

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

534.232:539.1.04

**РАДИАЦИОННАЯ АКУСТИКА***Л.М. Лямшев*

(Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН)

**СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	43
2. Что такое радиационная акустика . . . . .	44
3. От оптико-акустического эффекта к радиационно-акустическому эффекту и радиационной акустике . . . . .	45
4. Механизмы генерации звука проникающим излучением . . . . .	46
4.1. Терморадиационный механизм. 4.2. Микроударные волны, генерируемые проникающим излучением в конденсированной среде. 4.3. "Пузырьковый" механизм генерации звука. 4.4. Динамический механизм генерации звука. 4.5. Черепковский механизм генерации звука. 4.6. Стрикционная генерация звука. 4.7. Другие механизмы возбуждения звука проникающим излучением.	
5. Приложения радиационной акустики . . . . .	82
5.1. Растворная радиационно-акустическая микроскопия и визуализация. 5.2. Акустическое детектирование частиц сверхвысоких энергий в космических лучах. Проект ДЮМАНД. 5.3. Нейтрино для геоакустики. Проект ГЕНИУС.	
6. Заключение . . . . .	91
Список литературы . . . . .	92

**1. Введение**

Современная акустика — широкая область науки. Несмотря на свой "солидный возраст" — основы архитектурной и музыкальной акустики знали древние греки и римляне, — она продолжает успешно развиваться и особенно интенсивно в пограничных областях. Ярким примером может служить предмет настоящего обзора — радиационная акустика, возникшая на стыке акустики, физики высоких энергий, ядерной физики и физики элементарных частиц. Ее основу составляют исследования генерации звука проникающим излучением в веществе и применения радиационно-акустических эффектов.

Радиационная акустика становится объектом внимания многих исследователей и специалистов, поскольку с ней связано создание совершенно новых радиационно-акустических технологий, которые или уже используются, или могут в недалеком будущем найти применение в разных областях человеческой деятельности, в таких, например, "разномасштабных", как микроэлектроника, геология и астрофизика.

К настоящему времени опубликовано очень много работ, в которых рассматриваются различные механизмы генерации звука проникающим излучением. Наиболее продвинутыми и, в определенном смысле, завершенными, когда речь идет о генерации звука в жидкостях и изотропных упругих телах, можно считать исследования, связанные с терморадиационным (термоупругим) механизмом. В этом случае плотность выделившейся в веществе энергии

при поглощении проникающего излучения невелика, не происходит фазовых переходов и акустический сигнал возникает в результате теплового расширения вещества. Подавляющее большинство применений радиационно-акустических эффектов также связано с терморадиационным механизмом.

Мы сознательно не обсуждаем нелинейные акустические эффекты, возникающие при действии мощных пучков проникающего излучения на вещество, полагая, что в силу определенной специфики это предмет отдельного рассмотрения. Не представилось также возможным включить в список цитированной литературы все работы, в том числе и очень интересные, относящиеся к радиационной акустике.

В основу обзора легли материалы пленарных докладов, прочитанных автором на 1-й Общефранцузской акустической конференции (Лион, апрель 1990 г.), Международном конгрессе по ультразвуку (Дели, декабрь 1990 г.) и XI Всесоюзной акустической конференции (Москва, июнь 1991 г.).

## 2. Что такое радиационная акустика

Радиационная акустика — область акустики, развивающаяся на стыке акустики, ядерной физики, физики высоких энергий и элементарных частиц. Ее основу составляют исследования возбуждения звука в веществе проникающим излучением (пучками протонов, электронов, нейтральных частиц, пучками рентгеновского и синхротронного излучения, *γ-квантами*, одиночными элементарными частицами высоких энергий и др.). Сюда же можно отнести и возбуждение звука лазерным излучением (пучками фотонов).

Исследования радиационно-акустических эффектов открывают новые возможности в изучении самого проникающего излучения (акустическое детектирование и радиационно-акустическая дозиметрия), в исследовании физических параметров вещества (радиационно-акустическая микроскопия), в решении нетрадиционных прикладных проблем неразрушающего контроля (радиационно-акустическая дефектоскопия и визуализация), появляются также уникальные возможности направленного радиационно-акустического воздействия на физико-механические и химические параметры вещества.

Исследования радиационно-акустических эффектов были стимулированы главным образом прогрессом в области физики высоких энергий и элементарных частиц. Физика элементарных частиц получила за последние десятилетия очень большое развитие. С помощью сверхмощных ускорителей получены пучки частиц огромных энергий в сотни и тысячи гигаэлектронвольт (ГэВ). Проектируются и создаются новые поколения ускорителей на энергии в десятки и сотни тераэлектронвольт (ТэВ). С помощью ускорителей открыто огромное число частиц, подверженных подчас удивительным взаимопревращениям и взаимодействиям. Возникли квантовая хромодинамика и единая теория электромагнитного и слабого взаимодействия, и положение сейчас таково, что физика находится накануне создания единой теории всех фундаментальных взаимодействий — электромагнитного, сильного (ядерного), слабого и гравитационного — теории великого объединения (ТВО). Чтобы решить эту проблему, требуются дальнейшие эксперименты при еще более высоких энергиях. По мере того как строительство новых поколений мощных ускорителей открывает возможности продвижения исследований по физике элементарных частиц в области все более высоких энергий, ускорители, первона-

чально предназначенные для этих исследований, все шире применяются в исследованиях по физике твердого тела, биологии, медицине и в радиационно-акустических исследованиях. С другой стороны, оценки показывают, например, что невозможно даже, быть может, в отдаленном будущем построить сверхмощные ускорители на требуемые физиками энергии для реализации новых идей ТВО. Только "естественные" ускорители, существующие в недрах галактик, способны генерировать частицы, например нейтрино, с энергиями до  $10^8$  ТэВ и более. Но для регистрации частиц с такими энергиями на Земле необходимы детекторы огромных размеров. И в этом случае экономически оправданными могут оказаться акустические методы детектирования (см. примечание при корректуре 1 в конце статьи).

### **3. От оптико-акустического эффекта к радиационно-акустическому эффекту и радиационной акустике**

Начало радиационной акустики в широком смысле связано с открытием В. Рентгеном, А. Баллом и Д. Тиндалем [1 — 3] оптико-акустического эффекта — генерации звука в объеме газа при прохождении прерывистого (модулированного) потока света, или, другими словами, при взаимодействии модулированного оптического излучения (модулированного пучка фотонов) с веществом (газом). Тогда же А. Белл обсуждал вопрос о создании радиофона — "устройства для создания звука любым видом излучения" [2]. Дальнейшие исследования оптико-акустического эффекта послужили, как известно, основой развития оптоакустики (фотоакустики) и в том числе оптико-акустической спектроскопии газов и конденсированных сред. Мощным стимулом развития этого направления в последние десятилетия послужило создание лазера.

Первые исследования радиационно-акустических эффектов были выполнены в 50-е — 60-е годы. Так, например, в 1956 г. И.М. Лифшиц, М.И. Каганов и Д.В. Танатаров [4] рассмотрели излучение звука в твердом теле равномерно движущимся электроном и показали, что при скорости движения электрона, большей скорости звука, в среде происходит "черенковское" излучение звука (фононов). Несколько раньше (1953 г.) аналогичная проблема рассматривалась М. Букингэмом [5]. В 1955 г. Д. Глэзер и Л. Рам опубликовали статью [6], в которой сообщили о возможности регистрации прохождения частицы в пузырьковой камере по вибрациям стенки камеры, вызываемым акустическим сигналом, возникающим при образовании пузырьков на треке частицы. В 1957 — 1959 гг. Г.А. Аскаряном было рассмотрено излучение ультразвуковых и гиперзвуковых волн заряженными частицами в плотных средах вследствие локальных нагревов и рождения полостей на треках частиц [7,8] (см. примеч. при корр. 2).

В 1963 г. Р. Уайт экспериментально исследовал возбуждение звука пучком низкоэнергетических электронов в твердом теле [9]. Несколько позднее (1967 г.) Р. Грэхэм и Р. Хэтчисон [10] провели измерения механических колебаний в кристаллах кварца, сапфира и др. при облучении их импульсами пучка электронов, а в 1969 г. Б. Берон и Р. Хофштадтер наблюдали механические колебания, возникавшие в керамических пьезодатчиках при действии на них релятивистских электронов [11]. Б. Берон и Р. Хофштадтер, как и ранее Г.А. Аскарян [7, 8], высказывали предположение, что не только электроны, но и другие частицы могут генерировать механические колебания при взаимодействии с веществом. В 70-х годах многочисленные исследования возбуждения звука в конденсированных средах электронными, протонными пучками и одиночными частицами были выполнены в СССР И.А. Боршковским, В.Д. Воловиком, И.И. Залюбовским, А.И. Калиниченко, В.Т. Лазуриком и

др. (см. книгу [12] и цитированную там литературу), а в 80-е годы — Л.М. Лямшевым и Б.И. Челноковым (см., например, [13, 14]).

К этому же периоду относятся публикации ряда зарубежных исследователей о возможных применениях радиационно-акустических эффектов, например Ф. Перри и др. об использовании этих эффектов для дозиметрии импульсных пучков ускоренных частиц и для получения данных о глубинном распределении дозы облучения в мишени [15].

Исследования радиационно-акустических эффектов вряд ли привлекли бы в последние десятилетия внимание физиков, если бы это не было связано с перспективами их практических приложений. Сюда в первую очередь следует отнести растровую радиационно-акустическую микроскопию конденсированных сред [16 — 22], акустическое детектирование частиц сверхвысоких энергий (проект ДЮМАНД — Deep Underwater Muon and Neutrino Detection) [23 — 28], исследования роли радиационно-акустического механизма в генерации подводных шумов при штиле в океане [29], а также открывающиеся возможности применения новых поколений протонных и линейных сверхмощных ускорителей для создания пучков сверхвысокоэнергетических нейтрино ( $> 10$  ТэВ) и использования этих пучков в геоакустике (нейтринная геоакустика, проект ГЕНИУС — Geological Exploration Neutrino Induced Underground Sound) [30, 31] и в нейтринно-акустической томографии океана [32].

#### **4. Механизмы генерации звука проникающим излучением**

К настоящему времени сложилось определенное представление о механизмах генерации звука проникающим излучением. Их обычно связывают с физическими явлениями (процессами), в результате которых энергия проникающего излучения преобразуется в акустическую энергию. Они зависят от вида излучения, вещества мишени, в которой это излучение поглощается, и режима выделения энергии в области поглощения. Механизмы генерации звука проникающим излучением многочисленны и по своей эффективности неравнозначны [33].

**4.1. Терморадиационный механизм.** Выделение тепла — одно из наиболее универсальных физических явлений, протекающих при поглощении проникающего излучения. Тепловая энергия может различными путями частично преобразовываться в энергию звуковых волн. При умеренных плотностях выделившейся энергии, когда не происходит фазовых превращений в веществе, основной вклад в процесс генерации звука дает тепловое расширение среды, где происходит поглощение излучения. Это — терморадиационный (термоупругий) механизм генерации звука. Звуковые поля в этом случае удается описать в рамках линейной теории, которая получила довольно широкое развитие, особенно в последние годы [12 — 14].

Основу теоретического рассмотрения, как правило, составляют решения неоднородного волнового уравнения, правая часть которого содержит функцию, описывающую плотность мощности тепловых источников звука, обусловленных поглощением проникающего излучения в веществе. Для жидких сред это уравнение имеет вид

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\beta}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (1)$$

или

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \Delta p = \Gamma \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (1')$$

где  $p$  — звуковое давление,  $c$  — скорость звука,  $\beta$  — коэффициент объемного теплового расширения,  $C_p$  — удельная теплоемкость жидкости,  $Q$  — функция, характеризующая энерговыделение (поглощение) проникающего излучения или плотность мощности тепловых источников звука, и  $\Gamma \equiv c^2 \beta / C_p$  — параметр Грюнайзена.

В случае изотропного твердого тела имеем

$$\left( \Delta - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \operatorname{div} \mathbf{u} = \frac{(3 - 4n^{-2})\alpha}{C_e \rho} \int \Delta Q dt - \frac{\operatorname{div} \mathbf{F}}{c_l^2 \rho}, \quad (2)$$

$$\left( \Delta - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \operatorname{rot} \mathbf{u} = \frac{\operatorname{rot} \mathbf{F}}{c_t^2 \rho}; \quad (3)$$

здесь  $c_l$  и  $c_t$  — соответственно скорости продольных и поперечных волн,  $n = c_l/c_t$ ,  $\mathbf{u}$  — вектор смещения твердого тела,  $\rho$  — плотность,  $\alpha$  — коэффициент линейного теплового расширения,  $C_e$  — удельная теплоемкость тела и  $\mathbf{F}$  — сторонняя нетермоупругая сила, приложенная к единице объема тела (о природе которой будет сказано ниже).  $\mathbf{F} \equiv \mathbf{0}$ , если рассматривается только терморадиационный механизм генерации звука и, следовательно, учитываются только тепловые источники звука.

Из приведенных выше уравнений можно видеть, что амплитуда звукового давления прямо пропорциональна величине параметра Грюнайзена  $\Gamma$  и зависит от функции энерговыделения  $Q$  (плотности мощности тепловых источников звука).

Вид функции  $Q$  для разных типов проникающего излучения различен. Для электромагнитного излучения

$$Q(x_1, x_2, x_3, t) = \mu J(x_1, x_2, t) \exp(-\mu x_3), \quad (4)$$

где  $x_3$  — координата в направлении распространения пучка излучения,  $\mu$  — коэффициент поглощения излучения в среде, или обратная величина длины пробега квантов излучения в среде. Например, для света с длиной волны  $\lambda_l = 1,06$  мкм (излучение лазера на неодимовом стекле) и чистой воды  $\mu = 0,17 \text{ см}^{-1}$ , для излучения CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda_l = 10,6$  мкм) и чистой воды  $\mu = 800 \text{ см}^{-1}$ .

Формула (4) справедлива для электромагнитного излучения разных видов: свет, рентгеновское излучение, синхротронное излучение, пучки  $\gamma$ -квантов и т.д., а также для релятивистских электронов, потери энергии которых при взаимодействии с веществом связаны с излучением фотонов (радиационные потери). В последнем случае эту зависимость представляют в виде [34]

$$\frac{1}{E_e} \frac{\partial E_e}{\partial x_0} = - \frac{1}{x_0}; \quad (5)$$

здесь  $E_e$  — кинетическая энергия падающего электрона, а  $x_0$  — радиационная длина (длина пробега релятивистского электрона в веществе). Заметим, что интенсивность проникающего излучения в пучке может быть представлена выражением

$$J(x_1, x_2, t) = n_p(x_1, x_2, t)E_e, \quad (6)$$

где  $n_p(x_1, x_2, t)$  — плотность частиц. Для функции энерговыделения имеем

$$Q(x_1, x_2, x_3, t) = -n_p(x_1, x_2, t) \frac{\partial E_e(x_3)}{\partial x_3}. \quad (7)$$

Из формул (5) — (7) нетрудно видеть справедливость (4) для релятивистских электронов, если положить  $x_0 = \mu^{-1}$ .

При малых (нерелятивистских) энергиях электронов, но еще больших, чем средняя энергия возбуждения атома вещества, с которым взаимодействует пучок электронов, потери определяются ионизацией. Известно, что радиационные потери увеличиваются с ростом энергии почти в точности линейно, а потери энергии  $E_e$  на ионизацию — лишь логарифмически. Поэтому при больших энергиях  $E_e$  (релятивистских скоростях) преобладают радиационные потери, а с уменьшением энергии электрона ионизация играет все большую роль, пока при некоторой критической энергии  $E_{e,kp}$  потери на ионизацию и потери на излучение не сравняются.

Для воды, например,  $E_e = 100$  МэВ, а для свинца  $E_{e,kp} = 10$  МэВ. В случае электронов с энергией выше критической потери энергии описываются (в среднем) экспоненциальным законом в соответствии с формулами (5) и (4). Таким образом, пучок релятивистских электронов с энергией 1 ГэВ в воде будет терять до 90%, а в свинце — до 99% своей энергии в соответствии с экспоненциальным законом (4), и лишь соответственно около 10% или 1% будет обусловлено потерями на ионизацию.

В случае тяжелых заряженных частиц, к которым относятся протоны, ядра различных атомов и вообще частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, закон (4) неприменим. Тяжелые заряженные частицы, проходя через вещество, теряют энергию главным образом вследствие неупругих столкновений со связанными электронами атомов тормозящего вещества. Когда скорость частицы становится настолько малой, что происходит захват ею электронов, потери энергии уменьшаются. Однако замедление частицы будет продолжаться, пока ее энергия не сравняется с тепловой энергией атомов среды. Поэтому по мере продвижения, например, протона в веществе его потери будут расти, пока не будет происходить захват им электронов атомов вещества, а затем потери будут падать. На кривой, характеризующей зависимость потерь протона от так называемой остаточной длины пути его пробега, должен наблюдаться максимум, что и наблюдается в действительности. Этот максимум получил в ядерной физике название пика Брэгга [34].

При поглощении в веществе проникающего излучения, частицы которого обладают весьма высокой энергией, достаточной для образования многочисленных вторичных частиц, в веществе образуются ядерно-электрон-фотонные каскады, и поглощение энергии в каскаде приближенно можно считать экспоненциальным.

Что касается торможения в конденсированной среде нейтральных тяжелых частиц (важнейшими из которых являются нейтроны), то это торможение осуществляется вследствие непосредственных столкновений с ядрами атомов вещества мишени. В указанных случаях получение универсальных аналитических зависимостей, как правило, затруднено и приходится довольствоваться конкретными расчетами или эмпирическими зависимостями, основанными на

экспериментальных данных. Отметим здесь только, что потери энергии нейтральными тяжелыми частицами значительно меньше соответствующих потерь заряженных тяжелых частиц и, как следствие, значительно больше глубины проникновения их в среду по сравнению с заряженными тяжелыми частицами.

Таким образом, определение аналитического вида функции энерговыделения  $Q$  во многих случаях может оказаться затруднительным. Поэтому при рассмотрении конкретных задач терморадиационной генерации звука часто принимают экспоненциальный закон поглощения проникающего излучения в веществе, а распределение интенсивности в пучке по его радиусу считают гауссовым. Это позволяет получить результаты в окончательном виде. Детальное рассмотрение показывает, что основные выводы теории остаются справедливыми в большинстве случаев и для других видов излучения, поглощение которых в веществе не подчиняется экспоненциальному закону [14].

**4.1.1. Генерация звука гармонически модулированным проникающим излучением.** Рассмотрим характерные особенности терморадиационной генерации звука в конденсированной среде. Ограничимся случаем однородных жидких и твердых тел.

Звуковое поле в дальней зоне терморадиационного источника звука (ТРИЗ) в жидкости, образующегося при действии на ее поверхность проникающего излучения, интенсивность которого изменяется по гармоническому закону с частотой звука  $f$ , при условии, что поглощение излучения в жидкости подчиняется экспоненциальному закону, и при гауссовом распределении интенсивности излучения описывается выражением

$$p(r) = -\frac{A\omega m \beta W}{2\pi C_p} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\mu k \cos \theta}{\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta} \exp\left(-\frac{k^2 a^2}{4} \sin^2 \theta\right); \quad (8)$$

здесь  $p(r)$  — звуковое давление,  $\mathbf{k} = \omega/c$ ,  $m$  — индекс модуляции интенсивности излучения,  $r$  — расстояние до точки наблюдения,  $\theta$  — угол между направлением в точку наблюдения и нормалью к поверхности жидкости (направлением падения пучка проникающего излучения на поверхность жидкости),  $W$  — мощность проникающего излучения  $W = \pi a^2 J_0$ ,  $a$  — радиус пучка,  $J_0$  — интенсивность излучения,  $A$  — коэффициент прохождения проникающего излучения на границе жидкости. Фактор  $\exp(-i\omega t)$ , как обычно, опущен.

Выражение (8) описывает также тензор нормальных напряжений  $\sigma_{RR}$  (продольные волны) аналогичного ТРИЗ в твердом изотропном теле (упругом полупространстве) с точностью до знака ( $\sigma_{RR} = -p$ ) и соотношения для объемного  $\beta$  и линейного  $\alpha$  коэффициентов теплового расширения  $\beta = 3\alpha$ .

Можно видеть, что амплитуда звукового давления в дальнем поле гармонического ТРИЗ растет линейно с увеличением мощности проникающего излучения  $p \equiv W$ ; характеристика направленности ТРИЗ зависит от волновых параметров  $ka$  и  $k\mu^{-1}$ . Если  $ka \ll 1$  и  $k\mu^{-1} \ll 1$ , наблюдается дипольное излучение звука, при  $ka \ll 1$ , но  $k\mu^{-1} \gg 1$  ТРИЗ имеет вид стержня, вытянутого в направлении пучка, и звук распространяется в основном вдоль свободной поверхности жидкости, а при  $ka \gg 1$  и  $k\mu^{-1} \ll 1$  ТРИЗ принимает форму диска и звук излучается в основном в направлении пучка проникающего излучения в жидкости, т.е. вдоль нормали к поверхности жидкости. В (8) мно-

**житель  $A\omega m\beta W/2\pi C_p$**  можно написать в виде  $(A\omega mW/2\pi c^2)\Gamma$ , где  $\Gamma = \beta c^2/C_p$  — параметр Грюнайзена. Отсюда следует, что амплитуда звукового давления прямо пропорциональна величине параметра Грюнайзена среды.

Амплитуда звукового давления зависит от величины  $\mu$ , т.е. длины пробега квантов излучения в среде или радиационной длины (в случае релятивистских электронов). Можно показать, что оптимальным условием возбуждения звука в жидкости служит условие  $k \approx \mu$ . Между тем величина  $\mu$  зависит от свойств среды и от вида излучения и энергии квантов (энергии частиц). Таким образом, выбирая тип излучения и энергию частиц, можно возбуждать звуковые волны заданной длины волны оптимальным способом.

Важной характеристикой служит так называемый коэффициент радиационно-акустического преобразования. Когда радиус пучка проникающего излучения велик по сравнению с длиной звуковой волны,  $ak \gg 1$ , и при  $k \approx \mu$  для коэффициента радиационно-акустического преобразования справедлива формула

$$\eta = \frac{W_{ak}}{W} = \frac{c}{\rho} \frac{\pi A \beta}{4C_p} J_0. \quad (9)$$

Если принять, например, для воды  $\beta = 3 \cdot 10^{-4}$  град $^{-1}$  и  $A = 1$ , то получим при  $k = \mu$

$$\eta_{\max} = 5 \cdot 10^{-12} J_0, \text{ где } J_0 \text{ в Вт/см}^2.$$

Пороговое значение  $J_0$ , при котором еще нет нелинейных эффектов, связанных с фазовыми переходами, зависит от величины объемной плотности энергии, выделяющейся в среде. При заданной мощности излучения  $W$  величина интенсивности будет зависеть от радиуса пучка и длины пробега частиц проникающего излучения в веществе. Для воды и излучения CO<sub>2</sub>-лазера, например,  $J_{e,\text{пор}} \leq 10$  Вт/см<sup>2</sup>. Следовательно, эффективность преобразования может быть не выше  $\eta_{\max} \leq 10^{-5}$ .

Для звукового давления в ближней зоне ТРИЗ справедливо выражение

$$p(r) = i \frac{Am\beta c}{C_p} \frac{\mu k}{\mu^2 + k^2} J_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right). \quad (10)$$

Из (10) вытекает важное следствие: в ближнем поле амплитуда звукового давления изменяется прямо пропорционально интенсивности проникающего излучения, а не мощности, как в дальнем поле ТРИЗ.

При рассмотрении результатов экспериментов мы вернемся к этим выводам.

**4.1.2. Возбуждение звука радиационными импульсами.** Возбуждение звука радиационными импульсами представляет интерес по меньшей мере по двум причинам. Во-первых, большинство источников проникающего излучения работает, как правило, в импульсном режиме. Во-вторых, в импульсном режиме могут быть реализованы огромные мощности (интенсивности) проникающего

излучения, а следовательно, высока эффективность радиационно-акустического преобразования.

Возбуждение звука импульсами проникающего излучения и особенно лазерными импульсами изучалось многими авторами (см., например, [14, 35 — 37]). Приведем наиболее характерные результаты.

Выражение для звукового давления в жидкости в дальней зоне ТРИЗ, возникающего при действии на поверхность жидкости радиационного импульса произвольной формы, имеет вид [37]

$$p(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p_{\omega}(r) \exp(i\omega t) dt, \quad (11)$$

$$p_{\omega}(r) = -\frac{A\beta W}{2\pi C_p} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\omega^2 \tau_{\mu}}{1 + \omega^2 \tau_{\mu}^2} \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau_a^2}{4}\right) F(\omega). \quad (12)$$

После подстановки (12) в (11) имеем

$$p(r, t) = -\frac{A\beta W}{4\pi^2 C_p r \tau_{\mu}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{k^2 s^2}{4}\right) \frac{k^2}{1 + k^2} \exp(iky) F\left(\frac{k}{\tau_{\mu}}\right) dk; \quad (13)$$

здесь

$$\begin{aligned} k &= \omega \tau_{\mu}, \quad \gamma = \frac{r}{c} - t, \quad s = \frac{\tau_a}{\tau_{\mu}}, \\ \tau_a &= \frac{a \sin \theta}{c}, \quad \tau_{\mu} = \frac{\cos \theta}{\mu c}, \quad r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}, \end{aligned}$$

$$F\left(\frac{k}{\tau_{\mu}}\right) = F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(i\omega t) dt,$$

где  $f(t)$  — функция, описывающая огибающую радиационного импульса.

Из (13) следует, например, при  $\tau \gg \tau_a$  и  $\tau \gg \tau_{\mu}$

$$p(r, t) \approx \frac{A\beta W}{4\pi^2 C_p r} \tau_{\mu} f'\left(t - \frac{r}{c}\right), \quad (14)$$

а при  $\tau \gg \tau_a$  и  $\tau \ll \tau_{\mu}$

$$p(r, t) = \frac{A\beta W}{4\pi^2 C_p r} \left[ f\left(t - \frac{r}{c}\right) - \pi \frac{\sigma}{\tau_{\mu}} \exp\left[-\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \right], \quad (15)$$

где

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt$$

— "площадь" радиационного импульса. Три важных следствия вытекают из (14) и (15). Во-первых, в случае "длинных" радиационных импульсов  $\tau \gg \tau_a, \tau_{\mu}$  амплитуда акустического сигнала линейно возрастает с увеличением мощности радиационного импульса, и, во-вторых, форма акустического

сигнала практически полностью определяется второй производной огибающей радиационного импульса  $f''(t)$ . В-третьих, для коротких по сравнению со временем распространения звуковых волн вдоль образующей ТРИЗ в направлении распространения пучка в жидкости  $\tau \ll \tau_\mu, \tau \gg \tau_a$  звуковой сигнал представляет собой импульс разрежения, повторяющий огибающую "опрокинутого" радиационного импульса с положительной добавкой, пропорциональной малому параметру  $\pi\sigma/\tau_\mu$ . Заметим, что наличие этого "положительного всплеска" носит принципиальный характер и не должно связываться с аппаратурными искажениями, как могло бы показаться экспериментатору.

Рассмотрим теперь характерный случай коротких радиационных импульсов, но широких пучков проникающего излучения. Имеем из выражения (13)

$$p(r, t) = -\frac{A\beta\mathcal{E}}{16\pi C_p \tau_\mu^2 r} \left\{ \frac{4}{\sqrt{\pi}s} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{s^2}\right) - \exp\frac{s^2}{4} \times \right. \\ \left. \times \left[ \exp(-\gamma) \operatorname{Erfc}\left(\frac{s}{2} - \frac{\gamma}{s}\right) + (\exp \gamma) \operatorname{Erfc}\left(\frac{s}{2} + \frac{\gamma}{s}\right) \right] \right\}, \quad (16)$$

где  $\mathcal{E}$  — энергия в радиационном импульсе, а

$$\operatorname{Erfc}(z) = \frac{2}{\pi} \int_z^\infty \exp(-t^2) dt$$

— дополнительная функция ошибок;

$$\mathcal{E} = \pi a^2 J_0 \sigma, \quad \sigma = \int_{-\infty}^\infty f(t) dt.$$

При  $s \gg 1$ , что соответствует ТРИЗ в виде широкого диска и не слишком малым углам наблюдения  $\theta$ , имеем

$$p(r, t) \approx -\frac{A\beta\mathcal{E}}{2\pi^{3/2} C_p \tau_\mu^2 s^3 r} \left\{ \frac{2[t - (r/c)]}{\tau_a^2} - 1 \right\} \exp\left\{-\frac{|t - (r/c)|^2}{\tau_a^2}\right\}. \quad (17)$$

Если  $s \ll 1$ , что соответствует ТРИЗ в виде длинного цилиндра и наблюдению под небольшими углами  $\theta$ , получаем

$$p(r, t) \approx -\frac{A\beta\mathcal{E}}{8\pi C_p r \tau_\mu^2 s} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(t - (r/c))^2}{\tau_a^2}\right] - s \exp\left[-\frac{|t - (r/c)|}{\tau_\mu}\right] \right\}. \quad (18)$$

Из (15) — (18) вытекают два важных следствия. Во-первых, в случае коротких радиационных импульсов амплитуда акустического сигнала изменяется прямо пропорционально энергии (а не мощности!) радиационного импульса, и, во-вторых, акустический сигнал всегда имеет универсальную форму и не зависит от формы (огибающей) радиационного импульса.

Эти выводы полностью справедливы и в случае генерации звука радиационными импульсами в твердом теле. Формулы (12) — (16) с некоторыми непринципиальными уточнениями пригодны для описания акустических сигналов продольных (нормальных напряжений  $\sigma_{RR}$ ) и сдвиговых (сдвиговых напряжений  $\sigma_{R\theta}$ ) волн [14].

**4.1.3. Движущиеся терморадиационные источники звука.** При движении пучка проникающего излучения по поверхности конденсированной среды воз-

никает движущийся терморадиационный источник звука. Теоретические исследования движущихся ТРИЗ были выполнены, в частности, в работах [38 — 40].

Рассмотрим в качестве характерного примера особенности генерации звука в жидкости движущимся по ее поверхности пучком проникающего излучения, интенсивность которого промодулирована импульсом произвольной формы. Практически никаких ограничений на скорость перемещения пучка по поверхности жидкости и вид его траектории не накладывается. Предполагается лишь, что траектория движения пучка расположена в конечной области поверхности жидкости, а звуковое поле рассматривается в дальней волновой зоне по отношению к размерам этой области (размеры движущегося ТРИЗ).

Уравнение для спектра звукового давления в жидкости  $p_\omega$ , генерируемого движущимся пучком проникающего излучения, после несложных преобразований (1) и (4) приобретает вид

$$\Delta p_\omega + k_0^2 p_\omega = \frac{A\mu J_0 \beta}{C_p} \exp(-\mu z) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ i\omega t - \frac{(x - x_0(t))^2}{a^2} - \frac{(y - y_0(t))^2}{a^2} \right] \times \\ \times \{f'(t) + 2\frac{f(t)}{a^2}(xx'_0(t) - x_0(t)x'_0(t) + yy'_0(t) - y_0(t)y'_0(t))\} dt. \quad (19)$$

где  $x_0(t)$ ,  $y_0(t)$  — координаты движения радиационного пятна по поверхности жидкости,  $k_0$  — комплексное волновое число звука,  $f'(t)$ ,  $x'_0(t)$ ,  $y'_0(t)$  — соответственно производные функций  $f(t)$ ,  $x_0(t)$ ,  $y_0(t)$

Из уравнения (19) для волновой зоны получаем

$$p_\omega = \frac{\beta}{C_p} AJ_0 a^2 \frac{\exp(ik_0 r_0)}{r_0} \frac{\omega^2 \tau_\mu}{1 + \omega^2 \tau_\mu^2} \exp \left( -\frac{1}{4} \omega^2 \tau_a^2 - q(\omega) r_0 \right) \tilde{F}(\omega), \quad (20)$$

где

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp[i\omega t + ik_0 \sin \theta \cdot (x_0(t) \cos \varphi + y_0(t) \sin \varphi)] dt. \quad (21)$$

$\tau_\mu = \cos \theta / \mu c$ ,  $\tau_a = a \sin \theta / c$ ,  $c$  — скорость звука,  $\theta$  — угол между осью  $z$  и радиусом-вектором точки наблюдения  $r_0$ ,  $\varphi$  — угол между осью  $x$  и проекцией  $r_0$  на плоскость  $(x, y)$ ,  $q(\omega) = \text{Im } k_0$  — коэффициент затухания звука в жидкости,  $k = \text{Re } k_0$ .

Если сравнить (20) с аналогичным выражением для спектра звукового давления неподвижного импульсного радиационно-акустического источника (12), то можно увидеть, что (12) и (20) отличаются лишь тем, что в (20), спектральная плотность лазерного импульса  $F(\omega)$  заменена функцией  $\tilde{F}(\omega)$ . Последняя зависит не только от формы и длительности радиационного импульса, но и от характеристик движения радиационного пятна по поверхности жидкости.

Выражение (20) получено на основе довольно широких предположений. Из него следует, что в этом общем случае спектр звукового давления в жидкости определяется, с одной стороны, геометрическими параметрами области поглощения проникающего излучения в жидкости, как и при неподвижном пучке, с другой — функцией, зависящей от спектра радиационного импульса

и параметров движения пучка проникающего излучения.

Полученное аналитическое представление спектра звукового поля в жидкости (20) оказывается весьма удобным для рассмотрения различных частных случаев излучения звука движущимся импульсным ТРИЗ. Рассмотрим здесь лишь один из них.

Пусть радиационное пятно движется равномерно и прямолинейно со скоростью  $V$  вдоль оси  $x$ , т.е.  $x_0(t) = Vt$ ,  $y_0 = 0$ . Функция  $\tilde{F}(\omega)$  при этом просто выражается через спектр радиационного импульса:

$$\tilde{F}(\omega) = F((1 - \tilde{\beta})\omega), \quad (22)$$

где  $\tilde{\beta} = (V/c)\sin \theta \cdot \cos \varphi$ .

Из (20) и (22) следует, что генерация звука движущимся равномерно и прямолинейно импульсным ТРИЗ происходит так же, как и неподвижным, но "сжатым" в  $|1 - \tilde{\beta}|$  раз радиационным импульсом, описываемым функцией  $f(t(1 - \tilde{\beta}))/|1 - \tilde{\beta}|$ , с эффективной длительностью  $|1 - \tilde{\beta}|\tau$ , где  $\tau$  — длительность импульса проникающего излучения. Отметим, что если  $1 - \tilde{\beta} < 0$ , то "эффективный" импульс  $f(t(1 - \tilde{\beta}))/|1 - \tilde{\beta}|$  будет не только сжат, но и обращен во времени по отношению к радиационному импульсу. Это связано с тем, что при сверхзвуковом движении радиационно-акустического источника в определенных направлениях звуковые возмущения, созданные источником позже, приходят в точку наблюдения раньше.

Таким образом, практически все рассуждения и результаты, приведенные выше в разделе 4.1.2, непосредственно переносятся на случай движущегося импульсного ТРИЗ, если рассматривать эффективный радиационный импульс  $f(t(1 - \tilde{\beta}))/|1 - \tilde{\beta}|$  с длительностью  $|1 - \tilde{\beta}|\tau$ .

Не останавливаясь далее на деталях, которые уже изложены в разделе 4.1.2, рассмотрим здесь лишь особенности излучения звука при сверхзвуковом движении ТРИЗ в черенковском направлении. Черенковское направление определяется уравнением

$$(V/c)\sin \theta \cdot \cos \varphi = 1.$$

При выполнении этого условия звуковые возмущения от различных точек ТРИЗ складываются синфазно, и, как следует из (22), функция  $\tilde{F}(\omega)$  приобретает особенно простой вид:

$$\tilde{F}(\omega) = F(0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)dt = \sigma,$$

т.е. не зависит от частоты и равна площади радиационного импульса  $\sigma$ . Подставляя  $F(\omega) = \sigma$  в (20) и выполняя обратное преобразование Фурье, получаем выражение, описывающее звуковое поле в черенковском направлении:

$$p(r, t) = - \frac{A\beta\epsilon}{8\pi C_p r_0 \tau_\mu^2} \left\{ \frac{4}{\sqrt{\pi}s} \exp\left(-\frac{\gamma}{s^2}\right) - \exp\frac{s^2}{4} \times \right. \\ \left. \times \left[ \exp(-\gamma) \operatorname{Erfc}\left(\frac{s}{2} - \frac{\gamma}{s}\right) + (\exp\gamma) \operatorname{Erfc}\left(\frac{s}{2} + \frac{\gamma}{s}\right) \right] \right\}, \quad (23)$$

где

$$\gamma = [(r_0/c) - t]/\tau_\mu, \quad s = (\tau_a^2 + 4Cr_0)^{1/2}/\tau_\mu,$$

$\text{Erfc } z$  — дополнительная функция ошибок; для упрощения выкладок здесь принято, что  $q(\omega) = C\omega$ , где  $C$  — некоторая размерная постоянная. Отметим, что выражение (23) совпадает с формулой (16), которая описывает генерацию звука весьма коротким радиационным импульсом — неподвижным импульсным ТРИЗ.

Из (23) следует, что форма звукового сигнала в черенковском направлении не зависит от формы и длительности радиационного импульса, а амплитуда звукового сигнала растет линейно с увеличением энергии радиационного импульса. Этот вывод теории будет сопоставлен ниже с результатами эксперимента.

**4.1.4. Генерация звука высокоэнергетической частицей.** Теоретический анализ генерации звука одиночными частицами в различных модельных ситуациях: в безграничном пространстве, твердом полупространстве (волны в объеме), на поверхности твердого тела (рэлеевская волна) в волноводе — представлен в ряде работ [14, 24 — 27]. Рассматривались частицы сверхвысоких энергий, которые при поглощении в веществе образуют каскадные ливни. Ниже будут приведены некоторые результаты, относящиеся к генерации звука высокоэнергетической частицей в безграничном пространстве.

Постановка вопроса о генерации звука одиночными высокоэнергетическими частицами в безграничном пространстве, т.е. когда расстояния от области генерации звука до свободных границ тела велики и отраженными от границ звуковыми волнами можно пренебречь, целесообразна для высокоэнергетических нейтрино и мюонов, которые обладают большой проникающей способностью и могут образовывать ядерно-электромагнитные каскады глубоко в толще вещества.

Рассмотрим случай однородного и изотропного твердого пространства, имея в виду, что результат для жидкого пространства может быть легко получен как частный случай.

Исходными уравнениями служат уравнения (2) и (3). Предполагается, что динамическая сила  $\mathbf{F} \equiv \mathbf{0}$  вследствие ее несущественной роли. Зависимость функции энерговыделения  $Q(t)$  от времени принимают в виде дельта-функции, ибо время энерговыделения существенно много меньше других характерных времен, а пространственную зависимость функции  $Q(r, t)$  аппроксимируем выражением [14]

$$Q(x, y, z) = \frac{\mu \mathcal{E}}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right) \exp(-\mu z) \Theta(z),$$

где  $\mathcal{E}$  — энергия каскада,  $\mu^{-1}$  — эффективная длина каскада,  $a$  — эффективный радиус каскада,  $\Theta$  — функция Хевисайда. Начало координат при этом выбирают в точке образования каскада, и ось  $z$  направлена вдоль оси каскада в направлении его развития. Такая, хотя и грубая, аппроксимация для функции энерговыделения  $Q(r, t)$  позволяет исследовать основные принципиальные особенности генерируемого частицей звукового поля (см. примеч.3 при корр.).

Выражение для нормальной компоненты тензора напряжений в звуковом поле (продольные волны) в безграничной твердой упругой среде имеет вид

$$\sigma_{RR} = -\frac{(3 - 4n^{-2})\alpha \mathcal{E}}{8\pi C_\varepsilon R \tau_\mu^2} \left( \exp \frac{\tau_a^2}{4\tau_\mu^2} \right) \exp \left( -\frac{R - c_l t}{c_l \tau_\mu} \right) \text{Erfc} \left( \frac{\tau_a}{2\tau_\mu} - \frac{R - c_l t}{c_l \tau_\mu} \right). \quad (24)$$

Ближнее звуковое поле продольных волн при их наблюдении перпендикулярно оси каскада описывается выражением

$$\sigma_{RR} = -\frac{(3-4n^{-2})\alpha}{4\pi C_\epsilon} \mu \epsilon \left( \frac{c_l}{\pi R} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^{1/2} \exp\left(-\frac{\omega^2 a^2}{4c_l^2}\right) \times \\ \times \cos\left[\frac{\pi}{4} - \omega\left(\frac{R}{c_l} - t\right)\right] d\omega. \quad (25)$$

Параметры каскада, образованного высокоэнергетической частицей, будут примерно одинаковыми для различных жидких или твердых сред, если близки плотности этих сред и заряды составляющих эти среды элементов. Так, если принять, что параметры каскада от нейтрино с энергией порядка  $\epsilon = 10^{15}$  эВ в воде составляют  $\mu^{-1} = 4$  м,  $a = 2$  см, то оценка эффективного звукового давления (в Па) в ближней зоне согласно выражению (25) определяется так ( $f = 30$  кГц):

$$p_{\text{eff}} \approx 0,1(\epsilon/\epsilon_0)R^{-1/2}; \quad (26)$$

здесь и далее  $R$  — расстояние в м;  $\epsilon_0 = 10^{16}$  эВ. Формула (26) соответствует аналогичному выражению для оценки уровня звукового сигнала в ближней зоне, приведенному в работе [41]. Если в качестве среды, в которой образуется каскад при поглощении в ней высокоэнергетического нейтрино, взят, например, антарктический лед, то параметры каскада в нем будут примерно такими же, как и в воде. При этом если принять численные значения  $c_l$ ,  $n$ ,  $\alpha$ , соответствующие температуре окружающей среды  $T = -20^\circ\text{C}$  [42], то оценка эффективного звукового давления в ближней зоне согласно (25) дается следующей зависимостью ( $f=90$  кГц):

$$p_{\text{eff}} \approx (\epsilon/\epsilon_0)R^{-1/2}. \quad (27)$$

Согласно формулам (26) и (27) эффективное звуковое давление во льду примерно на порядок больше эффективного звукового давления в воде при прочих равных условиях. Это отличие обусловлено тем, что параметр Грюнайзена для льда примерно на порядок больше параметра Грюнайзена для воды.

Для дальнего звукового поля при  $\tau_a \gg \tau_\mu$ , т.е. при наблюдении практически перпендикулярно к оси каскада, получается следующее выражение для продольных волн:

$$\sigma_{RR} = -\frac{3-4n^{-2}}{C_\epsilon} \frac{\epsilon}{2\pi^{3/2}\tau_a^2} \frac{1}{R} \frac{R - c_l t}{c_l \tau_\mu} \exp\left[-\frac{(R - c_l t)^2}{c_l^2 \tau_a^2}\right]. \quad (28)$$

Соответственно оценка эффективного звукового давления (в Па) во льду при условиях, рассмотренных выше:

$$p_{\text{eff}} \approx 0,1(\epsilon/\epsilon_0)R^{-1}. \quad (29)$$

Аналогичная оценка эффективного звукового давления в воде, так же как и в случае ближнего поля, будет примерно на порядок меньше. Граница между ближним и дальним звуковым полем для приведенных выше параметров каскада и для эффективной частоты  $f = 30$  кГц для воды и  $f = 90$  кГц для льда — примерно на расстоянии  $R \approx 100$  м. Звуковое давление при наблюдении пер-

пендикулярно оси каскада на расстоянии  $R = 100$  м оказывается примерно равным  $p_{\text{eff}} \approx 10^{-3}$  Па, а звуковое давление в воде —  $10^{-4}$  Па для частиц с энергией порядка  $\mathcal{E} = 10^{16}$  эВ.

**4.1.5. Экспериментальные исследования терморадиационной генерации звука. Лазерное термооптическое возбуждение звука.** Перейдем теперь к рассмотрению результатов экспериментальных исследований терморадиационной генерации звука в жидкостях и твердых телах. Начнем с изложения некоторых наиболее характерных результатов лазерного термооптического возбуждения звука.

Приведем численные оценки амплитуды звукового давления в воде при действии на ее свободную поверхность лазерного пучка с модулированной интенсивностью. Воспользуемся формулой (8) и значениями параметров  $\beta$ ,  $C_p$ ,  $c$  при температуре  $T = 18^\circ\text{C}$ . Предположим, что звук генерируется модулированным (внутриимпульсная модуляция) миллисекундным импульсом неодимового лазера с энергией  $\mathcal{E} = 1,5$  кДж и длительностью  $\tau = 1$  мс; радиус лазерного пучка  $a = 2,5$  см; осуществляется 100%-ная внутриимпульсная модуляция интенсивности света ( $m = 1$ ), и выполняется условие оптимального возбуждения звука (это соответствует частоте модуляции  $f = 100$  кГц), для обеспечения указанного значения  $k \sim \mu$  вода в области поглощения света может быть подкрашена. Тогда на расстоянии  $R = 10$  м и в направлении  $\theta = 0$  согласно (8) амплитуда звукового давления оказывается равной  $p = 500$  Па, а полуширина характеристики направленности  $\Delta\theta = 0,2$  рад.

Дадим оценку амплитуды звука, возбужденного неодимовым лазером  $\lambda_l = 1,06$  мкм с указанными выше параметрами, но в чистой воде  $\mu = 0,17 \text{ см}^{-1}$ . Если частота звука 100 кГц,  $k = 4 \text{ см}^{-1}$ , а радиус светового пучка  $a = 0,5$  см, то амплитуда звуковой волны, посыпаемой в максимум диаграммы направленности ТРИЗ примерно под углом  $\mu/k \approx 4,2 \cdot 10^{-2}$  рад к поверхности воды на расстоянии  $R = 10$  м, равна  $p = 90$  Па.

Обычно принято характеризовать эффективность источника звука величиной звукового давления, приведенной к расстоянию 1 м. Имея это в виду, получаем для числовых оценок соответственно  $p_1 = 5 \text{ кПа} \cdot \text{м}$  и  $p_2 = 0,9 \text{ кПа} \cdot \text{м}$ . Нередко пороговое значение звукового давления принимается равным  $p_{\text{пор}} = 10^{-6}$  Па. Из сравнения  $p_1$ ,  $p_2$  и  $p_{\text{пор}}$  можно видеть, что при лазерном термооптическом возбуждении звуковые колебания могут достигать значительных амплитуд. И это несмотря на то, что эффективность лазерного термооптического преобразования весьма мала — в рассматриваемом случае  $\eta \approx 10^{-5}$ .

Рассмотрим экспериментальные результаты. Проводились многочисленные опыты по лазерному возбуждению звука в жидкостях и твердых телах в лабораторных условиях, а в воде — и в натурных условиях (см., например, [43]). Авторы [43] провели исследования лазерной генерации звука в озере. Применялся неодимовый лазер ( $\lambda_l = 1,06$  мкм), который работал в импульсном режиме, и осуществлялась внутриимпульсная модуляция интенсивности лазерного излучения. При этом частота модуляции была выбрана такой, чтобы имел место квазимонохроматический режим генерации звука в воде, а именно длительность лазерного импульса составляла  $\tau = 1$  мс, а частота модуляции  $f \approx 20 - 50$  кГц. Измерения звукового давления проводились на расстояниях 10,3 и 16,8 м от ТРИЗ.

Экспериментальные результаты [43] удовлетворительно согласуются с выводами теории терморадиационной генерации звука. Из теории следует, что амплитуда звукового давления в дальней зоне ТРИЗ линейно растет с увеличением мощности проникающего излучения (лазерного излучение). Это подтверждается на опыте. На рис. 1, *a* сплошной линией показана теоретическая зависимость, а точками — результаты эксперимента [43]. По вертикальной оси отложена величина уровня звукового давления в децибелах. Значение давления приведено к дистанции 1 м и нормировано по отношению к  $10^{-6}$  Па. На рис. 1, *б* показаны теоретические и экспериментальные результаты [43], характеризующие угловую зависимость звукового поля. Так же как и выше, длительность лазерного импульса  $\tau = 1$  мс, но частота модуляции  $f = 50$  кГц, а дистанция, на которой проводились измерения, — 16,8 м, коэффициент поглощения света в воде  $\mu = 15,7 \text{ м}^{-1}$ .

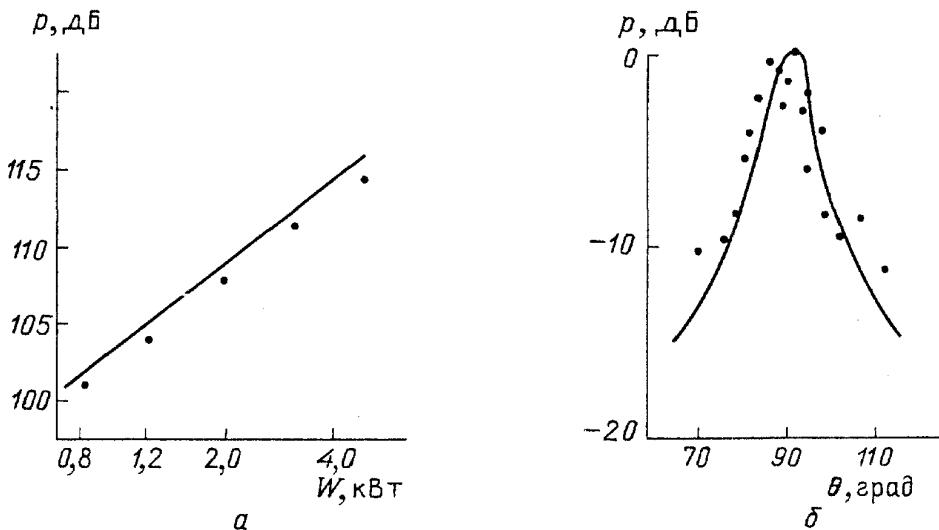


Рис. 1. *а* — Зависимость амплитуды звукового давления на оси лазерно-акустического источника звука в воде от мощности лазерного излучения [43]. *б* — Зависимость амплитуды звукового давления от угла наблюдения в дальнем поле лазерно-акустического источника звука в воде [43]

Проводились многочисленные эксперименты по возбуждению звука в конденсированной среде лазерными импульсами. Получена удовлетворительная корреляция экспериментальных и теоретических результатов. Приведем один лишь из характерных примеров, подтверждающих выводы теории об универсальности формы звуковых импульсов при возбуждении звука "длинными" и "короткими" радиационными (лазерными) импульсами.

Авторы одной из первых экспериментальных работ [44], изучавшие особенности акустических сигналов, возбуждаемых лазерными импульсами в жидкости, наблюдали изменение формы акустического импульса в зависимости от коэффициента поглощения света в жидкости, размеров оптического пятна на ее поверхности и длительности и мощности лазерного импульса,

наблюдавшиеся ими изменения формы амплитуды акустического импульса "не укладывались" в существовавшую к тому времени теоретическую одномерную модель [35, 36]. Это несоответствие полученных экспериментальных результатов и существовавшей в то время теории они связывали с возникавшими, по их мнению, нелинейными эффектами. В действительности, наблюдавшиеся изменения формы не только объяснимы, но и служат убедительным подтверждением теории терморадиационного (термооптического) возбужде-

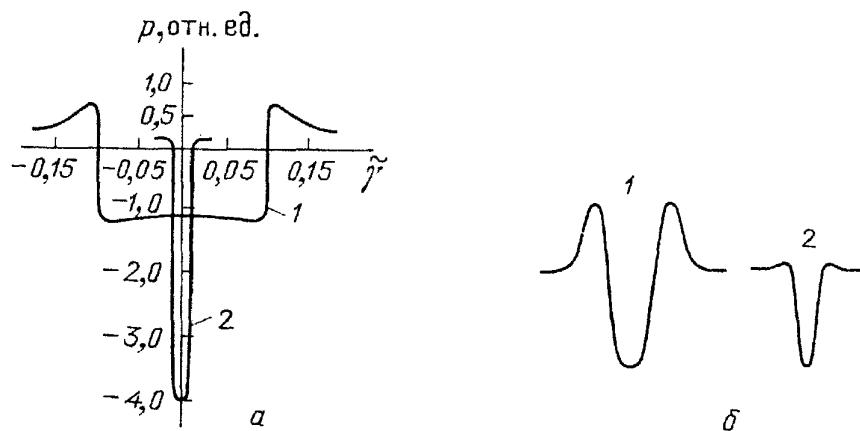


Рис. 2. *a* — Относительные уровни звукового давления в воде при условии  $s \ll 1$ . *1* —  $\tau = 13$  мкс,  $\mu = 5 \text{ см}^{-1}$ , *2* —  $\tau = 0,05$  мкс,  $\mu = 1 \text{ см}^{-1}$ . *б* — Звуковые импульсы, экспериментально зарегистрированные авторами работы [44] при наблюдении в направлении распространения лазерного пучка. *1* —  $\mu = 10^3 \text{ см}^{-1}$ , *2* —  $\mu = 5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau = 0,05$  мкс

ния звука лазерными импульсами [37, 45]. На рис. 2 показаны звуковые импульсы, предсказанные теорией в предположении, что лазерный импульс имеет прямоугольную форму [45], и зарегистрированные в эксперименте [44]. В основу расчета положены условия эксперимента [44]. И расчеты, и эксперимент иллюстрируют оба характерных случая: возбуждение звукового сигнала "длинными" и "короткими" лазерными импульсами и универсальность формы звукового импульса.

Как уже отмечалось, из теории вытекает, что в случае "коротких" радиационных импульсов амплитуда звукового сигнала растет линейно с увеличением энергии радиационного (лазерного) импульса. Результаты экспериментов по возбуждению звука лазерными импульсами надежно подтверждают этот теоретический вывод. Так, например, авторы работы [46] исследовали зависимость амплитуд акустических импульсов продольных и сдвиговых волн от энергии "коротких" лазерных импульсов. Установлено, что амплитуды акустических сигналов растут линейно с ростом энергии лазерного импульса (рис. 3).

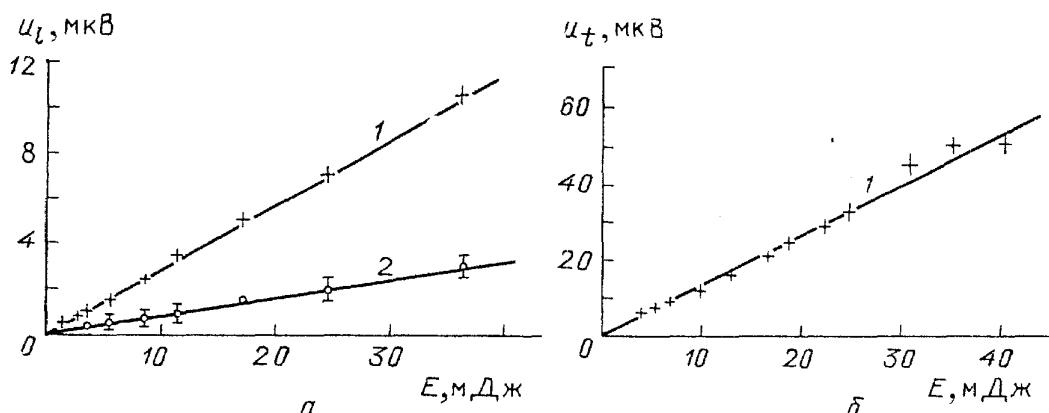


Рис. 3. Изменение амплитуды акустических импульсов в зависимости от энергии в лазерном луче. *a* — Для импульса продольных волн. *б* — Для импульса поперечных (сдвиговых) волн. *1* — алюминий, *2* — сталь [46]

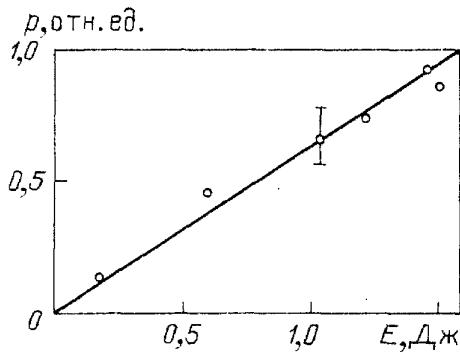


Рис. 4. Зависимость амплитуды звукового давления в "чиренковском" направлении от энергии лазерного импульса [38]

результаты, представленные на рис. 4, не только подтверждают выводы теории, но и указывают на то, что эксперименты проводились в условиях, когда линейная теория лазерного термооптического возбуждения звука при движении луча со сверхзвуковой скоростью еще "работает", т.е. плотность выделившейся энергии лазерного излучения еще невелика.

**4.1.6. Воздушение звука рентгеновским (синхротронным) излучением в металлах.** Первые результаты экспериментальных исследований возбуждения звука рентгеновским излучением можно найти, по-видимому, в [47 — 49]. Наиболее полное наложение результатов содержится в [49]. В использовании рентгеновского излучения для возбуждения звука в конденсированных средах и особенно в металлических мишениях после работ по лазерному возбуждению звука нет ничего удивительного. В обоих случаях речь идет о возбуждении звука электромагнитным излучением. Однако в отличие от лазерного излучения глубина пробега фотонов рентгеновского излучения в металлических мишениях зависит от физических параметров мишени (атомного номера вещества) и от энергии квантов излучения. Для рентгеновского излучения с энергией 10 кэВ, например, глубина проникновения ( $\mu^{-1}$ ) в алюминии составляет около  $1,4 \cdot 10^{-2}$  см, в то время как для лазерного излучения — примерно  $3,76 \cdot 10^{-7}$  см. Это различие может оказаться существенным с точки зрения практических приложений.

Источником рентгеновского излучения в экспериментах [47 — 49] служил синхротрон Корнеллского университета (США). Использовалось синхротронное излучение рентгеновского диапазона. Излучение, использовавшееся в эксперименте [49], возникало при движении "пачки" электронов в кольцевом накопителе синхротрона.

Рентгеновское излучение, использовавшееся в экспериментах, имело следующие параметры: энергия фотонов — 10 кэВ, длительность импульса —  $0,16 \cdot 10^{-9}$  с и периодичность повторения импульсов около  $2,56 \cdot 10^{-6}$  с. Эта периодичность импульсов определялась временем движения пачки электронов в накопительном кольце синхротрона. Энергия пучка фотонов (в импульсе) рентгеновского излучения, падающего непосредственно на образец-мишень, составляла  $1,12 \cdot 10^{-6}$  Дж в импульсе. На рис. 5 показана блок-схема эксперимента. Рентгеновское (синхротронное) излучение через коллиматор (1) попадало на защитный экран (2), а затем на образец-мишень (3). На противоположной стороне мишени был прикреплен широкополосный пьезопреобра-

Были проведены многочисленные эксперименты с целью изучения характеристик акустических сигналов движущихся ТРИЗ. В качестве иллюстрации на рис. 4 показана зависимость амплитуды акустического сигнала, возбуждаемого лазерным излучением в воде в "чиренковском" направлении в волне Маха (при сверхзвуковом движении лазерного луча по поверхности жидкости), от энергии лазерного импульса. Из теории следует, что эта зависимость должна быть линейной, так как вследствие движения луча эффективный лазерный импульс оказывается очень коротким, а акустический сигнал приобретает универсальную форму. Результаты, представленные на рис. 4, не только подтверждают выводы теории, но и указывают на то, что эксперименты проводились в условиях, когда линейная теория лазерного термооптического возбуждения звука при движении луча со сверхзвуковой скоростью еще "работает", т.е. плотность выделившейся энергии лазерного излучения еще невелика.

зователь (4). Сигнал с выхода преобразователя подавался на вход предусилителя (5) с полосой 0,01 — 2 МГц, а затем на усилитель-интегратор (6) и систему сбора данных (7). Для повышения помехоустойчивости измерений использовался сигнал синхронизации, который снимался с детектора рентгеновского излучения (8), время срабатывания которого не более  $10^{-9}$  с. Сигнал синхронизации подавался на усилитель и интегратор (6), в составе которого был преобразователь аналог-код. Минимальные размеры пучка рентгеновского излучения на поверхности мишени были 3 мм.

Образцы мишени имели форму диска диаметром 5,72 см и толщиной 1,52 см. В качестве материала использовались алюминий, нержавеющая сталь, медь, бронза и титан. Для измерения в твердом теле характеристик направленности терморадиационного источника звука (ТРИЗ) использовались алюминиевые цилиндрические блоки длиной 10,2 мм. Уместно заметить, что толщина мишеней-дисков была существенно больше глубины проникновения рентгеновского излучения в материале мишени (в алюминии, как отмечалось выше,  $\mu^{-1} = 1,4 \cdot 10^{-2}$  см). Характерные времена пробега звука вдоль размеров ТРИЗ в мишенях были, как мы увидим ниже, больше длительности импульса рентгеновского излучения. Другими словами, выполнялись условия возбуждения звука в твердых телах очень короткими импульсами проникающего излучения.

На рис. 6 приведена типичная запись формы сигнала, снимаемого с широкополосного пьезопреобразователя после цифровой фильтрации. Начало времени отсчета соответствует приходу импульсов рентгеновского излучения на поверхность образца-мишени. Через  $r$  обозначен ультразвуковой радиационно-акустический импульс, обусловленный продольными волнами, а через  $s$  — импульс, обусловленный поперечными волнами.  $s(-1)$  соответствует импульсу поперечных волн, обусловленному действием предыдущего импульса рентгеновского излучения, падающего на мишень, а  $r(1)$  — импульсу продольных волн, вызванных последующим импульсом рентгеновского излучения. Напомним, что период следования импульсов рентгеновского излучения составлял 2,56 мкс.

На рис. 7 показана зависимость амплитуды ультразвукового импульса от энергии в падающем на стальную мишень пучке рентгеновского излучения. По оси ординат отложены значения напряжения, пропорциональные амplitude ультразвукового сигнала, а по оси абсцисс — величина напряжения, характеризующая величину энергии в рентгеновском пучке. Энергия пучка прямо пропорциональна амплитуде тока в пучке частиц в синхротроне, а величина электрического напряжения прямо пропорциональна току в пучке синхротрона. Представленные данные получены в результате усреднения результатов (в каждой точке) по меньшей мере сотни отдельных измерений.

Были проведены измерения зависимости амплитудных (пиковых) значений ультразвукового сигнала от размеров апертуры пучка рентгеновского излучения. Опыты проводились таким образом, что пучок проходил перед об-

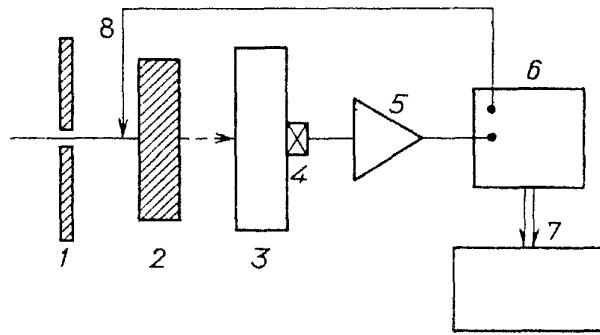


Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки (обозначения в тексте) [49]

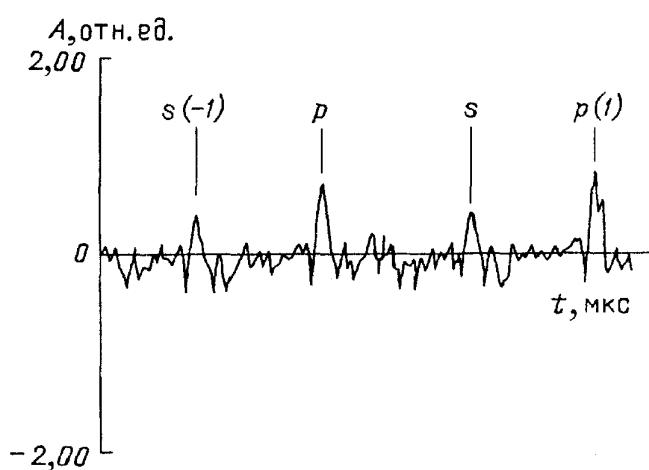


Рис. 6. Запись сигналов терморадиационного источника звука в мишени из нержавеющей стали на выходе пьезопреобразователя после цифровой отфильтровки в широкой полосе и дифференцирования.  $p$  — импульсы продольных волн,  $s$  — импульсы поперечных волн [47]

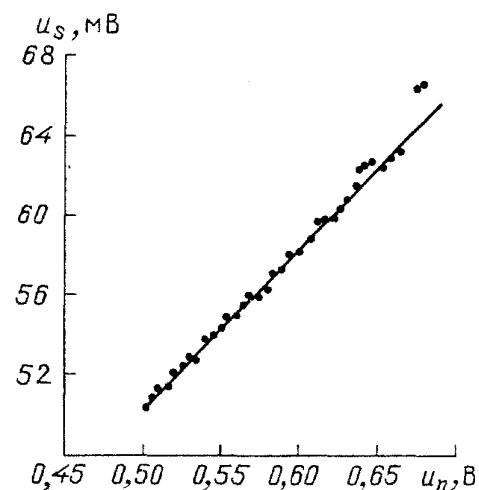


Рис. 7. Зависимость амплитуды акустического сигнала (продольных волн), генерируемого пучком рентгеновского излучения, от величины энергии фотонов в пучке. По оси ординат — амплитуда электрического напряжения, по оси абсцисс — электрическое напряжение (энергия пучка). Величина электрического напряжения растет прямо пропорционально энергии рентгеновского пучка [49]

разцом-мишенью через узкую щель, высота которой оставалась постоянной и соответствовала 3 мм, а длина щели изменялась в пределах от 3 мм до 30 мм. Результаты измерений показаны на рис. 8,а для мишени из нержавеющей стали и на рис. 8,б — на латунни и алюминии. Можно видеть, что вначале наблюдается линейная зависимость пикового значения амплитуды ультразвукового терморадиационного сигнала от длины щели (апertureы), как это и следует из теории, а затем эта линейная зависимость нарушается. Авторы

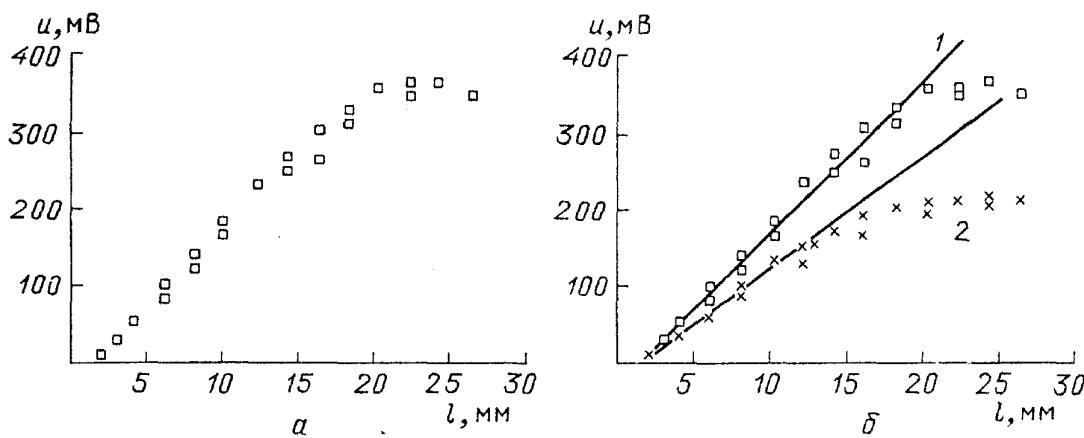


Рис. 8. Зависимость максимального (пикового) значения амплитуды акустического сигнала продольных волн в образце-мишени от размеров апертуры пучка рентгеновского излучения: а — Сталь. б: 1 — латунь, 2 — алюминий. По вертикальной оси — амплитуда сигнала, по горизонтальной оси — длина щели (апertureы) [49]

[49] экспериментально установили, что при значительном увеличении длины щели (апertureы рентгеновского пучка) существенные изменения претерпевает форма ультразвукового сигнала, которая при первоначальных изменениях длины щели остается практически неизменной. Изменением формы акустического сигнала и объясняется нарушение линейной зависимости между значениями пиковой амплитуды ультразвукового сигнала и линейным размером апертуры рентгеновского пучка при значительном увеличении длины апертуры (щели).

Все представленные экспериментальные результаты [49] вполне согласуются с выводами теории, о которых шла речь выше. В самом деле, из теории следует, что при возбуждении акустических сигналов в твердом упругом полупространстве импульсами проникающего излучения очень малой длительности амплитуда акустического сигнала изменяется прямо пропорционально энергии в импульсе проникающего излучения. Именно эти условия и были реализованы в эксперименте. Глубина проникновения рентгеновского излучения в материале мишени была существенно меньше размеров мишени, и длительность импульса излучения была очень мала по сравнению с временными размерами терморадиационного источника звука, формировавшегося в мишени под действием импульсов рентгеновского излучения. Из теории следует также, что при неизменной интенсивности излучения в пучке, падающем на мишень, увеличение одного из линейных размеров апертуры пучка (щели) должно приводить к линейному увеличению амплитуды акустического сигнала. Такая зависимость и наблюдалась в экспериментах [49].

Авторы [49] провели также измерения характеристики направленности (угловой зависимости амплитуды акустического сигнала) ТРИЗ в твердом теле. Результаты приведены на рис. 9. В первом случае (рис. 9, а) размеры пучка были  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , а во втором — (рис. 9, б) —  $3 \times 1,5 \text{ мм}^2$ . Эти характеристики относятся к продольным волнам в образце-мишени. Как справедливо отмечалось в [49], полярные характеристики очень похожи на угловые акустические характеристики оптико-акустического источника, возникающего в твердом теле под действием коротких импульсов сфокусированного лазерного излучения.

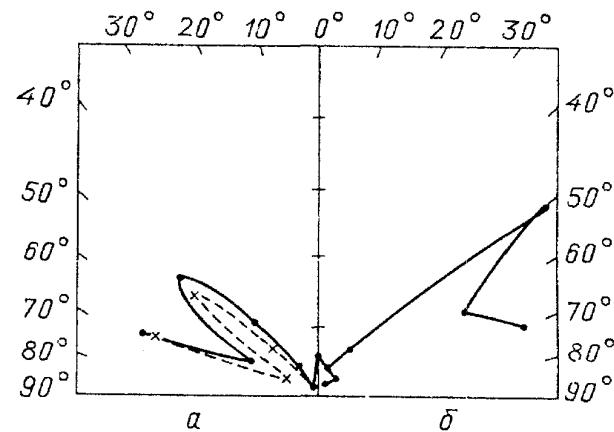


Рис. 9. Полярные характеристики терморадиационного акустического источника в алюминии при разных размерах пучка рентгеновского излучения. а — Размеры пучка  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ . б — Размеры пучка  $2 \times 1,5 \text{ мм}^2$ . Измерения проводились на продольных волнах при частоте импульсов рентгеновского излучения 1,2 МГц [49]

**4.1.7. Звуковые колебания, возбуждаемые пучками протонов в конденсированной среде.** Экспериментальные исследования возбуждения звука пучком протонов в конденсированной среде проводились неоднократно. Здесь мы подробно остановимся на результатах, изложенных в работах [50 — 52].

Автор [52] провел обширные эксперименты по возбуждению звука протонными пучками в жидкостях на ускорителях Брукхейвенской национальной

лаборатории (США) и Гарвардского университета (США). Пучок протонов выводился из ускорителя и через коллиматор направлялся в бассейн с жидкостью. Акустический сигнал принимался гидрофоном, который был снабжен предусилителем и трактом усиления и регистрации. Измерения проводились в импульсном режиме.

На линейном ускорителе Брукхейвенской национальной лаборатории были выполнены опыты по возбуждению звука в воде пучком протонов с энергией 200 МэВ. Размеры бассейна были существенно больше длины пробега  $r$  и пространственных размеров акустического сигнала в воде, что позволило осуществить пространственно-временную селекцию прямого акустического сигнала и сигналов, отраженных от стенок бассейна. Длина пробега протонов в воде составила около 30 см. Время сброса пучка (длительность импульса) изменялось в пределах от 3 до 200 мкс, и энерговыделение в сбросе варьировалось в пределах от  $10^{10}$  до  $10^{21}$  эВ. Диаметр пучка протонов был фиксированным и равным 4,5 см.

Аналогичные эксперименты проводились на циклотроне Гарвардского университета с пучком протонов с энергией 158 МэВ. Здесь энерговыделение в сбросе составляло  $10^{15}$  эВ, а длительность импульса — 50 мкс, и длина пробега протонов в воде была  $\sim 16$  см. Циклотронные эксперименты были проведены не только с водой, но и с различными жидкостями в разных условиях (при разных значениях температуры жидкости и статического давления). Размеры бассейна в этих экспериментах были меньше размеров бассейна, использовавшегося в экспериментах с линейным ускорителем, но все же существенно меньше, чем длина волны звука.

Третий цикл экспериментов был выполнен на ускорителе Брукхейвенской национальной лаборатории с пучком протонов с энергией 28 ГэВ (пучком с весьма малой длительностью в импульсе). Как и в экспериментах на линейном

ускорителе, величина энерговыделения в сбросе составляла не меньше  $10^{19}$  эВ. В типичном эксперименте этого цикла  $3 \cdot 10^{11}$  протонов в течение импульса проходили в воде расстояние 20 см, диаметр пучка варьировался между 5 и 20 см и время сброса (длительность импульса) было меньше 2 мкс. В противоположность циклотронным измерениям длительность импульса протонов всегда была меньше распространения звука вдоль диаметра пучка, т.е. осуществлялись условия возбуждения звука очень коротким импульсом проникающего излучения.

Схема экспериментов показана на рис. 10. Измерения показали, как и следовало ожидать, что в ближней зоне термоакустической антенны акустический сигнал имеет форму N-волны.

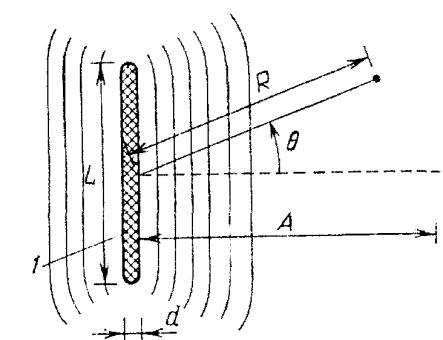


Рис. 10. Схема генерации звука пучком протонов [52]. 1 — область энерговыделения (терморадиационная антenna),  $L$  — длина пробега протонов,  $d$  — диаметр области пучка протонов,  $R$  — расстояние до точки наблюдения,  $A$  — характерное расстояние до границ ближней и дальней зоны

В экспериментах с пучком протонов с энергией 28 ГэВ измерялась зависимость длительности акустического сигнала ( $N$ -волны) от величины диаметра пучка. Наблюданная зависимость показана на рис. 11. Можно видеть, что эта зависимость линейна. Это соответствует выводам теории: при условии  $\tau < \tau_a$  длительность акустического сигнала прямо пропорциональна диаметру (радиусу) пучка.

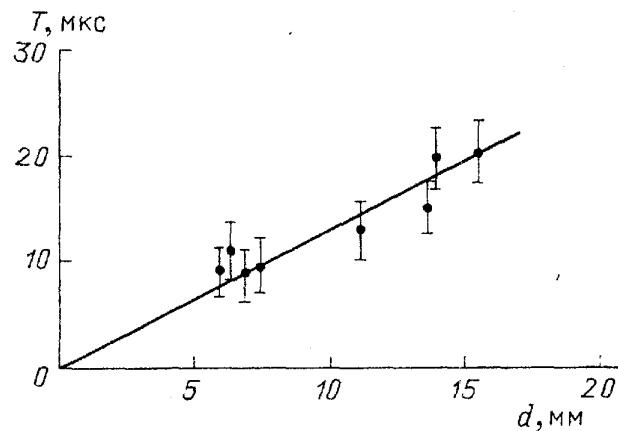


Рис. 11. Зависимость длительности акустического сигнала от диаметра пучка протонов [52]

На рис. 12 показаны экспериментальные данные, характеризующие зависимость амплитуды акустического сигнала в воде от величины энерговыделения в сбросе в случае протонного пучка очень малой длительности ( $\tau \approx 10 \mu\text{с}$ ). Из теории следует, что должна наблюдаться линейная зависимость амплитуды сигнала от энергии проникающего излучения, что и подтвердили эксперименты. Аналогичные данные приведены на рис. 13, но для протонного пучка с меньшим энерговыделением в сбросе. Опыты проводились на циклотроне Гарвардского университета.

Из теории следует, что при постоянной энергии (мощности) пучка амплитуда акустического сигнала должна изменяться обратно пропорционально квадрату диаметра пучка. Результаты экспериментов, подтверждающие эту закономерность, показаны на рис. 14.

Из уравнения генерации звука проникающим излучением в конденсиру-

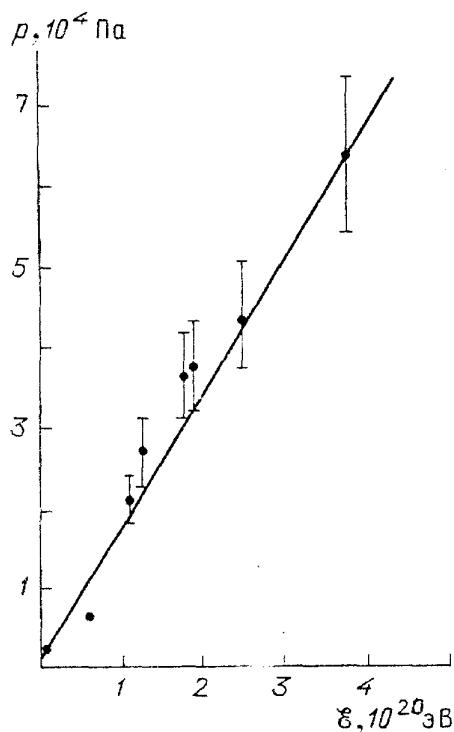


Рис. 12. Зависимость амплитуды акустического сигнала в воде от величины энерговыделения [52].  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $d = 4,5 \text{ см}$ ,  $R = 100 \text{ см}$ ,  $\tau = 10 \mu\text{с}$

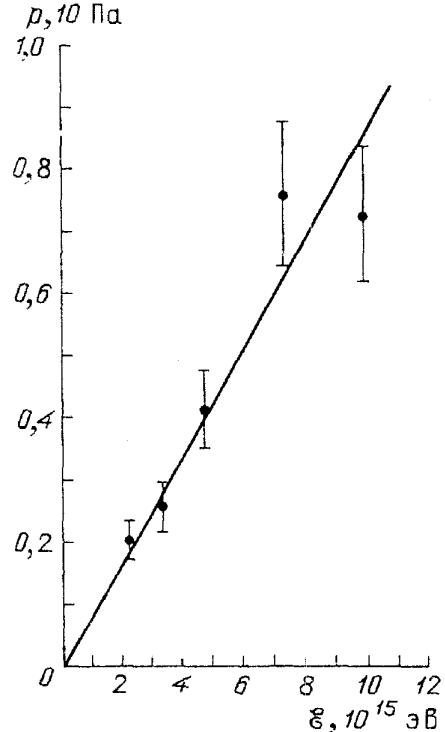


Рис. 13. Зависимость амплитуды акустического сигнала от акустического пучка [52].  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ ,  $R = 8 \text{ см}$

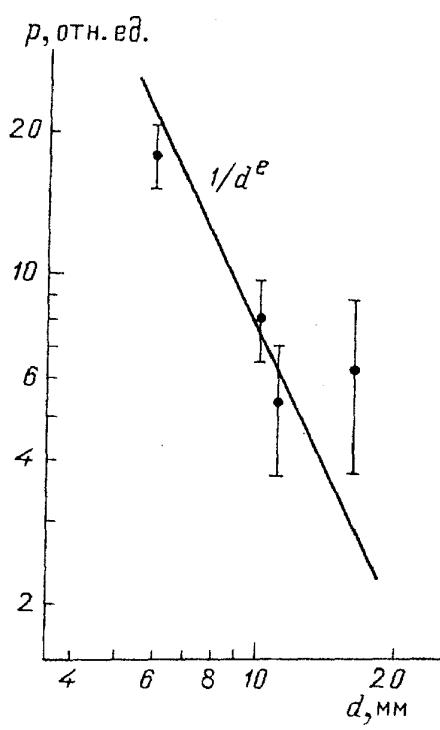


Рис. 14. Зависимость амплитуды акустического сигнала от диаметра пучка [52]

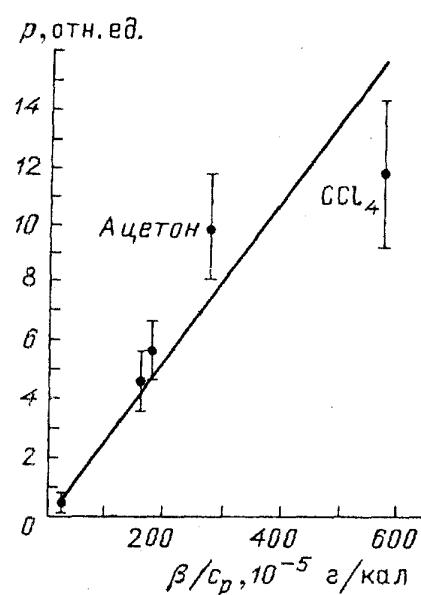


Рис. 15. Зависимость амплитуды акустического сигнала от величины отношения  $\beta/C_p$  [52]

ванных средах следует, что амплитуда звукового сигнала растет прямо пропорционально величине отношения коэффициента объемного (линейного) теплового расширения к удельной теплоемкости среды. В работе [52] получено экспериментальное подтверждение такой связи (рис. 15).

Другим свидетельством терморадиационного механизма генерации звука проникающим излучением при умеренных плотностях выделившейся в среде энергии служит полученная в экспериментах [52] зависимость амплитуды акустического сигнала ТРИЗ от температуры. Эта зависимость для пучка протонов в воде приведена на рис. 16 и 17. Особенность этой наблюдаемой зависимости состоит в том, что величина коэффициента теплового расширения для воды должна обращаться в нуль при 4°C. Между тем амплитуда генерируемого пучком протонов акустического сигнала обращается в нуль примерно при 6°C. Объяснение этому факту — в существовании дополнительного механизма генерации звука, а именно — микрострикционного сжатия среды при действии ионизирующих частиц на среду [53, 54], что приводит к эффекту компенсации теплового расширения среды, обусловленного терморадиационным механизмом при температуре 6°C [51].

Авторы [51] провели тщательные эксперименты, чтобы установить присутствие нетерморадиационного механизма генерации звука в воде при действии пучка протонов. Опыты проводились на ускорителе Брукхейвенской национальной лаборатории с пучком высокогенеретических протонов 20 ГэВ. Времена сброса в пучке (длительность импульса протонов) варьировались в пределах 1,5 — 3 мкс, что существенно меньше времени пробега звука по диаметру пучка (**8 × 10 мм<sup>2</sup> и 5 × 7 мкс** соответственно). Протонный пучок вводился в специальный дюар с водой, температура которой могла изменяться,

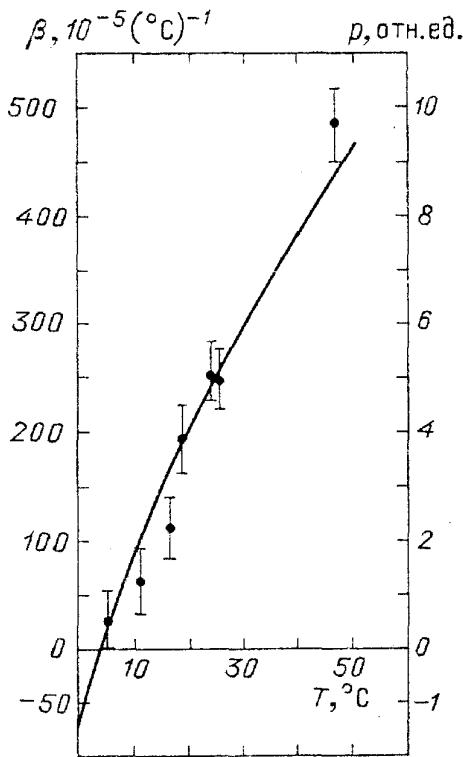


Рис. 16. Зависимость коэффициента теплового расширения  $\beta$  (сплошная линия) и амплитуды акустического сигнала энерговыделения  $p$  (кружки) от температуры [52]

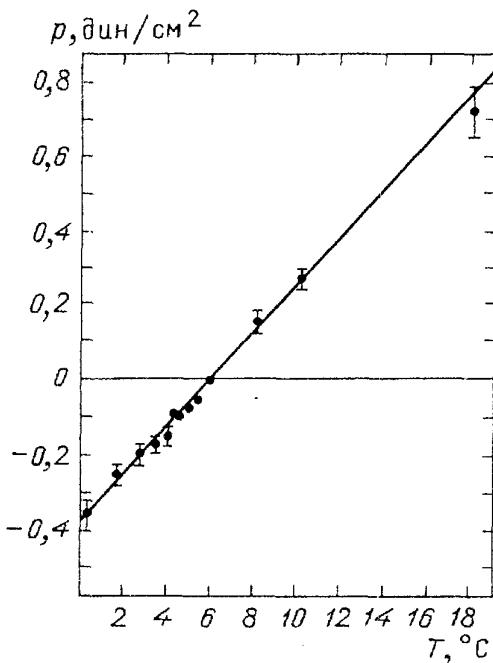


Рис. 17. Зависимость амплитуды акустического сигнала от температуры [52]

и эти изменения тщательно контролировались. Звуковые импульсы принимались миниатюрным высокочувствительным гидрофоном, изготовленным на основе пьезокерамики цирконата-титаната с полосой пропускания от 0,1 Гц до 120 кГц и снабженным трактом усиления и регистрации.

Идея экспериментов заключалась в том, чтобы выяснить, как изменяется форма звукового импульса по мере изменения температуры воды в интервале температур, близких к критической, где коэффициент объемного расширения воды обращается в нуль, а затем его знак меняется на обратный. На основе представлений о возможных нетерморадиационных (нетермоупругих) механизмах были высказаны предварительные суждения о том, что спектры мощности сигналов терморадиационного и нетерморадиационного "происхождения" при определенных условиях должны (в их основной энергонесущей части) отличаться, поскольку различна форма и длительность импульсов различного происхождения.

Эти идеи были реализованы в экспериментах. Было установлено, что при возбуждении звука пучком протонов с указанными выше характеристиками в воде и регистрации генерируемого акустического сигнала в широкой полосе амплитуда сигнала обращается в нуль при 6°C (рис. 18), но при приеме в относительно узкой полосе, соответствующей энергонесущей полосе N-волн, обусловленной терморадиационным механизмом, а эта полоса определяется временем пробега звука вдоль поперечных размеров пучка, акустический сигнал обращается в нуль при температуре 4°C (рис. 19), что соответствует температурной зависимости коэффициента теплового расширения воды (рис. 20).

Весьма интересные исследования возбуждения звука пучком протонов в

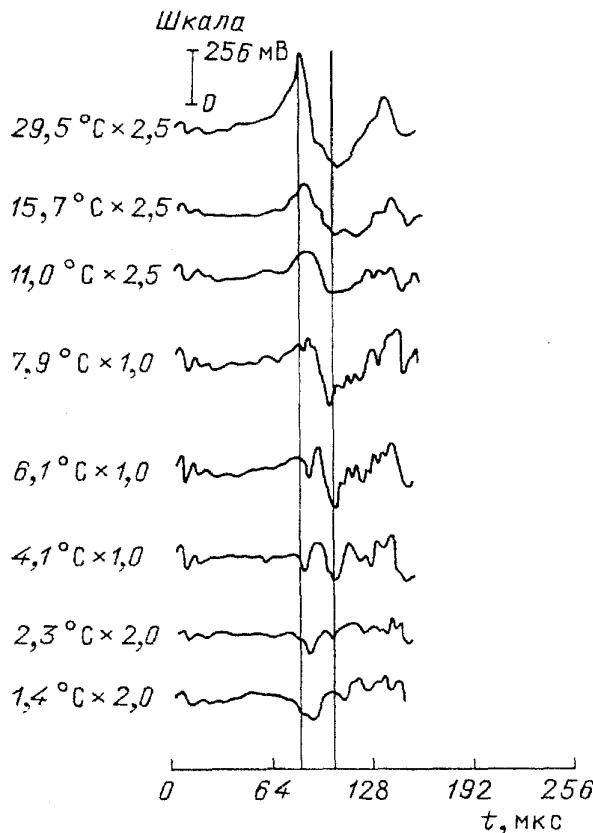


Рис. 18. Форма акустического сигнала при разных температурах в полосе частот 7 — 80 кГц [51]

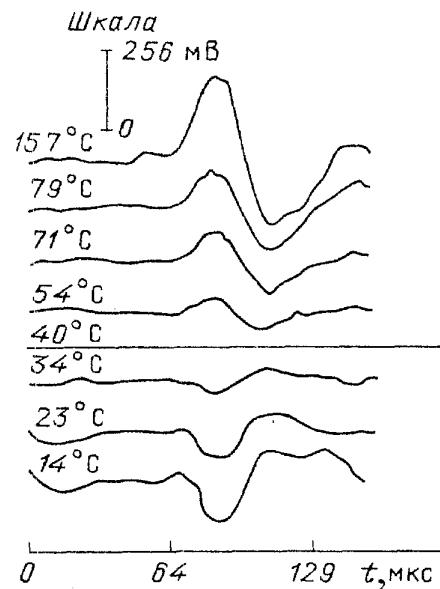


Рис. 19. Форма акустического сигнала при разных температурах в полосе частот 7 — 40 кГц [51]

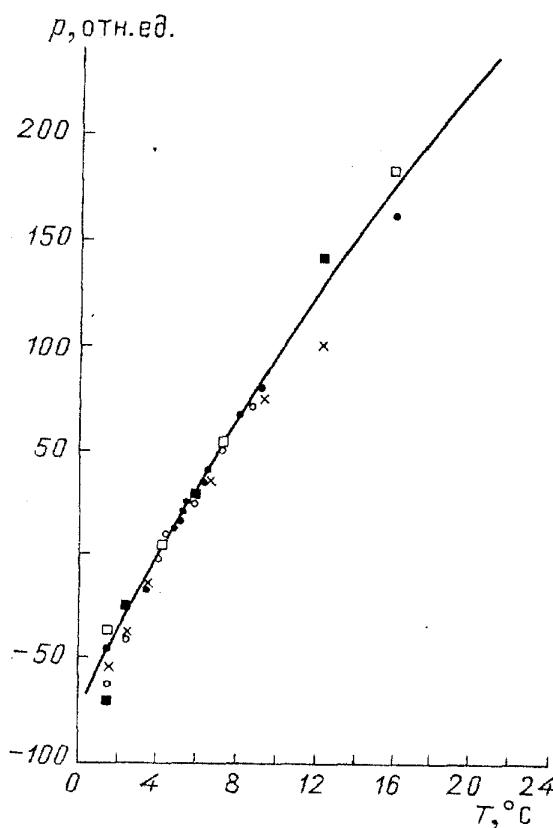


Рис. 20. Зависимость амплитуды акустического сигнала от температуры в полосе частот 7 — 40 кГц [51]

воде были выполнены авторами работы [50]. Измерения проводились на пучке синхротрона ИТЭФ. Использовались протоны с энергией 200 и 190 МэВ. Диаметр коллиматора 4 см. Температура воды контролировалась. Время сброса пучка 100 нс, что много меньше длительности акустического импульса ( $\sim 100$  мк). Полное энерговыделение варьировалось в пределах  $8 \cdot 10^{15}$  —  $23 \cdot 10^{19}$  эВ. Измерения акустического сигнала проводились гидрофоном и измерительным трактом с полосой частот 0,1 — 80 кГц в ближней зоне ТРИЗ, создаваемого пучком протонов в воде.

Регистрировалась амплитуда положительной полуволны N-сигнала. На рис. 21 показана зависимость акустического сигнала от энергии протонов, полученная в результате измерений. Для сравнения на этом же рисунке приведены данные других авторов, выполнивших аналогичные измерения на протонных, лазерных и электронных пучках различных энергий [55 — 57].

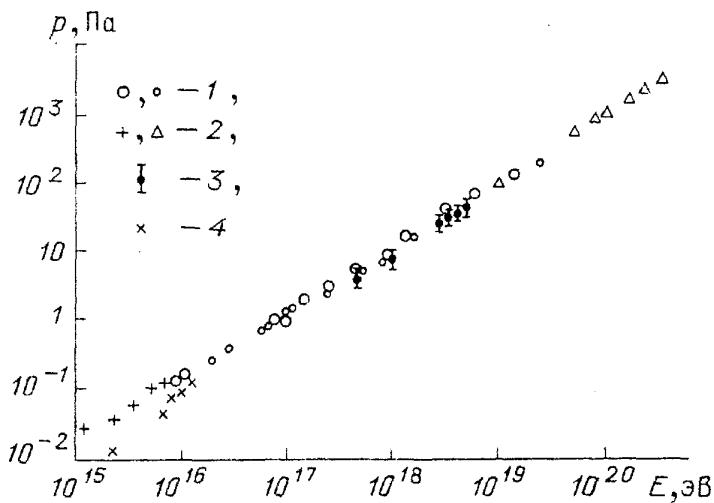


Рис. 21. Зависимость амплитуды акустического сигнала от энергии. 1 — данные авторов [50], 2— [55], 3— [56], 4— [57]

На рис. 22 показана полученная авторами [50] зависимость амплитуды акустического сигнала в ближней зоне ТРИЗ от положения гидрофона вдоль оси пучка. Четко наблюдается механизм поглощения протонов, соответствующий так называемому пику Брэгга, в конце пути пробега протонов. Наличие этого механизма обусловлено известной зависимостью ионизационных потерь от энергии протонов. Для сравнения на рис. 23 приведена зависимость потерь  $\alpha$ -частиц полония в воздухе от остаточного пробега (см. с. 207 в [34]). Можно видеть хорошую корреляцию результатов, представленных на рис. 22 и 23.

Приведенные выше результаты экспериментов, характеризующих генерацию звука протонами в конденсированной среде, относились главным образом к случаю, когда размеры объема среды были велики по сравнению с длиной пробега протонов в веществе. Между тем интерес представляют ситуации, когда в диапазоне изменения энергии протонов отношение длины пробега к толщине мишени изменяется. Такие эксперименты проводились авторами работ [58, 59]. Как следовало ожидать из физических соображений и как следует из теории, на кривой, характеризующей зависимость амплитуды акустического сигнала от величины энергии протонов, падающих на мишень-пластину, должен наблюдаваться максимум. Этот максимум авторы [59] наблюдали и назвали его акустическим пиком протонов. Физическая природа этого пика, по-существу, та же, что и пика Брэгга на кривой, характеризующей поглощение протонов в веществе. Опыты [59] проводились на протонном синхротроне ИТЭФ. Регистрировались относительно низкочастотные аку-

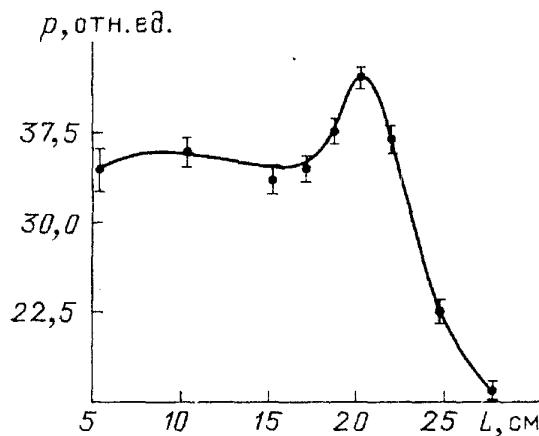


Рис. 22. Зависимость амплитуды акустического сигнала от положения гидрофонов вдоль оси пучка. Расстояние до оси пучка 7 см [50]

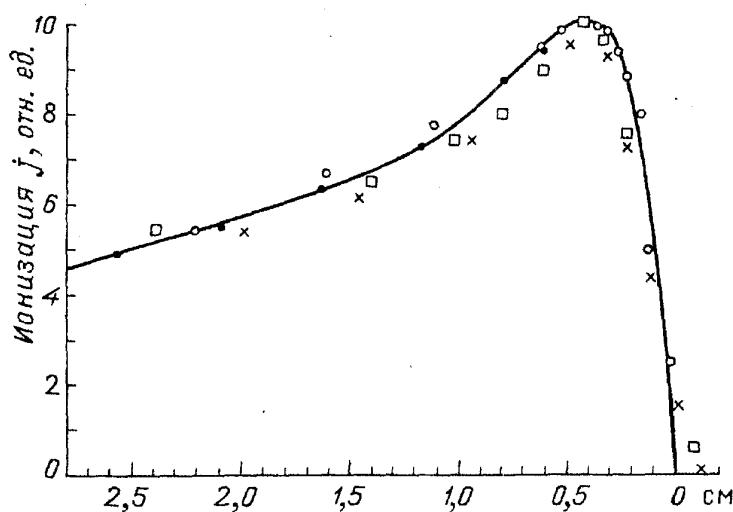


Рис. 23. Зависимость ионизации, производимой  $\alpha$ -частицами полония в воздухе, от длины ос-  
таточного пробега [34]

стические колебания ( $f=66$  кГц), возникающие в мишени-пластиине из алюминия (толщина пластины 0,2 см). Импульсы протонов (длительность импульса  $\tau = 20$  мкс) с начальной энергией  $E_p = 24,6$  МэВ в пучке диаметром  $d = 0,75$  см после коллиматора падали на центр пластины. Изменение энергии протонного пучка осуществлялось при прохождении его перед коллиматором через кассету с замедляющими пластиинами из медной фольги.

Зависимость смещений (кривая 1 и кривая 2) соответственно передней и задней сторон пластины показана на рис. 24. Кривые 1 и 2 получены путем расчета на основе простейшей одномерной модели термоупругого (терморадиационного) возбуждения звука протонами в пластиине. Кружками указаны

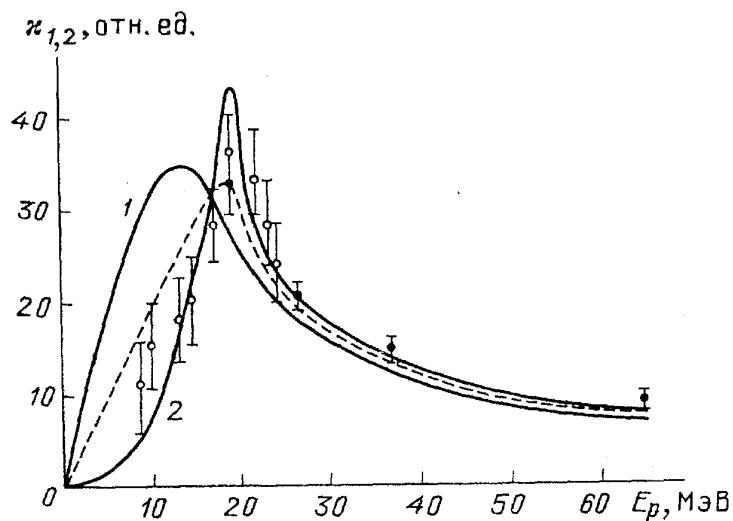


Рис. 24. Зависимость амплитуды акустического сигнала (смещений сторон пластины) (относи-  
тельные единицы) от энергии протонов для пластины из алюминия ( $h = 0,2$  см) [59]

результаты экспериментов. Опытам [59] соответствуют светлые кружки. Максимум на кривой 2 соответствует энергии протонов, для которой длина пробега протонов в алюминии равна толщине пластины ( $E_p = 19$  МэВ). Штриховая кривая соответствует полусумме смещений  $x_1$  и  $x_2$ , которая по оценкам [59] пропорциональна поглощенной энергии протонов. Темными кружками показаны результаты опытов, опубликованные несколько раньше в [58], которые сами могут служить иллюстрацией роста ионизационных потерь при взаимодействии протонного пучка с веществом и возрастания амплитуды возбуждаемого звука. Данные этих опытов представлены на рис. 25, где приведена зависимость амплитуды акустического сигнала, генерируемого в алюминиевой пластине протонами с начальной энергией  $E_p = 70$  МэВ, от толщины пластины-поглотителя излучения из плексигласа. Пластины-поглотители устанавливались на пути протонного пучка перед алюминиевой пластиной. Опыты проводились на линейном ускорителе ФТИ АН УССР. Максимальное значение амплитуды акустического сигнала соответствует пику Брэгга. Результаты расчетов, относящихся к этим экспериментальным данным, представленные выше на рис. 24 и выполненные несколько позже [59], показали, что величина максимума соответствует такому значению энергии протонов, попадающих на алюминиевую ячейку-мишень, при которой длина пробега протона в алюминиевой пластине оказывается равной ее толщине. Результаты [58, 59] коррелируют с выводами теории — условие равенства радиационной длины и толщины пластины является оптимальным при генерации звука проникающим излучением.

**4.1.8. Генерация звука в металлах электронами, позитронами и  $\gamma$ -квантами.** Возбуждение звука электронами изучалось авторами первых работ по радиационной акустике. Вначале речь шла о теории, описывающей генерацию черенковского акустического излучения электроном, движущимся равномерно со сверхзвуковой скоростью в металле [4, 5]. Первые экспериментальные радиационно-акустические работы также относятся к возбуждению звука электронным пучком в твердом теле. Характерно, что эти исследования выполнялись практически одновременно с экспериментами (тоже первыми) по лазерному возбуждению акустических волн в твердом теле [9].

В дальнейшем проводились многочисленные экспериментальные исследования возбуждения звука электронами в конденсированных средах, в том числе электронными пучками в металлах. Эти исследования выполнялись на разных ускорителях в широком диапазоне энергий в условиях, когда толщина образцов-мишеней была больше длины пробега (толстые пластины-мишени), либо на тонких пластинах (см., например, [15, 60, 61]). Возбуждение акустических волн пучками электронов в жидкостях изучалось авторами [14]. В последние годы опубликованы работы, в которых обсуждается природа акустических волн, генерируемых электронным пучком в кристаллах и в природных твердых средах [62 — 65].

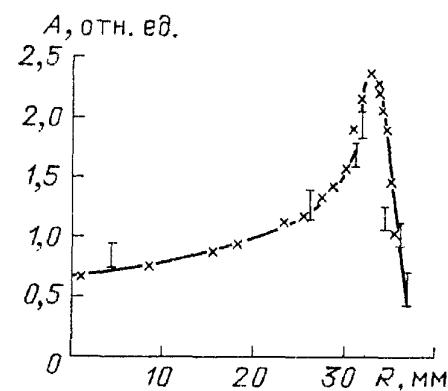


Рис. 25. Зависимость сигнала от толщины плексигласового поглотителя  $R$ . Начальная энергия протонов  $E_p = 70$  МэВ [58]

Ниже мы приведем некоторые типичные результаты исследования возбуждения акустических волн электронами, позитронами и  $\gamma$ -квантами в металлах [61]. Эксперименты проводились на линейных ускорителях ФТИ АН СССР. Пучок электронов (позитронов) из линейного ускорителя падал на пластину из исследуемого металла. На пластине был установлен пьезоприемник, связанный с трактом усиления и регистрации сигнала. Типичная длительность пачки частиц, падающих на мишень-образец,  $\tau = 1$  мкс. Поток тормозного излучения создавался электронным пучком с энергией  $E_\gamma = 620$  МэВ в tantalовой мишени толщиной  $5,3 \cdot 10^{-2}$  см. После прохождения ряда коллиматоров пучок тормозного излучения имел на поверхности исследуемой пластины-мишени средний поперечный размер (диаметр)  $d = 1,5$  см.

На рис. 26 показана зависимость амплитуды акустического сигнала от диаметра пучка электронов на мишени — свинцовой пластине толщиной 0,2 см. Пластина была тонкой, т.е. ее толщина была меньше длины пробега электронов в свинце. Опыты проводились при энергии электронов  $E_e = 20$  МэВ, фиксированном числе частиц в пучке и длительности радиационного импульса  $\tau = 2$  мкс, и, таким образом, при вариации диаметра пучка на поверхности пластины полная энергия (мощность) пучка электронов оставалась неизменной, а интенсивность измерялась обратно пропорционально квадрату диаметра пучка. Можно видеть, что амплитуда акустического сигнала изменяется примерно обратно пропорционально квадрату диаметра пучка, как и должно происходить в ближнем поле ТРИЗ.

Эти экспериментальные данные, как и в ранее рассмотренных случаях возбуждения звука пучками протонов и синхротронного (рентгеновского) излучения, согласуются с результатами теории терморадиационного возбуждения звука.

На рис. 27 показаны результаты измерений зависимости амплитуды акустического сигнала в толстой алюминиевой пластине ( $h = 5$  см). Толщина пластины была порядка длины пробега электронов в алюминии, а длительность радиационного импульса меньше времени пробега звука вдоль размеров пучка в пластине. Наблюдавшаяся амплитуда акустического сигнала, как и следует из теории, изменяется линейно с увеличением энергии электронов в пучке.

Зависимость амплитуды акустического сигнала в толстой свинцовой пластине от числа электронов (позитронов) в импульсе проникающего излучения

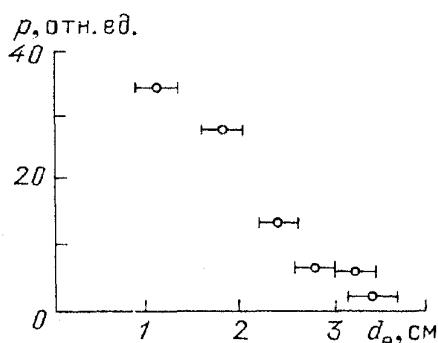


Рис. 26. Зависимость амплитуды акустического сигнала от диаметра пучка электронов на мишени [61]

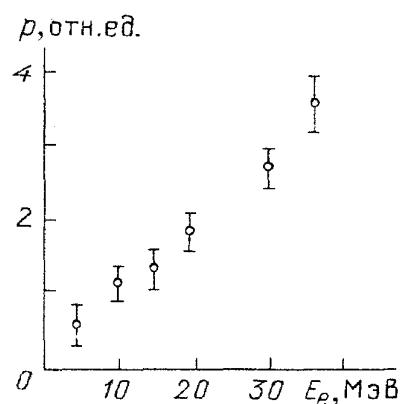


Рис. 27. Зависимость амплитуды акустического сигнала для толстой алюминиевой пластины от энергии электронов [61]

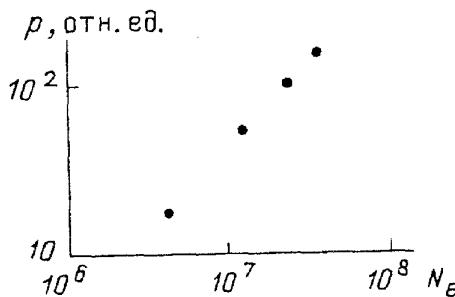


Рис. 28. Зависимость амплитуды акустического сигнала от числа электронов для толстой ( $h = 5,0$  см) свинцовой пластины ( $E_e = 620$  МэВ) [61]

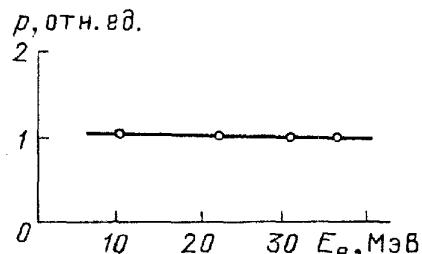


Рис. 29. Зависимость амплитуды акустического сигнала для тонкой алюминиевой пластины ( $h = 0,2$  см) от энергии электронов [61]

показана на рис. 28. Толщина пластины  $h = 5,0$  см. Энергия частицы  $E_e = 620$  МэВ. Поскольку полная энергия в радиационном импульсе прямо пропорциональна числу частиц, то, как и в предыдущем случае, наблюдающиеся результаты опытов находятся в соответствии с теорией.

На рис. 29 приведена зависимость амплитуды акустического сигнала от энергии электронов для тонкой алюминиевой пластины ( $h = 0,2$  см). В рассматриваемом случае толщина пластины мала по сравнению с длиной пробега. Энергия электронов в этом опыте меньше критической, т.е.  $E_e < 40$  МэВ, и основными потерями при поглощении пучка электронов в алюминии являются ионизационные потери. При этом полное число вторичных или  $\delta$ -электронов в интервале энергий от 10 до 30 МэВ не изменяется. Этим и объясняется отсутствие зависимости амплитуды акустического сигнала от энергии электронов в пучке.

Наконец, на рис. 30 представлена зависимость интенсивности (а не амплитуды, как выше!) акустических колебаний, возбуждаемых в толстой свинцовой пластине от полного числа  $N_\gamma$  эквивалентных фотонов  $\gamma$ -излучения при  $E_\gamma = 620$  МэВ. Можно видеть, что и в этом случае наблюдается линейная зависимость между амплитудой акустического сигнала и энергией фотонов  $\gamma$ -излучения.

В статье [66] приведены данные о возбуждении звука в твердом теле пучком низкоэнергетических электронов. Эти данные заслуживают внимания еще и потому, что мишенью служил алюминиевый цилиндр массой 1 Т, имеющий первую квадрупольную моду колебаний 10 рад/с и добротность  $10^5$ . Колебания цилиндра регистрировались емкостным преобразователем. Производилось накопление сигнала. Источником электронов служила электронная пушка, распо-

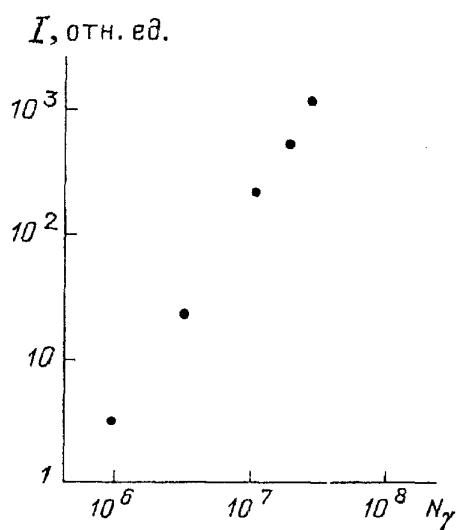


Рис. 30. Зависимость интенсивности акустического сигнала от полного числа эквивалентных фотонов при  $E_\gamma = 620$  МэВ для свинцовой пластины толщиной  $h = 5,0$  см [61]

ложенная вблизи боковой поверхности цилиндра и разгонявшая электроны до энергий  $E_e = 0,5$  кэВ. Длительность импульсов тока составляла  $\tau = 8$  мкс.

Интерес к изучению воздействия потоков низкоэнергетических частиц на такие массивные тела возник в связи с проблемой обнаружения гравитационных волн с помощью детекторов — массивных упругих тел. Зависимость амплитуды акустических колебаний в цилиндре от энергии пучка электронов показана на рис. 31. Из представленных результатов можно сделать вывод, как об этом пишут и сами авторы [66], о линейной зависимости акустического сигнала от энергии электронов.

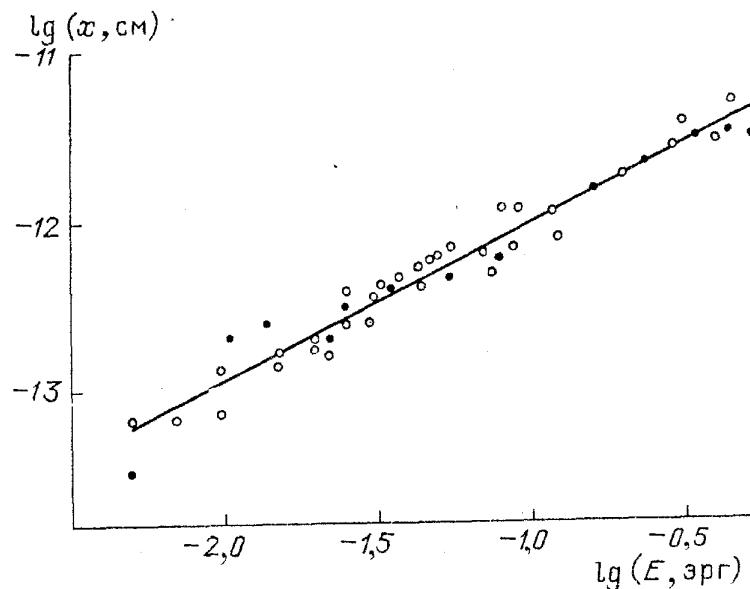


Рис. 31. Зависимость амплитуды акустических колебаний ( $x$ ) в цилиндре от энергии пучка электронов [66]

Итак, представленные результаты экспериментов свидетельствуют в пользу терморадиационного механизма генерации звука пучками электронов (позитронов) и  $\gamma$ -квантов и согласуются с теоретическими представлениями.

**4.1.9. Возбуждение звука пучками ионов в металлах.** Относительно недавно были опубликованы работы [67 — 68], авторы которых изучали возбуждение звука пучками ионов в металлах. Наиболее характерны результаты экспериментальных исследований генерации акустических волн пучками ионов  $Ar^+$  в алюминии, приведенные в статье [68]. В опытах использовался алюминиевый диск диаметром 1,4 см и толщиной 0,3 см, на одной стороне которого был закреплен пьезоприемник из керамики PZT. С противоположной стороны на диск-мишень падал пучок ионов  $Ar^+$ . Их энергия варьировалась в пределах от 1 до 10 кэВ, величину тока в цепи пучок—мишень—пьезоприемник можно было изменять от 0,3 до 14 мкА при фиксированной энергии ионов (другими словами, изменялось число частиц в пучке). Частоту модуляции интенсивности ионов в пучке также можно было изменять в пределах от 15 Гц до 20 кГц. Диаметр пучка ионов  $Ar^+$  на поверхности мишени — алюминиевого диска — был 300 мкм. Некоторые результаты опытов приведены ниже.

На рис. 32 показана зависимость амплитуды акустического сигнала на выходе пьезоприемника от величины тока в пучке при частоте модуляции его интенсивности 2 кГц. Параметром служит величина энергии ионов в пучке.

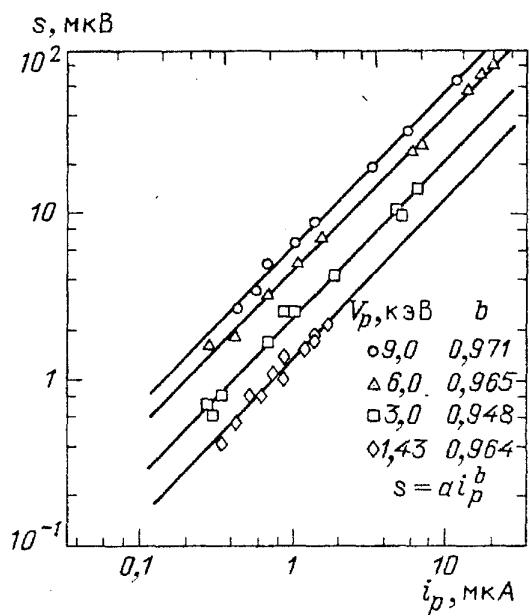


Рис. 32. Зависимость амплитуды акустического сигнала  $s$  в алюминии от величины тока  $i_p$  в пучке ионов  $\text{Ar}^+$  при различных энергиях частиц в пучке. Частота модуляции интенсивности пучка 2 кГц [68]

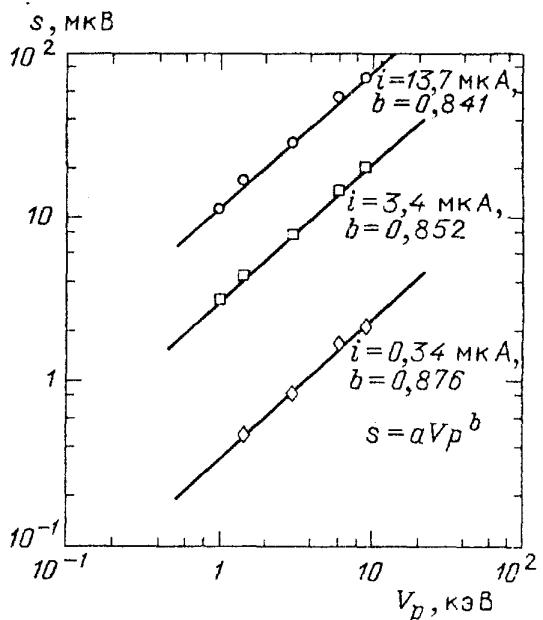


Рис. 33. Зависимость амплитуды акустического сигнала  $s$  в алюминии от величины энергии пучка ионов  $\text{Ar}^+$  при различных значениях тока в пучке [68]

Зависимость амплитуды акустического сигнала  $s$  от величины тока  $i_p$  может быть аппроксимирована выражением  $s = a i_p^b$ , где  $b$  — показатель, характеризующий наклон прямой, равен примерно  $b = 0,96$ , и  $a$  — коэффициент. Аналогичные зависимости наблюдались во всем диапазоне изменения частоты модуляции интенсивности пучка от 15 Гц до 20 кГц.

На рис. 33 приведены данные, характеризующие зависимость амплитуды акустического сигнала на выходе пьезоприемника от величины электрического напряжения  $V_i$ , характеризующего энергию ионов. Параметром служила величина тока в пучке (число частиц). Как и выше, наблюдавшиеся зависимости могут быть описаны соотношением  $s = a V_p^b$ , где значение показателя также оказывается равным примерно  $b = 0,96$ .

Эти опыты показывают, что наблюдается практически линейная зависимость амплитуды акустического сигнала от энергии (или числа частиц) ионов. Некоторое небольшое отличие (показатель все-таки не равен единице) от линейной зависимости авторы связывают с тем, что кроме терморадиационного или термоупругого механизма в возбуждении акустических волн тяжелыми ионами в металлах существует так называемый динамический механизм, т.е. механизм прямой передачи момента количества частиц в пучке металлической мишени. Возможно также и "отрицательное" влияние страйкционного механизма. Роль их с увеличением энергии частиц становится все менее существенной, и, таким образом, доминирующим механизмом при умеренных плотностях энергии проникающего излучения, поглощаемой в веществе, при больших энергиях частиц (ионов) служит терморадиационный механизм (см. примеч. при корр. 4).

**4.2. Микроударные волны, генерируемые проникающим излучением в конденсированной среде.** В некоторых случаях прохождение проникающего излучения через вещество может сопро-

вождаться микроударными волнами. Так, прохождение осколков деления через жидкость может сопровождаться образованием ударных волн вдоль всего трека осколков деления [69]. С другой стороны, дельта-электроны, возникающие при прохождении ионизирующих частиц через жидкость, образуют в ней перегретые микрообласти (тепловые пики), взрывообразное расширение которых порождает ударную волну [70]. Образование ударных волн — существенно нелинейное явление. Теория подобных процессов еще далеко не завершена. Приведем, следуя работе [70], некоторые параметры ударных волн от дельта-электронов.

Для образования микрообласти, способной к взрывному расширению, необходимо, чтобы энергия, теряемая ионизирующей частицей, была первонациально локализована в достаточно малом объеме. Это условие может выполняться для дельта-электронов, выбиваемых налетающей ионизирующей частицей. Длина  $l_\delta$  (в см) пробега дельта-электрона имеет следующую зависимость от его энергии  $E_\delta$  (в эВ):

$$l_\delta = 0,58 \cdot 10^{-12} A E_\delta^2 / \rho Z, \quad (30)$$

где  $\rho$  — плотность среды (вода);  $Z/A$  — отношение числа электронов к молекулярной массе. С уменьшением энергии дельта-электрона форма его траектории все более отличается от прямолинейной и приближается к "клубкообразной". Например, уже при  $E_\delta = 10$  кэВ средняя длина пробега электрона составляет  $0,5l_\delta$ . Количество  $v$  молекул воды, укладывающихся на длине  $l_\delta$ , определяется так:

$$v = \frac{l_\delta}{d} = \frac{l_\delta}{2} \left( \frac{4\pi\rho N_A}{3A} \right)^{1/2}; \quad (31)$$

здесь  $d$  — диаметр сферического объема  $V_1$ , занимаемого одной молекулой воды;  $N_A$  — число Авогадро. При достаточно малой энергии дельта-электрона его трек располагается внутри сферы, объем  $V_0$  которой определяется формулой  $V_0 = vV_1 = l_\delta A / \rho N_A d$ . Энергия  $\Delta E$ , передаваемая в среднем одной молекуле, равна  $\Delta E = E_\delta d / l_\delta$ . Если выбрать (исходя из разумных предположений) для воды величину  $\Delta E = 30$  эВ, при которой происходит микровзрывное образование пузырьковых зародышей, то параметры, при которых возможно взрывообразное расширение в воде перегретой микрообласти, будут иметь следующие значения:  $E_\delta = 1,23$  кэВ,  $v = 41$ ,  $V_0 = 1,23 \cdot 10^{-21}$  см<sup>3</sup>. Радиус сферы такого объема  $V_0$  равен  $a_0 = 6,64 \cdot 10^{-8}$  см. Плотность энерговыделения  $q$  в тепловом пике, определяемая по формуле

$$q = \frac{E_\delta}{V_0} = \frac{E_\delta Ad}{l_\delta \rho N_A},$$

в этом случае составляет  $\sim 16,0 \cdot 10^{10}$  Дж/м<sup>3</sup>. Для сравнения напомним, что теплотворная способность обычных взрывчатых веществ составляет около  $\sim 4,2 \cdot 10^9$  Дж/м<sup>3</sup>.

Согласно теории подводных взрывов давление ударной волны можно записать так:

$$p_y(r, t) = p_{y,\max}(r) \exp(-t/\theta), \quad (32)$$

где  $p_{y,\max}(r)$  — максимальное давление (в Па),  $r$  — расстояние от центра сферического объема теплового пика (в см),  $t$  — время,  $\theta$  — постоянная времени (в с). При этом можно показать, что  $p_{y,\max}(r) = 7,37 \cdot 10^2 r^{-1}$  Па,  $\theta(r) = 1,07 \cdot 10^{-10} (7,18 + \lg r)$  при  $r \gg 10^2 a_0$ .

Спектр импульса  $p_y(r, t)$  имеет следующий вид:

$$|S_2(\omega)| = p_{y,\max}(r) [(\theta(r))^{-2} + \omega^2]^{-1/2}. \quad (33)$$

При частотах  $\omega \ll \theta^{-1}(r)$  спектр однороден и записывается так:

$$|S_2(\omega)| = p_{y,\max}(r) \theta(r),$$

Среднеквадратичное давление  $\langle p \rangle$  на расстоянии  $r$  от единичного теплового пика в воде в полосе частот 1 Гц составляет  $\langle p \rangle = 7,76 \cdot 10^{-8} (7,18 + \lg r) (1/r)$  Па·Гц<sup>-1/2</sup>. Количество таких тепловых пиков на единицу длины трека релятивистского электрона равно числу дельта-электронов с энергией  $E_\delta = 1,23$  кэВ, которое согласно [70] равно 17,32 см<sup>-1</sup>.

Например, для интенсивности  $I_0$  (в Вт/см<sup>2</sup>) акустического сигнала в воде одиночной высокоэнергетической частицы, которая образует при входе в атмосферу широкий атмосферный ливень (ШАЛ), большей частью состоящий из электронов, можно получить следующую оценку [70]:

$$I_0 = 10^{-29} E_0 / R,$$

где  $E_0$  — энергия частицы (в эВ),  $R$  — расстояние от оси ШАЛА (в см). В настоящее время, по-видимому, возможна регистрация ШАЛА при  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ по гидроакустическому излучению.

**4.3. "Пузырьковый" механизм генерации звука.** В ряде работ обсуждается возможность генерации звука в жидкости ионизирующим излучением за счет образования, осцилляции и схлопывания микропузырьков на треках частиц, составляющих ионизирующее излучение [8, 71 — 75]. Теория пузырькового механизма генерации звука в настоящее время еще не завершена. Это связано с тем, что удовлетворительное описание возникающих явлений требует учета как сложных процессов динамики одиночного пузырька и системы пузырьков, так и нелинейных эффектов. Оценки показывают [73], что для микропузырьков с размерами порядка  $10^{-7} - 10^{-8}$  см и для области взаимодействия с характерным размером порядка 1 см основной вклад в излучение звука вносят квазистабильные, а не охлопывающиеся микропузырьки. При этом акустический сигнал будет подобен сигналу от теплового механизма (только гораздо более сильный).

Экспериментальные работы последнего времени свидетельствуют о том, что пузырьковый механизм генерации звука, по-видимому, может реализовываться при нормальных условиях эксперимента, т.е. при атмосферном давлении, комнатной температуре и стабильных жидкостях; проникающее излучение состоит из тяжелых частиц, например осколков ядер деления [75].

**4.4. Динамический механизм генерации звука.** При действии проникающего излучения на вещество происходит передача импульса атомам среды от квантов проникающего излучения. Последняя сопровождается возбуждением звуковых волн. Это динамический механизм генерации звука [76]. В кристаллах динамический эффект зависит от взаимных направлений осей кристалла и скорости частиц, составляющих проникающее излучение [77]. Динамический механизм, так же как и терморадиационный механизм генерации звука, имеет место при любом виде проникающего излучения и проявляется как в жидкости, так и в твердом теле. Однако в твердом теле вследствие существования в нем поперечных звуковых волн динамический механизм может играть принципиальную роль.

Точно так же, как и при терморадиационном механизме, расчет генерации звука в твердом теле (жидкости) при динамическом механизме можно провести в рамках линейного приближения (см. уравнения (2) и (3)), где  $F$  — динамическая сила, приложенная к единице объема). Как видно из уравнений (2) и (3), при динамическом механизме возникают источники как продольных, так и поперечных волн в твердом теле в отличие от терморадиационного механизма, когда существуют источники только продольных волн. Если кванты излучения состоят из ультраквантитативистских частиц (например, фотонов), динамическая сила равна  $F = Q/u$ , где  $u$  — скорость света. Из уравнения (2) можно видеть, что при  $F = Q/u$  для большинства веществ отношение смещений в звуковых волнах, обусловленных динамическим механизмом (вторым слагаемым), к аналогичным смещениям, обусловленным терморадиационным механизмом (первым слагаемым), оказывается порядка отношения скорости продольных звуковых волн к скорости света:  $c_l/u$ . Таким образом, учет динамического механизма генерации звука для жидкостей дает лишь несущественную поправку к звуковому полю, обусловленному терморадиационным механизмом генерации звука. Для твердого же тела в тех случаях, когда поперечные волны не могут возникнуть за счет отражения или рассеяния продольных волн, учет динамического механизма генерации звука наряду с терморадиационным механизмом может оказаться принципиально важным.

**4.5. Черенковский механизм генерации звука.** Когда частица движется в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения волн, то она излучает эти волны (черенковское излучение). Природа волн и частицы определяют интенсивность излучения и его характеристики (дисперсию, поляризацию). Черенковское излучение звука может быть описано феноменологически, если в уравнение теории упругости ввести силу (отнесенную к единице объема), действующую со стороны частицы на решетку [4]:

$$\left( \Delta - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \operatorname{div} \mathbf{u} = \frac{D}{\rho c_l^2} \Delta \delta(\mathbf{r} - Vt), \quad (34)$$

где  $D$  — постоянная, имеющая размерность энергии, по порядку величины совпадающая с энергией связи частицы с решеткой;  $V$  — скорость частицы. Поперечные звуковые волны в рассматриваемом приближении должны отсутствовать, ибо поперечная составляющая силы равна тождественно нулю. Дельтаобразный характер силы показывает, что частица вследствие экранировки действует на атомы, расположенные в пределах одной ячейки. Частица излучает продольные звуковые волны, а спектральная плотность энергии из-

**лучения  $J(\omega)$**  пропорциональна третьей степени частоты звука [4]:

$$J(\omega) = \frac{D^2 \omega^3}{4\pi\rho V c_l^4}.$$

Заряженная частица при движении через металл создает вокруг себя электромагнитное поле, которое выводит из равновесия электроны проводимости. Последние благодаря связи с решеткой раскачивают ионы.

Если скорость частицы больше скорости звука, то черенковский механизм приводит к генерации не только продольных, но и поперечных звуковых волн [78]. Спектральные плотности излучения продольных  $J_l(\omega)$  и поперечных  $J_t(\omega)$  звуковых волн существенно зависят от частицы и вещества (металла) (скорости частицы, длины свободного пробега электронов в металле, дебаевской частоты, энергии Ферми и т.п.). При низких частотах  $J_t(\omega) > J_l(\omega)$ . При некоторой частоте  $\omega = \tilde{\omega}$  значения  $J_t(\omega)$  и  $J_l(\omega)$  становятся равными, а при  $\omega > \tilde{\omega}$

$$J_l(\omega) \gg J_t(\omega).$$

**Частота  $\tilde{\omega}$**  зависит от скорости частицы  $V$  и длины свободного пробега электрона  $l_e$ . Чем больше  $l_e$  и  $V$ , тем больше значение  $\tilde{\omega}$ . Максимального значения  $\tilde{\omega}$  достигает для ультраквантитативистских частиц  $V \sim u$  при  $l_e > \delta_0 (V_F/c_l)^{1/2}$ , где  $V_F$  — фермиевская скорость электронов проводимости металла ( $\sim 10^8$  см/с),  $\delta_0 = 10^{-5}$  см,  $\tilde{\omega} \approx 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>.

Суммарная интенсивность излучения на всех частотах поперечных звуковых волн будет много меньше аналогичной величины для продольных волн:  $J_t(\omega) = J_l(\omega)(Vc_l/u^2) \ll J_l(\omega)$ , и, следовательно, полная интенсивность излучения звука (на всех частотах) определяется излучением продольных звуковых волн.

Опосредованный характер возбуждения звуковых волн (частица—электромагнитное поле—звук) не изменяет черенковского характера их распространения по соответствующим конусам  $\cos \theta_{l,t} = c_{l,t}/v$ , причем для быстрых частиц ( $v \gg c_l$ ) раствор конуса близок к  $\pi/2$ . Торможение частицы (конечность длины траектории) несколько размывает конус, причем размытие зависит от частоты: оно тем больше, чем меньше частота. При предельно низких частотах ( $c_l/\omega \gg L$ ;  $L$  — длина трека частицы) излучение весьма мало похоже на черенковское. Оно определяется средним ускорением частицы и напоминает тормозное излучение света.

Черенковский механизм генерации звука дает сколько-нибудь заметный вклад в излучаемое частицей звуковое поле лишь на очень высоких гиперзвуковых частотах (спектральная плотность излученной энергии пропорциональна третьей степени частоты). Так, согласно [79] для практически встречающегося диапазона частот порядка сотен килогерц отношение акустической энергии, излученной частицами вследствие черенковского механизма генерации звука, к акустической энергии, обусловленной динамическим и терморадиационным механизмами генерации звука, составляет  $10^{-13}$  и  $10^{-21}$ .

В заключение этого раздела заметим, что, подобно тому, как в электродинамике существует переходное излучение, связанное с движением заряженной частицы через среды с различными электромагнитными свойствами, может существовать переходное радиационно-акустическое излучение, связанное с изменением радиационных и акустических свойств среды, в которой поглощается проникающее излучение [80]. Так же как и черенковское, это переходное излучение относительно слабо.

Существуют механизмы генерации звука, которые специфичны для того или иного вида проникающего излучения или вещества мишени. Остановимся кратко на некоторых из них.

**4.6. Стрикционная генерация звука.** При ионизации происходит микрострикция в поле ионов, которая приводит к заметному проявлению ее в макроскопических эффектах [81].

Пролетающая заряженная (или любая другая способная к ионизации частица) создает в среде  $N_1(0)$  пар ионов на единице длины трека. Число этих ионов  $N_1(t)$  резко уменьшается со временем из-за их рекомбинации. Каждый ион своим полем будет притягивать молекулы среды, образуя локальные сгущения. Изменение объема среды на единицу длины трека  $\Delta V_1(t) = N_1(t)\Delta v$ , где  $\Delta v$  — изменение объема среды в поле каждого иона (например, для воды  $\Delta v = 10^{-12} \text{ см}^3$ ). Определим теперь изменение  $N_1(t)$  со временем. Полагая, что  $N_1^0(t) \approx -\alpha N_1^2(t)/\pi r_{tr}^2$ , где  $r_{tr}$  — “радиус” трека (расстояние, на которое диффундируют электроны для торможения и прилипания) и  $\alpha$  — коэффициент ион-ионной рекомбинации. Поэтому

$$N_1(t) = N_1(0) / [1 + (t/t_0)], \quad t_0 = \pi r_{tr}^2 / \alpha N_1(0).$$

Существенную роль микрострикционное сжатие может сыграть при возбуждении звука заряженными частицами в условиях, когда величина коэффициента теплового расширения среды мала. В частности, с описанным эффектом микроэлектрострикции, по-видимому, связаны результаты экспериментов [30, 51], в которых было обнаружено, что звуковой импульс от пучка заряженных частиц в воде обращается в нуль и меняет знак не при  $T = 4^\circ\text{C}$ , когда коэффициент теплового расширения воды  $\beta = 0$ , а при  $T = 5,7^\circ\text{C}$ , когда  $\beta = 10^{-5}(\text{°C})^{-1}$  (см. рис. 9 и 10). Амплитуды импульсов сравниваются при  $\beta = 10^{-5}(\text{°C})^{-1}$ , т.е. возможна компенсация терморасширения стрикционным сжатием при этих условиях.

Помимо микроэлектрострикции в поле ионов существует и быстропеременная стрикция в поле летящей частицы и в коллективном поле пучков. Рассмотрим стрикционный механизм генерации звука на примере генерации звука лазерным излучением в жидкости [82]. Уравнение генерации звука лазерным излучением в жидкости при учете теплового и стрикционного механизмов принимает следующий вид [82]:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\beta}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{1}{8\pi} \left( \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \Delta \langle E^2 \rangle; \quad (35)$$

здесь  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость жидкости,  $E$  — напряженность электрического поля светового излучения в жидкости;  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по периоду световых колебаний;  $(\partial \epsilon / \partial \rho)_T$  — производная от диэлектрической проницаемости по плотности при постоянной температуре. Второе

слагаемое в правой части уравнения (35) соответствует стрикционному механизму генерации звука. Приведем оценку [82] по порядку величины выражения  $\Delta\langle E^2 \rangle$ :

$$\Delta\langle E^2 \rangle \sim \left( \frac{1}{a^2} + k^2 + \mu^2 \right) E_0^2 \sim \frac{8\pi}{nu} q_0 \frac{1 + (ak)^2 + (a\mu)^2}{a^2},$$

где  $n = \epsilon^{1/2}$  — коэффициент преломления среды,  $k$  — волновое число возбуждаемой звуковой волны,  $a$  — радиус лазерного пучка,  $\mu$  — коэффициент поглощения света в жидкости,  $E_0$  — амплитуда напряженности электрического поля,  $u$  — скорости света,  $q_0$  — интенсивность светового импульса в центре пучка. Поскольку  $|\partial Q/\partial t| \sim \mu q_0 \omega$ , то отношение первого слагаемого в правой части уравнения (35) (описывающего источники терморадиационного механизма генерации звука) ко второму слагаемому равно

$$\beta_{апиш} \left[ C_p \left( \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial p} \right)_T \frac{\mu a}{1 + (a\mu)^2 + (a\mu)^2} \right]^{-1}.$$

Из этого соотношения следует, что электрострикционный механизм генерации звука преобладает над терморадиационным лишь в области очень высоких или очень низких частот. Для воды, например, при  $\mu \geq 0,2 \text{ см}^{-1}$  в диапазоне частот от  $10^2$  до  $10^9$  Гц терморадиационный механизм будет доминирующим по отношению к электрострикционному.

**4.7. Другие механизмы возбуждения звука проникающим излучением.** Из других механизмов генерации звука проникающим излучение можно отметить механизм раскачки упругих волн вследствие обратного пьезоэффекта [83], обусловленный механической деформацией пьезокерамики под действием электрического поля проникающего излучения, а также уже упоминавшийся ранее переходной механизм генерации звука [80]. Укажем еще, что при образовании в месте поглощения проникающего излучения в среде слабоионизированной плазмы взаимодействие электрических и магнитных полей излучения с плазмой может привести к нарушению равновесного состояния среды и, как следствие, к излучению звуковых волн.

Рассмотренные механизмы генерации звука имеют различные физические ограничения по интенсивности, природе и частотному диапазону излучаемых звуковых волн. Количественные значения можно получить путем решения конкретных краевых задач. При этом существенно, что для большинства реально встречающихся ситуаций многие рассмотренные механизмы генерации звука вносят лишь небольшие поправки к звуковому полю, обусловленному действием терморадиационного механизма.

Сказанное справедливо лишь в тех случаях, когда объемная плотность выделившейся в среде энергии проникающего излучения невелика и не происходит фазовых превращений.

Когда плотность выделившейся энергии велика, развиваются механизмы, часть из которых рассмотрены выше, а также специфические нелинейные механизмы, подобные тем, которые имеют место при действии лазерного излучения [82, 84, 85]. Однако здесь эти механизмы рассматриваться не будут.

## 5. Приложения радиационной акустики

Некоторые из применений радиационной акустики уже освещались в литературе (см., например, монографию [12]). Здесь мы приведем лишь те при-

меры, которые относятся к контролю качества продукции (радиационно-акустическая микроскопия и визуализация), детектированию элементарных частиц сверхвысоких энергий, а также, казалось бы, к совершенно необычному применению новых поколений сверхмощных ускорителей в геоакустике.

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

Отмеченные недостатки отсутствуют у радиационно-акустического микроскопа (РАМ) [21, 22]. Принцип действия РАМ основан на явлении генерации и распространения в объекте звуковых и тепловых волн, возбуждаемых зондирующими, модулированным по интенсивности проникающим излучением. Заметим, что в большинстве случаев, рассматривая генерацию звука проникающим излучением, ролью тепловых волн пренебрегают, так как размеры области тепловыделения всегда велики по сравнению с длиной тепловой волны. В случае РАМ, напротив, пучок проникающего излучения фокусируют, размеры области малы, а тепловые волны часто играют принципиальную роль. Акустические колебания и тепловые волны, возникающие в объекте, чаще всего регистрируются приемником звука. Акустический сигнал зависит от локальных свойств объекта, поэтому при перемещении радиационного пучка в двух взаимно ортогональных направлениях будет формироваться радиационно-акустическое изображение объекта. В общем случае оно является результатом трех процессов: вариации поглощаемой мощности проникающего излучения вследствие изменения от точки к точке радиационных свойств объекта, взаимодействия тепловых волн с тепловыми неоднородностями объекта, взаимодействия акустических волн с упругими неоднородностями объекта.

Первый процесс несет информацию только о радиационно-поглощаельных свойствах объекта. При доминировании этого процесса радиационно-акустическое изображение, по существу, идентично оптическому или растровому электронному изображению. Разрешающая способность РАМ в этом случае определяется диаметром зондирующего пучка, а глубина визуализации подповерхностной структуры — глубиной проникновения излучения. Второй процесс характеризуется взаимодействием тепловых волн с микронеоднородностями объекта, дает качественно новую информацию и позволяет существенно расширить представления о физических свойствах объекта. Третий процесс, несущий информацию о механических нерегулярностях объекта, играет существенную роль, если длина акустической волны того же порядка, что и размеры микронеоднородности в объекте (обычно это происходит на частотах модуляции интенсивности проникающего излучения, превышающих 100 МГц). В этом случае радиационно-акустическое изображение идентично акустическому (как в акустическом микроскопе) и разрешающая способность имеет порядок длины звуковой (гиперзвуковой) волны.

**5.1.1. Растровая лазерно-акустическая (фотоакустическая) микроскопия.** Исторически первым примером радиационно-акустической микроскопии служит лазерно-акустическая, или, как часто ее называют, фотоакустическая, микроскопия (ФАМ) (см., например, [161, а также обзор [20] и цитированную там литературу).

Принцип работы фотоакустического микроскопа сводится к следующему. Лазерный луч (ИК, видимого или УФ диапазонов), модулированный по интенсивности частотой звука, перемещается по поверхности облучаемого объекта. Модуляция осуществляется механически или электрически. Акустический сигнал с приемника подается через предусилитель на синхронный детектор. Выход синхронного детектора выводится на устройство визуализации (дисплей, самописец, запоминающий осциллограф), развертки которого синхронизированы с перемещением лазерного луча.

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

Среди областей применения ФАМ можно отметить неразрушающий профильный анализ — изучение структуры слоистых неоднородных материалов, исследование микросхем, контроль химического состава сложных соединений, исследование изменений кристаллической структуры полупроводников при ионной имплантации, возможность визуализации объемных или поверхностных областей, обладающих различными тепловыми характеристиками вследствие неоднородности кристаллической структуры, непосредственный контроль лазерного отжига, исследование фазовых переходов в кристаллах, а также измерения толщины и контроль равномерности анодного осаждения пленок на полупроводниковых подложках. Большие надежды разработчики ФАМ связывают с его применением не только в электронной промышленности, но и в медицине и биологии.

По разрешающей способности ФАМ уступает оптическим и электронным микроскопам, но превосходит их по информативности изображений, так как позволяет визуализировать детали микроструктуры объектов, непрозрачных для фотонов и электронов, открывает новые направления в микроскопии и может расширить и дополнить традиционные методы микроскопического анализа.

**5.1.2. Растровая электронно-акустическая микроскопия (РЭАМ).** В последнее десятилетие разрабатываются и уже используются ФАМ с электронным возбуждением, где роль лазерного луча выполняет пучок электронов. Сфокусированный электронный пучок используется для возбуждения акустических и тепловых волн в образце (твердом теле), а акустические сигналы регистрируются пьезоприемником, находящимся в непосредственном контакте с образцом. Другими словами, используется та же схема, что и в ФАМ с пьезоприемником. Первые работы с описанием схемы электронно-акустической микроскопии появились около десяти лет назад (в 1980 г.) [17, 18]. Преимущество использования электронов вместо фотонов состоит, прежде всего, в том, что пучок электронов можно фокусировать в пятно меньших размеров. Во-вторых, длина пробега электронов зависит от энергии электрона и в непрозрачных для света веществах может быть существенно больше, чем пробег фотонов. Оба эти фактора открывают возможности повышения разрешающей способности микроскопа.

Впервые РЭАМ были созданы на основе стандартных электронных микроскопов (РЭМ) и фактически представляли собой некий вариант их модернизации. Стандартный РЭМ, по-существу, дополняется лишь несколькими устройствами: модулятором интенсивности электронного пучка, роль которого играют дополнительные отклоняющие пластины в камере РЭМ, и держателем

исследуемого образца в РЭМ, снабженным пьезоприемником с необходимой электроникой для усиления и визуализации акустического сигнала.

РЭАМ оказывается более универсальным прибором, чем стандартный РЭМ или даже растровый фотоакустический (РФАМ). К тому же, как правило, один и тот же прибор может работать в обоих режимах — РЭАМ и РЭМ. Сопоставление изображений, полученных в разных режимах работы, открывает новые возможности в изучении структуры исследуемого образца-объекта.

Растровая электронная акустическая микроскопия и визуализация применяются в микроэлектронике для контроля качества интегральных микросхем, для контроля дефектов кристаллической структуры металлов и сплавов, исследования характера дислокаций и других нарушений характеристик материалов в условиях пластических деформаций при больших нагрузлениях, для визуализации форм колебаний вибрирующих поверхностей, а также при неразрушающем контроле наличия дефектов-трещин в микрообразцах, деталях и т.д.

Для иллюстрации возможностей РЭАМ на рис. 34 показаны изображения кремниевой структуры с фосфоресцирующим покрытием. Можно видеть, что на изображении (рис. 34, *a*), полученном с помощью стандартного растрового электронного микроскопа (РЭМ), кремниевые структуры под покрытием не видны. Напротив, рис. 34, *б* и *в* демонстрируют хорошие по качеству изображение кремниевой структуры, полученное с помощью РЭАМ.



Рис. 34. Изображения кремниевой структуры, полученные с помощью РЭМ (*a*) и РЭАМ с различным разрешением (*б* и *в*) [19]

**5.1.3. Рентгено-акустическая растровая визуализация.** Предложения использовать в растровой фотоакустической микроскопии и визуализации рентгеновский пучок вместо лазерного луча обсуждались в работах [47, 48]. Результаты экспериментальных исследований растровой рентгено-акустической визуализации изложены в появившейся сравнительно недавно статье [49]. Ее авторы использовали синхротронное излучение рентгеновского диапазона с энергией 10 кэВ. Источником служил высокоэнергетический синхротронный источник Корнеллского университета (США). Рентгеновское излучение представляло собой периодическую последовательность импульсов длительностью 0,160 нс с энергией 1,12 мкДж/имп и частотой следования 360,6 кГц. Исследования проводились с образцами-дисками из алюминия диаметром 5,72 см и толщиной 1,52 см. Заметим, что длина пробега квантов рентгеновского излучения с энергией 10 кэВ в алюминии составляет 0,14 мм. Для сравнения укажем, что для лазерного излучения она равна 3,76 нм.

Была выполнена серия экспериментов при сканировании пучка во вза-

имно перпендикулярных направлениях по поверхности образца. Размеры пучка на поверхности образца были **2×2** мм, а размеры сканируемой площадки — **12×12** мм или **18×18** мм с ориентацией "по центру" диска.

Акустический сигнал принимался пьезопреобразователем из PZT-керамики. Применялись приемники диаметром 18,5 мм и 1,3 мм, которые укреплялись на противоположной по отношению к облучаемой стороне образца-диска в центре. Проводились также опыты, когда приемник диаметром 1,3 мм укреплялся на боковой стороне диска. Приемники были демпфированы, чтобы обеспечить необходимую частотную полосу.

Исследования проводились в двух режимах. В одном из них коллимированный пучок рентгеновского излучения действовал непосредственно на поверхность образца-диска и перемещался во взаимно перпендикулярных направлениях. На выходе приемно-усилительного тракта фиксировалось среднеквадратичное значение амплитуды акустического сигнала, которое синхронно с движением пучка отображалось на видеомониторе. Другой режим, который был назван авторами режимом двойной модуляции, отличался от первого тем, что осуществлялась низкочастотная модуляция интенсивности рентгеновского излучения, которое, как уже отмечалось, само представляло периодическую последовательность импульсов с весьма высокой частотой следования (на два-три порядка выше частоты модуляции), равной 360,6 кГц. Использование режима двойной модуляции было основано на представлении о том, что длина тепловой волны в образце-мишени, соответствующая низкочастотной огибающей, больше, чем для частоты следования последовательности импульсов первичного рентгеновского излучения. Это позволяет увеличить глубину контролируемого (тепловой волной) приповерхностного слоя образца. Последнее оказывается немаловажным, поскольку акустические волны мегагерцевого диапазона довольно быстро затухают.

Одной из основных задач, решавшихся авторами экспериментов [49], было выяснение возможностей контроля дефектов рентгено-акустическим методом. С этой целью проводились опыты по визуализации пространственной картины распределения амплитуд акустического сигнала, возбуждаемого рентгеновским пучком в образце-диске с внутренней неоднородностью в виде цилиндрической полости с образующей, ориентированной в плоскости диска. Измерения, выполненные как в условиях без низкочастотной модуляции рентгеновского излучения, так и в режиме модуляции, не позволили получить удовлетворительного изображения дефекта-полости на картине пространственного распределения амплитуд акустического сигнала, возбуждаемого в диске рентгеновским излучением. В этой связи было предложено использовать в качестве информационного сигнала отношение среднеквадратичных значений амплитуд акустических сигналов низкочастотной огибающей в мишени на двух частотах модуляции. Результаты экспериментов приведены на рис. 35,а и б, на которых показано пространственное распределение отношения среднеквадратичных значений амплитуд акустических сигналов для огибающих на частотах 2,5/0,5 кГц и соответственно 1,5/0,5 кГц. Можно видеть довольно четкое изображение дефекта — цилиндрической полости внутри образца диска. Проведенные эксперименты подтвердили реальную возможность использования рентгено-акустической визуализации в неразрушающем контроле. Очевидно, что при условии достаточной фокусировки рентгеновского пучка имеется реальная возможность осуществления растровой рентгено-акустической микроскопии.

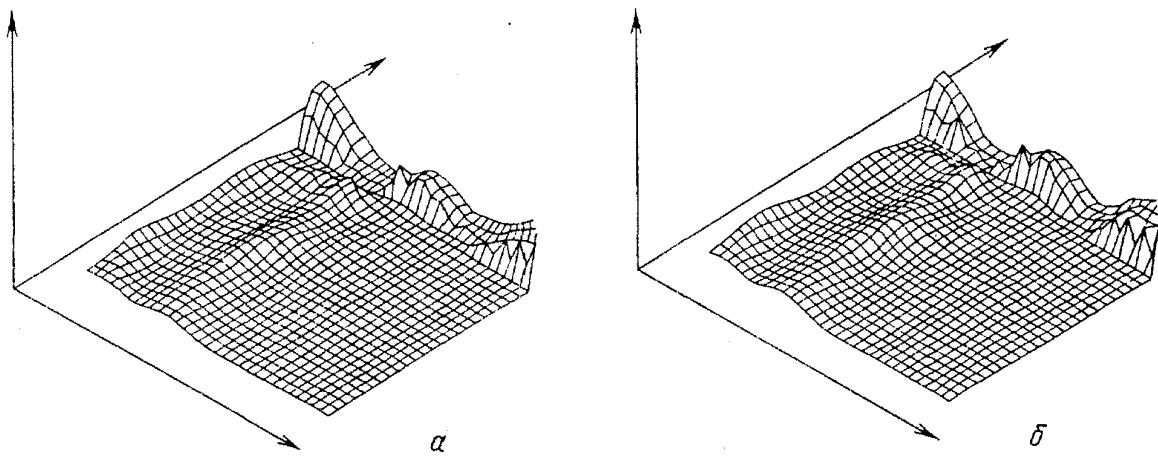


Рис. 35. Пространственная картина распределения отношений среднеквадратичных амплитуд акустических сигналов для огибающих на частотах 2,5/0,5 кГц (а) и 1,5/0,5 кГц (б) [49]

**5.1.4. Ионно-акустическая микроскопия и визуализация.** Использование пучка ионов в растровой радиационно-акустической микроскопии и визуализации впервые обсуждалось, по-видимому, в наших сообщениях в 1983 г. [21, 22]. В 1985 г. появилась информация о создании ионно-акустического микроскопа [86]. Результаты экспериментальных исследований растровой ионно-акустической визуализации дефектов в металлах обсуждались недавно в статье [86]. В этой работе пучок ионов с помощью модифицированной лучевой оптики стандартного ионного масс-спектрометра формировался, направлялся и перемещался на поверхности образца из алюминия. Пучок имел на поверхности образца пятно диаметром 300 нм. Ускоряющее напряжение варьировалось в пределах от 1 кВ до 10 кВ, а частота модуляции интенсивности пучка — от 15 Гц до 20 кГц. Опыты преследовали две цели. Необходимо было экспериментально установить характер механизма радиационно-акустического преобразования и, во-вторых, выяснить возможности использования его в ионно-акустической визуализации.

Было установлено экспериментально, что в рассматриваемом диапазоне энергий ионов доминирующим механизмом возбуждения звука модулированным пучком ионов при его взаимодействии с веществом является терморадиационный механизм. Показано также, что пучок ионов может быть эффективно использован в растровой радиационно-акустической микроскопии и визуализации наряду с пучками фотонов (лучом лазера), электронов и рентгеновского излучения.

**5.2. Акустическое детектирование частиц сверхвысоких энергий в космических лучах. Проект ДЮМАНД.** Областью сверхвысоких энергий в космических лучах принято считать энергии  $10^{17}$  эВ ( $10^5$  ТэВ). Граница области не связана с каким-либо физическим явлением, а определяется энергетическим порогом регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) образующихся в результате взаимодействия высокоэнергетической частицы с атомными ядрами вещества в атмосфере, крупнейшими существующими установками, такими, как в Якутске (СССР), Хаверл-Парке (Англия) и др. Площадь этих двух указанных установок, соответственно 18 и  $12 \text{ км}^2$ . Размеры установки определяются энергией частицы, поскольку размеры ШАЛ увеличиваются с ростом энергии, и необходимостью регистрировать весьма редкие события — появление частиц сверх-

высоких энергий в спектре космических лучей. Представления о числе зарегистрированных событий могут дать следующие данные. За десять лет работы установки Хаверл-Парк было зарегистрировано 70000 ливней с энергией выше  $6 \cdot 10^{16}$  эВ, 52000 ливней в интервале энергий  $10^{17} - 10^{18}$  эВ, 4000 ливней с энергией выше  $10^{18}$  эВ, 144 ливня с энергией выше  $10^{19}$  эВ и всего лишь 16 — с энергией  $5 \cdot 10^{19}$  эВ [88].

Большой интерес астрофизиков вызывает нейтринное излучение. Это обусловлено, прежде всего, колossalной проникающей способностью нейтрино, благодаря которой появляются реальные возможности "заглянуть" в глубь звездных недр. Нейтрино сверхвысоких энергий могут принести информацию о процессах высокой энергии, проходящих в эпоху с большими красными смещениями, об уникальных физических объектах — скрытых источниках и др.

В астрофизике возникло новое направление — нейтринная астрономия, которая вступила в фазу своего экспериментального развития. На Северном Кавказе запущен Баксанский нейтринный телескоп. Подобные установки создаются за рубежом. Однако основная установка, с введением которой могут открыться широкие возможности экспериментальной нейтринной астрономии, — это ДЮМАНД, которая пока еще в стадии проектирования. Об установке ДЮМАНД речь пойдет ниже.

Нейтринное излучение условно делят на два класса: атмосферное и космическое. В первом случае нейтрино генерируются в результате взаимодействия ускоренных частиц с атомными ядрами вещества в атмосфере. Космическое нейтринное излучение возникает в космических объектах как результат столкновения ускоренных частиц с атомными ядрами, а также при взаимодействии высокоэнергетических протонов с низкоэнергетическими реликтовыми фотонами в космическом пространстве. Регистрируют нейтрино высоких энергий по производимым ими мюонам, адронам и электронам, возникающим при взаимодействии нейтрино с нуклонами. В подземных экспериментах мюоны регистрируются с помощью специальных детекторов, чаще всего сцинтилляционных. В подводных — детектором служит сама вода. Вдоль траектории мюона рождаются тормозные фотоны, электрон-позитронные пары и адроны, которые дают начало электромагнитным и ядерно-электромагнитным ливням. При энергии  $> 100$  ТэВ вдоль траектории мюона возникает пучок электромагнитного ливня. Адроны, генерированные в нейтринно-нуклонных соударениях, дают начало ядерно-электромагнитным ливням. Длина такого ливня в воде или грунте в отличие от электромагнитного ливня, генерируемого мюоном, невелика, по этой причине могут регистрироваться ливни от нейтрино, провзаимодействовавших с нуклонами только внутри детектора. В воде электроны электромагнитного и ядерно-электромагнитного ливней создают черенковское оптическое излучение, которое может быть зарегистрировано системой оптических детекторов — решеткой фотоприемников.

Впервые идея о возможности регистрации космических нейтрино была выдвинута академиком М.А. Марковым в 1960 г. [89]. Новый этап в развитии нейтринной астрономии высокой энергии начался в связи с обсуждением проекта глубоководного эксперимента ДЮМАНД. Первоначально детектор ДЮМАНД представлял бы собой гигантских размеров ( $1 \times 1 \times 1$  км<sup>3</sup>) пространственную решетку фотоприемников, погруженных на глубину около 5 км в океане. Расстояние между регистрирующими элементами — фотоприемниками — не должно сколько-нибудь превышать длину оптической прозрачности

воды для видимой и ближней ультрафиолетовой части спектра. Слой воды над установкой служит защитой от мюонов космических лучей.

Г.А. Аскарьян и Б.А. Долгошин [24, 25] и независимо Боэн [26, 27] предложили акустический метод регистрации сверхвысокоэнергетических нейтрино ( $E_\nu > 10^7$  ТэВ). Этот метод основан на акустическом детектировании частиц, выдвинутом Г.А. Аскарьяном еще в 1957 г. [26, 27]. Решетку оптических приемников предлагалось заменить более дешевой решеткой акустических приемников (гидрофонов), тем более что гидрофонов может оказаться значительно меньше, чем фотоприемников, так как акустическая прозрачность воды больше ее оптической прозрачности.

Суть метода акустической регистрации сверхвысокоэнергетических нейтрино состоит в следующем. Ядерно-электромагнитный каскад, порождаемый взаимодействием нейтрино с веществом детектора, сопровождается быстрым (практически мгновенным) нагреванием воды в узком канале вдоль оси каскада. Это вызывает расширение объема жидкости в канале и приводит к возникновению импульса давления, распространяющегося в воде перпендикулярно оси каскада (ливня).

При очень высоких энергиях, как показывают оценки, в окрестности оси ливня формируется узкий (несколько см) идлинный ( $L \approx 10$  м) пучок частиц. Нагревание среды в области действия пучка происходит за счет ионизационных потерь электронов ливня, замедлившихся до энергии ниже критической. Таким образом, в области поглощения электронов ливня образуется цилиндрический терморадиационный источник звука. Его радиус (радиус нагретой части канала) определяется распределением электронов по поперечному сечению канала. Длина составляет

$$L = \left( \ln \frac{E_h}{E_{kp}} \right)^{1/2},$$

где  $E_h$  — энергия ливня (адронов, дающих начало ливню),  $E_{kp} = 73$  МэВ — критическая энергия электрона,  $L$  — выражена в метрах.

В большом цикле работ, посвященных акустической регистрации высокоэнергетических частиц (проекту ДЮМАНД), их авторы анализируют параметры звукового поля в ближней зоне, образующегося в воде электромагнитного каскада — терморадиационного источника звука [24 — 27, 90]. Используя уравнение терморадиационной генерации звука в жидкости и рассчитывая различными способами функцию энерговыделения, получают форму и амплитуду радиационно-акустического импульса. Временная зависимость функции  $Q(r, t)$  всегда принимается в виде  **$\delta(t)$ -функции**, ибо время образования электромагнитного каскада много меньше других характерных "акустических" времен, а пространственная зависимость определяется на основе некоторых аппроксимаций или различных прямых вычислений плотности выделения энергии в каскаде. Например, в работе [91] приводится следующее выражение для вычисления амплитуды радиационно-акустического сигнала в морской воде:

$$p_{\max} = \frac{0,44\varphi(r)E_h}{\sqrt{r}E_0},$$

где  $p_{\max}$  — звуковое давление (в паскалях),  $E_h$  — энергия частицы (в эВ)

$E_0 = 10^{18}$  эВ,  $r$  — расстояние от оси канала (в метрах). Фактор  $\varphi(r)$  учитывает отклонение закона затухания звукового сигнала от цилиндрического закона ( $r^{1/2}$ ) и для  $r = 50, 100, 250$  и  $500$  М соответственно  $\varphi(r) = 1,0; 0,95; 0,28$  и  $0,12$ . Для частицы с энергией  $E_n = 10^{17}$  эВ на расстоянии  $100$  м от оси каскада амплитуда акустического сигнала равна  $p_{\max} = 4 \cdot 10^{-3}$  Па. Форма акустического сигнала и его максимальная амплитуда в действительности будут зависеть от особенностей ионизационных потерь в канале ядерно-электромагнитного ливня, т.е. от вида функции распределения, описывающей энерговыделение.

Чтобы зарегистрировать акустический сигнал от ливня в океане, важно знать не только амплитуду и форму сигнала (его спектр) и величину затухания звука при его распространении, но также характеристики помех — спектральный состав окружающих шумов в океане. Все это приводит к необходимости определения оптимальной полосы частот приема радиационно-акустического сигнала. Затухание звука уменьшается при уменьшении частоты (другими словами, растет длина поглощения звука), но зато с понижением частоты, как известно, растет и уровень окружающих шумов — помех в океане. Поэтому в большинстве работ, так или иначе связанных с проектом ДЮМАНД, приводятся оценки величины эффективного звукового давления либо в некоторой оптимальной полосе частот, либо на фиксированной (оптимальной) частоте.

**5.3. Нейтрино для геоакустики. Проект ГЕНИУС.** Примером будущих применений новых поколений мощных ускорителей может служить возможное использование пучков нейтрино высоких энергий в геофизике и, в частности, в геоакустике. Здесь нейтрино, образно говоря, могут сыграть такую же роль, какую играют рентгеновские лучи в медицине и неразрушающем контроле.

В самых общих чертах схема геофизического применения нейтринных пучков выглядит следующим образом [30, 31]. Пучок высокоэнергетических нейтрино, сформированный на ускорителе, нацеливается в заданном направлении и проходит значительное расстояние (сотни и тысячи километров) в Земле. По мере распространения пучок генерирует вторичные излучения: мюонное, радио и акустическое.

Зондом могут служить сами нейтрино: поглощение нейтрино на его пути может служить мерой количества вещества на пути нейтрино. Вторичные излучения в этом случае служат для детектирования нейтринного пучка и измерения его параметров. В других случаях нейтринный пучок может использоваться лишь как источник вторичных излучений, которые по мере распространения "отбирают" информацию о характеристиках Земли. Реализация геоакустических (как и геофизических) применений нейтринных пучков требует выполнения противоречивых требований: проникающая способность нейтрино должна сочетаться с сильным взаимодействием нейтрино с веществом, так как нейтринный пучок должен выполнять роль достаточно мощного терморадиационного источника звука. Как показали расчеты, эти условия могут быть выполнены для пучков нейтрино с энергией  $> 10$  ТэВ и выше. При этих энергиях нейтринный пучок, созданный ускорителем, является узким, остронаправленным, что обеспечивает достаточно высокую объемную плотность выделившейся при его взаимодействии с веществом энергии и создает условия эффективной генерации звука в грунте или в воде.

Итак, когда мы говорим о нейтрино для геоакустики, речь идет, конечно, только об идеях, которые пока еще представляются фантастическими, и сегодня можно говорить только о проектах и прогнозах, ориентированных на ускорители следующих поколений. Более того, явления, происходящие при таких энергиях, в настоящее время доступны лишь в экспериментах с космическими лучами (о чем шла речь выше в предыдущем разделе) и в значительной степени требуют изучения.

А. Раджула, С. Глэшоу, Р. Вильсон и Г. Шарпак, предложившие идею использования для геологических исследований термоакустического сигнала, генерируемого нейтринным пучком в горных породах, по-видимому, первыми выполнили оценки параметров протонного ускорителя, необходимого для создания нейтринного пучка и генерируемого им акустического сигнала [30]. Эти оценки они положили в основу выдвинутого ими проекта ГЕНИУС. Ими рассмотрены возможности создания циклического ускорителя на энергии протонов  $E_p = 3 - 20$  ТэВ, который получил название "Геотрон" в отличие от ускорителя протонов на энергию  $E_p = 1$  ТэВ, получившего название "Теватрон", поскольку в этом последнем случае речь идет о новом поколении ускорителей на энергии, исчисляемые в терраэлектронвольтах.

Таким образом, проект ГЕНИУС может служить вторым примером грандиозного проекта в области физики высоких энергий и радиационной акустики. Первым можно считать проект ДЮМАНД.

Если для протонного ускорителя на энергию  $E_p = 1$  ТэВ знаменательным явилось то, что эта машина каждые несколько минут "выбрасывает" примерно  $10^{14}$  протонов с общей кинетической энергией в мегаджоуль, то для "Геотрона" эти параметры оказываются еще более внушительными. Так, например, число протонов в импульсе составляет  $10^{15}$ , а полная энергия  $E = 10^9$  Дж. При использовании самых современных сверхпроводников для создания магнитной системы ускорителя радиус его кольцевого вакуумного канала при энергии протонов  $E_p = 10$  ТэВ оказывается примерно равным 6 км, а при энергии  $E_p = 20$  ТэВ — соответственно 12 км. Весьма важным параметром ускорителя служит мощность синхротронного излучения, которую авторы [32] оценивают соответственно в 16 и 64 кВт. Для того чтобы обезопасить окружающих от синхротронного излучения, авторы [30] обсуждают в качестве одной из возможностей размещение кольцевой камеры протонного ускорителя на энергии  $E = 10 - 20$  ТэВ в море.

В нейтринной геоакустической разведке полезных ископаемых источником акустических волн служит нейтринный пучок, распространяющийся глубоко в Земле, а прием звука должен осуществляться антенной из геофонов на ее поверхности или гидрофонов, если измерения акустических сигналов ведутся в море.

Что касается параметров пучка нейтрино, то оценки показывают, что для ускорителя на энергию протонов  $E_p = 10$  ТэВ диаметр нейтринного пучка на расстоянии 1000 км от ускорителя составит около 10 м, а лоток нейтрино в пучке —  $10^{10}$  нейтрино/ $m^2$ . Амплитуда звукового давления на расстоянии 1000 м от оси пучка  $10^{-5}$  Па, а оптимальная полоса частот лежит в области  $f \approx 100$  Гц.

Амплитуда сигнала оказывается очень малой. Однако принципиальной с точки зрения приема сигнала является величина отношения сигнал—помеха.

Уровень помех — сейсмических шумов или шумов океана, если речь идет о гидроакустическом приеме, — в области характерных частот ( $f \sim 100$  Гц) может оказаться примерно на пять порядков выше уровня сигнала и тем не менее прием сигнала в этих условиях может оказаться не безнадежным. Помехоустойчивость можно увеличить, пользуясь решеткой-антенной с большим числом приемников. Если помеха на приемниках антенны некоррелирована и, напротив, сигнал на всех приемниках антенны коррелирован, то помехоустойчивость приема растет прямо пропорционально  $n^{1/2}$ , где  $n$  — число приемников в антенне. Далее, для повышения помехоустойчивости приема можно использовать когерентное накопление сигнала, поскольку положение источника звука и приемной антенны фиксировано и время накопления может быть выбрано достаточно большим. В частности, этому способствовало бы использование при создании "Геотрона" вместо циклического протонного ускорителя пионного линейного ускорителя. Это позволило бы увеличить частоту повторения нейтринных (геоакустических) импульсов.

## 6. Заключение

Прежде всего можно констатировать, что теоретические и экспериментальные исследования терморадиационного механизма генерации звука проникающим излучением в конденсированной среде оказались к настоящему времени довольно продвинутыми. Изучены процессы генерации при непрерывном (модулированном) и импульсном воздействии проникающего излучения на вещество. Установлены основные закономерности формирования акустических сигналов и выяснены связи характеристик этих сигналов с параметрами радиации, а также с термодинамическими, акустическими и радиационными свойствами вещества. Теория терморадиационной генерации звука в конденсированной среде получила убедительное экспериментальное подтверждение, что делает возможным обоснованный выбор источников проникающего излучения при решении практических задач, таких, как радиационно-акустическая микроскопия и визуализация, применение радиационно-акустических эффектов в неразрушающем контроле и др. Открываются перспективы осуществления грандиозных и, быть может, с современных позиций даже фантастических проектов в нейтринной астрофизике — проект ДЮМАНД — и в нейтринной геоакустике — проект ГЕНИУС. Радиационное возбуждение звука может оказаться полезным и в других, казалось бы, необычайных ситуациях: например, для возбуждения акустических сигналов в космических телах с помощью лазерного излучения с Земли или пучков проникающего излучения с космических платформ, создания вертикальных гидроакустических антенн в океане с эффективной высотой в несколько десятков метров (если использовать лазерное излучение в сине-зеленой области света) или протяженных антенн длиной в десятки и сотни километров (с помощью пучков нейтрино) — задачи не имеющие простых технических решений при использовании традиционных излучателей.

Резюмируя, следует, однако, подчеркнуть, что речь практически всюду шла о линейной теории, которая, как можно было видеть, позволяет описать радиационно-акустические эффекты, когда интенсивность проникающего излучения, а точнее, плотность выделившейся в веществе энергии проникающего излучения невелика. Лишь в отдельных случаях, когда речь шла о радиационных эффектах, возникающих при действии тяжелых частиц, осколков деления или  **$\delta$ -электронов**, говорилось о нелинейных механизмах радиаци-

онной генерации звука. Явление же взаимодействия проникающего излучения с веществом, вообще говоря, по природе своей нелинейно. И с этих позиций и теория, и эксперимент (практические применения выводов линейной теории) ограничены рамками малых возмущений (малых интенсивностей). Во-вторых, даже в рамках линейной теории рассмотрены лишь сравнительно простые ситуации. Если говорить о терморадиационной генерации звука в твердом теле, то рассмотрена лишь простейшая модель изотропного упругого тела. На практике приходится иметь дело с телами сложной структуры такими, как полупроводники, пьезоэлектрики и сегнетоэлектрики, ферромагнетики и др., в которых важно учитывать в процессе генерации звука взаимодействие проникающего излучения с разными подсистемами: решеткой, электронно-дырочной, спиновой и др., так же как и взаимодействие этих подсистем в сложных твердотельных структурах.

Широкие перспективы для создания новых технологий могут открыть исследования нелинейных радиационно-акустических эффектов. Нелинейные акустические эффекты возникают в веществе уже тогда, когда еще не происходит изменения агрегатного состояния вещества и не наблюдается фазовых переходов, но скорость расширения объема вещества, поглотившего проникающее излучение, довольно велика. Участок среды в этом случае "работает" как источник волн конечной амплитуды, которые, в свою очередь, могут трансформироваться в ударные волны. Под действием этих ударных волн могут изменяться механические, физические и химические свойства вещества, что может быть использовано в новых технологиях. При действии мощного проникающего излучения на вещество в условиях, когда возникают фазовые переходы, возможны автоколебательные процессы [92], может происходить испарение вещества или, например, оптический пробой под действием мощного лазерного излучения и могут образовываться ударные и звуковые волны гигантской амплитуды с параметрами, недостижимыми традиционными способами.

Источники мощной радиации уже разработаны или разрабатываются, нередко, к сожалению, для использования в лучевом и пучковом оружии, как об этом свидетельствует опубликованный обзор американских физиков [93]. Будем надеяться, что эти источники никогда не будут использованы по "прямому" назначению, а найдут применение в мирных целях, в том числе в радиационно-акустических технологиях.

Выражаю глубокую благодарность Ю.В. Гуляеву за дискуссии, стимулировавшие написание этой статьи, и Г.А. Аскарьяну за полезные замечания при ее подготовке к печати.

#### *Примечания при корректуре:*

1. Недавно появились сообщения (см.: *Amaldi U., de Boer W., Furstenau H.*// *Phys. Lett. B.* 1991. V. 260. P. 447; *Dimoklos S., Raby S.A., Wilczek F.*// *Phys. Today.* 1991. V. 44, No. 10. P. 25) о том, что полученные в последнее время результаты очень точных измерений поддерживают предсказания о минимальной суперсимметрической SU(5) модели, которая объединяет электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия. Ожидается, что такое "объединение", если оно существует, должно наблюдаться при энергиях  $E \gtrsim 10^{19}$  МэВ.

2. В отличие от [6], где обсуждался вопрос о звукообразовании при возникновении пузырьков на треках частиц в метастабильных средах, в работах [7, 8] рассмотрены локальные нагревы, возникающие на треках частиц в плотных стабильных средах и рождающие звуковые импульсы, а также пузырьки, генерирующие гиперзвуковые волны. Там же предложена акустическая регистрация частиц. Отмечены возможности проявления гиперзвуковых импульсов в радиобиологическом взаимодействии радиации на клетки, хромосомы (как часть деструктивного воздействия).

3. Такая аппроксимация весьма приближена хотя бы потому, что диаметр (радиус) ядерно-электрон-фотонного ливня растет по мере развития ливня.

4. Когда настоящий обзор уже находился в печати, появилось сообщение (см.: *Борисов А.Б., Васильков А.В., Волоцкий А.Е. и др.*//ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 1121) о регистрации акустического сигнала от пучка мюонов на нейтринном канале ускорителя У-70 Института физики высоких энергий. Авторы изучали акустические сигналы от потока мюонов в мюонном фильтре нейтринного канала. Приведены результаты измерений сигнала и теоретические оценки, основанные на терморадиационном механизме генерации звука. Отмечается удовлетворительное совпадение экспериментальных и теоретических результатов, что свидетельствует о доминирующем вкладе терморадиационного механизма. Рассмотрены возможности использования радиационно-акустического метода для дистанционного определения характеристик пучков частиц на ускорителе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Roentgen W.S./Phil. Mag. 1881. V. И. №. 68. Pp. 308 — 311.
- 2. Bell A.G./Ibidem. No. 71. Pp. 510 — 528.
- 3. См.: Тиндель Д. Звук. — М.: ГИЗ, 1922.
- 4. Каганов М.И., Либшиц И.М., Танагпиров Л.В./ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 232.
- 5. Buckingham M.J./Proc. Phys. Soc. 1953. V. 66. P. 601.
- 6. Closer D.A., Rohm D.C./Phys. Rev. 1955. V. 97. P. 474.
- 7. Аскарьян Г.А./АЭ. 1957. Т. 3. С. 152.
- 8. Аскарьян Г.А./ЖТФ. 1959. Т. 29. С. 267.
- 9. White R.M./J Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 2123.
- 10. Graham R.A., Hatchison R.E./Appl. Phys. Lett. 1967. V. 11. P. 69.
- [11] Beron B.L., Hofstadter R./Ibidem. 1969. V. 23. P. 184.0
- 12. Залюбовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. — Киев: Вища школа, 1986.
- 13. Лямшев Л.М., Челноков Б.И./Акуст. ж. 1983. Т. 29. С. 372.
- 14. Лямшев Л.М., Челноков Б.И./Радиационная акустика / Отв. ред. Л.М. Лямшев. — М.: Наука, 1987. — С. 58.
- 15. Perry F.S./Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. P. 408.
- 16. Busse G., Rosencweig A./Ibidem. 1980. V. 36. P. 815.
- 17. Brundis E., Rosencweig A./Ibidem. V. 37. P. 98.
- 18. Cargill G./Nature. 1980. V. 286. P. 691.
- 19. Corgill G./Phys. Today. 1981. V. 34, No. 10. P. 27.
- 20. Морозов А.И., Раевский В.Ю./Зарубеж. электрон, техника. 1982. № 2. С. 47.
- [21] Лямшев Л.М., Челноков Б.И./Акуст. ж. 1984. Т. 30. С. 564.
- 22. Лямшев Л.М., Челноков Б.И./Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Взаимодействие ультразвука с биологической средой". — М.: АКИН АН СССР, 1983. — С. 65.
- 23. Березинский В.С./Природа. 1976. № 11. С. 28.
- 24. Аскарьян Г.А., Долгошин Б.А./Препринт ФИАН № 160. — М., 1976.
- 25. Аскарьян Г.А., Долгошин Б.А./Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 232.
- 26. Bowen T.G./Proc. of 1976 DUMAND Summer Workshop. Honolulu, Sept. 6 — 19. — Batavia, USA, FNAL, 1977. — P. 523.
- 27. Bowen T./15th Intern. Cosmic Ray Conference. Plovdiv, Bulgaria, 1977. — Sofia, 1977. — V. 6. P. 277.
- 28. Березинский В.С., Зацепин Г.Т./УФН. 1977. Т. 122. С. 3.
- 29. Лямшев Л.М., Фурдуев А.В., Челноков Б.И., Яковлев В.И./Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 709.
- 30. Rujula A., Glashow S., Wilson R., Charpak G./Preprint HUTP-83/A019. — Stanford, 1983.
- [31] Царев В.А., Чечин В.А./Нейтрино для геофизики. — М.: Знание, 1985. — (Сер. "Физика". № 12).
- 32. Lyamsnev L.M./J. de Phys. 1990. Т. 51. Col. C2, Suppl. Nr 2. C2-1.
- 33. Лямшев Л.М., Челноков Б.И./[14]. — С. 58.
- 34. Экспериментальная ядерная физика/Ред. Э. Сегре. — Т. 1. — М.: ИЛ, 1955.
- 35. Gournay L.S./J. Acoust. Soc. Am. 1966. V. 40. P. 1322.
- 36. Chia-Lun Hu/Ibidem. 1969. V. 46. P. 728.
- 37. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. — М.: Наука, 1989.
- 38. Божков А.И., Бункин Ф.В., Коломенский А.А., Маляровский А.И., Михалевич В.Г./Тр. ФИАН. 1984. Т. 56. С. 123.
- 39. Лямшев Л.М., Седов Л.В./Акуст. ж. 1979. Т. 25. С. 906.
- 40. Божков А.И., Бункин Ф.В., Коломенский А.А. и др./Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1313.
- [41] Askarjan G.A., Dolgoshein B.A., Kalinovsky A.N., Mokhov N.V./Nucl. Instrum. and Met. 1979. V. 164. P. 267.
- 42. Лямшев Л.М./Тр. IX Всесоюзной акустической конференции. Сб. пленарных докладов. — М.: АКИН АН СССР, 1977. — С. 5.
- 43. Muir T.O., Culbertson C.R., Lynch J.R./J. Acoust. Soc. Am. 1976. V. 59. P. 735.

44. Hutcheson L., Roth O., Barnes F.// Records of 11th Symposium on Electron, Ion, and laser Beams Technology. — Boulder, Col., 1971. — Р. 413.
45. Косоев С.Г., Лямшев Л.М.// Акуст. ж. 1977. Т. 23. С. 534.
46. Aindow A.M., Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B.// J. Acoust. Soc. Am. 1981. V. 69. Р. 449.
47. Kirn K.Y., Sachse W.// Proc. of 1983 IEEE Ultrasonics Symposium. 1983. — Р. 677.
48. Kirn K.Y., Sachse W.// J. Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. Р. 1099.
49. Sachse W., Kirn K.Y., Pierce V.P.// IEEE Trans. Ulstrason., Ferroelast. and Frequency Control. 1986. V. UFFC-33. Р. 546.
50. Данильченко И.А., Лбов И.Е. и др.// [14]. — С. 51.
- [51] Hunter S.D., Jones W.V.// J. Acoust. Soc. Am. 1981. V. 69. Р. 1557,
52. Sulak L.R.// AJP Conf. Proc. on 1/Mig-Distance Neutrino Detection. — New York, 1979. — Р. 85.
53. Аскарьян Г.А., Долгошин Б.А.// Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 617.
54. Воловик В.Д., Попов Г.Ф.// Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 61.
55. Голубничий П.И., Калюжный Г.С., Корчиков С.Д.// Ibidem. 1981. Т. 7. С. 272.
56. Голубничий П.И., Калюжный Г.С., Никольский В.И., Яковлев В.И.// Кр. сообщ. физ., ФИАН. 1978. №8. С. 19.
57. Sulak L., Armstrong T., Baranger H. et al.// Nucl. Instrum. and Meth. 1979. V. 161. Р. 203.
58. Боршковский И.А., Воловик В.Д.// Изв. вузов. Сер. "Физика". 1973. № 10. С. 72.
59. Боршковский И.А., Воловик В.Д., Лазурек-Эльцуфин В.Т.// ИМТФ. 1975. №2. С. 138.
60. Боршковский И.А., Воловик В.Д. и др.// Письма ЖЭТФ. 1971. № 13. С. 546.
- [61] Боршковский И.А., Воловик В.Д., Гришаев И.А. и др.// ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 1337.
62. Балицкий В.А., Букреев В.В., Калюжный Г.С., Царев В.А.// Препринт ФИАН. № 138. — Москва, 1988.
63. Балицкий В.А., Городецкий В.С., Лямшев Л.М. и др.// Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 694.
64. Вайсбурд Д.И., Семин Е.Н. и др. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. — Новосибирск: Наука, СО АН СССР, 1982.
65. Олешико В.И., Штанько Н.Ф.// ЖТФ. 1987. Т. 37. С. 1857.
66. Малугин В.А., Манукин А.В.// Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 9. С. 819.
67. Adlene D., Pranevesins E., Ragaiscas A.// Nucl. Instr. and Meth. 1982. V. 209 — 210. Р. 357.
68. Satkewicz P.O., Murphy J.S. et al.// Reviews of Progress In Quantitative Nondestructive Evaluation. — New York; Ixmdon: Plenum Press, 1986. — N 54. Р. 455.
69. Гольданский В.И., Ланцбург Е.Я., Ямпольский Н.А.// Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 21. С. 365.
70. Аношин А.И.// ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 2186.
- [71] Воловик В.Д., Попов Г.Ф.// Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 601.
72. Воловик В.Д., Петренко В.В., Попов Г.Ф.// Ibidem. 1977. Т. 3. С. 459.
73. Воловик В.Д., Калиниченко А.И., Лазурек В.Т., Попов Г.Ф.// ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 1343.
74. Marietti P., Sette D., Wanderling F.// J. Acoust. Soc. Am. 1969. V. 45. Р. 515.
75. Голубничий П.И., Кубленко В.Г., Яковлев В.И.// Акуст. ж. 1985. Т. 31. С. 709.
76. Ахиезер И.А., Лазурек-Эльцуфин В.Т.// ЖТФ. 1972. Т. 63. С. 1776.
77. Насонов Н.Н.// Укр. физ. ж. 1982. Т. 27. С. 1957.
78. Каганова И.М., Каганов М.И.// ФТТ. 1973. Т. 15. С. 2119.
79. Боршковский И.А., Воловик В.Д.// Изв. вузов. Сер. "Физика". 1973. № 10(137). С. 72.
80. Павлов В.И., Сухоруков А.П.// УФН. 1985. Т. 147. С. 83.
- [81] Аскарьян Г.А., Долгошин Б.А.// Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 617.
82. Бункин Ф.В., Трибельский М.И.// УФН. 1980. Т. 130. С. 193.
83. Воловик В.Д., Иванов С.И.// ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 1789.
84. Лямшев Л.М.// УФН. 1981. Т. 135. С. 637.
85. Лямшев Л.М., Наугольных К.А.// Акуст. ж. 1981. Т. 27. С. 641.
86. Tateno Я., Ono T. et al.// Proc. of the 6th Symposium on Ultrasonic Electronics. Tokyo, 1985. — J. Japan. Appl. Phys. 1986. V. 25. Suppl. 25 — 1. Р. 188.
87. Satkewicz P.O., Murphy J.S. et al.// [68]. — Р. 455.
88. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л. и др. Астрофизика космических лучей. — М.: Наука, 1984.
89. Markov M.A.// Proc. of the 10th Intern. Conference on High-energy Physics. — Rochester, England, 1960. — Р. 579.
90. Воловик В.Д., Калиниченко А.И., Лазурек В.Т., Попов Г.Ф.// Письма ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 611.
- [91] Askarjan G.A., Dolgoshein B.A., Kalinowsky A.N., Mokhov N.V.// Nucl. Instr. and Meth. 1979. V. 164. Р. 267.
92. Селищев С.В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии на материалы. — Диссертация ...докт. физ.-мат. наук. — Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1988.
93. Доклад Американскому Физическому обществу экспертизы трупной о научных и технических аспектах пучкового оружия//УФН. 1988. Т. 155. С. 559.