации вынужденного распада оптических фононов [149], что могло бы привести к генерации когерентных акустических волн. Отметим, что согласно [150] возрастание чисел заполнения оптических мод может в такой степени компенсироваться уширением области рождения акустических фононов, что критические числа заполнения акустических мод не достигаются. Нелинейные эффекты при генерации оптических и акустических фононов резонансным ИК излучением рассматривались также и в работе [148].

В заключение настоящего пункта укажем, что интерес к процессам индуцированных светом нестационарных взаимодействий оптических и акустических мод колебаний кристалла не ослабевает до настоящего времени [17, 151, 152]. Широкие перспективы открывает и реализованная недавно в полупроводниках [153], металлах [154] и сверхпроводниках [155] генерация

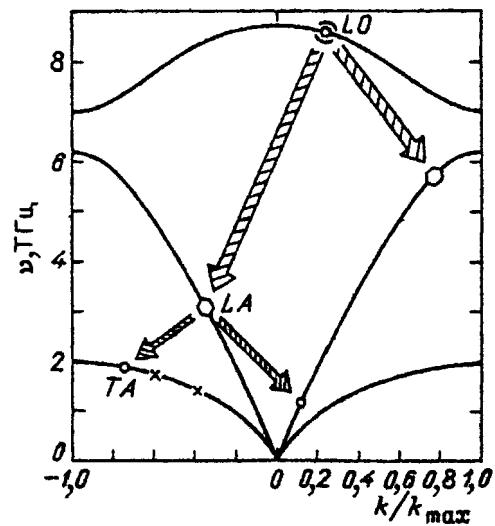


Рис. 25. Схема распада оптического фона в GaAs, удовлетворяющая законам сохранения энергии и количества движения в трехфононных процессах [146, 147]

когерентных монохроматических оптических фонов при поверхностном поглощении фемтосекундных лазерных импульсов. По мнению авторов работы [153] возбуждение оптической моды в GaAs происходит в результате действия нестационарных электрических полей, возникающих при пространственном разделении фотогенерируемых электронов и дырок (см., например, (3.32) — (3.35), (3.44)). Особенno велики могут быть изменения электрических полей при экранировке неравновесными фотогенерируемыми носителями встроенного вблизи поверхности кристалла электрического поля (рис. 21). Укажем, что излучение поверхностью фотовозбужденных полупроводников фемтосекундных электромагнитных видеоимпульсов уже зарегистрировано экспериментально [156, 157]. Это свидетельствует в пользу предложенного в [153] механизма генерации монохроматических оптических фонов, а также в пользу возможности генерации сверхкоротких продольных акустических импульсов за счет обратного пьезоэфекта [42] (п. 3.13).

3.5. Генерация звука световым давлением и в процессах плавления и абляции мишеней. В общем случае поток оптического излучения, падающего на границу раздела двух сред, расщепляется на отраженную и преломленную части. При этом происходит изменение вектора количества движения квантов света. Давление, оказываемое в этом процессе на образец электромагнитным полем, называется световым. Результирующее давление на поверхность фактически определяется законом сохранения импульса:

$$P_L = \left(\frac{I_R + I_i}{c_L} - \frac{I_T}{c_{Ln}} \right) f(t) = \left[(1 + R) \frac{I_i}{c_L} - (1 - R) \frac{I_i}{c_{Ln}} \right] f(t); \quad (3.53)$$

здесь $I_{R,T}$ — интенсивности отраженного и прошедшего излучения, c_L и c_{Ln} — скорости света в среде, из которой осуществляется воздействие, и в образце. Формула (3.53) отвечает случаю нормального падения излучения.

Наиболее перспективным с точки зрения регистрации акустических импульсов, вызванных световым давлением сверхкоротких лазерных импульсов, является случай оптического воздействия на границу раздела двух прозрачных сред. При этом в отсутствие поглощения энергии излучения наблюдению импульсов светового давления не мешают термоупругий, деформационный и пьезомеханизмы генерации звука. Отметим, что стрикционное возбуждение акустических волн (3.50), происходящее на границе (в области резкого изменения тензора фотоупругости), является одной из компонент светового давления. И полное воздействие электромагнитного поля на кристалл в случае прозрачных сред также локализовано в области пространственного градиента диэлектрической проницаемости [158]. Изучению зависимости светового давления от угла падения сверхкоротких лазерных импульсов посвящена работа [159].

В случае падения света на поверхность хорошо отражающей среды ($1 - R \ll 1$) также в принципе при определенных условиях возможно доминирование светового давления над другими механизмами генерации звука. В такой ситуации оптическое воздействие также является поверхностным так как при $R \approx 1$ можно пренебречь импульсом, уносимым преломленной волной:

$$P_L \approx \frac{2I_i}{c_L} \approx 1 \text{ Гбар} \cdot \frac{I_i}{1,5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2}. \quad (3.54)$$

Анализ показывает, что для преобладания P_L наряду с увеличением коэффициента отражения света R необходимо создать неоптимальные условия для реализации других механизмов ОА преобразования. В эксперименте [160] для этого использовалось алюминиевое покрытие (позволявшее реализовать большие значения $R \approx 0,975$ (для $\lambda_L \sim 10,6$ мкм) и коэффициента температуропроводимости $\chi \sim 1$ см²/с), а также длинные лазерные импульсы ($\tau_L \sim 1$ мкс). В этом случае при термоупругой генерации звука область поглощения света является термически тонкой, а теплопроводимость на характерных частотах $\omega \sim \omega_L \sim \tau_L^{-1}$ — существенно дозвуковой. На этих частотах, используя передаточную функцию (3.16) ($|K_T^1| \approx \sqrt{\omega/\chi\omega}$) и формулу (3.54), можно дать оценку

$$\frac{P_L}{P_T} \sim \frac{2}{1-R} \frac{c_a}{c_L} \frac{c}{\beta c_a^2} \frac{c_a \tau_L}{\sqrt{\chi \tau_L}} \sim \tau_L^{1/2}. \quad (3.55)$$

Для типичных металлов величина безразмерного параметра $c/\beta c_a^2$ порядка единицы (в Al: $c/\beta c_a^2 \approx 1,5$). По нашим оценкам в работе [160] достигается $P_L \sim P_T$, где P_T — давление в акустической волне, возбуждаемой термоупруго. В то же время уже в экспериментах с наносекундными лазерными импульсами [161] преобладает термоупругая генерация звука.

При сверхкоротких лазерных воздействиях, в металлах реализуется сверхзвуковая электронная теплопроводимость ($|K_T^1| \approx \sqrt{\omega_\chi/\omega}$). При этом вместо (3.55) справедлива оценка

$$\frac{P_L}{P_T} \sim \frac{2}{1-R} \frac{c_a}{c_L} \frac{c}{\beta c_a^2} \frac{\sqrt{\chi \tau_L}}{c_a \tau_L} \lesssim \frac{2}{1-R} \frac{v_F}{c_L} \frac{c}{\beta c_a^2}, \quad (3.56)$$

где учтено, что скорость диффузионной теплопроводимости не может превышать фермиевской скорости v_F движения вырожденных электронов. При типичных значениях $v_F \sim 2 \cdot 10^8$ см/с для выполнения $P_L \sim P_T$ необходимо $R \geq 0,98$.

В отличие от рассмотренных выше ситуаций (3.55), (3.56) в случае плохо отражающих образцов ($R \ll 1$) действие электромагнитного излучения распределено по области поглощения квантов света, прошедших через границу раздела сред. Как следует из предыдущего анализа, световое давление в этом случае будет сильно маскироваться действием других механизмов генерации звука (в частности, термоупругим). Тогда надежды на наблюдение светового давления в импульсном режиме можно связывать, по-видимому, лишь с ограничением эффективности других механизмов ОА преобразования за счет нелинейных эффектов. Речь идет о том, что, например, давление P_{sh} в ударной волне, возбуждаемой в стационарном режиме лазерной абляции мишени (за счет давления отдачи), растет сублинейно с увеличением интенсивности света [162]:

$$P_{sh} \sim I_i^{2/3}. \quad (3.57)$$

Простейшее объяснение этой зависимости состоит в том, что пропорциональ-

ный I_1 поток энергии, уносимый ударной волной, зависит от куба скорости v_{SH} ударной волны ($I_1 \sim \rho v_{\text{SH}}^3$), в то время как давление — от квадрата скорости ($P_{\text{SH}} \sim \rho v_{\text{SH}}^2$). В сильных ударных волнах достигается предельное сжатие вещества, что приводит к независимости плотности ρ от I_1 и выполнению закона (3.57). Детальный расчет гидродинамики разлета вещества указывает также на зависимость давления на фронте абляции (и соответственно давления в ударной волне) от величины энергии оптических квантов, среднего массового числа ядер мишени A и среднего значения заряда иона $\langle z \rangle$ [162]:

$$P_{\text{SH}} \sim 1 \text{ Гбар} \cdot \left(\frac{A}{2\langle z \rangle} \right)^{1/3} \left(\frac{\hbar v_L}{1 \text{ эВ}} \right)^{2/3} \left(\frac{I_1}{10^{17} \text{ Вт/см}^2} \right)^{2/3}. \quad (3.58)$$

В то же время световое давление (3.54) растет линейно с увеличением интенсивности воздействия. Учитывая, что $A/2\langle z \rangle \geq 1$, для излучения с квантами $\hbar v_L \geq 1 \text{ эВ}$, можно формально оценить, что световое давление должно преобладать над давлением отдачи при $I_1 \geq 3 \cdot 10^{21} \text{ Вт/см}^2$. Однако столь высокие интенсивности оптического воздействия в лабораторных условиях пока не достижимы. Причины столь пессимистичной оценки как раз и является сильное поглощение света, реализующееся из-за формирования в режиме стационарной абляции слоя плазмы с критической концентрацией электронов. В следующем параграфе обзора будет показано, что в процессе субпикосекундного лазерного воздействия образующаяся плазма может не успевать расширяться. Нелинейное увеличение коэффициента отражения в горячей плазме твердотельной плотности может приводить к преобладанию светового давления уже при интенсивностях света $I_1 \geq 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$.

Однако прежде чем обратиться к этому вопросу, мы приведем ряд ссылок на работы, в которых исследовались другие разрушающие механизмы лазерной генерации звука. Насколько нам известно, акустические волны, возбуждаемые в процессах испарения и кипения веществ, до настоящего времени наблюдались экспериментально только в жидкостях (см., например, [163 — 165]). Изменения импульсных оптоакустических сигналов, вызванные плавлением поверхности полупроводников, зарегистрированы в работах [166 — 168]. Теоретическому исследованию этого эффекта посвящены работы [169 — 172]. В [109] обсуждалось влияние на форму профиля акустических импульсов возможности движения границы расплав—кристалл с околозвуковыми скоростями. Так как пикосекундные эксперименты подобного рода еще не проводились, мы не будем останавливаться на этом вопросе подробнее. Укажем лишь, что изменения ОА сигнала при плавлении поверхности связаны как с изменением плотности материала при плавлении, так и просто с изменением термоупругого вклада при изменении коэффициентов отражения (и поглощения) света (например, при формировании вблизи поверхности фазы высокого отражения). Конечно, в случае точного контроля параметров оптического воздействия процессы плавления—рекристаллизации могут не вызывать необратимых изменений поверхности; при этом рассматриваемый механизм генерации звука является неразрушающим. Возбуждение ультразвука при лазерном термоинициировании фазового перехода металл—полупроводник зарегистрировано в эксперименте [173]. Относительные изменения плотности вещества при таком фазовом переходе, так же как и в случае плавления, могут достигать десятка процентов.

4. Новое в оптоакустической технике генерации ударных волн. О возбуждении сильных ударных импульсов мощными сверхкороткими лазерными импульсами

Интерес к вопросу о возможности лазерного возбуждения сверхкоротких ударных импульсов связан с тем, что их можно использовать не только для диагностики материалов, но и, что особенно важно, для активного воздействия на физические процессы и инициирования физических процессов за пикосекундные интервалы времени. Мы уже отмечали влияние ударных волн на процессы спонтанного и вынужденного излучения света [56 — 61], активно используемое для их оптической регистрации. Из других проявлений сильного сжатия вещества в ударной волне укажем на возможности ионизации давлением [174], реализации метастабильных металлических фаз в полупроводниках (при $P \geq 150$ кбар в Si [175]), аморфизации [176]. В областях больших градиентов деформации наблюдается образование точечных дефектов [177], в то же время большие давления в ударной волне (УВ) и связанный с ними адиабатический нагрев могут способствовать отжигу дефектов, ударные волны могут инициировать как плавление [178], так и кристаллизацию [179]. Работа лазерных генераторов сверхкоротких ударных импульсов позволила бы исследовать подобные процессы с пикосекундным временным разрешением.

Задача укорочения длительности ударных импульсов в известных авторам экспериментах не ставилась. Однако, как следует из результатов работ [51, 66], длительность импульсов сжатия на расстояниях, не превышающих несколько десятков мкм, не превосходит единиц наносекунд. Важно также, что измеряемая в эксперименте длительность фронта ударной волны (с давлением $P_{sh} \sim 30$ Мбар) оказывается пикосекундной (≤ 10 пс [63]). Таким образом, для генерации сверхкоротких ударных импульсов основное значение имеет дополнительная реализация быстрого спада давления за фронтом ударной волны.

В этой части обзора обсуждается ряд особенностей возбуждения ударных импульсов при взаимодействии с веществом фемтосекундных лазерных полей. В п. 4.1 показано, что формирование ударного импульса происходит в процессе нестационарной теплопроводности в лазерной плазме, которая имеет твердотельную плотность. Характерная длительность ударных импульсов порядка времени отрыва ударной волны от фронта тепловой и определяется скоростью передачи энергии от электронов к ионам при их соударениях. Поэтому для укорочения ударных импульсов целесообразно использовать мишени из тяжелых элементов, допускающих многократную ионизацию атомов при наименьших вложениях энергии, что приводит к увеличению частоты электрон-ионных соударений.

В п.4.2 обсуждается влияние на характеристики возбуждаемых ударных импульсов того обстоятельства, что движение плазмы в процессе сверхкороткого оптического воздействия может быть незначительно. В этой ситуации слой с критической концентрацией плазмы (сильно поглощающий лазерное излучение) не успевает сформироваться. Увеличение же коэффициента отражения света с ростом интенсивности может приводить к уменьшению эффективности преобразования лазерных импульсов в ударные.

Уменьшение эффективности сверхбыстрого преобразования лазерной энергии в термокинетическое давление электронного газа с ростом интенсивности оптического воздействия особенно существенно в случае мишеней из легких элементов, когда даже при паяной ионизации заряд ионов не превы-

шает несколько единиц. В п. 4.3 показано, что в такой ситуации из-за резкого уменьшения частоты электрон-ионных соударений с ростом температуры электронов возможно вдавливание поверхности мишени под действием светового давления, которое растет пропорционально интенсивности лазерного воздействия.

4.1. Формирование ударных импульсов в процессе замедления быстрой нелинейной электронной теплопроводности. В настоящем параграфе мы уделим внимание следующей особенности лазерной абляции мишени специфичной для сверхкоротких лазерных воздействий с длительностями $\tau_L \lesssim 10$ пс: при определенных параметрах излучения разлета лазерной плазмы в процессе поглощения света не происходит. Собственно абляция материала мишени происходит на больших временах уже после прекращения сверхкороткого лазерного воздействия. На временах же $t \lesssim \tau_L$ формируется горячая плазма с твердотельной плотностью. В пользу такой схемы процесса нестационарной абляции при субпикосекундных воздействиях свидетельствуют результаты измерений коэффициента отражения света, выполненных в [11], и результаты приводимых ниже теоретических оценок [180].

Итак, поглощение лазерного излучения инициирует нагрев мишени, плазмообразование, абляцию вещества и формирование ударных волн. При сверхкоротких лазерных воздействиях эти процессы могут быть разделены во времени в силу того, что на малых временах $0 \leq t \leq \tau_L$ в процессе и после завершения лазерного воздействия тепловая волна распространяется в глубь вещества со скоростью, большей скорости УВ (и скорости разлета вещества мишени). То, что это утверждение справедливо на временах, меньших времени упругих электрон-ионных соударений v_{ei}^{-1} , следует из сравнения тепловой скорости электронов $v_e \sim (T_e/m_e)^{1/2}$, которая определяет баллистическую теплопроводность, и характерной скорости гидродинамических возмущений в двухтемпературной плазме $v_s \sim (\langle z \rangle T_e/m_i)^{1/2}$ ($m_{e,i}$ — массы электронов и ионов). На временах, превышающих обратную частоту электрон-ионных соударений

$$t \gtrsim v_{ei}^{-1}, \quad (4.1)$$

теплопроводность носит диффузионный характер, и при этом скорость распространения тепла убывает с течением времени быстрее, чем скорость распространения УВ. Поэтому существует характерный момент времени τ_0 , когда УВ обгоняет фронт тепловой волны

$$z_T(\tau_0) \sim z_{SH}(\tau_0); \quad (4.2)$$

здесь z_T — глубина проникновения тепла (координата фронта тепловой волны), а z_{SH} — координата фронта УВ. Именно в момент времени τ_0 и завершается формирование ударного импульса (УИ) [178]. Отметим, что такое же предположение использовалось при анализе возможности лазерного моделирования высокоскоростного удара [181]. Процесс постепенного "вырастания" ударной волны из тепловой и ее отрыва по мере удаления от облучаемой поверхности наблюдался в работе [66].

Так как скорость разлета в пустоту той массы вещества, в которой формируется УИ, совпадает по порядку величины со скоростью звука [178], то на временах $t \leq \tau_0$ процесс теплопроводности можно считать происходящим в неподвижной среде. На втором же этапе ($t \geq \tau_0$) исследуется задача о распространении УИ. При этом важно, что теплопроводность можно не учитывать, так как она является медленной по сравнению с гидродинамическим движением (ударная волна отрывается от тепловой). Параметры возбуждаемого УИ определяются условиями в момент отрыва $t \sim \tau_0$: условием отрыва (4.2) и условием равенства характерного давления в УИ давлению электронного газа P_e :

$$P_e(\tau_0) \sim \langle z \rangle n_i T_e \sim \rho_0 v_{SH}^2 \sim P_{SH}(\tau_0); \quad (4.3)$$

здесь $\langle z \rangle n_i \sim n_e, n_{e,i}$ — концентрация электронов и ионов в плазме.

В интересующих нас условиях мощных лазерных воздействий основную роль в энергопереносе играет быстрая нелинейная электронная теплопроводность [178, 181]. Важным фактором, определяющим скорость переноса энергии электронами, является частота упругих электрон-ионных соударений:

$$\nu_{ei} \sim \frac{1}{3} \frac{Q_0^4 n_i \langle z \rangle^2}{m_e^{1/2} T_e^{3/2} \Lambda} \sim \frac{Q_0^4 n_i \langle z \rangle^2}{m_e^{1/2} T_e^{3/2}}, \quad (4.4)$$

где Λ — кулоновский логарифм. Она определяет коэффициент диффузии электронов:

$$D_e \sim v_e^2 \nu_{ei}^{-1} \sim T_e^{5/2} / Q_0^4 n_i m_e^{1/2} \langle z \rangle^2. \quad (4.5)$$

Соответственно, для характерной плотности энергии W_V в момент времени $t \geq \tau_L$

справедлива оценка

$$W_V \sim W_S^a / z_T(t) \sim W_S^a / (D_e t)^{1/2}; \quad (4.7)$$

здесь W_S^a — поверхностная плотность поглощенной лазерной энергии, и предполагается, что длина теплопроводности превосходит глубину l_p проникновения света:

$$z_T(t) \sim (D_e t)^{1/2} \gtrsim l_p \equiv \alpha^{-1}. \quad (4.8)$$

В наших порядковых оценках мы будем, полагая $\langle z \rangle \gtrsim 1$, пренебречь тепловой энергией ионов и энергией, затраченной на ионизацию, по сравнению с тепловой энергией электронов

$$W_V \sim \frac{3}{2} (n_e T_e + n_i T_i) + n_i \sum_{\langle z \rangle' = 1}^{\langle z \rangle} i(\langle z \rangle') \sim \frac{3}{2} \langle z \rangle n_i T_e; \quad (4.9)$$

здесь $i(\langle z \rangle)$ — энергия, необходимая для отрыва электрона от иона с зарядом $\langle z \rangle \sim 1$. Отметим, что в этом приближении при описании процесса теплопроводности отпадает необходимость учета энергообмена между электронами и ионами [182].

Соотношения (4.5), (4.7), (4.9) дают следующее описание процесса элек-

тронной теплопроводности:

$$T_e \sim m_e^{1/9} Q_0^{8/9} n_i^{-2/9} t^{-2/9} (W_S^a)^{4/9}, \quad (4.10)$$

$$z_T \sim m_e^{-1/9} Q_0^{-8/9} n_i^{-7/9} \langle z \rangle^{-1} t^{2/9} (W_S^a)^{5/9}. \quad (4.11)$$

Будем полагать, что ионизация прекращается, когда кинетической энергии свободного электрона становится недостаточно для отрыва следующего связанного электрона:

$$i(\langle z \rangle) \sim T_e. \quad (4.12)$$

Отметим, что приближенная связь (4.12) следует и из уравнений Саха при $T_e \gtrsim i(2)$ [178]. Зависимость $i(\langle z \rangle)$ будем моделировать степенной функцией

$$i(\langle z \rangle) \sim i_0 \langle z \rangle^{1/\Delta}, \quad (4.13)$$

где по физическому смыслу величина i_0 порядка энергии ионизации нейтрального атома, а Δ — свободный параметр. В модели водородоподобных ионов $\Delta = 1/2$. Соотношения (4.12), (4.13) определяют зависимость среднего заряда ионов от электронной температуры:

$$\langle z \rangle \sim (T_e / i_0)^\Delta. \quad (4.14)$$

Для определения момента τ_0 отрыва УВ от тепловой волны, характерного пространственного размера области генерации $z_0 \sim z_T(\tau_0) \sim v_{SH}(\tau_0) \tau_0$, и давления на фронте УИ в момент отрыва $P_0 \sim P_{SH}(\tau_0)$ достаточно подставить (4.10), (4.11), (4.13) в систему уравнений (4.2), (4.3) и разрешить ее:

$$\tau_0 \sim (W_S^a)^{(1-2\Delta)/(2-\Delta)} \sim 50 n_i^{-2} \rho_0 i_0^{3/2} \text{ пс}, \quad (4.15)$$

$$z_0 \sim (W_S^a)^{(4-5\Delta)/3(2-\Delta)} \sim n_i^{-4/3} \rho_0^{1/3} i_0 (W_S^a)^{1/3} \text{ мкм}, \quad (4.16)$$

$$P_0 \sim (W_S^a)^{2(1+\Delta)/3(2-\Delta)} \sim 10 \rho_0^{-1/3} n_i^{4/3} i_0^{-1} (W_S^a)^{2/3} \text{ Мбар.} \quad (4.17)$$

Первые части соотношений (4.15) — (4.17) демонстрируют лишь характер изменения физических величин с увеличением поглощенной лазерной энергии, но при произвольных значениях параметра Δ . Вторые части дают численные оценки, но лишь в частном случае $\Delta = 1/2$. Здесь и далее физические параметры нормированы на следующие характерные значения: n_i — на $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, ρ — на 3 г/см^3 , i_0 — на 10 эВ и W_S^a — на 100 Дж/см^2 . Система оценок (4.15) — (4.17) справедлива при

$$\tau_L \leq \tau_0. \quad (4.18)$$

Отметим, что анализ уравнений (4.2), (4.3) позволяет также выявить связь между характерным временем τ_0 и частотой v_{ei} :

$$\tau_0 \sim \frac{1}{\langle z \rangle} \frac{m_i}{m_e} v_{ei}^{-1} \sim \tau_{ei}.$$

Таким образом, по физическому смыслу время отрыва УИ от тепловой волны

порядка времени τ_{el} передачи энергии от электронной подсистемы к ионной при упругих соударениях [181].

Согласно (4.15), выбранный для численных оценок режим $\Delta = 1/2$ является критическим в том смысле, что τ_0 не зависит от энергии W_S^a поглощенного излучения. Укажем для этого случая границы применимости системы оценок (4.15) — (4.17) для значений параметров, совпадающих с характерными [180]. Прежде всего длительность лазерного воздействия в силу (4.15), (4.18) не должна превышать десятков пикосекунд ($\tau_L \leq 50$ пс). Ограничение снизу на величину энергии лазерного воздействия W_S^a накладывает использованное предположение о невырожденности электронной компоненты плазмы: $W_S^a \geq 1$ Дж/см². При таких плотностях энергии неравенство (4.8) выполняется не только на временах $t \sim \tau_0$ (4.16), но и на временах $t \sim \tau_L \geq 100$ фс. Поэтому можно использовать (4.10) для оценки максимальных температур электронов, что необходимо для определения верхней границы допустимых энергий W_S^a с помощью неравенства

$$T_e(\tau_L) \geq W_V^{osc}; \quad (4.19)$$

здесь W_V^{osc} — средняя за период кинетическая энергия осцилляции электронов в лазерном поле:

$$W_V^{osc} \sim \frac{Q_0^2}{4\pi m_e v_L^2} \frac{I_L}{c_L} \sim 75(hv_L)^{-2} \tau_L^{-1} W_S^a \text{ эВ}; \quad (4.20)$$

здесь в численной оценке hv_L нормирована на 1 эВ, а τ_L — на 100 фс. При нарушении (4.19) становится несправедливой оценка (4.4), изменяется процесс теплопроводности, а генерация УИ может быть преимущественно вызвана не действием термокинетической силы (давлением хаотически движущихся электронов), а действием нелинейной силы электромагнитного поля [183]. В силу (4.10), (4.20) неравенство (4.19) для фемтосекундных импульсов ($\tau_L \sim 100$ фс) коротковолнового излучения ($hv_L \sim 4$ эВ) выполняется при $W_S^a \leq 10^5$ Дж/см².

В силу соотношения (4.17) при допустимых значениях поверхностной плотности поглощенной энергии $W_S^a \sim 1 - 10^5$ Дж/см² (при $\tau_L \sim 100$ фс соответствующий диапазон интенсивностей света $I_a \sim 10^{13} - 10^{18}$ Вт/см²) реализуются ударные импульсы с давлениями $P_0 \sim 0,5$ Мбар — 1 Гбар. По терминологии, использованной в [178], в твердых телах УВ с давлениями $P_{sh} > 10$ Мбар являются сильными. Для качественного описания сильных УИ можно рассматривать твердое тело как электронно-ядерный газ с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ [178] и воспользоваться существованием автомодельных решений уравнений газодинамики, описывающих УВ, формирующиеся при разлете газа после мгновенного энерговыделения на поверхности. Таким образом, фактически можно использовать полученные с помощью условий (4.2), (4.3) соотношения (4.15) — (4.17) для сращивания автомодельных решений задач нелинейной теплопроводности и газодинамики.

Если r_0 — характерный размер области фокусировки света, то для описания УИ на расстояниях, не превышающих r_0^2/z_0 , можно использовать одномерные уравнения газовой динамики. Единственным масштабом длины в движении, инициированном мгновенным и **δ-локализованным** на границе с вакуумом воздействием, является переменная координата фронта УИ:

$$z_{\text{SH}} = B t^\beta; \quad (4.21)$$

здесь β — показатель автомодельности, а параметр B определяется характеристиками воздействия. Так как характерное давление на фронте УИ из соображений размерности можно представить в виде

$$P_{\text{SH}} \sim \rho (\dot{z}_{\text{SH}})^2 \sim \rho B^2 \beta^2 t^{2\beta-2}, \quad (4.22)$$

то значение параметра B можно определить из условий (4.15) — (4.17), которые фактически являются начальными для (4.21), (4.22): $z_{\text{SH}}(\tau_0) \sim z_0$, $P_{\text{SH}}(\tau_0) \sim P_0$. Значение же показателя автомодельности $\beta \approx 0,61$ получено для $\gamma = 5/3$ путем численного решения уравнений гидродинамики, описывающих автомодельное движение [178]. В результате зависимости координаты фронта и давления на фронте УИ в точке наблюдения от плотности поглощенной энергии (в случае $\Delta = 1/2$) можно представить в виде [180]

$$z_{\text{SH}} \sim (W_{\text{S}}^a)^{1/3}, \quad P_{\text{SH}} \sim (W_{\text{S}}^a)^{1,1}. \quad (4.23)$$

Сверхлинейный рост давления связан с приближением области формирования УИ к области регистрации.

В работе [180] на основе линейной аппроксимации профиля УИ вблизи его фронта получена приближенная связь между длительностью τ_{SH} ударного импульса по полувысоте и временем t_{SH} прихода фронта УИ в точку наблюдения (в интересующем нас случае $\gamma = 5/3$, $\beta = 0,61$):

$$\tau_{\text{SH}} \approx 0,2 t_{\text{SH}}. \quad (4.24)$$

В силу соотношения (4.24) длительность сильного УИ растет пропорционально времени его распространения. Так как реально выход гидродинамического движения на автомодельный режим осуществляется за время, значительно превышающее время генерации УИ [178], то (4.24) корректно при $t_{\text{SH}} \gg \tau_0$. Следовательно, во всяком случае длительность ударного импульса τ_{SH} превосходит время его генерации τ_0 . Таким образом, распространение УИ в условиях разлета вещества в вакуум не может привести к укорочению его длительности (которая в момент окончания генерации, конечно, была порядка τ_0).

Таким образом, простого укорочения длительности лазерного воздействия не достаточно для соответствующего укорочения длительности УИ. При $\tau_L < \tau_0$ длительность УИ в рассмотренной модели не зависит от τ_L , а определяется характеристиками используемой мишени. Согласно (4.15), для мишени с $0 \leq \Delta \leq (1/2)$ τ_{SH} превышает десятки пикосекунд. Важно, что в этом случае ширина τ_f фронта УВ не влияет на полную длительность УИ, так как по результатам [63] $\tau_f < 10$ пс. Для получения более коротких УИ необходимы

мишени с $\Delta > 1/2$, в которых при увеличении плотности поглощенной энергии сокращается время электрон-ионного энергообмена $\tau_{ei} \sim \tau_0$. Таким образом, для генерации сверхкоротких УИ предпочтительны мишени, в которых минимальны затраты энергии на многократную ионизацию атомов. Отметим, что эти выводы коррелируют с результатами работы [182], в которой для быстрого охлаждения электронов и замедления процесса теплопроводности предлагается в мишень из легких атомов добавлять тяжелые элементы.

4.2. Влияние на эффективность преобразования лазерных импульсов в ударные зависимости поглощательной способности мишени от энергии лазерного воздействия. Во всех приведенных выше соотношениях фигурирует поверхностная плотность поглощенной лазерной энергии W_S^a . Поэтому для их практического использования необходимо еще связать W_S^a с поверхностной плотностью энергии падающего излучения W_S^i . В ряде случаев может быть реализована оптимальная с точки зрения аблационной генерации сильных УИ связь: $W_S^a \approx W_S^i$. В первых, для увеличения энерговклада в мишень согласно результатам работы [184] можно использовать нанесение на поглощающую поверхность периодической системы субмикронных канавок. Во-вторых, поглощение большей части падающего излучения может происходить при воздействии достаточно длинных лазерных импульсов $\tau_L \geq 10 - 100$ пс [62 - 64, 66]. В этой ситуации еще во время оптического воздействия может образовываться плазменный слой с критической концентрацией, в котором возможно сильное поглощение света.

Если же не принимать специальных мер [184], то зависимость коэффициента отражения света от параметров плазмы в случае лазерных воздействий с длительностями $\tau_L \leq 10$ пс может приводить к существенному снижению поглощательной способности мишени. Например, в работе [11] при воздействии на кремний излучением с параметрами $\tau_L \sim 160$ фс, $h\nu_L \sim 4$ эВ наблюдалось примерно трехкратное уменьшение поглощательной способности $1 - R$ при изменении W_S^i от 1 Дж/см² до 10² Дж/см². Результаты работы [19] также указывают на тенденцию возрастания коэффициента отражения от алюминия излучения $h\nu_L \sim 4$ эВ, $\tau_L \sim 400$ фс при $W_S^i \geq 50$ Дж/см².

Фактически зависимость коэффициента отражения света от W_S^a приводит к нелинейности связи между поглощенной W_S^a и падающей W_S^i энергиями излучения:

$$W_S^a = (1 - R(W_S^a))W_S^i. \quad (4.25)$$

В модели Друде диэлектрической проницаемости плазмы коэффициент отражения Френеля зависит от относительной величины трех частот: ν_{ei} (4.4), $2\pi\nu_L$ и плазменной частоты электронов ω_p . Используя связь (4.14) и прежние нормировки физических величин, можно оценить:

$$\nu_{ei} \approx 1,5 \cdot 10^{15} n_1 i_0^{-2\Delta} T_e^{2\Delta - (3/2)} \text{ с}^{-1}, \quad (4.26)$$

$$2\pi\nu_L \approx 1,5 \cdot 10^{15} h\nu_L c^{-1}, \quad (4.27)$$

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e Q_0^2}{m_e} \right)^{1/2} \approx 1,5 \cdot 10^{16} n_1^{1/2} i_0^{-\Delta/2} T_e^{\Delta/2} c^{-1}. \quad (4.28)$$

В случае

$$\nu_{ei} < 2\pi\nu_L < \omega_p \quad (4.29)$$

модель Друде приводит к следующим выражениям для коэффициента поглощения света α и поглощательной способности:

$$\alpha \approx 2 \frac{\omega_p}{c_L} \sim 10^6 n_1^{1/2} i_0^{-\Delta/2} T_e^{\Delta/2} \text{ см}^{-1}, \quad (4.30)$$

$$1 - R \approx 2 \frac{\nu_{ei}}{\omega_p} \sim 0,2 n_1^{1/2} i_0^{-3\Delta/2} T_e^{-3(1-\Delta)/2}. \quad (4.31)$$

Согласно (4.31) коэффициент отражения света изменяется в процессе оптического воздействия вследствие изменения температуры электронов. Для оценок в качестве характерного значения $1 - R$ будем использовать значение, реализующееся при $t \sim \tau_L$. Тогда, соотношения (4.10), (4.25) и (4.31) позволяют определить связь между W_S^a и W_S^i , в частности

$$W_S^a \sim (W_S^i)^{3/(5-2\Delta)}.$$

Соответствующим образом изменяются показатели степеней в первых частях описания (4.15) — (4.17). Численная оценка τ_0 в режиме $\Delta = 1/2$ (4.15), конечно, не изменяется. Другие же параметры УИ в этом режиме принимают следующие значения:

$$z_0 \sim 0,5 \rho^{1/3} n_1^{-7/6} i_0^{13/16} \tau_L^{1/24} (W_S^i)^{1/4} \text{ мкм}, \quad (4.32)$$

$$P_0 \sim 1,5 \rho^{-1/3} n_1^{5/3} i_0^{-11/8} \tau_L^{1/12} (W_S^i)^{1/2} \text{ Мбар.}$$

Так же как и в общем случае, увеличение R приводит к замедлению по сравнению с (4.16), (4.17) скорости роста параметров УИ с увеличением энергии воздействия. Зависимость $P_{sh} = P_{sh}(W_S^i)$ в точке наблюдения (подобная (4.23)) может стать сублинейной.

Область применимости полученных результатов по-прежнему ограничена снизу условием невырожденности плазмы: $W_S^i \geq 1 \text{ Дж/см}^2$. При выполнении этого условия источник нагрева электронов является поверхностным $z_T(\tau_L) > \alpha^{-1}$ (4.30), а оценка частот (4.26) — (4.28) указывает на выполнение условия (4.29) для излучения $h\nu_L \sim 4 \text{ эВ}$. Ограничение на допустимые плотности энергии падающего излучения сверху накладывает условие применимости формул Френеля для коэффициента отражения света. Их можно использовать, если ширина δ переходной области от вакуума к плазме твердотельной плотности не превосходит глубины проникновения излучения

$l_p \sim \alpha^{-1}$. Максимальная скорость v_a истечения газа в вакуум, как известно [178], порядка скорости ионно-звуковой волны

$$v_a = \frac{2}{\gamma - 1} v_s = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{\langle z \rangle T_e}{m_i} \right)^{1/2}.$$

При этом оценка выполнения неравенства $\delta \sim v_a \tau_L < \alpha^{-1}$ приводит к условию $W_s^i \lesssim 10^3 \text{ Дж/см}^2$. Дополнительные проверки показывают, что при таком ограничении на плотность энергии лазерного воздействия выполняется (4.19), а расстояние, проходимое электроном за период осцилляции в световом поле, меньше глубины проникновения света. Последнее условие вместе с (4.19) говорит о том, что в данном случае для ближнего ультрафиолета ($\hbar \omega_L \approx 4 \text{ эВ}$) реализуется своего рода скин-эффект в инфракрасной области спектра [185].

Таким образом, для лазерных импульсов с длительностью $\tau_L \sim 100 \text{ фс}$ в режиме $\Delta = 1/2$ система оценок (4.32) применима при интенсивностях оптического воздействия в диапазоне $W_s^i \sim 10^{13} - 10^{16} \text{ Вт/см}^2$. Согласно (4.32) в таких условиях возможна генерация УИ с давлениями $P_{sh} \sim 0,1 - 5 \text{ Мбар}$. Дальнейшее увеличение интенсивности в этом случае должно вызывать плавный переход к рассмотренному ранее режиму (4.15) — (4.17) по мере возрастания поглощательной способности плазмы при ее расширении.

4.3. О возможности преобладания светового давления над термокинетическим давлением электронов. Сравнение величин давлений (4.17), (4.32) со световым (3.53) показывает, что в реальных условиях эксперимента в режиме $\Delta = (1/2)$ P_L пренебрежимо мало. Фактически это связано с тем, что переход к режиму сильного поглощения света осуществляется раньше, чем могли бы при увеличении интенсивности воздействия сравняться P_L (3.54) и P_0 (4.32). Сценарий развития событий с ростом W_s^i может быть иным в случае мишени из легких элементов, когда средний заряд ионов $\langle z \rangle$ постоянен (не зависит от T_e) вследствие полной ионизации атомов уже при умеренных интенсивностях воздействия. Переход к этому режиму осуществляется формальными заменами в (4.12) и последующих **оценках** $i_0 \rightarrow (A/2)^{-1/\Delta}$, $\Delta \rightarrow 0$. При этом $\langle z \rangle \sim A/2 \sim \text{const}$. В таком режиме возможна ситуация, когда разлету плазмы препятствует световое давление.

Сравнение термокинетического давления электронов

$$P_e \sim \langle z \rangle n_i T_e \sim 3,2 n_i \langle z \rangle^{7/5} \tau_L^{-2/15} (W_s^i)^{4/15} \text{ Мбар}$$

со световым (3.54), для которого в условиях сильного отражения ($R \approx 1$) справедлива оценка

$$P_L \approx 0,3 \tau_L^{-1} W_s^i \text{ Мбар},$$

показывает, что последнее преобладает при

$$W_s^i \gtrsim (W_s^i)_{cr}^{(1)} \sim 2,5 \cdot 10^3 n_i^{15/11} \langle z \rangle^{21/11} \tau_L^{13/11} \text{ Дж/см}^2. \quad (4.33)$$

При энергиях, превышающих критическую ($W_s^i)_{cr}^{(1)}$, происходит вдавливание

поверхности мишени. Начиная с $P_L = P_e \gtrsim 10$ Мбар, для качественного описания движения поверхности можно использовать предположение о предельном сжатии приповерхностного электронно-ядерного газа ($n_i^{SH} \approx 4n_i$, для $\gamma = 5/3$). Тогда фронт ударной волны проникает в глубь мишени со скоростью $v_{SH} = 2(P_L/3\rho)^{1/2}$, а поверхность движется со скоростью $v_0 \sim (3/4)v_{SH}$.

Предельное сжатие необходимо учитывать при определении верхней границы энерговкладов, при которых возможна реализация указанного режима. Ограничение на W_S^i сверху может быть связано также с применимостью формул Френеля при расчете отражения света. В интересующем нас случае размытость **δ-скачка** диэлектрической проницаемости на границе вакуум—плазма может быть связана с пространственным разделением электронов и ионов под действием светового давления

$$\delta \sim \frac{1}{\langle z \rangle Q_0(4n_i)} \left(\frac{P_L}{2\pi} \right)^{1/2}.$$

Неравенство $\delta \leq l_p$ выполняется при

$$W_S^i \leq (W_S^i)_{cr}^{(2)} \sim 4,7 \cdot 10^6 n_i \langle z \rangle \tau_L \text{Дж/см}^2. \quad (4.34)$$

Наконец, при нарушении соотношения

$$W_S^i \leq (W_S^i)_{cr}^{(3)} \sim 2,3 \cdot 10^3 n_i^{-15/4} \langle z \rangle^{-21/4} \tau_L^{1/2} (h\nu_L)^{15/2} \text{Дж/см}^2 \quad (4.35)$$

все оценки должны быть модифицированы с учетом того, что будет реализовываться не скин-эффект в ИК области спектра, а аномальный скин-эффект (так как нарушается неравенство $l_p > v_e/2\pi\nu_L$).

Сравнение критических энергий $(W_S^i)_{cr}$ (4.34) — (4.35) однозначно указывает на преимущества использования коротковолновых лазеров для расширения возможного диапазона энергий излучения, при которых реализуется вдавливание поверхности. При $h\nu_L \sim 4$ эВ, $\tau_L \sim 100$ фс, $n_i \sim 5 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$, предложенная система оценок указывает на реализацию режима $P_L > P_e$ в диапазоне энергий $W_S^i \sim 2 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^5 \text{Дж/см}^2$. Вдавливание поверхности может происходить и при больших энергиях воздействия, однако для описания этого необходимо использовать формулы для α и $(1 - R)$, отличные от (4.30), (4.31) (аномальный скин-эффект [185, 186]). Но уже в указанном диапазоне энергий (соответствующие интенсивности лазерного воздействия $I_i \sim 2 \cdot 10^{17} - 2,5 \cdot 10^{18} \text{Вт/см}^2$) давления света на поверхность приближаются к гигабарным значениям ($P_L \sim 60 - 800$ Мбар). Отметим, что при таких давлениях в течение характерного времени лазерного воздействия ($\tau_L \sim \sim 100$ фс) вся область проникновения света оказывается захваченной ударным сжатием.

Оценки показывают, что в исследуемом режиме $P_L > P_e$ ($I_i \sim (2 - 25) \cdot 10^{17} \text{Вт/см}^2$) характерные частоты электрон-ионных соударений $\nu_{ei} \sim 10^{14} - 3,5 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1}$) попадают уже на границу условия (4.1) реа-

лизации диффузионного режима теплопроводности (для $\tau_L \sim 100$ фс). Поток же тепла, вводимый в мишень $W_s^a \sim (1 - R)W_s^i \sim (3 \cdot 10^{15} - 1,5 \cdot 10^{16})$ Вт/см², близок по значению к величине, при которой в условиях аблации мишней длинными импульсами ожидается ограничение теплопроводности [162, 186]. Наконец, как показывают дополнительные оценки, именно при $P_L > P_c$ может начинаться нарушение условия (4.19). Соответственно характерные скорости колебательного движения электрона начинают превосходить тепловые и возможно развитие плазменной неустойчивости [186, 187], сопровождающееся увеличением эффективной частоты рассеяния электронов. Этот процесс может препятствовать сжатию плазмы световым давлением и вообще исключить возможность реализации вдавливания поверхности. В целом можно утверждать, что экспериментальные исследования процесса ОА преобразования под действием мощного фемтосекундного коротковолнового излучения могут дать весьма интересную информацию о физике сверхбыстрых процессов электрон-ионного энергообмена в плазме. Дальнейшее развитие теоретических моделей должно в первую очередь включать учет возможной неравновесности ионизационного состава плазмы [182], анализ возможности развития плазменных неустойчивостей в присутствии мощной электромагнитной волны (например, при $T_e \sim W_v^{\text{osc}}$ [186]), а также описание структуры сверхкоротких ударных импульсов с длительностями $\tau_{\text{SH}} \leq 1 - 10$ пс.

5. Физические факторы, влияющие на длительность регистрируемых оптоакустических импульсов

Фактически обсуждению вопроса, вынесенного в заголовок данного параграфа, было посвящено и все предыдущее рассмотрение. Здесь же мы дополнительно остановимся на описании трансформации спектров (и профилей) сверхкоротких акустических импульсов в процессе их распространения (вне области генерации). Отдельно будут проанализированы возможности управления длительностью импульсов звука за счет нелинейных изменений акустических источников при увеличении интенсивности лазерного воздействия.

5.1. Роль диссипации, дифракции, акустической нелинейности и дисперсии в процессе распространения акустических импульсов. Интересуясь в п. 3 лишь различными физическими механизмами ОА преобразования, мы для компактности изложения пренебрегали поглощением, дисперсией и неодномерностью акустических волн, нелинейными эффектами в динамике кристаллической решетки. Известны методы, позволяющие учесть влияние этих факторов уже на стадии возбуждения акустических импульсов [77]. Однако, как показывают оценки для большинства экспериментальных реализаций ОА преобразования, в этом нет необходимости. Дело в том, что характерные расстояния, на которых заметным образом проявляется роль этих накапливающихся эффектов (т.е. длины поглощения L_{ABS} , дифракции L_{DIF} , дисперсии L_{DIS} , **нелинейная L_{NL}**), обычно существенно превышают пространственный размер области генерации звука L_G . Конечно, это непосредственно связано с тем, что в прикладных работах исследователи как раз и стараются преимущественно реализовать неразрушающее возбуждение плоских волн. Для этого, в частности, управляя фо-

кусировкой излучения, стремятся добиться локализации источников звука в объеме в форме диска.

При выполнении неравенства $L_{\text{ABS}}, L_{\text{DIF}}, L_{\text{DIS}}, L_{\text{NL}} \gg L_{\text{G}}$ задача определения ОА сигнала в области регистрации (на расстояниях $z \gg L_{\text{G}}$) может быть решена в два этапа. На первом этапе справедливы решения, полученные с помощью метода спектральных передаточных функций в п. 3. Эти решения (3.4) — (3.6), справедливые вне области генерации ($z > L_{\text{G}}$), задаются в качестве граничного условия для задачи эволюции квазиплоского акустического импульса конечной амплитуды в диссипативной среде. На втором этапе для описания такой эволюции, в пренебрежении анизотропией кристалла, можно использовать уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\epsilon}{c_a} U \frac{\partial U}{\partial \tau} - \frac{b}{2\rho c_a^3} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{a^2}{24c_a^3} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} \right] = \frac{c_a}{2} \Delta_{\perp} U, \quad (5.1)$$

в котором ϵ — нелинейный акустический параметр среды [77, 188, 189], b — диссипативный параметр [188, 189], a — параметр кристаллической решетки [40, 190], Δ_{\perp} — оператор Лапласа по координатам, нормальным к оси z . В пренебрежении дисперсией ($a = 0$) уравнение (5.1) в нелинейной теории звуковых пучков [189, 191] принято называть уравнением Хохлова—Заболотской. В отсутствие поглощения звука ($b = 0$) уравнение (5.1) также известно как уравнение Кадомцева—Петвиашвили. Решение квазилинейного эволюционного уравнения (5.1) в общем случае возможно только численными методами [191]. Аналитические же результаты могут быть получены в случае сильного различия пространственных масштабов проявления анализируемых физических эффектов.

Если наименьшей характерной длиной является длина диссипации ($L_{\text{G}} \ll L_{\text{ABS}}, L_{\text{DIF}}, L_{\text{DIS}}, L_{\text{NL}}$), то (5.1) сводится к линейному параболическому уравнению

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{b}{2\rho c_a^3} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = 0,$$

которое, естественно, может быть решено, например, с помощью интегральных преобразований (3.3). Представление решения в спектральной форме

$$\tilde{U}(\omega, z) = \tilde{U}(\omega, z = 0) \exp(-b\omega^2 z / 2\rho c_a^3) \quad (5.2)$$

показывает, что каждая спектральная компонента экспоненциально убывает с расстоянием. Величина $\alpha_a = b\omega^2 / 2\rho c_a^3$ по физическому смыслу является коэффициентом поглощения звука с частотой ω . Растущее квадратично с частотой поглощение ($\alpha_a \sim \omega^2$) традиционно называют высокочастотным, так как оно согласно (5.2) приводит к сужению спектра широкополосных акустических сигналов. Отметим, что в кристаллах возможны реализации и других видов зависимостей $\alpha_a = \alpha_a(\omega)$ (отличные от $\sim \omega^2$) особенно при низких температурах, либо в терагерцевой области частот [76].

Воспользовавшись описанием (3.11) генерируемой волны деформации $\tilde{U}(\omega, z = 0)$ и решением (5.2), профиль сигнала в области регистрации удобно представить в виде

$$U(z, t) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega) I_1 \tilde{f}(\omega) \exp(-\alpha_a(\omega)z - i\omega t) d\omega. \quad (5.3)$$

Согласно (5.3) можно говорить о спектральной передаточной функции ОА преобразования + распространения:

$$K(\omega, z) = K(\omega) \exp(-\alpha_a(\omega)z), \quad (5.4)$$

которая зависит от расстояния z между областями генерации и детектирования звука. Ясно, что сужение спектра эффективно передаваемых частот с ростом z (5.4) должно приводить к увеличению длительности акустических импульсов.

Искажения профилей сверхкоротких импульсов деформации, вызванное поглощением акустических волн в процессе их распространения, наблюдались во многих экспериментах (например, [31, 33, 35, 36, 192]). Важно, что регистрируя подобные изменения спектра ОА сигнала можно не только оценить [33, 35, 36], но и весьма точно измерить коэффициенты поглощения гиперзвука при комнатных температурах. В недавнем эксперименте [193] пикосекундная оптоакустическая техника (см. п. 2) целенаправленно использовалась для определения зависимости поглощения продольных звуковых волн при температурах 80 — 300 К в полосе частот $v_a \sim 180 — 250$ ГГц в

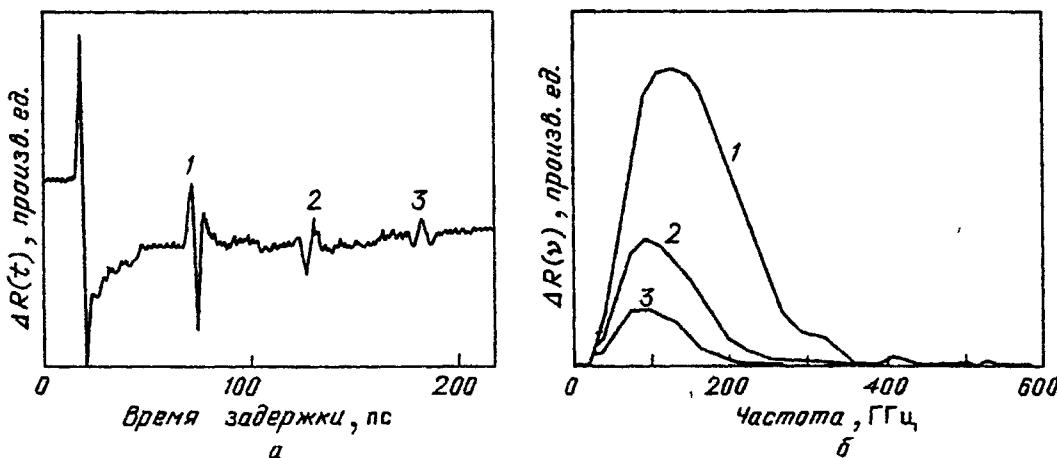


Рис. 26. Профили (а) и спектры (б) изменений коэффициента отражения света, инициированных переотражениями в пленке а-SiO₂ сверхкоротких ОА импульсов деформации [193]

а-SiO₂. На рис. 26,а представлены профили изменения отражения света, вызванного в алюминиевом ОА преобразователе тремя первыми эхо-импульсами, приходящими после переотражений в слое стекла 1480 Å. Соответствующие спектры эхо-сигналов изображены на рис. 26,б. Результаты проведенных измерений зависимости поглощения гиперзвука на двух частотах ($v_a = 201, 238$ ГГц) от температуры отображены на рис. 27. Отметим, что согласно измерениям [193] при комнатных температурах изменение поглощения в полосе частот $v_a \sim 30 — 200$ ГГц согласуется в пределах ошибок эксперимента с законом ω^2 . Эксперимент [193] ярко демонстрирует уникальные возможности широкополосной оптоакустической спектроскопии тонких пленок.

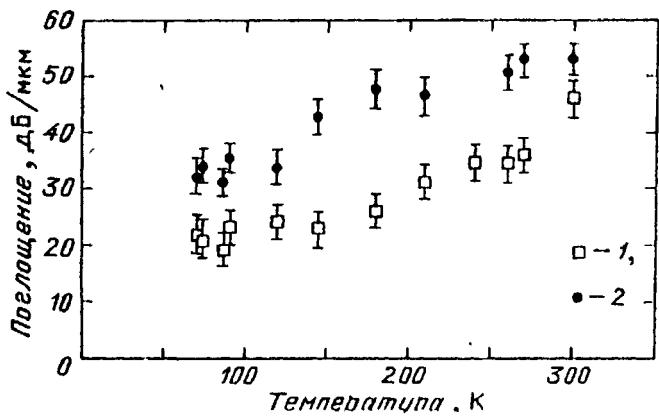


Рис. 27. Зависимость поглощения звука на частотах 201 ГГц (1) и 238 ГГц (2) от температуры, измеренная с помощью широкополосной ОА спектроскопии [193]

В силу представления (5.3) длиной диссипации L_{ABS} следует считать обратный коэффициент поглощения звука на максимальной из характерных частот генерируемого сигнала $U(\tau, z = 0)$:

$$L_{\text{ABS}} \sim 2\rho c_a^3 / b\omega_{\text{max}}^2.$$

Действительно, именно при $z \gtrsim \alpha_a^{-1}(\omega_{\text{max}})$ экспоненциальный фактор в (5.3) начинает оказывать влияние на спектр ОА сигнала. В то же время на расстояниях, превышающих длину поглощения звука с минимальной из характерных частот ($z \gtrsim \alpha_a^{-1}(\omega_{\text{min}})$), почти вся информация о деталях спектра $\tilde{U}(\omega, z = 0)$ пропадает. Профиль импульсов деформации на таких расстояниях связан дифференциальным, либо интегральным преобразованием с гауссовым профилем

$$U(\tau, z) \sim \exp(-\rho c_a^3 \tau^2 / 2bz) \quad (5.5)$$

в зависимости от поведения спектра $\tilde{U}(\omega, z = 0)$ на низких частотах ($\omega \rightarrow 0$). Если $\tilde{U}(\omega = 0, z = 0) \neq 0$ (например, в случае (3.42)), то профиль ОА импульса является гауссовым (5.5). Если $\tilde{U}(\omega \rightarrow 0, z = 0) \sim \omega$ (например, в случае (3.13)), то профиль ОА импульса подобен первой производной от (5.5) и так далее. Во всех случаях на расстояниях $z > \alpha_a^{-1}(\omega_{\text{min}})$ характерная длительность акустических импульсов в силу (5.5) растет с пройденным расстоянием как $z^{1/2}$.

Если наименьшей характерной длиной является длина дифракции ($L_G \ll L_{\text{DIF}} \ll L_{\text{ABS}}, L_{\text{DIS}}, L_{\text{NL}}$), то уравнение (5.1) отвечает квазиоптическому приближению в теории дифракции [189, 190]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial U}{\partial \tau} = \frac{c_a}{2} \Delta_{\perp} U. \quad (5.6)$$

В случае гауссового поперечного распределения звука в пучке в области генерации:

$$U(\tau, z = 0, r) = U(\tau, z = 0) \exp(-r^2 / r_0^2),$$

где r — поперечная координата, r_0 — радиус пучка, спектр ОА сигнала, удов-

летворяющего уравнению (5.6), можно на оси $r = 0$ представить в виде [77, 189]

$$\tilde{U}(\omega, z, r = 0) = \frac{\tilde{U}(\omega, z = 0, r = 0)}{1 + (2ic_a z/r_0^2 \omega)}. \quad (5.7)$$

Согласно (5.7) дифракция, в отличие от высокочастотного поглощения (5.2), в первую очередь влияет на низкочастотные компоненты спектра ОА сигнала. Уменьшение низкочастотных составляющих начинает заметно влиять на спектр (и профиль) импульса деформации, начиная с расстояний z порядка

$$L_{\text{DIF}} \sim r_0^2 \omega_{\text{min}} / 2c_a.$$

На расстояниях $z \gg r_0^2 \omega_{\text{max}} / 2c_a$ в силу (5.7) справедлива приближенная связь:

$$\tilde{U}(\omega, z, r = 0) \approx \frac{r_0^2}{2c_a z} (-i\omega) \tilde{U}(\omega, z = 0, r = 0),$$

согласно которой, профиль дифрагированного ОА сигнала на оси подобен производной по времени от профиля генерируемого импульса деформации.

Естественно, что дифракционное "обрезание" низкочастотной области спектра ОА сигнала может приводить к укорочению длительности ОА импульсов в процессе их распространения. Весьма наглядным является следующий пример, когда в спектре исходного ОА сигнала имеется две сильно различающиеся по величине характерные частоты. Пусть термоупругое ОА преобразование осуществляется в термически толстой области поглощения света. В силу (3.11), (3.13) спектр деформации $\tilde{U}(\omega)$ вне области генерации можно представить в виде

$$\tilde{U}(\omega) \sim \frac{-i\omega}{\omega^2 + \omega_a^2} \exp \left[- \left(\frac{\omega}{\omega_L} \right)^2 \right]. \quad (5.8)$$

В случае $\omega_L \gg \omega_a$ ($4\tau_L^{-1} \gg \alpha c_a$) профиль импульса деформации со спектром (5.8) имеет характерный биполярный вид (3.14), но переход от фазы сжатия к фазе разрежения происходит не мгновенно, а за конечное время $\sim \tau_L$ (см. рис. 18). При этом характерная длительность акустического импульса $\tau_a(z = 0) \sim (\alpha c_a)^{-1}$. В силу же (5.7) спектр ОА импульса на расстояниях $z \gg r_0^2 \omega_L / 2c_a$ подобен спектру огибающей интенсивности лазерного импульса

$$\tilde{U}(\omega, z) \sim - \frac{r_0^2}{2c_a z} \exp \left[- \left(\frac{\omega}{\omega_L} \right)^2 \right]. \quad (5.9)$$

Следовательно, дифракция волн может привести к укорочению длительности ОА импульса деформации до $\tau_a \equiv \tau_L$. Экспериментальные исследования зависимости профилей дифрагирующих ОА сигналов от расстояния, проходившего импульсами и (либо) условий фокусировки, проводились неоднократно в основном в жидкостях (например, [83, 194, 195]). На рис. 28 представлены профили ОА импульсов, возбуждаемых термоупруго вблизи свободной поверхности $n\text{-C}_7\text{H}_{16}$, на различных расстояниях от границы [83]. Осцилляции

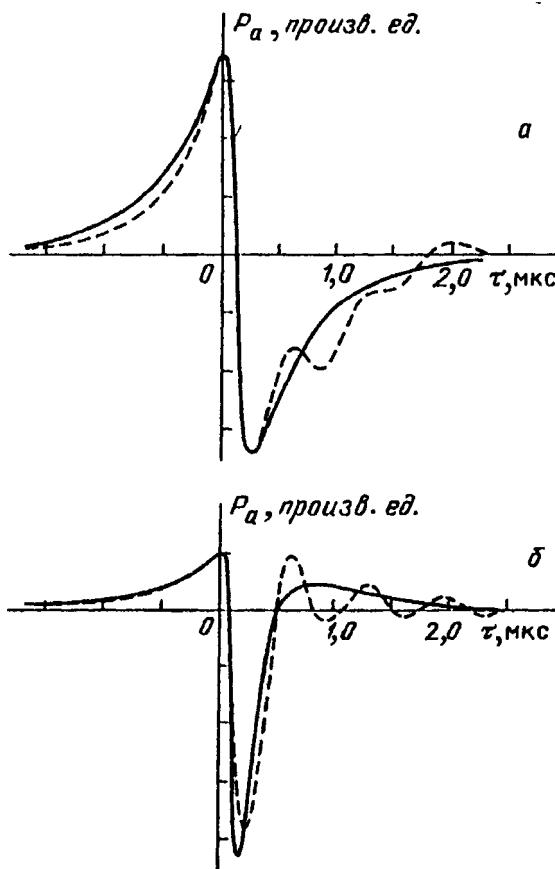


Рис. 28. Профили ОА импульсов давления в н-гептане на расстояниях $z = 3,4$ мм (а) и $z = 158$ мм (б) от свободной поверхности ($z = 0$). Непрерывные профили — теория, штриховые — эксперимент [83]

представлениям нелинейной акустики [77, 188, 189] искажение профилей импульсов деформации, описываемое (5.10), происходит в силу того, что скорость распространения акустических волн зависит от их амплитуды. Например, в случае $\epsilon > 0$ области сжатия ($U < 0$) распространяются со скоростями, превышающими скорость c_a звуковых волн бесконечно малой амплитуды. На рис. 29 представлены результаты расчета с помощью (5.10) трансформации профиля ОА сигнала, который на выходе из области генерации представлял собой однополярный импульс с характерной длительностью $\tau_a(z = 0) \sim \tau_0$. Анализ показывает, что неоднозначность профиля (захлесты на рис. 29), появляется на расстояниях z порядка

$$L_{NL} \sim \frac{c_a}{\epsilon} \left(\frac{dU}{d\tau} \right)^{-1} \sim \frac{c_a \tau_0}{\epsilon U_0},$$

где U_0 — характерное значение деформации в акустическом импульсе. В случае сигналов сложной формы $L_{NL} \sim c_a / \epsilon U_0 \omega_{max}$. Физически неоднозначность указывает на формирование ударного фронта, положение которого определяется законом сохранения количества движения в акустическом импульсе (правило равенства отсекаемых площадей [189]). На расстояниях

на хвосте экспериментальных профилей связаны с возбуждением собственных колебаний приемного преобразователя. В этом эксперименте как раз реализован режим $\tau_L \ll (ac_a)^{-1}$. Сравнение рис. 28, а и б наглядно демонстрирует дифракционное уменьшение характерной длительности ОА импульсов давления при переходе из ближней в дальнюю волновую зону.

Если наименьшей характерной длиной является длина нелинейности ($L_G \ll L_{NL} \ll L_{DIF}$, L_{DIS} , L_{ABS}), то (5.1) сводится к уравнению простых волн

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\epsilon}{c_a} U \frac{\partial U}{\partial \tau} = 0,$$

решение которого

$$U = U_0(\tau - \frac{U}{c_a} z) \quad (5.10)$$

неявным образом описывает связь профиля деформации U на расстоянии z с ее профилем $U_0 \equiv U(\tau, z = 0)$ на границе области ОА преобразования. Согласно

представлениям нелинейной акустики [77, 188, 189] искажение профилей импульсов деформации, описываемое (5.10), происходит в силу того, что скорость распространения акустических волн зависит от их амплитуды. Например, в случае $\epsilon > 0$ области сжатия ($U < 0$) распространяются со скоростями, превышающими скорость c_a звуковых волн бесконечно малой амплитуды. На

рис. 29 представлены результаты расчета с помощью (5.10) трансформации профиля ОА сигнала, который на выходе из области генерации представлял собой однополярный импульс с характерной длительностью $\tau_a(z = 0) \sim \tau_0$.

Анализ показывает, что неоднозначность профиля (захлесты на рис. 29), появляется на расстояниях z порядка

$$L_{NL} \sim \frac{c_a}{\epsilon} \left(\frac{dU}{d\tau} \right)^{-1} \sim \frac{c_a \tau_0}{\epsilon U_0},$$

где U_0 — характерное значение деформации в акустическом импульсе. В случае сигналов сложной формы $L_{NL} \sim c_a / \epsilon U_0 \omega_{max}$. Физически неоднозначность указывает на формирование ударного фронта, положение которого определяется законом сохранения количества движения в акустическом импульсе (правило равенства отсекаемых площадей [189]). На расстояниях

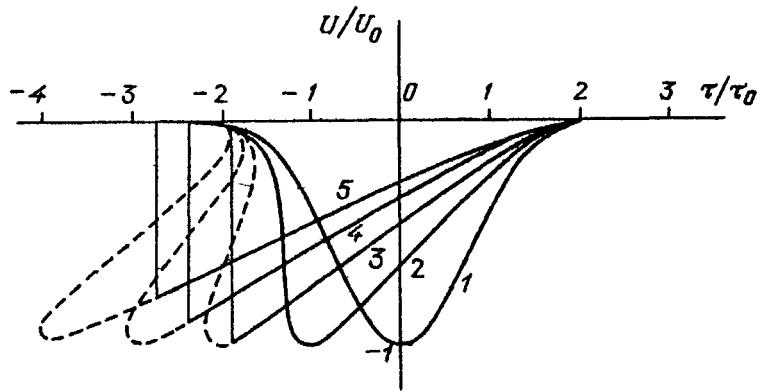


Рис. 29. Нелинейная трансформация профиля ОА импульса сжатия при распространении в идеальной среде. Параметром профилей является безразмерное расстояние до области генерации звука: $z/L_NL = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4) и 4 (5)

$z \gg c_a/\epsilon U_0 \omega_{\min}$ уединенный однополярный импульс произвольной формы неизбежно становится треугольным (см. рис. 29), при этом его длительность возрастает с пройденным расстоянием как $z^{1/2}$, а амплитуда убывает пропорционально $z^{-1/2}$ [190]. Асимптотические же формы многополярных сигналов существенно зависят как от порядка следования фаз сжатия и разрежения, так и от величины полного количества движения ОА импульса. Так, например, длительность симметричного биполярного сигнала, начинающегося с фазы разрежения (в случае $\epsilon > 0$), за счет нелинейных эффектов не изменяется.

Укажем, что нелинейные искажения профилей ОА импульсов, подобные изображенному на рис. 29, экспериментально зарегистрированы как в жидкости [35, 83, 196, 197], так и в твердых телах [198]. И в жидкостях [35, 192], и в твердых телах (например, [199]) наблюдалось также и распространение светоиндуцированных слабых ударных волн со скоростями, превышающими скорость линейного звука.

В области локализации фронта, формирующегося при распространении акустического импульса (см. рис. 29), возрастает роль членов со старшими производными в уравнении (5.1). Другими словами, для описания структуры фронта необходимо учитывать поглощение и (или) дисперсию акустических волн. Если $L_{\text{ABS}} < L_{\text{DIS}}$, то эволюция профилей импульсов деформации происходит в соответствии с уравнением Бюргерса:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\epsilon}{c_a} U \frac{\partial U}{\partial \tau} - \frac{b}{2\rho c_a^3} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = 0. \quad (5.11)$$

Ширина фронта локально стабилизируется, если генерация гармоник на акустической нелинейности компенсируется их диссипацией в высокочастотной области спектра. При этом второй и третий члены уравнения (5.11) сравнимы по величине в области фронта. Это условие позволяет оценить зависимость ширины фронта τ_f от амплитуды $U_0(z)$ ударной волны: $\tau_f \sim b(2\rho c_a^2 \epsilon U_0(z))^{-1}$. Напомним, что в эксперименте [50] наблюдалось укорочение фронта ударной волны в воде до длительности $\tau_f \lesssim 20$ пс. Подчеркнем, однако, что в данном случае, как следует из анализа решения (5.10) (см. также п. 4), обогащение спектра импульса деформации высокочастотными компонентами не приводит к сокращению его длительности в процессе нелинейного распространения.

Условие $L_{\text{DIS}} < L_{\text{ABS}}$ даже для сверхкоротких импульсов деформации, по-видимому, может быть реализовано лишь при криогенных температурах (за счет максимально возможного подавления взаимодействия когерентных акустических волн с тепловыми колебаниями кристаллической решетки). Эволюция профиля ОА импульса описывается в этом случае уравнением Кортевега—де Фриса

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\epsilon}{c_a} U \frac{\partial U}{\partial \tau} - \frac{a^2}{24c_a^3} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} = 0, \quad (5.12)$$

которое при условии $L_{\text{NL}} < L_{\text{DIS}}$ описывает отрыв солитонов от укручающегося фронта импульса деформации. Длительность τ_s формирующихся солитонов может быть оценена из порядкового равенства нелинейного и дисперсионного членов в уравнении (5.12)

$$\tau_s \sim \frac{a}{2c_a} \left(\frac{1}{6\epsilon U_0(z)} \right)^{1/2}; \quad (5.13)$$

здесь $U_0(z)$ — амплитуда деформации на фронте УВ в момент отрыва солитона. Согласно (5.13) [40, 200] солитоны с длительностями, близкими к предельно возможным в дискретных структурах ($\tau_s \sim 2a/c_a$), могут быть получены при реально достижимых в лазерных экспериментах уровнях деформации $U_0(z) \gtrsim 10^{-2}\epsilon^{-1}$ (область типичных значений параметра акустической нелинейности: $1 \leq \epsilon \leq 20$).

Заключая данный раздел, обсудим еще один фактор, влияющий на длительность ОА импульсов, который не является накапливающимся в процессе их распространения. В то же время этот фактор не связан и с трансформацией распределенных в объеме источников звука (п. 5.2). Речь идет о влиянии на форму профилей ОА импульсов неровностей облучаемой поверхности. Особенности термоупругого ОА преобразования в случае волнения поверхности жидкости детально анализировались в целой серии теоретических работ [201 — 206]. В интересующем нас случае лазерной генерации сверхкоротких импульсов звука представляется естественным в первую очередь оценить влияние на этот процесс крупномасштабных неровностей поверхности. Согласно результатам, полученным в [203], в ситуации, когда масштаб неровностей (характерный радиус кривизны неровностей [205]) велик по сравнению с пространственной протяженностью акустических импульсов, и можно пренебречь переотражениями и рассеянием излучаемого звука на соседних участках случайной поверхности, для спектра среднего поля в импульсе давления справедливо представление

$$\langle \tilde{P}_a \rangle = \tilde{P}_a(\omega, \sigma = 0) \varphi(\omega); \quad (5.14)$$

здесь $\tilde{P}_a(\omega, \sigma = 0)$ — спектр ОА импульса в отсутствие неровностей границы, а $\varphi(\omega) \equiv \langle \exp(i\omega\xi/c_a) \rangle$ — характеристическая функция случайной величины ξ , представляющей собой вертикальное смещение поверхности $z = 0$ в точке с координатами x, y ($\xi = \xi(x, y)$). Если смещения подчиняются нормальному закону распределения со среднеквадратичной высотой неровностей σ , то усреднение по реализациям случайной поверхности $\xi = \xi(x, y)$ приводит к

$$\varphi(\omega) = \exp\left(-\frac{\sigma^2 \omega^2}{2c_a^2}\right). \quad (5.15)$$

Согласно (5.14), (5.15) неровность поверхности приводит к дополнительному обрезанию сверху спектра эффективно, передаваемых частот на уровне $\omega \leq \omega_\sigma \equiv \sqrt{2}c_a/\sigma$. В частности, если частота ω_σ меньше всех характерных частот спектра $\tilde{P}_a(\omega, \sigma = 0)$, то длительность звукового импульса полностью определяется характерным временем $\tau_\sigma = \omega_\sigma^{-1}$ [204]. Аналогичным образом при определенных условиях сверхкороткие ОА импульсы деформации должны содержать информацию о шероховатости облучаемой поверхности твердого тела. Увеличение длительности фронта ОА импульса при использовании в качестве поглотителя вместо алюминия покрытия из углерода наблюдалось в эксперименте [51]. Это, по мнению авторов, как раз и связано с неоднородностью углеродного покрытия.

5.2. Управление длительностью акустических импульсов за счет нелинейных процессов в оптоакустическом преобразователе. Импульсное оптическое воздействие может вызывать существенное изменение тех физических параметров среды, которые зависят от температуры и концентрации фотогенерируемых ЭД пар. В таких случаях оптико-акустические явления существенно зависят от интенсивности падающего лазерного излучения, хотя нелинейные акустические эффекты в зоне возбуждения по-прежнему проявляются слабо. В настоящем разделе мы обсудим некоторые из подобных режимов генерации импульсов деформации нелинейными по интенсивности оптического воздействия объемными источниками.

Согласно результатам работ [77, 83, 207, 208] в случае диэлектрических (слабо проводящих тепло) сред при реализации термоупругого механизма ОА преобразования (3.6) может быть существенна так называемая "тепловая нелинейность". Она связана с нелинейностью связи термоупругих источников звука (3.6) — (3.7) с интенсивностью оптического излучения из-за зависимости от температуры коэффициента объемного расширения среды ($\beta = \beta(T)$). При теоретическом анализе в первом приближении оказывается достаточным использование линейной аппроксимации зависимости $\beta(T)$ [207, 208]:

$$\beta(T) = \beta(T_0) + (\partial\beta/\partial T)_{T_0}(T - T_0), \quad (5.16)$$

где T_0 — начальная температура среды. Ясно, что наиболее благоприятным условием для наблюдения "тепловой нелинейности" в ОА преобразования является $\beta(T_0) = 0$, что, в частности, реализуется в воде при температуре $T_0 = 4^\circ\text{C}$. При выполнении начального условия $\beta(T_0) = 0$ амплитуда ОА импульса растет квадратично с поглощенной энергией. Но и в общей ситуации (5.16) эффективность ОА преобразования может возрастать с увеличением интенсивности оптического воздействия. Для нас важно, что в случае, когда $\beta(T_0)$ и $(\partial\beta/\partial T)_{T_0}$ имеют одинаковые знаки, "тепловая нелинейность" может приводить к укорочению длительности акустических импульсов, так как сильнее нагретые приповерхностные участки эффективнее возбуждают звук. Друг-

гими словами, при увеличении интенсивности воздействия происходит уменьшение характерной глубины области локализации термоупругих источников звука (3.6). В ситуации, когда длительность возбуждаемых ОА импульсов определяется временем пробега звука по области генерации, это приводит к уменьшению длительности ОА импульсов. Отметим, что при учете конечной длительности лазерного воздействия тепловая нелинейность приводит к увеличению эффективности возбуждения звука к концу оптического импульса и к асимметрии акустического сигнала [207]. Наряду с уже цитированными работами [83, 207] экспериментальному изучению "тепловой нелинейности" посвящено исследование [209].

Наиболее непосредственным образом на размер приповерхностной области локализации источников звука может влиять глубина проникновения света. Согласно линейной теории (п. 3) во многих физических ситуациях передаточные функции ОА преобразования факторизуются таким образом, что может быть явно выделен множитель $\omega\omega_a/(\omega^2 + \omega_a^2)$, зависящий от коэффициента поглощения лазерного излучения $\alpha = \omega_a/c_s$ (смотрите, например, (3.13), (3.26) и (3.39) — (3.40)). В тех случаях, когда выделенный фактор является определяющим в спектральной передаточной функции ОА преобразования, увеличение коэффициента поглощения света приводит как к сдвигу по частоте вверх области наиболее эффективной генерации звука ($\omega \sim \omega_a$), так и к изменению ширине $\Delta\omega$ спектральной полосы эффективной генерации ($\Delta\omega \sim \omega_a$).

В случае термоупругого механизма ОА эффекта влияние глубины проникновения света на спектры (и профили) ОА импульсов наиболее существенно, если область поглощения света является термически и акустически толстой (3.13). При этом в случае нелинейного поглощения света изменение $l_p = \alpha^{-1}$ с увеличением интенсивности оптического воздействия приводит к пропорциональному изменению длительности ОА импульсов. В работе [210] показано, что нелинейное увеличение коэффициента поглощения ($\partial\alpha/\partial I_a > 0$) приводит в таких условиях к укорочению длительности импульсов деформации. Отметим также, что профили ОА импульсов содержат и более детальную информацию о пространственном распределении излучения в среде. В качестве примера в [210] рассмотрен случай поглощения света одновременно при межзонных двухфотонных процессах ($\alpha_{TPA} \sim I_a$) и свободными носителями ($\alpha_{FCA} \sim n \sim n(I_a)$) в режиме быстрой нелинейной рекомбинации ЭД плазмы ($\tau_R(n) \ll \tau_L$). Сверхлинейный рост амплитуды акустических импульсов и сокращение длительности их фронтов экспериментально наблюдались в [211] при воздействии на GaSb излучением лазера на иттрий-эрбий-алюминиевом гранате ($\lambda_L \approx 2,92 \text{ мкм}$, $\tau_L \approx 65 \text{ нс}$). В этой работе нелинейное поглощение света проявлялось на фоне сильного линейного ($\alpha_0 \approx 25 \text{ см}^{-1}$). По оценкам авторов рост концентрации носителей, рождающихся в процессе двухфотонного поглощения света ($2\hbar\nu_L \approx 0,85 \text{ эВ} > E_g \approx 0,72 \text{ эВ}$) насыщался за счет их оже-рекомбинации:

$$k_2 I_a^2 / 2\hbar\nu_L \sim n / \tau_R(n) \sim \gamma n^3, \quad I_a = (1 - R) I_i;$$

здесь k_2 — коэффициент двухфотонного поглощения света, γ — константа

безызлучательной оже-рекомбинации. При этом для коэффициента поглощения света справедливо представление:

$$\alpha(I_a) = \alpha_0 + \alpha_{FCA} + \alpha_{TRA} \approx \alpha_0 + \sigma(k_2/2h\nu_L)^{1/3} I_a^{2/3} + k_2 I_a,$$

где σ — сечение поглощения света свободными носителями. Оказалось, что сверхлинейный рост температуры в приповерхностной области кристалла GaSb преимущественно вызван поглощением энергии дополнительными неравновесными свободными носителями.

В случае $\tau_R(n) \geq \tau_L$ нелинейное поглощение света оказывает влияние как на температурную, так и на концентрационно-деформационную генерацию звука. В работе [212] получено аналитическое описание профилей ОА импульсов в случае, когда генерация неравновесных носителей осуществляется за счет однофотонного межзонного поглощения света, а распределение интенсивности излучения в пространстве определяется поглощением на свободных носителях ($\alpha_{FCA} \gg \alpha$):

$$\frac{\partial n}{\partial t} \approx \frac{\alpha I_a}{h\nu_L} \exp\left(-\sigma \int_0^z n(t, z') dz'\right) f(t) - \gamma n^3,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \sigma n \frac{I_a}{\rho c} \exp\left(-\sigma \int_0^z n(t, z') dz'\right) f(t) + \frac{E}{\rho c} \gamma n^3.$$

Проведенный анализ [77, 212] показал, что длительность акустических импульсов, возбуждаемых за время оптического воздействия, термоупруго уменьшается с увеличением интенсивности оптического воздействия быстрее, чем длительность импульсов, возбуждаемых за счет концентрационного механизма. Это связано с тем, что при увеличении энергии лазерного воздействия не только уменьшаются размеры области тепловыделения, но и растет доля поглощенной оптической энергии, непосредственно затрачиваемая на нагрев кристаллической решетки.

Отметим также работу [213], в которой исследовалось ОА преобразование при нестационарном насыщении поглощения света. Установлено, что движение фронта просветления может приводить к такой же трансформации профиля ОА импульса (передний фронт становится круче заднего), как и нелинейные акустические эффекты в процессе распространения звука. Согласно [213] существенной асимметрии ОА импульсов следует ожидать при сверхзвуковых скоростях движения фронта просветления. В связи с этим укажем также, что, в случае реализации движущихся акустических источников, возбуждения импульсов наименьшей длительности следует ожидать при околозвуковых скоростях движения [109, 111, 214, 215]. Физической причиной возможного укорочения длительности ОА импульсов является пространственная группировка акустических волн, возбуждаемых в различных точках траектории движения источников. Если скорость движения источников звука зависит от интенсивности оптического воздействия (например, в модели расширяющегося слоя фотогенерируемой ЭД жидкости [109]), то появляется возможность оптимизации условий ОА преобразования.

В силу результатов (3.26) линейной теории спектральная передаточная функция концентрационного ОА преобразования зависит от времени рекомбинации фотогенерируемых носителей даже в том случае, когда их простран-

ственным движением можно пренебречь (диффузионно толстая область поглощения света). При достаточно интенсивном лазерном воздействии могут достигаться такие характерные концентрации n неравновесных носителей, что время их жизни будет определяться их нелинейной рекомбинацией, то есть зависеть от концентрации и, следовательно, интенсивности света. При этом процесс ОА преобразования начинает существенно зависеть от интенсивности лазерного воздействия. Так как с увеличением n время жизни носителей уменьшается ($\tau_R \sim n^{-2}$ при оже-рекомбинации, $\tau_R \sim n^{-1}$ при излучательной бичастичной рекомбинации), то характерная частота $\omega_R = \tau_R^{-1}$ с увеличением I_a растет. При этом можно следующим образом качественно представить трансформацию ОА сигнала (3.11), (3.26):

$$\tilde{U}_n(\omega) \sim \frac{(-i\omega)^2 \omega_\alpha}{(\omega_R - i\omega)(\omega^2 + \omega_\alpha^2)} \tilde{f}(\omega) \quad (5.17)$$

в случае $\omega_\alpha \ll \omega_L$. Если при стартовых интенсивностях оптического воздействия выполняется неравенство $\omega_R \ll \omega_\alpha \ll \omega_L$, то спектр акустического импульса контролируется фактором $(-i\omega)\omega_\alpha/(\omega^2 + \omega_\alpha^2)$, а его профиль подобен описываемому формулой (3.14). Если же увеличением интенсивности I_a удается реализовать режим быстрой объемной рекомбинации $\omega_\alpha \ll \omega_L \ll \omega_R$, то спектр (5.17) может быть аппроксимирован следующим образом:

$$\tilde{U}_n(\omega) \sim -\frac{\omega_\alpha}{\omega_R} \tilde{f}(\omega).$$

Следовательно, профиль ОА импульса, возбуждаемого за счет деформационного механизма, становится подобным профилю лазерного импульса [39]. При этом длительность импульса деформации сократилась до $\tau_a \sim \tau_L \ll \ll \omega_\alpha^{-1} = l_p/c_a$. Возможности укорочения ОА импульсов, возбуждаемых за счет концентрационного механизма, до длительностей меньше, чем время пробега звука по области поглощения света, впервые выявлена в теоретической работе [39]. При термоупругом ОА преобразовании подобное не возможно, так как отсутствует "механизм быстрого "выключения" акустических источников, не зависящий от масштаба области их пространственной локализации (подобный рекомбинации носителей в случае концентрационного механизма). В связи с этим отметим также, что обсуждавшаяся в [41] схема возбуждения за счет концентрационного механизма ОА импульсов длительностью $\tau_a \gtrsim 0,1$ пс при условии $\tau_R = \infty$ фактически предполагает пространственную **δ-локализацию** источников звука (на границе области фотогенерации носителей).

Укорочение длительности концентрационной составляющей ОА импульса при увеличении интенсивности оптического воздействия на кремний наблюдалось в эксперименте [85] (рис. 30). При увеличении поверхностной плотности лазерного излучения ($\lambda_L \approx 1,06$ мкм, $\tau_L \approx 20$ нс) в диапазоне $W_S^1 \sim \sim 0,01 - 0,6$ Дж/см² длительность фазы сжатия в акустической волне действительно сокращалась от $\tau_a \sim (\alpha c_a)^{-1} \sim 100$ нс до $\tau_a \sim \tau_L \sim 20$ нс (см.

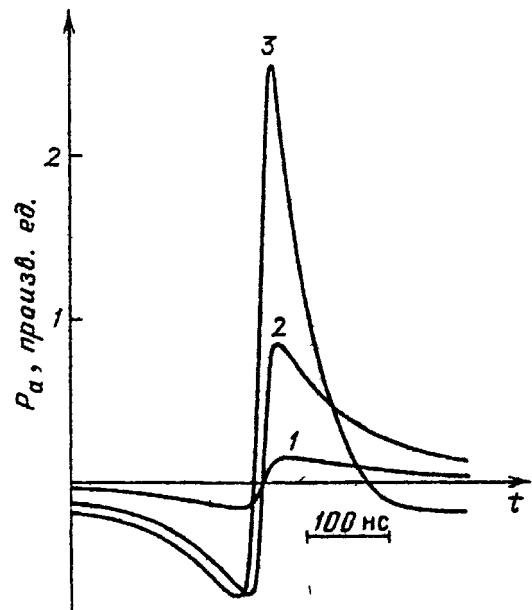


Рис. 30. Профили ОА импульсов давления, зарегистрированные [85] при различных энергиях лазерного воздействия на кремний W_s (Дж/см²) = 0,014 (1), 0,14 (2) и 0,53 (3)

рис. 30). Согласно теоретическим расчетам [85, 86, 212] время оже-рекомбинации носителей становится сравнимым с τ_L при $W_s \sim 0,25$ Дж/см².

Линейная теория предсказывает (смотрите, например (3.29), что уменьшение времени рекомбинации может приводить к расширению области эффективного ОА преобразования в сторону высоких частот и в случае, когда область поглощения света является диффузионно тонкой. Физической причиной этого является уменьшение пространственного размера области локализации носителей, который в этом режиме может определяться длиной диффузии $l_D \sim \sqrt{D\tau_R}$. В частности, при выполнении неравенства $\sqrt{\omega_D \omega_R} \ll \omega_L \ll \omega_R$ спектр концентрационной компоненты ОА импульса в силу (3.29), (3.11) можно представить в виде

$$\tilde{U}_n \sim \frac{(-i\omega)^2 (\omega_D \omega_R)^{1/2}}{(\omega^2 + \omega_D \omega_R) \omega_R}. \quad (5.18)$$

Следовательно, характерная длительность акустического импульса определяется временем пробега звука по области локализации ЭД плазмы:

$$\tau_a \sim (\omega_D \omega_R)^{-1/2} \sim (D\tau_R)^{1/2} / c_a \sim l_D / c_a.$$

Отметим, однако, что неравенство, определяющее применимость представления (5.18), с необходимостью требует сверхзвуковых скоростей диффузии v_D ЭД плазмы:

$$v_D \sim l_D / \tau_R \sim (\omega_R / \sqrt{\omega_R \omega_D}) c_a \gg c_a.$$

Если рекомбинация носителей происходит безызлучательно, то длина l_D определяет согласно (3.21) — (3.22) характерный размер области рекомбинационного нагрева. Термоупругая компонента ОА импульса, инициируемая рекомбинационным нагревом:

$$\tilde{U}_T \sim (-i\omega) \sqrt{\omega_D \omega_R} / (\omega^2 + \omega_D \omega_R)$$

может преобладать над концентрационной (5.18). В работе [100] проведен аналитический расчет профилей ОА импульсов в подобных условиях. Точно учтена нелинейность рекомбинационных процессов ($\tau_R \sim n^{-2}$) и зависимость коэффициента диффузии вырожденной ЭД плазмы от концентрации ($D \sim n^{5/3}$), характерная для преимущественного рассеяния носителей на ионизованных включениях [216]. Установлено, что в этом специальном низкотемпературном режиме глубина проникновения плазмы исключительно слабо зависит от интенсивности оптического воздействия ($l_D \sim I_a^{-1/17}$), так как уменьшение времени жизни ЭД пар практически полностью компенсируется увеличением их коэффициента диффузии.

Диффузионному расширению области локализации фотогенерируемых носителей могут препятствовать и другие нелинейные эффекты. Например, результаты оптоакустических экспериментов [217] в германии свидетельствуют об удержании невырожденной фотовозбужденной ЭД плазмы в приповерхностной потенциальной яме, возникающей из-за локального фотопроводимого термического изменения ширины запрещенной зоны полупроводника ($\partial E_g / \partial T < 0$).

Возможность изменения длительностей ОА импульсов, возбуждаемых за счет обратного пьезоэффекта, дополнительно определяется зависимостью при достаточно интенсивных лазерных воздействиях ($n^m \gg n_0^m$, $m = e, h$) частот максвелловской релаксации и дебаевской экранировки от концентрации неравновесных носителей ($\omega_{Mm} \sim n^m$, $\omega_{Deb} \sim \sqrt{n^m}$). В соответствии с (3.42) линейная теория, в частности, предсказывает, что при определенных условиях характерная длительность ОА импульса может быть порядка времени дебаевской экранировки $\tau_a \sim \tau_{Deb} \sim \omega_{Deb}^{-1}$ [42]. Нелинейная модель, описывающая такую ситуацию, может быть исследована аналитически в случае, когда мгновенное оптическое воздействие приводит к фотовозбуждению электронов в зону проводимости с поверхностных энергетических уровней. Если считать дырки неподвижными, то после такой поверхностной фотогенерации они создают внутри кристалла постоянное поле:

$$E_h = \frac{Q_s^h}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{Q_0 W_s^a}{2\epsilon\epsilon_0 h\nu_L} \sim W_s^a. \quad (5.19)$$

Движение электронов, в силу $f(t) \sim \delta(t)$, описывается однородным уравнением

$$\frac{\partial n^e}{\partial t} = \mu_e \frac{\partial}{\partial z} (E n^e) + D_e \frac{\partial^2 n^e}{\partial z^2}. \quad (5.20)$$

Так как в объеме кристалла дырки отсутствуют ($n^h \equiv 0$), то согласно (3.32), (3.33) изменения электрического поля E в кристалле связаны только с распределением электронной концентрации:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = - \frac{Q_0}{\epsilon\epsilon_0} n^e. \quad (5.21)$$

Используя (5.20), (5.21) и условие убывания поля в глубь кристалла ($E(z \rightarrow \infty) = 0$), можно получить замкнутое уравнение для электрического поля:

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \mu_e E \frac{\partial E}{\partial z} - D_e \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0. \quad (5.22)$$

Уравнение Бюргерса (5.22) допускает аналитическое решение, удовлетворяющее начальному условию $E(z>0, t=0)=0$ и граничным условиям $E(z=0+, t)=2E_h$, $E(z \rightarrow \infty, t)=0$. Фактически характерная величина **электрического поля E , конечно, порядка E_h (5.19)**. При этом **характерная глубина проникновения поля может быть оценена из равенства по порядку величины нелинейного и диффузационного членов в уравнении (5.22)**:

$$z_s = D_e / \mu_e E_h \sim (W_s^a)^{-1}. \quad (5.23)$$

Именно на таких расстояниях замедление диффузационного движения электронов полностью уравновешивается их дрейфом в электрическом поле. Соответственно стационарное распределение поля

$$E(t=\infty, z) = E_h \left(1 + \frac{z}{|z|}\right) \left(1 + \frac{z}{z_s}\right)^{-1} \quad (5.24)$$

устанавливается за **характерное время**

$$t_\infty \sim z_s / v_{dr}^e \sim z_s / \mu_e E_h \sim (W_s^a)^{-2}. \quad (5.25)$$

Можно легко убедиться, что t_∞ порядка времени максвелловской релаксации электронов проводимости с характерной концентрацией $n_s^e \sim Q_s^h / Q_0 z_s$. Отметим, что согласно (5.25) время установления распределения (5.24) обратно пропорционально квадрату поглощенной лазерной энергии. Если характерные скорости движения электронов $v_{dr}^e \sim v_D^e \sim \mu_e E_h \sim W_s^a$ сверхзвуковые, то с точки зрения генерации акустических волн распределение (5.24) электрического поля устанавливается мгновенно. Возбуждение же ОА импульсов реально происходит уже в стационарном поле. Профиль импульса деформации имеет вид

$$U(\tau) \sim \frac{eE_h}{\rho c_a^2} \frac{\tau}{|\tau|} \left(1 + \frac{c_a |\tau|}{z_s}\right)^{-1}. \quad (5.26)$$

Характерная длительность акустического импульса определяется временем пробега звука по области $0 \leq z \leq z_s$ пространственного разделения зарядов:

$\tau_a \sim z_s / c_a \sim \tau_{Deb}(n_s^e)$. В силу (5.19), (5.23) при увеличении интенсивности оптического воздействия амплитуда ОА импульса (5.26) линейно возрастает ($|U| \sim W_s^a$), а длительность сокращается ($\tau_a \sim (W_s^a)^{-1}$). Подчеркнем, что в рассмотренной модели концентрация электронов возрастает как непосредственно из-за увеличения скорости их фотогенерации, так и вследствие уменьшения размера области их локализации.

В заключение настоящего раздела отметим, что результаты ряда экспериментов указывают, что радиационный лучистый перенос энергии может при определенных условиях играть важную роль в пространственно-временной динамике как фотогенерируемой ЭД плазмы в полупроводниках [218, 219], так и в процессе нагрева мишней при абляции [69, 220]. Однако нам

не известны исследования влияния этого эффекта на процесс ОА преобразования.

Наконец, отметим, что нелинейные изменения ОА импульсов могут быть связаны с нелинейной зависимостью от интенсивности лазерного воздействия граничных условий в уравнениях, определяющих объемные источники акустических волн. Например, согласно (3.30), (3.43) спектральные передаточные функции зависят от скоростей поверхностной рекомбинации, которая, так же как и объемная, может быть нелинейной [221]. В процессе же термоупругого ОА преобразования в металлах может проявляться зависимость поглощающей способности $(1 - R)$ поверхности мишени от температуры [222].

Представляет несомненный интерес и то обстоятельство, что возможное уширение длительности τ_a оптоакустических импульсов по сравнению с длительностью τ_L лазерных, борьба с которым — основная задача при создании ОА генераторов сверхкоротких импульсов деформации, может быть полезным при создании ОА измерителей длительности пс—фс-оптических импульсов. Так, в работе [223] показано, что при двухфотонном поглощении света в поле двух сталкивающихся лазерных импульсов один из характерных размеров области локализации источников звука может оказываться порядка пространственной протяженности лазерных импульсов в среде: $L_G \sim c_L \tau_L$. При этом длительность возбуждаемых импульсов деформации может быть пропорциональна $\tau_L(\tau_a \sim L_G/c_a \sim (c_L/c_a)\tau_L)$, но увеличена в масштабе $(c_L/c_a) \sim 10^3 - 10^4$. Таким образом, измерение длительности фс— пс-лазерных импульсов может быть сведено к измерению длительности пс—нс-импульсов деформации [223].

6. Заключение

Мы надеемся, что настоящий обзор содержит достаточно информации, чтобы составить представление о возможностях так называемой "пикосекундной гиперакустики" [224] в области как прикладных, так и фундаментальных исследований. Об эффективности и надежности экспериментальных методов, использующих оптоакустическую генерацию и акустооптический прием сверхкоротких импульсов деформации, свидетельствует и бурный рост в последние годы числа публикаций в этой области. Кроме уже цитировавшихся исследований сошлемся так же на экспериментальные работы [225 — 226].

Приведенный в настоящем обзоре материал с полным основанием позволяет заключить, что пико- и фемтосекундные лазеры стимулировали возникновение нового раздела физической и прикладной акустики — пикосекундной гиперакустики. Хотя экспериментальная техника пикосекундной гиперакустики еще находится в процессе развития, и в отличие от пико- и фемтосекундной лазерной техники предельные параметры сверхкоротких акустических импульсов еще предстоит реализовать, имеет смысл дать краткий набросок новых возможностей, открывающихся в спектроскопии, диагностике неравновесных состояний, в нелинейной акустике, физике воздействия мощных акустических импульсов на вещество.

1) Пикосекундная акустическая техника лежит в основе временной акустической спектроскопии — ее называют также акустической эхо-спектроскопией.

Акустическая эхо-спектроскопия была уже успешно применена для диагностики тонких пленок и многослойных структур. В условиях, когда тол-

щина пленки $d \sim 10^3 \text{ \AA}$, многократное акустическое эхо дает прямую информацию о скорости и акустическом поглощении материала пленки на гиперзвуковых частотах; многочисленные примеры были приведены в п. 2. Как уже указывалось, при $\tau_a \sim 100 \text{ фс}$ методы **временной** акустической спектроскопии, в принципе, могут быть использованы для зондирования кристаллической решетки: $c_a \tau_a \sim 5 \text{ \AA}$.

2) Генераторы сверхкоротких акустических импульсов, спектры которых простираются до частот $10^{11} - 10^{13} \text{ Гц}$ (100 ГГц — 10 ТГц), могут быть и эффективными источниками в схемах широкополосной, "частотной" акустической спектроскопии^(3*).

Заметим, кстати, что если речь вдет о расширении акустического спектра, лазерная генерация сверхкоротких акустических моноимпульсов — далеко не единственная возможность.

Существенный прогресс в гиперакустике может быть связан с развитием методов получения последовательностей сверхкоротких лазерных импульсов с высокой ($v_n \sim 0,1 - 10 \text{ ТГц}$) и перестраиваемой частотой повторения. За счет развития неустойчивости при распространения лазерного излучения в оптических волокнах получена амплитудная модуляция света на частотах $v_n \approx 0,3 \text{ ТГц}$ [228] и $v_n \approx 5 \text{ ТГц}$ [229]. С использованием таких оптических систем возбуждение и регистрацию звука можно осуществлять непосредственно на частоте повторения лазерных импульсов или ее гармониках.

3) Отметим также, что по существу эффективным спектроскопическим, диагностическим методом является и сам процесс оптоакустической генерации звука (см., например, [35, 85, 217]) — переход к пико- и фемтосекундным импульсам позволяет, как было показано в п. 3, извлекать, в частности, информацию о динамике и релаксации носителей в полупроводниках.

4) Существенно новые данные пикосекундная гиперакустика способна дать в диагностике коротко живущих неравновесных состояний в твердом теле. В этом смысле особенно интересными являются кратко упоминавшиеся во введении "холодное" плавление полупроводников [8, 9] и плотная фемтосекундная лазерная плазма (см. [11 — 13] и материал п. 4).

В первом случае вдет речь о совершенно необычных, сохраняющихся на временах, не превышающих $\sim 200 \text{ фс}$ состояниях кристаллической решетки, в которых согласно оптическим данным [8, 9] разрушается дальний порядок, но сохраняется ближний.

Свойства, происхождение такого состояния в значительной мере остаются непонятными; естественно ожидать, что акустическое зондирование в субпикосекундном масштабе времени позволило бы существенно прояснить ситуацию.

Чрезвычайно интересным физическим объектом с необычными акустическими свойствами является плотная фемтосекундная лазерная плазма.

Даже для электронной температуры $T_e \sim 300 \text{ эВ}$ скорость разлета плазмы не превышает $5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и, следовательно, сгусток лазерной плазмы вблизи поверхности мишени, имеющий характерную толщину $500 - 600 \text{ \AA}$ на временах $200 - 300 \text{ фс}$, практически сохраняет свой размер; таким образом воз-

никает конденсированная среда с плотностью $10^{22} — 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и температурой, достигающей 10^6 К .

5) Среди новых проблем нелинейной акустики, инициированных успехами в генерации сверхкоротких импульсов деформации, коротких ударных импульсов — генерация акустических солитонов, инициирование быстрых фазовых превращений, обусловленных высоким динамическим давлением (см. также материал п. 2 и 4).

Резюмируя материал, приведенный в настоящем обзоре, можно констатировать, что методы генерации коротких мощных вспышек излучения, разработанные впервые в лазерной физике, оказывают все возрастающее влияние на физическую и прикладную акустику. Таблица характеризует рекордные достижения в генерации коротких мощных импульсов, полученные на конец 1990 г. в оптическом диапазоне, диапазоне микрорадиоволн, мягким рентгене и акустике — открываясь уникальные возможности во "временной" спектроскопии поведения вещества в условиях экстремально сильных воздействий. Техника мощных пико- и фемтосекундных импульсов позволяет осуществить экстремальное воздействие за предельно короткое время.

Рекордные достижения в генерации э.-м. и акустических импульсов на конец 1990 г.

Параметры	Импульсы				Параметры
	Микровол-новые	Оптические	Некогерентное рентгеновское излучение	Акустиче-ские	
Длительность	1 пс	600 фс	500 фс	5 пс	Длительность
Мощность: в настоящее время	10^3 Вт	10^{15} Вт		$3 \cdot 10^7 \text{ бар}$	Давление: в настоящее время
в перспективе	10^9 Вт	10^{17} Вт		$3 \cdot 10^9 \text{ бар}$	в перспективе
Интенсивность: в настоящее время	10^6 Вт/см^2	10^{19} Вт/см^2	10^8 Вт/см^2	$10^5 \text{ бар/}\text{\AA}$	Градиент давле-ния: в настоящее время
в перспективе	10^{10} Вт/см^2	10^{20} Вт/см^2	10^{11} Вт/см^2	$10^7 \text{ бар/}\text{\AA}$	в перспективе

Комбинация оптических, рентгеновских и акустических методов в исследовании быстропротекающих процессов, возбуждении сильно неравновесных состояний вещества, исследовании быстрых фазовых переходов в нелинейной динамике принесет несомненно много новых и неожиданных результатов. С полным основанием можно ожидать, что вклад акустических методов в развитие этого многообещающего и захватывающего раздела физики будет все более весомым.

ПРИМЕЧАНИЯ

① Заметим, что речь идет о качественной диаграмме, характеризующей порядки величин при лавинной и туннельной ионизации нерезонансной среды; более подробно см. [16].

② Обширная информация, касающаяся физической и технической сторон оптоакустических исследований в мегагерцевом диапазоне частот, содержится в обзорных статьях [24 — 26].

③ Термины "временная" (time-domain) и "частотная" (frequency-domain) спектроскопия пришли из современной оптической спектроскопии; фактически речь идет о "сопряженных по Фурье" методах извлечения информации о параметрах вещества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Fork R.L., Brito-Cruz C.H., Baker P.O., Shank C.V.*// Optics Lett. 1987. V. 12. P. 483.
2. *Darrow J.T., Hu B.B., Zhang X.C., Auston D.*// Ibidem. 1990. V. 15. P. 323.
3. Ахманов С.А., Выслюх В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука, 1988.
4. *Shank C.V.*// Time Received Spectroscopy/Eds. R.J.H. Clark, R.E. Hester. — London: John Wiley and Sons, 1989. — P. 369.
5. *De Silvesti S., Fujimoto J., Ippen E. et al.*// Chem. Phys. Lett. 1985. V. 116. P. 146.
6. Multielectron Excitation in Atoms// Special ISSUE of J. Opt. Soc. B. 1987. V. 4, No. 5.
7. *Li X.F., Hullier A.L., Ferray M., Lompre L., Mainfray G.*// Phys. Rev. A. 1989. V. 39. P. 5751.
8. *Tom H., Aumiller G., Brito-Cruz C.*// Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1438.
9. Говорков С.В., Шумай И.Л., Рудольф, Шредер Т.// Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 755.
10. *Falcone R., Murnane M.*// Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications//Eds. D. Atwood, J. Bokor. — New York: AIP, 1986. — P. 147.
- [11] *Murnane M., Kapteyn H., Falcone R.*// Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 155.
12. *Kieffer J., Audibert P., Choker M., Mitte J., Pepin H. et al.*// Ibidem. P. 1989.
13. *Freeman R.*// Digest of XVII Intern. Quantum Electronics Conference. Anaheim, Ca., May 1990. — Paper QTHB3.
14. *Murnane M., Kapteyn H., Falcone R.*// IEEE J. Quantum Electron./1989. V. 25. P. 2417.
15. Ахманов С.А., Баянов И.М., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Краюшкин С.В., Магницкий С.А., Платоненко В.Т., Пономарев Ю.В., Савельев А.В., Слободчиков Е.В., Тарасевич А.П.//КЭ. 1991. Т. 18. С. 278.
16. Ахманов С.А. Сверхсильные световые поля в нелинейной оптике, физике плазмы, технике рентгеновских источников//Итоги науки и техники. Сер. "Современные проблемы лазерной физики". Т. 4. — М.: ВИНИТИ, 1991. — С. 5.
17. *Bron W., Juhasz T., Mehta S.*// Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 4655.
18. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. — М.: Наука, 1981.
19. *Milchberg H., Freeman R., Davey S., More R.*// Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2364.
20. *Tam A.C., Leung W.P.*// Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. P. 1040.
- [21] *Gerhard-Multhaupt R., Sessler G.M., West J.E., Holdik K., Haardt M., Eisenmenger W.*// J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 2769.
22. *Tam A.C., Coufal H.*// Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. P. 33.
23. *Dewhurst R.J., Al'Rubai W.S.A.R.*// Ultrasonics. 1989. V. 27. P. 262.
24. *Tam A.C.*// Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. P. 381.
25. *Hutchins D.A., Tarn A.C.*// IEEE Trails. UFFC. 1986. V. 33. P. 429.
26. *Akhmanov S.A., Gusev V.E., Karabutov A.A.*// Infrared Phys. 1989. V. 29. P. 815.
27. *Wickramasinghe H.K., Bray R.C., Jipson K., Quate C.F., Salcedo J.R.*// Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. P. 923.
28. *Eesley G.L., Clemens B.M., Paddock C.A.*// Ibidem. 1987. V. 50. P. 717.
29. *Grahn H.T., Marts H.J., Tauc J., Hatton K.S.*// Ibidem. 1988. V. 53. P. 2281.
30. *Wiesenfeld J.M.*// Ibidem. 1985. V. 47. P. 143.
- [31] *Tam A.C.*// Ibidem. 1984. V. 45. P. 510.
32. *Thomsen C., Strait J., Vardeny Z., Marts H.J., Tauc J.*// Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 989.
33. *Thomsen C., Grahn H.T., Marts H.J., Tauc J.*// Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 4129.
34. *Thomsen C., Grahn H.T., Marts H.J., Tauc J.*// Opt Commun. 1986. V. 60. P. 55.
35. Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М.// ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 114.
36. *Sessler G.M., Gerhard-Multhaupt R., West J.E., Seggern H., von*// J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 119.
37. *Tam A.C., Ayers G.*// Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 1420.
38. Гусев В.Э.// КЭ. 1984. Т. 11. С. 2197.
39. Аванесян С.М., Гусев В.Э.// КЭ. 1986. Т. 13. С. 1241.
40. Гусев В.Э., Карабутов А.А.// Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — Ереван: ЕГУ, 1982. — Ч. П. С. 532.
- [41] *Dharamst A.N., Hassam A.B.*// J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 85. P. 1560.
42. *Gusev V.E.*// Phys. Stet. Sol. b. 1990. V. 158. P. 367.
43. *White R.M.*// J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 2123.
44. *Brienza M.J., De Maria A.J.*// Appl. Phys. Lett. 1967. V. 11. P. 44.
45. *Sessler C.M., West J.K., Gerhard R.*// Polym. Bull. 1981. V. 6. P. 109.
46. *Sessler C.M., West J.E., Gerhard R.*// Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 563.
47. *Sessler G.M., West J.E., Gerhard-Multhaupt R., Seggern H., von*// I E E E Trans. Nucl. Sci. 1982. V. 29. P. 1644.

48. *Harada Y., Kanemitsu Y., Tanaka Y., Nakano N., Kuroda H., Yamanaka K.*// *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1989. V. 22. P. 569.
49. *Cattet F., Romain J.P.*// *Phys. Rev. A.* 1982. V. 25. P. 576.
50. *Campillo A.J., Griffin R.D., Schoen P.E.*// *Opt Commun.* 1986. V. 57. P. 301.
- [51] *Peercy P.S., Jones E.D., Bushnell J.C., Gobeli G.W.*// *Appl. Phys. Lett.* 1970. V. 16. P. 120.
52. *Jones E.D.*// *Ibidem.* 1971. V. 18. P. 33.
53. *Leung K.P., Yao S.S., Alfano R.R.*// *Shock Waves in Condensed Matter*//Eds. J.R. Asay, R.A. Graham, and G.K. Straub. — Amsterdam: Elsevier, 1984. — P. 343.
54. *Schoen P.E., Campillo A.J.*// *Appl. Phys. Lett.* 1984. V. 45. P. 1049.
55. *Leung K.P., Yao S.S., Doukas A.G., Alfano R.R., Harris P.*// *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. P. 942.
56. *Yao S.S., Alfano R.R.*// *Ibidem.* 1983. V. 27. P. 2439.
57. *Huston A.L., Justus B.L., Campillo A.J.*// *Chem. Phys. Lett.* 1985. V. 122. P. 617.
58. *Lu X.Z., Rao B., Willman B., Lee S., Doukas A.G., Alfano R.R.*// *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. P. 7515.
59. *Lu X.Z., Garuthara R., Lee S., Alfano R.R.*// *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 93.
60. *Justus B.L., Huston A.L., Campillo A.J.*// *Ibidem.* 1985. V. 47. P. 1159.
- [61] *Huston A.L., Justus B.L., Campillo A.J.*// *Chem. Phys. Lett.* 1985. V. 118. P. 267.
62. *Veeser L.R., Solem J.C.*// *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 40. P. 1391.
63. *Trainor R.J., Shaner J.W., Auerbach J.M., Holmes N.C.*// *Ibidem.* 1979. V. 42. P. 1154.
64. *Cottet F., Romain J.P., Fabbro F., Faral B.*// *Ibidem.* 1984. V. 52. P. 1884.
65. *Cottet F., Romain J.P., Fabbro F., Faral B.*// *J. Appl. Phys.* 1984. V. 55. P. 4125.
66. *Yamauchi A., Tanaka K.A., Kodama R., Kado M., Yamanaka T., Mochizuki T., Nakai S., Yamawka C.*// *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 786.
67. *Ng A., Parfeniuk D., Dasilva L.*// *Opt. Commun.* 1985. V. 53. P. 389.
68. *Ng A., Parfeniuk D., Dasilva L.*// *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 54. P. 2604.
69. *Ng A., Parfeniuk D., Dasilva L., Pasini D.*// *Phys. Fluids.* 1985. V. 28. P. 2915.
70. *Eesley G.L.*// *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 2141.
- [71] *Eesley G.L.*// *Phys. Rev. B.* 1986. V. 33. P. 2144.
72. *Paddock C.A., Eesley G.L.*// *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. P. 285.
73. *Schoenlein R.W., Lin W.Z., Fujimoto J.G., Eesley C.L.*// *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 1680.
74. *Bronson S.D., Fujimoto J.G., Ippen E.P.*// *Ibidem.* V. 59. P. 1962.
75. *Wright O.B., Matsumoto T., Hyoguchi T., Kawashima K.*// *Abstracts of Symposium on Physical Acoustics: Fundamental and Applied.* — Kortrijk, Belgium, 1990. — P. 96.
76. *Такер Дж., Рэйнтон В.* Гиперзвук в физике твердого тела. — М.: Мир, 1975.
77. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. — М.: Наука, 1991.
78. *Гусев В.Э., Петросян Е.Г.*// *Акуст. ж.* 1987. Т. 33. С. 223.
79. *Ландау Л.Д., Лифшиц Б.М.* Теория упругости. — М.: Наука, 1987.
80. *Ляминев Л.М., Чесноков Б.И.*// *Радиационная акустика*/Под ред. Л.М. Ляминева. — М.: Наука, 1987. — С. 58.
- [81] *Карабутов А.А., Уваров А.В.*// *Вестн. Моск. ун-та. Сер. "Физика. Астрономия".* 1988. Т. 29, № 5. С. 64.
82. *Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б.*// *Акуст. ж.* 1978. Т. 24. С. 655.
83. *Sigris M.W.*// *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. P. R83.
84. *Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И.* Нелинейная гидроакустика. — Л.: Судостроение, 1981.
85. *Avanesyan S.M., Gusev V.E., Zheludev N.I.*// *Appl. Phys. A.* 1986. V. 40. P. 163.
86. *Аванесян С.М., Гусев В.Э.*// *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1987. Т. 51. С. 248.
87. *Гусев В.Э., Жданов Б.В., Петросян Е.Г., Теленков С.А.*// *Акуст. ж.* 1989. Т. 35. С. 454.
88. *McDonald F.A.*// *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 54. P. 1504.
89. *Abduragimov G.A., Meilanov R.P.*// *Phys. Stat. Sol. a.* 1987. V. 104. P. K27.
90. *Cnandarasekharaih D.S.*// *Appl. Mech. Rev.* 1986. V. 39. P. 355.
- [91] *Гутфельд Р.*// *Физическая акустика*/Под ред. У. Мэзона. — М.: Мир, 1973. — Т. 5.
92. *Физика фононов больших энергий.* — М.: Мир, 1976.
93. *Kwok P.C.*// *Phys. Rev.* 1968. V. 175. P. 1208.
94. *Avanesyan S.M., Gusev V.E.*// *Sov. State. Commun.* 1985. V. 54. P. 1065.
95. *Гусев В.Э.*// *Акуст. ж.* 1986. Т. 32. С. 322.
96. *Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н., Эленкрг Б.В.*// *Письма ЖТФ.* 1980. Т. 6. С. 924.
97. *Gauster W.B., Habing D.H.*// *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 1058.
98. *Вир Г.Л., Пикус Г.Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. — М.: Наука, 1972.
99. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.*// *ФТП.* 1986. Т. 20. С. 1070.

100. Гусев В.Э.// Вестн. Моск. ун-та. Сер. "Физика. Астрономия". 1989. Т. 30, № 1. С. 38.
 [101] Аванесян С.М., Гусев В.Э., Жданов Б.В., Кузнецов В.И., Теленков С.А.//Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 562.
102. Doany F.E., Grischkowsky D., Chi C.C.// Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 460.
103. Beck S.M., Wessel J.E.// Ibidem. P. 149.
104. Johnson P.B., McMillan C.S., Ellis A.B., Hobson W.S.// J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 4903.
105. Halas N.J., Bokor J.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1679.
106. Mahler G., Fourikis A.// J. Luminescence. 1985. V. 30. P. 18.
107. Combescot H.// Sol. State Commun. 1979. V. 30. P. 81.
108. Tamor M.A., Greenstein M., Wolfe J.P.// Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 7353.
109. Гусев В.Э.// Акуст. ж. 1987. Т. 33. С. 863.
110. Гусев В.Э.// Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 288.
- [111] Гусев В.Э.// Вестн. Моск. ун-та. Сер. "Физика. Астрономия". 1987. Т. 28, №6. С. 75.
112. Гусев В.Э.// ДАН СССР. 1990. Т. 310. С. 340,
113. Grahn H.T., Marts H.J., Tauc J.// IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25. P. 2562.
114. Карагеоргий-Алкалаев П.М.// ФТП. 1968. Т. 2. С. 296.
115. Деев В.Н., Пятаков П.А.//ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1909.
116. Козлов А.И., Плесский В.П.// Акуст. ж. 1988. Т. 34. С. 663.
117. Prise M.E., Taghizadeh M.R., Smith S.D., Wherrett B.S.// Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. P. 652.
118. Деев В.Н., Пятаков П.А.//Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 928.
119. Гуляев Ю.В., Козлов А.И., Плесский В.П.// Физика, технология и производство полупроводниковых приборов. — Тезисы докладов конференции молодых ученых. — Вильнюс, Изд-во АН ЛитССР, 1987. — С. 41.
120. Силин А.П.//УФН. 1988. Т. 147. С. 485.
- [121] Glass A.M., Schubert E.F., Wilson B.A., Bonner C.E., Gunningham J.E., Olson D.H., Jan W.// Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 2247,
122. Зеленская Т.Е., Шандоров С.М.// ДАН СССР. 1986. Т. 289. С. 600.
123. Quin J.J., Strom U., Chang L.L.// Sol. State Commun. 1983. V. 45. P. 111.
124. Бенеславский С.Д., Васильев А.Н., Дмитриев А.В.//ФТП. 1986. Т. 20. С. 760.
125. Wilson T.E.// J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6, P. 1058.
126. Danner A.D., Dapkus P.D., Kost A., Garmire E.// J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 5206.
127. Capasso F., Levine B.F.// J. Luminescence. 1985. V. 30. P. 144.
128. Gusev V.E.//Opt Acoust. Rev. 1990. V. 1. No. 3 (to be published).
129. Grann H.T., Marts H.J., Tauc J., Abeles B.//Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 6066.
130. Clemens B.M., Eesley G.L.//Phys. Rev. Lett. 1988, V. 61. P. 2356.
- [131] Kubota K., Murai H., Nakatsu H.// J Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 1520.
132. Kubota K., Murai H.// Ibidem. V. 56. P. 835.
133. Grill W., Wets O.// Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 588.
134. Bron W.E., Rossinelli M., Bed Y.H., Keilmnn F.// Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 1370.
135. Wetsel G.C.// J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. P. 471.
136. Миторич Г.С., Зеленый В.П.// Письма ЖТФ. 1983. Т. 14. С. 1879.
137. Glass A.M., von der Linde D., Negran T.J.// Appl. Phys. Lett 1974. V. 25. P. 233.
138. Руденко О.В.//Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 445.
139. Nelson K.A., Miller D.R.J., Lutz D.R., Foyer M.D.// J Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 1144.
140. Nelson K.//Ibidem. P. 6060.
- [141] Карабутов А.А., Лапшин Е.А., Руденко О.В.// ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 112.
142. Гусев В.Э.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. "Физика. Астрономия". 1981. Т. 22, № 6. С. 7.
143. Гусев В.Э.//Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 204.
144. Akhmanov S.A.// Mat. Res. Bull. 1969. V. 4. P. 455.
145. Colles M.J., Giordmaine J.A.// Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 670.
146. Vlbrich R.G., Narayananmurti K., Chin M.A.//Ibidem. 1980. V. 45. P. 1432.
147. Hu P., Narayananmurti V., Chin M.A.// Ibidem. 1980. V. 46. Pp. 192, 1981.
148. Ахманов С.А., Емельянов В.И.//КЭ. 1977. Т. 4. С. 2043.
149. Orbach R.// IEEE Trans. Sonics and Ultrason. 1967. V. 14. P. 140.
150. Левинсон И.Б.//ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 331.
- [151] Kuhl J., Bron W.E.// Sol. Stote Commun. 1984. V. 49. P. 935.
152. Tolbert W.A., Dennis W.M., Yen W.M.//Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 607.
153. Cho G.C., Kutt W., Kurz H.// Ibidem. P. 764.
154. Cheng T.K., Bronson S.D., Kazeronian A.S., Moodera J.S., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S., Ippen E.P.// Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 1004.
155. Chwalek J.M., Uher C., Whitaker J.F., Mourou G.A., Agostinelli J., Lelental M.// Ibidem. P. 1696.
156. Znang X.-C., Hu B.B., Darrow J.T., Auston D.H.// Ibidem. V. 56. P. 1011.

157. *Zhang X.-C., Darrow J.T., Auston D.H., Hu B.B., Schmidt M.T., Tham P., Yang E.S.*//*Ibidem* . P. 2228.
158. *Ландау Л.Д., Лишинец Е.М.* Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
159. *Vassilev Ya.T.*//*Opt. Commun.* 1986, V. 58. P. 59.
160. *Voicu L., Stamatescu L., Hening Al., Raetchi V., Mihalescu I.N., Nanu L.*//*Phys. Stat. Sol. a.* 1985. V. 91. P. K103.
- [161] *Kubota K.*//*Sol. State Commun.* 1971. V. 9. P. 2045.
162. *Fabbro R., Max C., Fabre E.*//*Phys. Fluids.* 1985. V. 28. P. 1463.
163. *Ляминев Л.М., Наугольных К.А.*//*Акуст. ж.* 1981. Т. 27. С. 641.
164. *Витиас А.Ф., Григорьев В.В., Корнеев В.В., Сенире Ю.И., Терентьев А.П., Ульянов К.Н.*//*Письма ЖТФ.* 1983. Т. 9. С. 1442.
165. *Бункин Ф.В., Коломенский А.А., Михалевич В.Г., Никифоров С.М., Родин А.М.*//*Акуст. ж.* 1986. Т. 32. С 21.
166. *Baltzer N., Allmen M., van Sigrist M.W.*//*Appl. Phys. Lett.* 1983. V. 43. P. 826.
167. *Веселовский И.А., Жиряков Б.М., Коротченко А.И., Самохин А.А.*//*КЭ.* 1985. Т. 12. С. 384.
168. *Веселовский И.А., Жиряков Б.М., Коротченко А.И., Самохин А.А.* Препринт ИОФАН СССР № 277. — Москва, 1985.
169. *Самохин А.А.*//*Кр. сообщ. физ. ФИЛИ.* 1983. № 10. С. 48.
170. *Самохин А.А.*//*Ibidem.* 1979. № 1. С. 32.
- [171] *Коротченко А.Н., Самохин А.Л.*//*Препринт ИОФАН СССР № 223.* — Москва, 1981.
172. *Самохин А.А.*//*Кр. сообщ. физ. ФИАН.* 1986. №8. С. 40.
173. *Самтикулов М., Леманов В.В., Смирнов И.А., Шульман С.Л.*//*Письма ЖТФ.* 1978. Т. 4. С. 1265.
174. *Bradley D.K., Kilkenny J., Rose S.J., Hares J.D.*//*Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. P. 2995.
175. *Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Фортов В.Е.*//*Письма ЖТФ.* 1987. Т. 13. С. 204.
176. *Aleksandrova M.M., Blank V.D., Golobokov A.E., Konyaev Yu.S., Estrin E.I.*//*Phys. Stat. Sol. a.* 1988. V. 105. P. K29.
177. *Янушевич В.А., Лоляниов А.В., Прутков Е.Г., Полягалов Г.А.*//*Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1985. Т. 49. С. 1146.
178. *Зельдович Я.Б., Райзнер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963.
179. *Kanemitsu Y., Tanaka Y., Kuroda H.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1985. V. 24. P. L959.
180. *Gusev V.E.* Accepted by O&A Rev.;//[16]. — С. 183.
- [181] *Анисимов С.И., Кравченко В.А., Сагдеев Р.З.*//*Письма ЖТФ.* 1985. Т. 11. С. 1293.
182. *Harris S.E., Kmetec J.D.*//*Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. P. 62.
183. *Хоря Х.* Физика лазерной плазмы. — М.: Энергоатомиздат 1986.
184. *Falcone R.W.* Oral report at X Intern. Vavilov Conference. — Novosibirsk, 1990.
185. *Лишинец Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979.
186. *Гамалий Е.Г., Тихончук В.Т.*//*Письма ЖЭТФ.* 1989. Т. 48. С. 413.
187. *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. — М.: Наука, 1973.
188. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику. — М.: Наука, 1966.
189. *Руденко О.В., Солуян С.И.* Теоретические основы нелинейной акустики. — М.: Наука, 1975.
190. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. — М.: Наука, 1979.
- [191] *Бахвалов Я.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А.* Нелинейная теория звуковых пучков. — М.: Наука, 1982.
192. *Бункин Ф.В., Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Ляхов Г.А., Михалевич В.Г., Родин А.М.*//*Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1985. Т. 49. С. 558.
193. *Zhu C.-D., Marls H.J., Tauc J.*//*Phonons'89.* — Singapore: World Scientific, 1990. — P. 408.
194. *Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б.*//*Акуст. ж.* 1980. Т. 26. С 296.
195. *Sullivan B., Tam A.C.*//*J. Acoust. Soc. Am.* 1984. V. 75. P. 437.
196. *Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б.*//*Письма ЖТФ.* 1979. Т. 5. С. 328.
197. *Божков А.И., Бункин Ф.В., Галстян А.М., Дорожкин Л.М., Михалевич В.Г.*//*Акуст. ж.* 1982. Т. 28. С. 321.
198. *Карабутов А.А., Платоненко В.Т., Руденко О.В., Чуприна В.А.*//*Вестн. Моск. ун-та. Сер. "Физика. Астрономия".* 1984. Т. 25, №3. С. 89.
199. *Kanemitsu Y., Harada Y., Tanaka Y., Kuroda H.*//*J Appl. Phys.* 1988. V. 63. P. 4751.
200. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.*//*Тезисы докладов IX Всесоюзной Акустической конференции. Секция И.* — М.: Наука, 1983. — С. 20.

- [201] *Божков А.И., Бункин Ф.В., Гырдов Л.Л.*//КЭ. 1976. Т. 3. С. 1494.
202. *Лямин Л.М., Седов Л.В.*// Акуст. ж. 1977. Т. 23. С. 411.
203. *Касоев С.Г., Лямин Л.М.*// Ibidem. С. 265.
204. *Касоев С.Г., Лямин Л.М.*// Ibidem. С. 890.
205. *Божков А.И., Гырдов Л.Л.*//КЭ. 1978. Т. 5. С. 1019.
206. *Касоев С.Г., Лисовская М.Г., Лямин Л.М., Седов Л.В.*// Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 401.
207. *Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б.*// Ibidem. С. 616.
208. *Дунина Т.А., Егерев С.В., Лямин Л.М., Наугольных К.А.*// Ibidem. С. 622.
209. *Гордиенко В.М., Карабутов А.А., Немировский С.Б.*// Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. — Л.: Наука, 1981.— С. 367.
210. *Гусев В.Э., Жданов Б.В., Шакиров Б.Г.*// Акуст. ж. 1988. Т. 34. С. 463.
- [211] *Гусев В.Э., Жданов Б.В.*// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. С. 1157.
212. *Гусев В.Э.*// Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 778.
213. *Гусев В.Э., Тютин Н.М.*// Ibidem. 1988. Т. 34. С. 1034.
214. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.*// Ibidem. 1981. Т. 27. С. 213.
215. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.*// Ibidem. 1982. Т. 28. С. 178.
216. *Ганнмакер В.Ф., Левинсон И.Б.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. — М.: Наука, 1984.
217. *Гусев В.Э., Жданов Б.В., Кузнецов В.И., Петросян Е.Г., Теленков С.А.*//ФТП. 1989. Т. 23. С. 366.
218. *Архипов В.И., Родионов Б.У., Руденко А.И.*//Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 83.
219. *Letter S.D., Kim T.S., Streetman B.G.*// Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 474.
220. *Gupta P.D., Tsui Y.Y., Popil R., Fedosejevs R., Offerberger A.A.*// Opt. Commun. 1987. V. 63. P. 165.
- [221] *Зуев В.А., Литовченко В.Г., Сукач Г.А.*//ФТП. 1975. Т. 9. С. 1641.
222. *Бондаренко А.Н., Вологдин В.К., Кондратьев А.И.*// Акуст. ж. 1980. Т. 26. С. 828.
223. *Buchvarov I., Saltiel S.M., Gusev V.E., Platonenko V.T.*// J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 1423.
224. *Grahn H.T., Marls H.J., Tauc J.*// IEEE J. Quantum Electron. 1989. V. 25. P. 2562.
225. *Clemens B.M., Eesley G.L.*// Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2356.
226. *Grahn H.T., Young D.A., Marls H.J., Tauc J., Hong J.M., Smith T.P.III*//Appl. Phys. Lett. 1983. V. 53. P. 2023.
227. *Lin H.-N., Marls H.J., Tauc J., Grahn H.T.*// [193]. — P. 14.
228. *Tai K., Tomita A., Jewell J.L., Hasegawa A.*// Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 236.
229. *Sudo S., Itoh H., Okamoto K., Kubodera K.*// Ibidem. 1989. V. 54. P. 993.

Статья поступила 16.10.91 г.