

УЛЬТРАЗВУК

*Е. Гидеман, Кельн**

Содержание:

I. Обзор

II. Экспериментальные методы

А. Ультраакустические излучатели и приемники

1. Ультраакустические излучатели
2. Ультраакустические приемники

В. Методы исследования звукового поля (изучение распределения направления и интенсивности, скорости звука, поглощения)

1. Исследование поля при помощи приемников
2. Получение изображения звукового поля механическими методами
3. Оптические методы
4. Ультраакустический интерферометр
5. Измерения поглощения

III. Распространение ультразвука

1. Распространение и дифракция ультразвука в трехмерной среде
2. Проницаемость и отражательная способность границ раздела
3. Колебющиеся кристаллы и пластинки

IV. Скорость звука и поглощение звука

1. Дисперсия и поглощение в многоатомных газах
2. Скорость звука в жидкостях

V. Действия ультразвуковых волн

1. Образование и действие пузырьков газа
2. Кавитации
3. Механические эффекты
4. Коагуляционные явления в аэрозолях
5. Тепловые действия

Указатель литературы

I. обзор

Под ультразвуком понимают звуковые волны, частота которых лежит выше предела слышимости. Первоначальные ультразвуковые исследования возникали под влиянием различных интересов. В первых ультразвуковых работах Кенига²²⁰ и Эдельманна⁹⁷

* E. Hiedemann, Ergebnisse d. exakten Naturwiss., Bd. 14, Berlin, 1935. Перевод с небольшими дополнениями выполнен Н. Н. Маловым.

преследовалась цель — получить ультраакустические волны, связанная, кроме того, с физиологической проблемой (Эдельманн), а именно — определением верхней границы слышимости. Работы, предложенные Лебелевым⁴² и побудившие Мартенса заняться разработкой усовершенствованных ультраакустических источников, преследовали чисто физические цели. Катастрофа с „Титаником“ способствовала тому, что Ричардсон³⁰⁸ обнаружил возможность нахождения айсбергов при помощи ультразвуков, а также выяснил значение ультразвуков для подводной сигнализации. Во время мировой войны ультраакустическая техника приобрела военное значение (обнаружение подводных лодок); работы в этом направлении были начаты Шиловским и развиты Линжевенем^{226—230}. Бойль, которому мы также обязаны развитием подводной сигнализации при помощи ультразвука, произвел после войны большое количество ультраакустических исследований, преследовавших чисто физические цели (изучение распространения ультразвука, направленности, звукопроницаемости, дифракционных явлений, скорости звука, кавитаций). Исследования Вуда и Лумиса^{374—377} привлекли внимание к химическим и биологическим действиям ультразвука, систематическое изучение которых продолжается в настоящее время. Сконструированный Пирсом^{274—277} ультраакустический интерферометр, позволивший получить высокую точность определений скорости распространения звука, привел к открытию дисперсии звука в многоатомных газах. Теоретические и экспериментальные работы, посвященные дисперсии звука, доказали значение ультразвука для молекулярной физики. Открытое Дебаем и Сирсом⁹³, а также Люка и Бикаром^{238, 239} действие ультразвуковых волн как дифракционной решетки для света привело к развитию совершенно новой экспериментальной методики — оптической методики, которая еще не разработана до конца, но принесла уже весьма ценные результаты.

Таким образом, ультразвуки применяются в столь разнообразных областях, что подробный обзор всех их невозможен в рамках небольшой статьи (ср. обзоры^{132, 393, 407}). Но для всех областей применения ультразвука большой интерес представляет экспериментальная методика; поэтому она будет рассмотрена наиболее подробно. При этом особое внимание будет уделено новым оптическим методам. Из важных физических результатов, полученных при ультраакустических исследованиях, детальнее всего будет рассмотрено явление дисперсии, являющееся наиболее важным. Что же касается действий и технических применений ультразвука, то из них будут кратко освещены только наиболее существенные.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ, ПРИМЕНЯЮЩИЕСЯ ПРИ РАБОТЕ С УЛЬТРАЗВУКОМ

а) Ультраакустические излучатели и приемники

1. Ультраакустические излучатели. Для получения ультразвука применяются, главным образом, пьезоэлектрические

излучатели. Но могут применяться также и аппараты, используемые в области акустики слышимых звуков.

Механические излучатели. Существенное Кенигом²²⁰ возбуждение звука с частотой до 90 килогерц имеет в настоящее время лишь исторический интерес. Возбуждение продольных колебаний стержней механическим путем также не имеет практического значения в области ультразвука, хотя в последнее время Гольцманн¹⁷¹, по предложению Альтберга⁵, разработал метод, позволяющий получать весьма значительную звуковую энергию при частотах в 35 килогерц, при чем постоянство частоты сохраняется с точностью до 2⁰%. Сконструированный Эдельманном свисток Гальтона (особенно в первой ультразвуковой октаве) сохранил свое значение до настоящего времени, так как обращение с ним чрезвычайно несложно, энергия, даваемая им, для многих целей вполне достаточна и, при надлежащих предосторожностях, сохраняет постоянство, обеспечивающее производство целого ряда исследований. Свисток Гальтона применим, главным образом, в тех случаях, когда интересуются переходом из слышимой области в область ультразвука, т. е. для определения верхней границы слышимости и примыкающих к этому исследованию экспериментов. При особо благоприятных условиях Эдельманну удавалось получить частоту до 170 kHz, но как среднее значение верхней границы свистка Гальтона Эдельманн указывает 100 kHz.

Большая звуковая энергия (в широкой области частот) может быть получена при помощи излучателя со струей воздуха, предложенного Гартманном^{138—141}. Гартманн использовал струю воздуха, выходящую из сопла со скоростью, превышающей скорость звука; в согласии с известными исследованиями Приндтля при этом вдоль струи возникают периодические изменения давления. Если поместить подходящий резонатор в область повышенного давления, то он приходит в очень интенсивные колебания. Применяя резонаторы различной величины, удается таким образом получать частоты от нескольких герц до многих сотен килогерц. Благодаря большой мощности, даваемой излучателем Гартманна, он особенно пригоден для исследований, требующих больших интенсивностей ультразвука в воздухе. По последним данным Гартманну удалось получить при 8 kHz акустическую мощность в 0,5 — 1кВт; при 15 kHz, мощность составляла около 150 W (оба значения даны для воздуха).

Гопфильд¹⁷² показал, что очень слабые ультразвуки (см. также⁸⁶) могут быть получены при соударении двух струй газа, выходящих из различных сопел, расположенных под некоторым углом. При использовании двойного сопла с водяной струей, благодаря поверхностному натяжению образуются колеблющиеся капли, причем одновременно струя издает слабый тон высокой частоты. Такеучи и Сато³⁵⁴ кратко указали, что им удалось получить высокочастотный звук большой мощности при помощи сирен; этот звук предназначался для тайной военной сигнализации.

Термические излучатели. Если через дугу постоянного тока пропускать одновременно переменный ток, то благодаря нало-

жению токов будут возникать колебания силы тока, а также давления. Таким образом дуга издает звук с частотой, равной частоте переменного тока. Если амплитуда переменного тока превосходит силу постоянного тока, то частота звука удваивается. Палаиологос²⁶¹, по предложению Мартенса, осуществил подобное устройство. Он пользовался для получения переменного тока ламповым генератором и достиг частот в 2000 kHz.

Альтберг⁴, по предложению Лебедева²⁸², уже давно получал ультразвуки с частотой около 300 kHz, при помощи искрового промежутка в затухающем колебательном контуре. Его аппаратура была позже использована Неклепаевым²⁵⁶ для измерений поглощения звука, хотя в это же время Дикманн⁹⁴, по предложению Мартенса, усовершенствовал этот метод получения звука, воспользовавшись паульсеновским дуговым генератором.

Электрические излучатели. Из электроакустических аппаратов, применяющихся в области слышимых частот, для создания ультразвуков могут быть использованы лишь немногие, так как у большей части аппаратов собственные частоты не могут быть достаточно увеличены, либо же электрические потери слишком возрастают при увеличении частоты. Однако Мюльверт²⁵⁵ сконструировал электродинамический излучатель — ленточный телефон, применимый до 200 kHz; ничтожная мощность излучения (около 0,02 W) делает этот излучатель пригодным лишь в небольшом числе специальных исследований. Другие электрические излучатели, применяющиеся при подводной сигнализации, и дающие частоты, лежащие вблизи слышимых частот, описаны в специальной литературе^{225, 241, 337}.

Клаус⁸⁰ показал, что под действием переменного электрического поля жидкости могут колебаться; он предложил использовать высокочастотные механические колебания поверхности ртути для ультразвуковых исследований. Однако до настоящего времени из электрических излучателей имеют значение лишь магнитострикционные и пьезоэлектрические.

Магнитострикционные излучатели. Блэком³⁵, Ирсом^{275—277} и Винцентом^{364—368} были предложены магнитострикционные излучатели, имеющие практическое значение; все они используют, как известно, деформацию магнитных тел в магнитном поле, так называемую магнитострикцию (см. также^{335, 386, 388}). Для ультразвуковых излучателей применяются стержни или трубки из ферромагнитных материалов, которые под действием переменного магнитного поля приводятся в колебания по их длине. Кроме того, часто применяется подмагничивание, имеющее значение, во-первых, для исключения возможности удвоения частоты (как известно, магнитострикционный эффект не изменяет знака при перемене направления поля), во-вторых — для создания наиболее благоприятных условий для получения максимальных амплитуд, т. е. для выбора подходящей рабочей точки на кривой магнитострикции. Разумеется, необходимо добиваться резонанса между возбуждающим переменным полем и собственной частотой механических колебаний стержня, т. е. воз-

буждать стержень на его собственной частоте, лучше всего на основной частоте ⁴⁰⁸. Для улучшения излучения звука на концы магнитострикцирующего стержня помещаются пластинки, имеющие значительное сечение; толщина их должна быть достаточна для того, чтобы они могли колебаться как поршневая мембрана. Для возбуждения может применяться генераторная или резонаторная схема ⁷². В излучателе Пирса стержень частично помещен внутрь катушки колебательного контура лампового генератора, частично же в катушку обратной связи. Благодаря обратному магнитострикционному эффекту (изменение интенсивности намагничивания при упругих деформациях) возникает самовозбуждение колебаний.

Благодаря простоте и дешевизне изготовления магнитострикционных стержней, Пирс предложил использовать их в качестве эталонов частоты, особенно в области нескольких десятков килогерц, где применение пьезоэлектрических резонаторов не только дорого, но и весьма затруднительно. Согласно детальным исследованиям Гибе и Блехшмидта ¹²¹ магнитострикционные стержни могут быть использованы в качестве эталонов частоты лишь в тех случаях, когда не требуется исключительно высокой точности. Дело в том, что благодаря изменению модуля упругости (а с ним и собственной частоты) при намагничивании, резонансная кривая стержня оказывается более размытой, чем кварца; кроме того, температурный коэффициент стержней несколько велик.

Магнитострикционные излучатели могут применяться, таким образом, в тех областях, где использование пьезоэлектрических излучателей оказывается слишком дорогим, нецелесообразным или вообще невозможным, т. е. в области слышимых частот и ультразвуков примерно до нескольких десятков килогерц; эта область доступна также свистку Гальтона. Преимущества магнитострикционных излучателей перед свистком Гальтона заключаются в возможности получения значительно большей интенсивности, большего постоянства энергии и частоты, в возможности использования их в жидкостях и легкости создания плоских волн. Подходящие наконечники стержней, колеблющиеся как поршневые мембраны, создают плоскую волну, причем дифракционные явления могут быть сделаны весьма малыми, так как размер наконечника может быть выбран достаточно большим по сравнению с длиной ультразвуковой волны. Кроме того, свисток Гальтона обладает еще одним большим недостатком, а именно, сильным влиянием постоянной струи воздуха.

Пьезоэлектрические излучатели. Как известно, под пьезоэлектрическим эффектом понимают свойство некоторых кристаллов испытывать в электрическом поле механические деформации, объясняемые смещением ионной решетки кристалла. Эти деформации возникают в том случае, если электрическое поле имеет компоненту в направлении некоторой определенной оси, называемой электрической осью кристалла.

Если, например, из кристалла кварца вырезать плоско-парал-

дельную пластинку, ребра которой параллельны электрической (x), оптической (z) и перпендикулярной двум первым оси (y), то при действии электрического поля в направлении оси x возникнет, например, растяжение, сопровождающееся одновременным сжатием в направлении оси y . При изменении направления поля пластинка будет сжиматься в направлении оси x ; в направлении же оси y при этом возникнет растяжение. Если мы создадим переменное поле, направленное по оси x , то кварц придет в механические колебания, частота которых совпадает с частотой переменного поля. Так как резонанс свободно колеблющегося кварца оказывается чрезвычайно острым, то амплитуда колебаний будет значительна лишь при возбуждении кварца на его собственной частоте. На этом принципе основано использование кварца в качестве эталона частоты. Благодаря остроте резонансной кривой, во многих случаях оказывается полезным управлять частотой возбуждающего переменного поля, создаваемого обычно ламповым генератором, при помощи самого же кварца, либо же стабилизировать последним частоту генератора. В первом случае кварц, по предложению Кэди⁷⁸, включается в контур сетки, во втором случае — в анодный контур (схема Пирса). Для ультразвуковых исследований в газах применимы оба включения, хотя схема Пирса используется чаще. Для исследований в жидкостях, где возникает сильное затухание колебаний кварца, эти включения оказываются неприменимыми; в этих случаях приходится приводить кварц в вынужденные колебания.

Простое смачивание кварца маслом вызывает, как показал Соколов, сильное увеличение затухания. Ряд убедительных опытов^{153, 168} доказал резкое сглаживание кривой резонанса при помещении кварца в жидкость.

В газах, при возникновении стоячих волн, обратное действие на кварц может быть столь велико, что колебания его прекратятся. Поэтому, работая в газах, все чаще и чаще используют кварц в качестве резонатора, причем приходится применять ламповый генератор, стабилизированный другим кварцем, настроенным в резонанс с первым.

Кроме того, часто оказывается полезным^{159, 161} применять кварц, снабженный переменным держателем, позволяющим, благодаря изменению воздушного зазора между кварцем и одним из электродов, изменять в небольших пределах частоту кварца; эти изменения определяются по градуировочной кривой.

Для возбуждения ультразвуковых колебаний могут быть использованы как колебания по оси x (колебания по толщине), так и колебания по оси y (колебания по длине). В первом случае применяют круглые или прямоугольные пластинки, вырезанные перпендикулярно электрической оси (x — сечение), либо же пластинки специальной формы, предложенные Штраубелем³⁴⁵. Для этого сечения существуют три собственных колебания, одно из которых происходит в направлении электрической оси, а два других — в плоскости yz ; последние образуют с направлением z углы в 71

и -48° ²⁵⁰. Эти направления являются направлениями максимального и минимального модуля упругости в плоскости уз. Для создания равномерного распределения амплитуд по всей поверхности пластинки приходится выбирать ее размеры так, чтобы радиус в каждом направлении был пропорционален квадратному корню из модуля упругости. По той же причине для получения колебаний по длине применяются кварцевые стерженьки, вырезанные таким образом, что их длина не совпадает с направлением оси y (90° — стерженьки), но образует с осью z угол в 71° (71° — стерженьки). Подобные стерженьки обладают равномерным распределением амплитуд по всей поверхности основания, которая колеблется как поршневая мембрана^{77, 129}. Кроме x — сечения, могут применяться и другие, если только электрическое поле обладает достаточно большой компонентой в направлении оси x .

Пластинки, колеблющиеся по толщине, применяются обычно для частот, превышающих 300 kHz. Можно изготовить подобные пластинки с основной частотой в 50 MHz; при более высоких частотах приходится пользоваться обертонами, либо же переходить на турмалиновые пластинки, основная частота которых может быть доведена до величины 1500 MHz.

Ниже 300 kHz применяются пластинки, колеблющиеся по длине, если только не требуется значительной изучаемой мощности. В случае больших мощностей применяют пластинки, колеблющиеся по толщине, которые оказываются очень большими и толстыми, вследствие чего цена их весьма велика^{376, 113}; для ультразвуковой подводной сигнализации применяется мозаика из кварцевых пластинок одинаковой толщины, приклеенных к двум стальным пластинкам⁴⁹.

Для концентрации ультразвукового пучка, излучаемого пластинкой с большой поверхностью, Грюцмахер предложил воспользоваться сферической пластинкой, вогнутая сторона которой создает сходящийся пучок ультразвуковых лучей, фокус которых легко может быть обнаружен экспериментально; опыты показали, что концентрация пучка позволяет получить увеличение плотности ультразвуковой энергии во много десятков раз³³⁷. Излучение энергии в одном направлении может быть увеличено, если излучатель, находящийся в жидкости, снабдить с противоположной стороны электродом, граничащим с полым или заполненным газом пространством. Здесь используется увеличение коэффициента отражения на границе электрод — газ, благодаря чему улучшается отдача энергии в жидкость с противоположной поверхности излучателя.

2. Ультразвуковые приемники. Механические приемники. Важнейшим механическим приемником, способным одновременно измерить интенсивность количественно, является звуковой радиометр. Как известно, он состоит из крутильных весов, одно плечо которых несет легкий рефлектор; второе плечо нагружено соответствующим противовесом. Если рефлектор расположен перпендикулярно направлению распространения звуковых волн,

которые полностью отражаются от его поверхности, то вращающий момент, создаваемый звуковыми волнами, оказывается пропорциональным звуковому давлению. Угол, на который нужно повернуть головку подвеса, чтобы привести рефлектор в нулевое положение (т. е. перпендикулярно направлению распространения звука) также пропорционален звуковому давлению. Коэффициент отражения пластинки зависит от различия акустических плотностей самой пластинки и окружающей ее среды, а также от толщины пластинки. При увеличении различия в акустических плотностях коэффициент отражения растет. Если толщина пластинки составляет нечетное целое кратное четверти длины волны, то отражение оказывается максимальным. В жидкостях, где различие в акустических плотностях пластинки и окружающей среды сравнительно невелико, приходится заботиться о том, чтобы толщина пластинки была в точности равна одной или нескольким четвертям длины волны (в пластинке). Детальные исследования условий работы звукового радиометра в жидкости принадлежат Бойлю и его сотрудникам^{50, 56—68, 62, 65, 68}; ими же предложены наиболее рациональные формы радиометра. Для использования преимуществ большой разности акустических плотностей Бойль пользовался рефлекторами, состоящих из двух слюдяных пластинок, разделенных воздушным промежутком. Если радиус рефлектора не слишком велик по сравнению с длиной волны, то возникают искажающие дифракционные явления; их приходится либо учитывать, вводя соответствующие поправки, либо же устранять, как предложил Альберг, помещая рефлектор в плоскости отражающей неподвижной стенки. При работе с радиометром возможны ошибки, обусловленные влиянием постоянного тока воздуха, практически всегда исходящего от звукового источника. Недостатком радиометра является также относительно низкая чувствительность его. Поэтому в настоящее время делаются попытки заменить радиометр более совершенными приборами, хотя в первых ультразвуковых работах радиометр широко применялся в качестве измерительного прибора.

Относительные измерения интенсивности звука в жидкости производились Ричардсом^{283—291} при помощи капилляра, к одному из концов которого была припаяна маленькая воронка приблизительно экспоненциальной формы. Воронка помещалась в жидкость, а смещение мениска в капилляре служило мерой интенсивности звука.

Пыльные фигуры до сих пор применяются для доказательства образования стоячих волн. Кренке^{221—223} использовал для этой цели тонкостенные стеклянные трубки, в которых находилось небольшое количество песка. Если частота ультразвуковых волн была близка к собственной частоте трубочки, то последняя приходила в собственные колебания, заметные по интенсивному движению частиц песка.

Ультразвук, модулированный звуковой частотой, может быть обнаружен при помощи простых механических способов. Бойль, Леман и Морган^{59, 60} пользовались манометром, закрытым слюдяной

шайбой и соединенным с телефоном (ультразвук распространился в жидкости).

Немодулированный ультразвук, как показали Яги и Мадсуо³⁸⁰, может быть сделан слышимым при помощи акустического гетеродина. Эти авторы создавали биения между входящим ультразвуком и близкой к нему ультразвуковой частотой, создаваемой гетеродином; разностный тон делался слышимым благодаря выпрямлению его при помощи тонкой стеклянной трубочки.

Ричардсон³⁰⁶ воспользовался механическим действием ультразвуковых волн на тонкую масляную пленку. Он наблюдал интерференционную картину в свете, отраженном от масляной пленки; при прохождении ультразвуковых волн через пленку интерференционная картина изменялась — полосы делались шире.

Тепловые приемники. Во многих работах^{77, 252, 303—307} в качестве приемника была использована подогретая волластоновая проволока, сопротивление которой изменялось под действием ультразвука. Основным преимуществом этого метода являются ничтожные размеры приемника, позволяющие исследовать поле в отдельных его точках. Изменения температуры нагретой проволоки известны по работам Гипеля¹⁶⁹, а также Вегмана с сотрудниками^{118, 119, 123, 251, 254}. Для ультраакустических волн играет большую роль постоянный эффект охлаждения. При этом следует различать два эффекта: узловой и колебательный. Узловой эффект, заметный лишь при слабо подогретых проволоках заключается в изменении сопротивления проволоки, благодаря температурным колебаниям, обусловленным последовательными сжатиями и расширениями, возникающими в стоячих волнах в узлах движения. В случае сильно нагретых проволок превалирует охлаждение, обусловленное движущимися частицами воздуха, которое максимально в пучностях движения (колебательный эффект).

Можно также использовать нагревание благодаря поглощению ультраакустической энергии. Так, Ричардс²⁹² изготовил звукопоглощающий термостолбик, который мог отметить энергию порядка $0,01 \text{ W}$ на см^2 . На этом же эффекте базируется метод Малова²⁴⁴, который исследовал распространение ультразвука в жидкости не по охлаждению нагретой, но по нагреванию холодной проволоочки. Кроме того, Малов применял термоэлемент, давший худшие результаты. Джонсон¹⁸⁹ изготовил путем катодного расплавления висмута и сурьмы на целлюлозу весьма чувствительный термоэлемент, испытанный им при частотах до 5 kHz . Из теоретических расчетов он заключает, что область частот, в которой может быть применен этот термоэлемент, простирается до 300 kHz . Мюллер и Крефт²⁵³ показали, что пламя может быть использовано для выпрямления и выслушивания двух налагающихся ультраакустических волн примерно одинаковой частоты (демонстрация эффекта Допплера).

Электрические приемники. Бойль сконструировал для подводной сигнализации угольный микрофон, применимый при ча-

стотах до 42 kHz. Сакердот³²³ предложил конденсаторный микрофон, работавший в области частот до 90 kHz.

При более высоких частотах применимы только магнитострикционные и пьезоэлектрические приемники. В первом случае используется обратный магнитострикционный эффект, т. е. изменение интенсивности намагничения при упругих деформациях. Если ультразвуковые волны падают на мембрану, укрепленную на конце магнитострикционного стержня, то последний приходит в механические колебания; возникающие при этом изменения интенсивности намагничения вызывают индукционные токи в катушке, окружающей стержень; эти токи могут быть обнаружены подходящим усилителем. Пирс в своем патенте²⁷⁶ указывает целый ряд применений и методов использования этого эффекта. Практически магнитострикционные приемники нашли применение в новых конструкциях эхо-лота²²⁵. Кроме того, обратный магнитострикционный эффект может быть использован в акустическом интерферометре. При работах с интерферометрами, содержащими кварц, используется обратный пьезоэффект кварца. Во многих работах пьезокварц использовался только в качестве приемника, так что весь прибор содержал две настроенных пьезокварцевых пластины^{2, 3, 49, 129, 144, 191, 381, 382}. Пьезоэлектрические приемники были впервые применены Ланжевену и позже Хэйсом⁴⁹, а в последнее время Марро²⁴⁸ для подводной телефонии, при которой в качестве несущей волны применялась ультразвуковая волна.

В. Методы исследования звукового поля (изучение распределения направления и интенсивности, скорости звука, поглощения).

1. Исследования поля при помощи приемников. Для исследования звукового поля в отдельных точках при низких частотах можно пользоваться механическими приемниками (радиометры и т. д.). При высоких частотах размеры этих приемников делаются слишком велики по сравнению с длиной волны, вследствие чего приходится применять электрические приемники²⁴⁴. Существенным недостатком всех этих методов является искажение поля приемником, который выполняется в виде термоэлемента или термометра сопротивления.

При стоячих волнах распределение их может быть исследовано путем перемещения приемника^{77, 244, 252, 305}. В случае проходящих волн, как показал Альтберг, можно воспользоваться дифракционной решеткой^{4, 94, 261}. Чрезвычайно изящный метод измерения длины волны при проходящих волнах предложен Ричардсоном³⁰⁶. Он заключается двумя проволочками, расстояние между которыми непрерывно изменяется. Если оно составляет половину длины волны, то, благодаря адиабатическим колебаниям температуры в звуковой волне, обе проволочки, попадая в участки с противоположными фазами, ведут себя различно; если же расстояние равно целой волне, то обе проволочки попадают в участки, где колебания происходят в одинаковых фазах. Таким образом удается определить

расстояние между двумя точками с одинаковыми или противоположными фазами, т. е. длину волны. Бюкс и Мюллер⁷⁷ нашли, что точность измерения длины волны (в стоячих волнах) при помощи проволочных приемников приближается к точности, доступной интерферометру; Ричардсон же считает свой метод еще более чувствительным. О применении пьезоэлектрических приемников для измерения длины волны будет сказано при рассмотрении измерений поглощения.

2. Получение изображения звукового поля механическими способами. Старые методы пыльных фигур Кундта и Хладни применимы также и в области ультразвука. При исследовании скорости звука в твердых средах стоячие волны могут быть сделаны видимыми при помощи пыльных фигур; этот метод не потерял своего значения до настоящего времени.

В газах пыльные фигуры позволяют найти участки максимальной интенсивности^{129, 133, 345}; при исследовании распространения в трубках, наполненных газом, для той же цели используется конденсационный и коагуляционный эффект. Так, Бюкс и Мюллер определяли распределение стоячих волн по конденсации алкогольного тумана в пучности скорости. Бранд и Фрейнд⁷² и Пирсон²⁶², независимо друг от друга, одновременно обнаружили коагуляцию и последующее оседание частиц табачного дыма в звуковой стоячей волне. Оседающие частицы создавали распределение, аналогичное пыльным фигурам Кундта. Пирсон использовал этот метод для измерения дисперсии звука. Автору представляется, что метод Пирсона едва ли применим для очень точных измерений, так как возможно влияние оседающих частиц дыма на скорость распространения. По предложению автора, его сотрудники, Брандт и Фрейнд, исследовали возможность использования для точных измерений метода Дворака, недавно усовершенствованного одним из этих авторов. В опыте Дворака используется явление, заключающееся в том, что в стоячей волне, возникающей в трубке, благодаря конечной амплитуде звуковой волны, возникает периодическое в пространстве (с периодом в полволны) распределение давления (усредненное во времени). Согласно Двораку, при помещении в трубку индикатора, реагирующего на усредненное во времени распределение давления, а именно слоя жидкости, стоячие волны могут быть легко обнаружены по небольшим поднятиям поверхности жидкости в пучности движения. Брандт и Фрейнд⁷⁴ исходили из предположения, что создающаяся на поверхности жидкости искривленная возвышенность будет действовать как цилиндрическая линза. Поэтому при подходящем освещении трубки в соответствующих местах получается система ярких параллельных полос, резкость которых иллюстрируется рис. 1. Если воспользоваться при этом жидкостью с ничтожно малым давлением паров, то представляется возможным усовершенствовать этот метод для точных измерений.

Для обнаружения стоячих волн Бойль⁵⁵ насыпал в жидкость коксовую пыль. Она медленно оседала, собираясь в узловых поверхностях. Собирая ее на горизонтальную пластинку, он получил

картину распределения узловых линий, а при распространяющихся волнах — характеристику направленности излучения¹⁹⁵. Бойль с сотрудниками произвели этим методом целый ряд исследований распространения ультразвуковых волн и их скорости. Подробного изложения этого метода не приводится, так как в настоящее время Гидеманом и его сотрудниками^{7, 8, 157-168} разработаны значительно более чувствительные оптические методы. Бойлем был предложен еще один метод наблюдения узловых поверхностей; при достаточно больших энергиях, при подходящих условиях, возникает выделение пузырьков газа из жидкости; пузырьки собираются в узловых поверхностях и при благоприятных условиях могут быть использованы для измерения расстояния между этими поверхностями⁴⁷.



Рис. 1. Стоячая волна в воздухе, по Брандту и Фрейнду.

При весьма высоких частотах (5 МГц) это явление исследовалось автором и Зайфеном, причем оказалось, что при столь высокой частоте метод уже не применим, как измерительный метод, но может быть использован, например, для установления максимальной амплитуды колебаний на поверхности кварца.

3. Оптические методы. Теоретическая часть. Открытие действия ультразвуковых волн как оптической решетки было сделано независимо друг от друга и почти одновременно Дебаем и Сирсом⁹³, и Люка и Бикаром^{238, 239}; это открытие повлекло за собой развитие целого ряда новых чрезвычайно плодотворных методов.

Толчком к подобным исследованиям послужили результаты теории рассеяния света в твердых телах, созданной Брилюэном⁷⁵. Подобно тому, как Дебай в своей теории удельных теплот учитывал влияние теплового движения соседних атомов, рассматривая тепловое движение каждого атома как результат суперпозиции звуковых волн, Брилюэн в своей теории рассеяния света ввел представление о термических упругих волнах. Еще сам Брилюэн указал, что было бы очень интересно исследовать рассеяние света искусственно созданными звуковыми волнами. Эти соображения, а также увеличение интенсивности лауэграмм, даваемых кварцем при пьезоэлектрическом возбуждении, обнаруженное Фоксом и Карром (см. также новую работу Кляуэра¹⁹⁸), дали толчок исследованиям Люка и Бикара.

Согласно теории Брилюэна, рассеянный луч рассматривается как результат оптического отражения от звуковых волн подходящего

направления, т. е. от движущихся отражающих поверхностей. Поэтому должен возникать эффект Доплера, благодаря которому первичный луч разделяется на две компоненты, частота которых оказывается больше или меньше частоты первичного луча на величину частоты звуковой волны. При свободном тепловом движении молекул, например, в газах, рассеяние света может сопровождаться только расширением спектральных линий. Поэтому исследование тонкой спектральной структуры релеевского рассеяния должно решить вопрос о том, является ли тепловое молекулярное движение в жидкостях аналогичным движению в газах, либо же оно больше напоминает тепловое движение в твердых телах. После того как Гросс впервые обнаружил расщепление спектральных линий, по предложению Дебая, было произведено исследование Мейера и Рамма²⁸¹, обнаруживших, что в толуоле рассеянный свет дает не дублет, но триплет, причем средняя линия триплета, имеет частоту, равную частоте первичного пучка. Во время своего пребы-

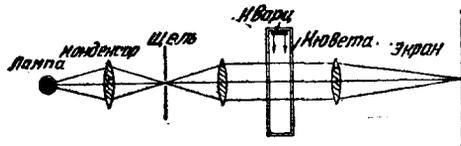


Рис. 2. Схема оптической установки, по Дебаю и Сирсу.

вания в Америке Дебай вместе с Сирсом исследовали это рассеяние света с точки зрения теории Брилюэна на искусственно созданных звуковых волнах в жидкости.

Дебай и Сирс, а также Люка и Бикар пользовались установкой, изображенной на рис. 2. В кювете, наполненной жидкостью, помещался кварц, создававший плоскую волну, распространяющуюся по длине кюветы. Свет, проходивший от узкой освещенной щели, как в обычном опыте с решеткой, превращался линзой в пучок, который пронизывал кювету параллельно волновому фронту ультразвуковых волн; линза, стоящая за кюветой, давала изображение пучка на экране. Согласно теории Брилюэна, дифракционная картина щели должна была представиться в виде дублета, по опытам же Мейера и Рамма следовало ожидать возникновение триплета. Однако оказалось, что дифракционная картина весьма подобна картине, даваемой обычной дифракционной решеткой, причем интенсивность ее, а также число спектров, получаемых по обе стороны от нулевого спектра, были весьма велики. Дебай и Сирс предположили сначала, что возникновение спектров высших порядков может быть объяснено влиянием обертонов ультразвуковых волн, но Люка и Бюкар показали, что это предположение неверно. Позже Дебай дал теорию рассеяния света звуковыми волнами, дополняющую теорию Брилюэна; из этой теории следовало, что при расчете рас-

сеяния в первом приближении получаются спектры первого порядка, при втором приближении могут быть получены спектры второго порядка и т. д. Из его теории следовало далее, что спектры, рассеянные в направлении звукового пучка, должны иметь частоту, равную частоте первичного пучка плюс звуковая частота, умноженная на порядок спектра; при рассеянии же в направлении, противоположном распространению звукового пучка, должно происходить аналогичное уменьшение частоты. За постоянную ультразвуковой решетки была принята длина ультразвуковой волны; подобная решетка могла рассчитываться далее обычным способом. Теория смогла объяснить значительную интенсивность наблюдаемой интерференционной картины лишь в общих чертах и нуждается в дальнейшем расширении.

Брилюэн ⁷⁶ несколько позже усовершенствовал свою теорию и также смог объяснить возникновение спектров высших порядков. Он смог указать метод расчета распределения интенсивности в спектрах различных порядков; однако эти вычисления связаны со столь значительными математическими трудностями, что они до сих пор не доведены до конца. Из его теории, естественно, вытекает изменение частоты, благодаря эффекту Допплера. Для светового пучка, размеры коего малы по сравнению с длиной звуковой волны, согласно его теории, должно создаваться только небольшое расширение пучка, что совпадает с результатами опытов Люка и Бикара.

Значительно более наглядно и плодотворно оказалось рассмотрение этого вопроса, выполненное Люка и Бикаром ²³⁸, исходившими не из точного расчета поля рассеяния, но из простых представлений геометрической оптики. Ход их рассуждений примерно таков. Если звуковая волна распространяется в направлении z (длина волны равна Δ), то в некоторый момент времени возникает периодическое распределение показателя преломления, определяемое соотношением

$$n = n_0 + \Delta n \cdot \cos \frac{2\pi z}{\Delta}.$$

Пользуясь известными законами оптики неоднородных сред, можно рассчитать кривизну и траекторию светового луча, падающего в среду, пронизываемую ультразвуковыми волнами, параллельно их фронту. При этом делается допущение, что распределение показателя преломления во время прохождения пучка через жидкость не изменяется, что вполне законно, поскольку скорость звука значительно меньше, чем скорость света. На рис. 3 изображены траектории лучей. Из рисунка видно, что световые лучи покидают звуковое поле так, как если бы они входили в него узкоограниченными пучками. Линии схождения лучей лежат на расстоянии длины звуковой волны друг от друга; они образуют решетку, распространяющуюся со скоростью звука $v \cdot \Delta$ в направлении оси z . Для расстояния u первой линии схождения от плоскости, в которой световой пучок входит в звуковое поле, полу-

чается выражение, определяющее зависимость этого расстояния от длины волны и интенсивности звука, или, что то же самое, от Δn :

$$v = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot K_0 \cdot \sqrt{n_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta n}}.$$

При данной длине звуковой волны величина $u \sqrt{\Delta n}$ остается постоянной; отсюда видно, что положение линии схождения может служить мерой интенсивности звука.

Гидеманн и его сотрудники¹⁵⁷⁻¹⁶⁶, в частности Бахем^{7, 8}, показали, что в местах схождения лучей можно обнаружить очень

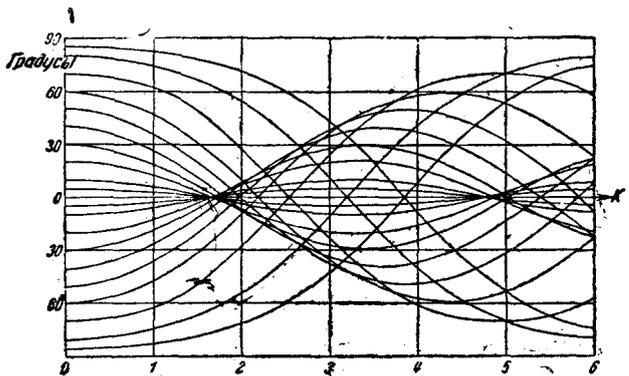


Рис. 3. Ход световых лучей в среде, пронизываемой звуковыми волнами, по Люка и Бикару.

яркие полосы как в случае стоячих, так и в случае проходящих волн. Для проходящих волн, исследующихся при стробоскопическом освещении, это совершенно понятно с точки зрения Люка и Бикара. Возникновение же подобной картины в случае стоячих волн нуждается в объяснении. Так как максимумы сжатия за время полупериода изменяют свою величину от нуля до максимума и снова до нуля, то линии схождения в течение полупериода должны перемещаться из бесконечности до некоторого минимального расстояния и затем снова уходить в бесконечность. Если в первом приближении допустить, что и в стоячих волнах изменение показателя преломления синусоидально распределено во времени, то из уравнений Люка—Бикара получается для изменения во времени обратная пропорциональность корню из синуса. Поэтому, линии схождения длительно пребывают вблизи минимального расстояния, но в других участках должны быть очень недолго; следовательно, средняя во времени картина должна давать резкие полосы. Для измерительных целей весьма важно знать ширину полос, зависящую от положения области схождения. Бахем⁸ в одном частном случае смог рассчитать распределение областей схождения для различных моментов времени. В хорошем согласии с опытом он на-

шел, что в течение 50% времени глазу представляется полоса, ширина которой не превышает величины $\frac{\Lambda}{15}$, а остальное же время, когда область схождения быстро перемещается, полосы резко ослабляются. Поэтому при стробоскопических наблюдениях ширина видимой полосы зависит от продолжительности освещения.

При стоячих волнах наблюдается система полос, отстоящих друг от друга на расстоянии $\frac{\Lambda}{2}$, при распространяющихся волнах расстояние равно длине волны. Для доказательства изменения частоты света, требуемого теорией Брилюэна и Дебая, Дебай, Зак и Кулон⁹² предложили следующий метод. Они экранировали все спектры, кроме спектров нулевого и первого порядка, и заставляли затем эти спектры еще раз интерферировать. Если возникающие изменения частоты определялись звуковой частотой, то при вторичной интерференции интенсивность света должна была периодически изменяться со звуковой частотой; следовательно, через определенную точку поля зрения ежесекундно должно было проходить ν интерференционных полос. Если же вести наблюдения при стробоскопическом освещении с той же самой звуковой частотой, то интерференционные полосы должны были остаться неподвижными. Аналогичный эффект должен возникать и при спектрах других порядков, если работать с подходящей частотой стробоскопического освещения. Тем самым изменение частоты в проходящих волнах могло быть доказано с полной достоверностью. Из наблюдений со стоячими волнами авторы сделали вывод, что и при этом может быть доказано изменение частоты, обусловленное эффектом Допплера. В обоих случаях Дебай, Зак и Кулон пользовались схемой, совпадавшей с ранее опубликованной схемой Бахема и Гидемана^{7, 162, 163}, так как по теории Аббе микроскопическое изображение подобной решетки и вторичная интерференция совпадают друг с другом. Бахему⁸ удалось элементарным путем показать, что при перемещении решетки со скоростью звука вычисленный эффект Допплера имеет ту же самую величину. В стоячих же волнах, по его вычислениям, не должно происходить изменения частоты, обусловленного эффектом Допплера. По мнению Бахема, возникающие в этом случае изменения частоты вызваны следующей причиной: так как в стоячей волне в течение полупериода звуковая решетка возникает и снова исчезает, то и интенсивность дифракционных спектров в течение полупериода возрастает от нуля до максимума и снова падает до нуля. Поэтому свет оказывается во всех спектрах модулированным частотой 2ν , т. е. кроме основной частоты света во всех спектрах должны возникать еще частоты равные $\nu_{\text{свет}} \pm 2m\nu_{\text{звук}}$, где $m = 0, 1, 2, 3 \dots$

Бер¹² обнаружил замечательную периодичность в распределении интенсивности по спектрам различных порядков, иллюстрируемую рис. 4; эта периодичность зависит от длины отрезка, пробегаемого светом в звуковом поле, от интенсивности звука и от отношения

длины световой волны к звуковой. Автор обратил внимание на подобие фотографий Бера и фотографий Шубера³⁸⁴, исследовавшего распределение интенсивности в дифракционных спектрах, получаемых при помощи решеток с одними и теми же постоянными, но с меняющейся прозрачной частью. По предложению автора, Бахем⁸ произвел рассмотрение этого случая, причем пришел к результатам, качественно совпадающим с результатами Бера. Точное совпадение может быть получено лишь после развития теории Брилюэна для этого случая. Теорию дифракции света на ультразвуковой решетке разрабатывали также Раман и его сотрудники³⁹⁹⁻⁴⁰¹. Этому же вопросу посвящена работа Рытова⁴⁰⁶.

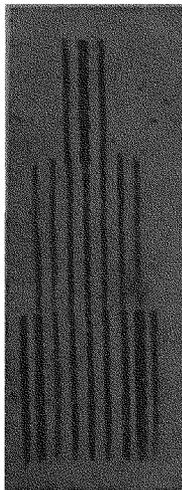


Рис. 4. Зависимость интенсивности дифракционных явлений от интенсивности ультразвука, по Беру.

Экспериментальные методы. Уже в первых сообщениях о дифракционных явлениях, получаемых при помощи ультразвуковой решетки, были произведены измерения скорости звука в различных жидкостях. По измеренному углу дифракции, пользуясь известной формулой решетки, легко вычислить постоянную решетки, равную длине волны. Если параллельный пучок входит в кювету, то легко показать, что возникающее при выходе из кюветы преломление не оказывает влияния на величину угла дифракции. Если при этом определять частоту при помощи волномера, то легко вычислить скорость звука. Дебай указал, что этот метод должен быть весьма точен, и предложил применить его для измерения скорости звука в сжиженных газах, а также для исследования зависимости сжимаемости электролитических растворов от концентрации. Люка и Бикар также определяли из дифракционных явлений скорость звука в жидкости и в самом кварце.

В легко доступной эксперименту области частот длина звуковой волны имеет порядок 0,1 мм, угол дифракции весьма мал и точное определение его затруднительно. Поэтому понятно, что абсолютная точность измерения скорости звука при помощи дифракционных явлений оказывается мало удовлетворительной. Полученные значения скорости отличаются от значений, измеренных другими методами примерно на 1%. Но относительные измерения могут производиться с очень большой точностью, причем можно фотографировать дифракционные картины (при возбуждении различных обертонов кварца или изменении концентрации раствора) друг над другом на одной и той же пластинке^{20,22}. Цалаю³⁵¹ удалось таким путем достигнуть относительной точности порядка 10^{-4} . Возможность повышения точности при измерениях спектров высоких порядков ограничена тем обстоятельством, что число получающихся

спектров зависит от интенсивности звука. Для получения спектров весьма высоких порядков необходимо создание звуков большой интенсивности, вызывающих значительное нагревание, вследствие чего поддержание постоянства температуры весьма затрудняется. Получение же высокой абсолютной точности повидимому возможно лишь в области частот, которые в настоящее время возрастают весьма затруднительно. Кроме того, поглощение звука, возрастающее с квадратом частоты, может вызвать известные погрешности.

Пользуясь дифракционными явлениями, легко обнаружить обертона кварца, колеблющегося в жидкости^{22,168}. Бергману удалось показать, что если кварц возбуждать одновременно на нескольких собственных частотах, то все они проявляются в дифракционных картинах. Поэтому он предложил градуировать волномеры по измерениям дифракционных картин^{21,22}. Следует, однако, указать, что сглаживание кривой резонанса кварца, колеблющегося в жидкости, настолько велико¹⁶⁸, что возможны большие ошибки. Более рационально использовать для этой цели кварц, колеблющийся в воздухе. При этом можно достигнуть точности, доступной обычным электрическим методам, однако этот способ представляет ряд затруднений.

Как показали Бер и Мейер¹⁴, при помощи дифракционных явлений можно сделать видимым распределение звукового поля. Они применяли для освещения не щель, но экран с большим числом маленьких круглых отверстий. Если лучи, выходящие из какого-либо отверстия, испытывают дифракцию при прохождении через жидкость, пронизываемую звуковым пучком, то возникает дифракционное изображение этого отверстия, причем изображения высших порядков располагаются по обе стороны от изображения нулевого порядка в направлении распространения звука. Таким образом, положение дифракционной картины характеризует направление распространения звука. Так как число дифракционных изображений зависит от интенсивности звука, то из этой же картины можно сделать заключение о распределении интенсивности. Бер и Мейер, пользуясь этим методом, доказали отражение, преломление, дифракцию и поглощение ультразвуковых волн. На рис. 5 изображено отражение и преломление звукового пучка на границе между двумя жидкостями.

Бер и Мейер, заставляя звуковые волны дифрагировать на волоочной решетке и оптически измеряя углы дифракции, измерили скорость распространения звука; целью этого исследования являлась проверка измерений скорости звука при помощи дифракции света при той же частоте звука. Они нашли совпадение обоих результатов в пределах довольно значительных ошибок опыта. Бер¹² воспользовался тем же методом для измерения скорости звука относительно воды по углу преломления его в различных средах. При помощи метода Бера — Мейера может быть также доказано существование максимумов проницаемости клинообразной пластинки¹⁵⁴, откуда может быть вычислена длина волны в мате-

рис. 5 магния. Далее, этим же способом можно было изучить распределение амплитуд перед кварцем, колеблющимся в жидкости¹⁵⁵, причем выяснилось, что вместо ряда отверстий удобнее пользоваться щелью, чтобы звуковое поле было видно все целиком, без промежутков. Вполне возможно также использовать метод Бера — Мейера для доказательства обычных явлений геометрической оптики в звуковом пучке. Так, были сделаны снимки¹⁵⁶, свидетельствующие о влиянии на пучок вогнутых и выпуклых зеркал, а также снимки ряда других явлений, которые позже были исследованы с другой точки зрения²⁷.

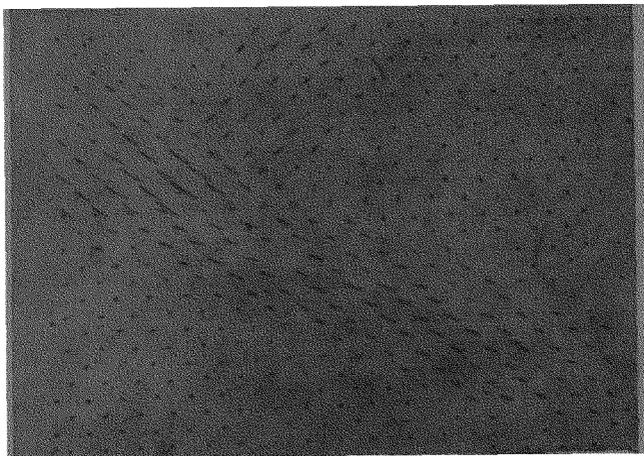


Рис. 5. Преломление и отражение ультразвуковых лучей на границе ксилол (сверху) — вода (снизу), по Беру.

Перед рефлектором возможно возникновение дифракционных явлений, благодаря взаимному наложению звуковых волн; при этом получается картина, соответствующая перекрещенным решеткам. На некоторых участках рис. 5 подобные картины отчетливо видны. В первой работе Бер и Мейер привели прекрасный снимок дифракции от скрещенных решеток. Позднее подобная дифракция изучалась рядом других авторов^{156, 326}.

На возможность создания нескольких перекрещивающихся звуковых лучей, которые должны создать в жидкости объемную решетку, и на возможность использования подобной решетки для изучения дифракционных явлений указали, независимо друг от друга, Шеффер и Бергманн³²⁶ и Гидеманн и Асбах¹⁵⁶. Последние пользовались одним звуковым лучом, претерпевавшим несколько отражений от рефлекторов, расположенных под различными углами; получавшаяся при этом дифракционная картина напоминала диаграмму Дебая — Шеррера. Шеффер и Бергманн, систематически

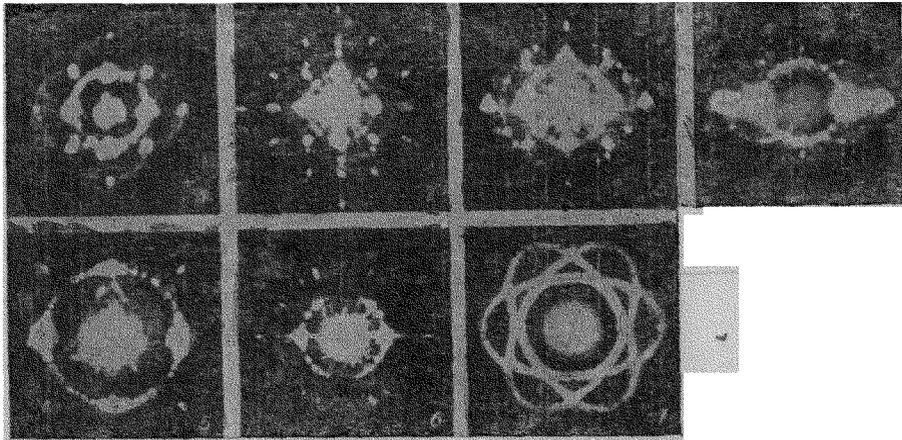


Рис. 6. Интерференционные картины Шеффера—Бергманна.
1—Лауэграмма жидкости, пронизываемой тремя взаимноперпендикулярными звуковыми пучками.
2—Дифракционные картины колеблющегося стеклянного кубика.

изучавшие дифракцию от пространственной решетки, пользовались более совершенной установкой, в которой решетка получалась при помощи трех пьезокварцев одинаковой частоты; получаемая решетка была строго периодичной. На рис. 6₁ изображена полученная таким способом диаграмма Лауэ. Для исключения искажающего картину сильного нагревания жидкости Шеффер и Бергманн в позднейшей работе ³²⁷ пользовались стеклянными кубиками различной величины, к которым приклеивались два или три, по возможности одинаковых, пьезокварца. Интерференционные картины, полученные в колеблющихся кубиках, также изображены на рис. 6. Шеффер и Бергманн ^{328 — 330} пользовались этим методом также для исследования анизотропных сред. Ниже мы вернемся еще к этому вопросу.

Оптические методы наблюдения звукового поля. Тавиль ^{356 — 358} воспользовался методом Теплера (Schlierenmethode) для фотографирования звуковой волны, излучаемой кварцем. Резкость изображения была очень невелика; усовершенствования этого метода не производилось. Значительно лучшие снимки были ранее получены при изучении взрывных волн ¹⁰⁸; эти снимки, не имея особой ценности с точки зрения измерительной техники, являются прекрасными иллюстрациями некоторых процессов распространения. Можно думать, однако, что при дальнейшей разработке этого метода не исключена возможность получения значительно лучших результатов, которые смогут быть использованы и для количественных измерений. Недавно Польман ³⁶⁹ опубликовал снимки, значительно превосходящие по качеству фотографии Тавиля.

Методы, описанные ниже ^{7, 8, 102a, 152 — 168}, дают значительно более яркую и резкую картину, чем другие рассмотренные методы. Они уже были использованы для изучения процессов распространения и могут быть применены для измерений с весьма высокой точностью ^{18, 102a, 161}. Методы состоят в использовании линий схождения (в смысле Люка и Бикара) световых лучей.

Они отличаются, однако, от обычного метода Теплера тем, что закономерные изменения плотности используются как некая система, дающая изображение. При синусоидальном распределении изменений плотности получается система, действующая как ряд цилиндрических линз, расположенных друг около друга, так что параллельный пучок света, сечение которого значительно превосходит длину акустической волны, собирается ими в различных линиях.

Оптическая установка этого метода отличается от установки Дебая-Сирса и Люка-Бикара лишь тем, что сзади кюветы устанавливается микроскоп, фокусирующийся на линии схождения лучей в кювете, либо на лежащие вне кюветы линии схождения. Возможность наблюдения на значительном расстоянии от кюветы доказана исследованиями Винкельманна³⁷⁰ произведенными с обычной решеткой ³⁷³. Расстояние соседних линий равно половине длины волны лишь в том случае, если свет войдет пучком, входящий в звуковое поле, строго параллелен. Это требование должно точно

соблюдаться при всех исследованиях ультразвукового поля и в особенности при измерении расстояния между линиями.

Надежные исследования звукового поля по методу Бера и Мейера также возможны лишь с пучком, падающим в кювету почти параллельно, так как в противном случае пути лучей в звуковом поле будут неправильными.

Измерение изображения ультразвуковой решетки было использовано Бахемом и Гидеманном вместо измерения дифракционных спектров, так как из измерения постоянной решетки можно получить значительно более точные результаты, чем из измерения дифракционного угла. Эти авторы ¹⁶¹ достигли точности измерения длины звуковой волны порядка 10^{-4} , а в наиболее благоприятных случаях даже 10^{-5} ; эти цифры относятся к относительным измерениям. Что касается абсолютных измерений, то благодаря элементарному способу определения частоты точность составляла только около 1%. Но при подходящих условиях эксперимента можно ожидать, что указанный метод позволит достигнуть абсолютной точности порядка 10^{-4} , а в отдельных случаях не исключена возможность повышения точности еще в 10 раз. Таким образом, этот метод оказывается наиболее точным в применяемой в настоящее время области частот.

Так как расстояние между полосами в точности составляет половину длины волны лишь при строгой параллельности светового пучка, которая может быть достигнута лишь с большими затруднениями, был разработан измерительный метод, при котором параллельность светового пучка не играла существенной роли. В этом методе измерительная кювета перемещалась на салазках компаратора при неизменном положении микроскопа и источника света. При этом установка креста нити на отдельные полосы всегда происходила в одних и тех же оптических условиях. Даже при несовершенной параллельности светового пучка расстояние между полосами, получаемое таким способом, в точности равнялось половине (или целой) длины волны. При этом можно было использовать большой измерительный промежуток, что способствовало повышению точности измерения. Параллельность стеклянных стенок измерительной кюветы играет здесь менее существенную роль, чем при фотографировании дифракционных спектров. Но высокая точность измерения требует исключительного постоянства температуры. Для устранения возможных местных нагреваний вблизи кварца, а также для экранирования измерительного пространства от электрического поля, излучающий кварц отделяется от измерительного пространства и применяется целый ряд предосторожностей. Температурный градиент, образующийся вблизи кварца, может повлечь за собой увеличение расстояния между полосами ¹⁵⁹ вследствие дополнительного искривления траекторий световых лучей при прохождении по термически-неоднородной среде. На рис. 7 приводится пример, иллюстрирующий распределение полос вблизи кварца. Далее, следует тщательно соблюдать параллельность кварца и реф-

лектора, причем необходимо иметь в виду, что резкость получаемой картины не может служить критерием параллельности. Действительно, параллельные рефлектору резкие полосы могут являться изображениями максимумов амплитуды взаимно налагающихся волн ¹⁶⁰.

Ультразвуковая решетка может быть подобным же образом сфотографирована и в прозрачных твердых телах ^{157, 158, 165—167}, причем и в этом случае можно достичь высокой точности абсолютных измерений.

4. Ульттраакустический интерферометр. Акустический интерферометр, предложенный Пирсом ²⁷⁴, основан на следующем простом принципе: излучающая поверхность располагается параллельно плоскому рефлектору. При изменении расстояния между рефлектором и излучателем обратное влияние отраженной



Рис. 7. Температурный градиент
вблизи кварца; частота 3300
килогерц, по Зайфену.

звуковой волны периодически изменяется с пространственным периодом, равным половине длины волны. Максимумы обратного действия настолько резки, что допускают весьма высокую точность измерений. Без особых затруднений можно довести точность до нескольких промилль, при особо благоприятных условиях она может быть повышена до десятых долей промилли. В развитии теории интерферометра принимали участие Губбард ^{175—185}, Герцбергер ^{147—150} и Пилемайер ^{264—273}. Губбард предложил эквивалентную электрическую схему интерферометра, являющуюся развитием эквивалентной схемы пьезокварца, предложенной Ди. Из его теории следует, что при изменении положения рефлектора периодически изменяются следующие электрические величины: во-первых, анодный ток генератора, во-вторых, частота, далее, ток, текущий через кварц, и лежащее на кварц напряжение. Аналогичные результаты могут быть получены и для магнитоотриционных излучателей, исследуемых при помощи интерферометра. При этом оказывается, что для строгой периодичности обратного действия отраженной звуковой волны необходима точная параллельность рефлектора и излучателя, а также существование плоской волны. Если диаметр излучающей поверхности недостаточно велик по сравнению с длиной волны, то необходимо учитывать дифракционные явления, в результате действия которых расстояния между максимумами обратного влияния в непосредственной близости к кварцу отличаются от половины длины волны ^{285, 286}. Поправки, необходимые в этих случаях, вычислялись Грабау ¹²⁵ и Гроссманом ^{130—131}.

По Бургену ⁴³ необходимо также учитывать влияние поглощения звуковой волны на расстоянии между соседними узловыми линиями; однако большей частью это влияние настолько незначительно, что им можно пренебречь. Вблизи кварца интенсивность излучения наибольшая, вследствие чего при подходящих условиях могут возникнуть значительные ошибки, если среда обладает большим поглощением. Возможные влияния дифракции звука, а также и температурного градиента наиболее резко могут сказываться вблизи кварца. Поэтому при измерениях следует выбирать расстояние между кварцем и рефлектором не слишком малым.

Для измерения смещений рефлектора или кварца существует два различных метода. Либо рефлектор смещают при помощи микрометрического винта ²⁷⁴, либо же поднимают и опускают его при помощи подходящего ртутного поплавка, изменяя высоту уровня ртути ²⁰⁴. Последний метод обладает тем преимуществом, что не зависит от возможных ошибок микрометрического винта.

Для определения максимумов обратного действия в большинстве работ, относящихся к газам, пользуются измерением анодного тока. Цюльке ³⁸⁵, по предложению Кнезера, разработал объективное регистрирующее приспособление, позволяющее одновременно записывать изменения анодного тока и соответствующие смещения рефлектора.

Наиболее точным методом, применяемым при изучении жидкостей, является метод Фрейера, Губбарда и Эндрюса ^{116, 117}, базирующийся на идее, предложенной Губбардом и Люмисом ^{182—185}. Максимумы обратного действия определяются по изменениям частоты, контроль за которыми легко осуществляется при помощи метода биений, дающего весьма высокую точность.

Висс ³⁷⁹, по предложению Грейнахера, разработал ультразвуковой интерферометр, в котором индикатором служили максимумы дифракционных явлений, возникающих на ультразвуковой решетке. По указанию автора точность измерений достигала 0,2 ‰. Заслуживает внимания обнаруженное Виссом различие измеренных значений скорости, возникающее при использовании одной и той же аппаратуры один раз в качестве интерферометра, а другой раз в качестве измерителя длины волны по дифракционным спектрам. Честер-Свансон ^{347, 349} описал специальный интерферометр для высоких давлений. Эндрюс ⁶ описал интерферометр, применимый при частотах до 4 МГц в весьма широкой области температур: от -63° до 150° С. Клейн и Герцбергер ^{199—201} показали, каким образом, при некотором усовершенствовании интерферометра, он может быть использован для измерения скорости звука в твердых телах, а также при небольших количествах жидкости. О применении интерферометра для измерения поглощения будет сказано в соответствующем разделе статьи.

До развития оптических методов измерения акустический интерферометр был наиболее точным прибором для исследования ультра-

звука. В области частот до 1500 кНz он и до сих пор является наиболее подходящим.

5. Измерения поглощения. Поглощение ультразвука в случае плоских волн определяется по уменьшению интенсивности звука по мере удаления от источника; в случае сферических волн оно определяется по уменьшению, протекающему быстрее, чем обратно-пропорционально квадрату расстояния. Таким образом для измерений необходимо иметь постоянный источник звука и звукоприемник, позволяющий количественно измерять интенсивность. Например, можно пользоваться звуковым радиометром^{1,29,30}, но следует иметь в виду, что весьма существенные ошибки могут вызываться постоянным источником ошибок при радиометрических измерениях — существованием постоянного тока воздуха.

Ричардсон³⁰⁵ определял поглощение звука при помощи нагретой проволоки; эта последняя также реагирует на постоянный поток (эффект охлаждения). При измерениях поглощения Ричардса²⁸⁹, применявшего термоэлемент, окруженный сильно поглощающей звук средой, влияние постоянного потока также было заметно. Помещая преграду между источником звука и измерительным пространством, можно устранить исходящий от источника постоянный поток; Абелло^{1,2} отделял измерительное пространство от источника звука тонкой целлулоидной пленкой.

Если в качестве приемника использовать пьезокварц, то указанный выше источник ошибок отпадает. Абелло^{2,3} пользовался плоской волной, создаваемой кварцем; приемником служил также кварц, настроенный на ту же самую частоту. Гроссманн¹²⁹ экранировал поверхность излучающего кварца до тех пор, пока излучаемая волна не делалась сферической; поглощение он мерил, наблюдая отклонения от закона $1/r^2$.

Весьма интересный метод определения скорости звука и поглощения был недавно описан Игли^{381,382}. Он пользовался прибором, внешне напоминающим интерферометр, но вместо рефлектора применялся приемный кварц, расположенный относительно излучающего кварца (конечно, настроенного на ту же частоту) таким образом, что одно из его ребер было удалено от излучающего кварца на $\Delta/4$ больше, чем другое. Тем самым он исключал акустический резонанс, так как влияние каждого дважды отраженного звукового луча компенсировалось другим лучом, также отраженным дважды, но обладавшим противоположной фазой колебания. Поглощаемая приемным кварцем энергия превращалась в электрическую и подавалась на усилитель. Одновременно к усилителю подводилось некоторое постоянное и контролируемое количество электрической энергии от генераторного контура, питающего излучающий кварц. При помощи лампового вольтметра измерялась (усиленная) векторная сумма обоих переменных напряжений, соответствующих электрическому и акустическому приему. При изменении расстояния между приемником и излучателем изменялась разность фаз между электрической и акустической компонентами, причем эти изменения периодически изменялись с периодом, соответствующим длине

волны. Отсюда можно было вычислить скорость звука. Благодаря поглощению звука акустическая компонента убывала с увеличением расстояния, вследствие чего изменялось значение максимума, отсчитываемого при совпадении фаз обоих напряжений, либо минимума, возникшего при противоположности фаз. Из этих данных можно было вычислить поглощение. Повидимому, устранение акустического резонанса было весьма совершенным, так как на снятых кривых нельзя было обнаружить никакой периодичности, соответствующей половине длины волны. Точность метода оценена автором для скорости звука в $10/00$, а для поглощения в $10/0$. Так как точность измерений поглощения обычно значительно меньше, то весьма желательно дальнейшее изучение настоящего метода. Поглощение, меняющееся при удалении от кварца, может быть вычислено из наблюдений, производимых с интерферометром, по уменьшению обратного влияния на кварц. После того как подобные измерения были впервые осуществлены Пилемайером ²⁶⁸, Губбардом ^{175, 176, 179, 181} и Герцбергером ¹⁵⁰, методика измерений с интерферометром была значительно усовершенствована.

Оптические методы также использовались или предлагались для измерения поглощения в жидкостях. Однако до настоящего времени не существует ни одного метода, который был бы настолько разработан, чтобы применение его имело практическое значение. Бикар ^{32, 33} производил измерения, при которых свет от спектра нулевого порядка попадал на фотоэлемент. Он предполагал, что при возрастании интенсивности звука возрастает и количество дифрагируемого света, так что при небольших интенсивностях ток фотоэлемента должен убывать пропорционально увеличению интенсивности звука. На это можно возразить, что обнаруженная Бером ¹² периодичность распределения интенсивности по спектрам различных порядков делает вышеуказанное предположение не вполне вероятным. Так как точный закон распределения интенсивности света по спектрам различных порядков до настоящего времени не известен, то вопрос о справедливости допущения, сделанного Бикаром, может быть решен только после накопления достаточного экспериментального материала. Весьма замечательны величины коэффициентов поглощения, найденные Бикаром. При 7,558 kHz они примерно в 100 раз превышали значения, которых можно было ожидать по классической теории. Бахем и Гидеман ¹⁶¹ при измерениях скорости звука при частоте 5,200 kHz не нашли отклонений скорости от значений, получаемых при более низких частотах (точность измерений порядка $10/00$); это обстоятельство делает весьма загадочным указанные выше большие значения коэффициентов поглощения. Зак ³²⁴ предложил измерять поглощения в твердых телах по методу Бикара. За меру интенсивности звука он принимал отношение интенсивностей спектров нулевого и первого порядка, наблюдаемых перед поглощающим твердым телом и сзади него. Однако неизученное до сих пор распределение интенсивностей по спектрам различных порядков делает и этот метод несколько сомнительным. Однако Зак нашел, что хороший кристалл поваренной соли обла-

дает меньшим поглощением, чем кристалл, имеющий неоднородности. Этот результат соответствует данным Соколова³⁴⁶, воспользовавшегося этим свойством для изучения качества различных образцов. Для исследования стальных болванок Соколов пользовался наблюдением дифракционной картины, получаемой в жидкости, через которую распространялись ультразвуковые волны, созданные пьезокварцем и предварительно прошедшие через исследуемый образец. При наличии пороков в образце возникали неправильные отражения и другие эффекты, значительно увеличивавшие поглощение энергии, вследствие чего интенсивность дифракционной картины резко падала. Теоретически безупречен метод измерения поглощения по положению линии схождения световых лучей. Он обследовался в 1933 г. Бахомом, пытавшимся использовать его для измерения поглощения; однако встретившиеся экспериментальные затруднения не преодолены до сих пор. Несколько позже, независимо от Бахема, Баумгарт¹⁷ предложил аналогичный метод. Главные трудности этого метода заключаются в том, что резкое изображение линий получается на некоторой конечной глубине; следует указать далее, что по данным Винкельманна²⁷³ изображения решетки могут наблюдаться в разных плоскостях. Возможно, что оптический метод, предложенный Люка²³⁷, окажется более надежным. По мнению Люка, угол α , под которым световой пучок (размеры коего малы по сравнению с длиной звуковой волны), входящий в среду, пронизываемую ультразвуковыми волнами, параллельно волновому фронту, покидает эту среду, является функцией изменения показателя преломления Δn , значения показателя преломления n , длины звуковой волны и толщины среды u . В довольно широкой области существует пропорциональность между Δn и $\operatorname{tg} \alpha$. Отсюда можно вычислить поглощательную и отражательную способность среды.

Если световой луч подвергается одновременному влиянию двух перекрещенных звуковых пучков, то возникают фигуры Лиссажу, которые при равенстве частот имеют форму эллипсов. По отношению главных осей эллипса можно определить отношение интенсивностей звуковых пучков, откуда может быть вычислена поглощательная или отражательная способность некоторой среды. Практические применения этого метода до настоящего времени не опубликованы. Несмотря на это можно думать, что наиболее точным методом измерения поглощения звука явится один из оптических методов.

III. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА

1. Распространение и дифракция ультразвука в трехмерной среде. В ультраакустической области длины волн настолько малы по сравнению с размерами источников звука, различных препятствий и т. д., что здесь значительно лучше, чем в области слышимых частот, получаются направленные пучки, не искаженные дифракцией.

Как известно, толчком к работам Ланжевена послужило соображение, что при помощи ультразвуковых лучей удастся создать направленные сигналы, а при помощи их отражения можно будет установить положение отражающего предмета. Бойль^{45,71} в своих фундаментальных работах неоднократно указывал, что при помощи ультраакустических волн чрезвычайно удобно исследовать различные детали явлений направленности, а также дифракционных явлений в непосредственной близости к источнику звука или какому-нибудь препятствию. Он указывал, что при помощи ультраакустических волн можно изучить детали дифракционных явлений, например около диафрагмы, в области, составляющей доли длины волны или небольшое число волн, что, как известно, в аналогичных случаях оптических явлений совершенно невозможно. Для диафрагм или источников, размеры которых весьма велики или весьма малы по сравнению с длиной звуковой волны, соответствующие явления изучены достаточно хорошо; особый интерес представляют те случаи, когда размеры этих объектов соизмеримы с длиной волны. Бойль и Рейд⁶¹ произвели систематические исследования распределения интенсивности у подобных излучателей. Для области, удаленной от источника на расстояние, значительно превышающее длину волны, они установили формулы, аналогичные формулам оптической дифракции у круглого отверстия. Экспериментальное исследование звукового поля дало результаты, хорошо совпадающие с теоретически вычисленными значениями интенсивности. Для области, удаленной от источника на небольшое число волн, Бойль мог пользоваться лишь расчетами Ломмеля. При этом оказалось, что эксперимент не совпадает с теорией. Именно, Бойль и Рейд⁶¹ установили, что в непосредственной близости к источнику распределение интенсивности зависит от индивидуальных особенностей звукоизлучателя (в этих опытах применялась кварцевая мозаика, приклеенная к стальным пластинкам).

При помощи метода пыльных фигур Бойль⁴⁹ исследовал направленное действие звуковых излучателей и получил характеристики направленности, хорошо совпадающие с теоретическими вычислениями. Как известно, для точек, значительно удаленных от источника, из формул теории дифракции следует, что луч, дифрагированный диафрагмой, образует с осью, проходящей через центр диафрагмы, угол, определяемый выражением:

$$\sin \theta = 1,22 \frac{\lambda}{D},$$

где D — диаметр отверстия. Потребности технической акустики (например, теория громкоговорителя) обусловили детальное развитие соответствующей теории еще до работ Бойля^{193—194}. Так, например, Струтт³⁴⁶ и Штенцель^{343,344} вычислили характеристики направленности для различных мембран и стверстий. Подобные характеристики легко могут быть обнаружены в воздухе при помощи пыльных фигур¹²⁷. На рис. 8 приводятся пыльные фигуры, по-

лученные от щели, ширина которой составляет 2,65 длины волны (при частоте 100 kHz). Из рисунка видно хорошее качественное совпадение границ пыльной фигуры с характеристикой направленности. Пыльные фигуры образуются под влиянием давления излучения, а также постоянного тока воздуха, известного под названием кварцевого ветра. Если бы действовало только давление излучения, то перед отверстием щели получилась бы свободная от пыли поверхность, границы которой определяли бы собой кривые равной амплитуды звукового давления.

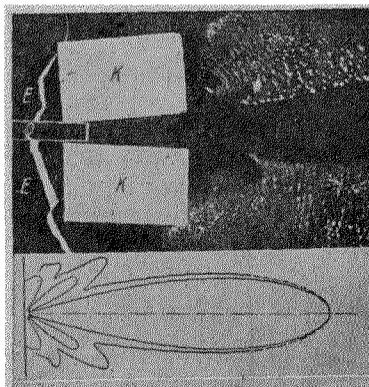


Рис. 8. Пыльная фигура перед щелью шириной 2,65 длины волны; частота — 100 килогерц. Внизу для сравнения изображены огибающая поверхности, свободной от песка, и характеристика направленности, по Гроссману и Гидеману.

Бакгаузу^{9,10} удалось дать решение (для случая круглой поршневой мембраны) для точек, расстояние которых не слишком велико по сравнению с размерами мембраны. Гроссманн^{130, 131} и Рюди^{319, 321} воспользовались решением Бакгауза для некоторых частных случаев. На рис. 9 изображено вычисленное Гроссманном главное сечение волнового поля, создаваемого поршневой мембраной радиуса, равного 1,75 длин волны. Жирные линии представляют поверхности равной фазы давления, т. е. волновые поверхности. Тонкие линии соединяют точки с одинаковой амплитудой давления P . Цифры, указанные на рисунке, характеризуют отношение P/P_0 , где P_0 определяет давление, которое возникло бы в трубке, сечение которой равно сечению мембраны, если бы мембрана колебалась не в свободном полупространстве, но в этой трубке. Следует отметить, что, как видно из рис. 9, кривизна волновых поверхностей, окружающих поршневую мембрану, не везде положительна, но может быть в отдельных точках и отрицательна.

Гроссманн рассчитал этот случай, так как измерения при помощи ультразвукового интерферометра показали, что вблизи колеблющегося кварца максимумы обратного действия не обладают периодичностью, соответствующей половине длины волны. Обсуждая вычисленное волновое поле, он показал, что эти отклонения обусловлены дифракционными явлениями, изображенными на рис. 9. Он дал приближенную формулу, позволяющую вычислить минимальное расстояние между источником и отражателем, которое

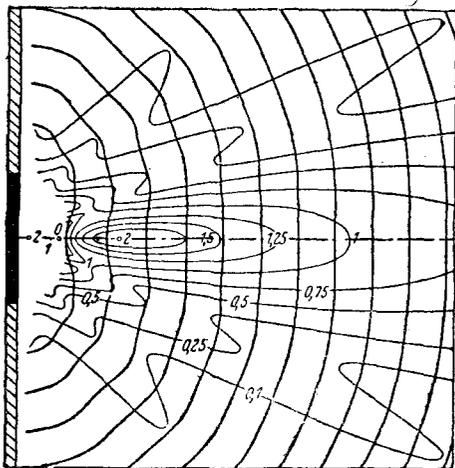


Рис. 9. Волновое поле у круглой поршневой мембраны радиуса $1,75 \lambda$, по Гроссману и Гидеману.

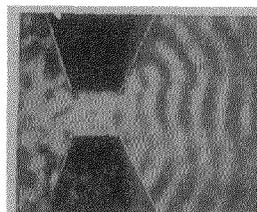


Рис. 10. Ультразвуковая волна, выходящая из щели шириной в 2 длины волны, по Гроссману и Гидеману.

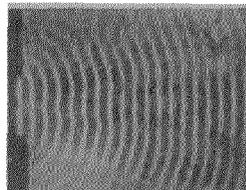


Рис. 11. Звуковое поле перед прямоугольной поршневой мембраной. Ширина кварца $4,85$ длины волны, частота 3300 килогерц, по Гидеману и Асбаху.

необходимо выбирать при работе с интерферометром. Формула позволила также оценить ошибки, связанные с этим явлением. Далее следует указать, что характеристические минимумы и побочные максимумы возникают уже на небольших расстояниях от мембраны. Недавно¹³³ была сделана попытка сфотографировать эти искривленные волновые фронты. При этом фотографировалась ультразвуковая волна, выходящая из некоторого отверстия (рис. 10). Условия эксперимента заставили воспользоваться прямоугольным отверстием, образованным двумя сближенными клинообразными препятствиями. При этом возникли искажающие отражения перед щелью, но все же волновые фронты, видимые за отверстием, отчетливо доказывают существование искривлений, пред-

сказанных Гроссманном. В позднейших еще неопубликованных исследованиях Гидеманна и Асбаха была сделана попытка фотографировать распространение звука перед кварцем, колеблющимся, как поршневая мембрана. Большое влияние закрепления кварца на распределение амплитуд (при колебаниях по толщине), установленное как оптическим путем, так и в работе Малова²⁴⁴ при помощи термометра сопротивления, дало повод к использованию пластинки, вырезанной весьма необычным путем. При помощи этой пластинки были получены снимки, изображенные на рис. 11 и 12. На рис. 11

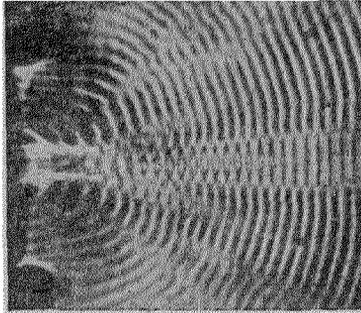


Рис. 12. Звуковое поле перед мембраной, изображенной на рис. 11. при большой интенсивности звука, по Гидеману и Асбаху.

сфотографировано волновое поле при весьма малом возбуждении (вдали от резонансной частоты кварца); здесь искривления видны вполне отчетливо. На рис 12 изображено волновое поле того же самого кварца, но при значительно большей амплитуде колебаний. И в этом случае минимумы и побочные максимумы видны вполне отчетливо; кроме того, волновые фронты на этом снимке оказываются сильно деформированными; последнее явление до сих пор не получило окончательного объяснения.

Есть основание предполагать, что изменения плотности, возникающие при кварцевом ветре, связаны с изменениями температуры кварца; повидимому эти изменения, как и кварцевый ветер, распространяются в направлении максимумов. Если это так, то и исключительно хорошее совпадение между вычисленными характеристиками направленности и экспериментально полученными пыльными фигурами делается понятным. Если справедливо предположение, подтверждаемое и другими наблюдениями, что под действием постоянного потока возникают небольшие изменения плотности, то они могут быть обнаружены оптическим путем, и, таким образом, направление распространения этого постоянного потока может быть детально исследовано; до настоящего времени исчерпывающих исследований этого явления не имеется, хотя ему и посвящен ряд работ^{355, 369, 370}.

Приведенные здесь снимки звукового поля позволяют думать, что этот оптический метод может оказаться пригодным и для ко-

личественного изучения процесса распространения звука. Уже Бойль пытался решить различные вопросы распространения, пользуясь ультразвуковым полем, размеры которого во многих случаях удобны для эксперимента; однако резкость получаемых им изображений поля была удовлетворительной лишь для немногих частных случаев. Следует указать, что количественные опыты в ультразвуковом поле (но не при помощи оптического метода) производились Гольдманом¹²⁴, исследовавшим обратное действие воронкообразного препятствия.

2. Проницаемость и отражательная способность границ раздела. В простейшем случае попадания звуковой волны на границу раздела двух сред задача была решена еще Релеем²⁸³, давшим как общую формулу, так и ее выражение для частных случаев. Бойль и Раулинсон⁶² продолжили вычисления Релея. Бойлю и его сотрудникам удалось доказать справедливость формулы Релея для ультразвуковой области. При перпендикулярном падении на границу раздела отношение отраженной энергии к падающей определяется, согласно Релею, выражением:

$$R = \left(\frac{\rho_1 V_1 - \rho_2 V_2}{\rho_1 V_1 + \rho_2 V_2} \right)^2,$$

где ρ и V представляют плотности и скорости звука в соответствующих средах. Таким образом отражательная способность R зависит только от различия акустических плотностей обеих сред. При большом различии акустических плотностей (например, вода — воздух) проницаемость ($D = 1 - R$) весьма мала, при малых различиях (вода — алюминий) — относительно велика. Бойль и Тейлор⁶⁸ исследовали отражательную способность некоторых материалов, представляющих интерес для подводной сигнализации (лед, сталь, горные породы) и получили хорошее согласие с формулой Релея. Бойль и Раулинсон развили теорию для случая наклонного падения луча на границу раздела и рассчитали ряд частных случаев.

Большое значение имеет случай трех пространственно разделенных сред, причем средняя среда имеет толщину, соизмеримую с длиной волны. При этом наиболее интересен случай, когда первая и третья среды одинаковы, так что вторая среда представляет разделяющую их стенку. По Релею, для случая перпендикулярного падения на стенку имеем:

$$R = \frac{\left(\frac{V_1 \rho_1}{V_2 \rho_2} - \frac{V_2 \rho_2}{V_1 \rho_1} \right)^2}{4 \operatorname{ctg}^2 \frac{2\pi l}{\lambda_T} + \left(\frac{\rho_1 V_1}{\rho_2 V_2} + \frac{\rho_2 V_2}{\rho_1 V_1} \right)^2}$$

где l — толщина стенки, λ_T — длина волны ультразвука в материале стенки. Из этой формулы видно, что для всех толщин, составляющих целое кратное половины длины волны, проницаемость максимальна, а отражательная способность минимальна. Обратное явление имеет место для толщин, равных нечетному целому кратному четверти длины волны. Бойль и Раулинсон рассчитали это уравнение для случая вода — дюралюминий — вода. Пренебрегая поглощением энергии, они получили диаграмму, изображенную на рис. 13,

характеризующую зависимость R и D от толщины стенки, причем по оси абсцисс отложено отношение толщины стенки к длине волны в стенке. Сплошная кривая представляет ход D , пунктирная характеризует изменения R . Максимумы проницаемости весьма остры, минимумы же очень размыты. Закон Релея имеет большое значение для ультразвуковых исследований. При всех экспериментальных работах, в которых требуется передать через стенку максимум звуковой энергии, а также в тех случаях, когда требуется максимальное отражение, как, например, при работе со звуковым радиометром, закон Релея должен приниматься во внимание. Далее, резкость максимумов проницаемости может быть использована для определения длины волны в материале стенки. Бойль и его сотрудники 48, 50, 56, 57, 65 произвели тщательное исследование условий применимости этого закона. В некоторых исследованиях применялись крылышки радиометра различной толщины, в других — при неизменном радиометре применялись стенки различной толщины.

Они нашли чрезвычайно хорошее совпадение теории с опытом. Разумеется, полного совпадения ожидать не следовало, так как формула Релея выведена в предположении, что размеры стенки (по границе раздела) весьма велики по сравнению с длиной волны. Если это не имеет места, то, помимо всего прочего, возникают дифракционные явления, особенно резкие в тех случаях, когда размеры крылышка радиометра составляют небольшое число длин звуковой волны. Бойль и Леман 58 исследовали этот случай как теоретически, так и экспериментально. Далее следует учесть, что возникающие в стенке звуковые волны распространяются не только как продольные; по этой причине возникает, во-первых, уменьшение максимального отражения, во-вторых, скорость распространения этих волн оказывается отличной от скорости распространения продольных волн. Бойль и Спруль 65 нашли, что вычисленная из максимальной проницаемости скорость звука хорошо совпадает со скоростью звука, определенной другими методами, если в последнюю вместо модуля линейного растяжения ввести модуль объемного сжатия. Вместо того чтобы изменять толщину стенки, можно также варьировать частоту колебаний. Гидеманн и Асбах 164 разработали оптический метод определения толщины, соответствующей максимальной проницаемости. Они применяли частоты в 10 000 kHz; при этом оказалось удобным пользоваться в качестве стенки клином, так как число получаемых дифракционных спектров, создаваемых ультразвуковой решеткой сзади клина, позволяло определить положение максимумов проницаемости. Бер и Вальти 16

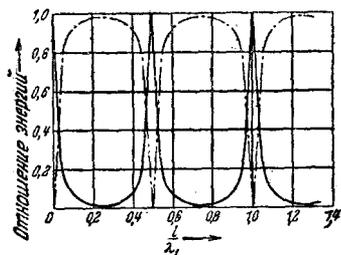


Рис. 13. Зависимость проницаемости и отражательной способности разделяющей стенки от отношения толщины стенки к длине волны, по Бойлю — Раулинсону.

воспользовались этим методом для исследования стеклянных пластинок. Этим же способом они исследовали максимумы проницаемости плоских стеклянных пластинок, нормали к которым составляли различные углы с направлением распространения звука. В этих случаях интенсивность поперечных волн в стекле возрастала, что дало возможность определить коэффициент Пуассона. Бойль и Раулинсон обобщили закон Релея на случай наклонного падения луча на стенку, пренебрегая осложнениями, возникающими благодаря образованию поперечных волн.

Малов и Ржевкин²⁴⁵, а также Соколов³³⁹, исследовали проницаемость, причем в их опытах не получилось согласия с законом Релея. Они пришли к заключению, что звукопроводность в значительной степени обусловлена колебаниями стенки как целого. Так как звукопроводность зависит как от собственно прохождения звука, так и от колебаний стенки, было бы очень желательно выяснить, в каких случаях один эффект превалирует над другим.

3. Колеблющиеся кристаллы и пластинки. Как уже указывалось. Шеффер и Бергманн^{326—329} в своих исследованиях получали диаграммы Лауэ при помощи видимого света, причем они возбуждали колебания стеклянных кубиков, а в дальнейшем и различных кристаллов, приклеивая к ним пьезоэлектрические кварцы. На рисунках 14₁—14₃ изображены дифракционные картины круглого отверстия при распространении света вдоль z -, y - и x -оси. На рисунках 14₁₀—14₁₂ изображены дифракционные картины для барита. Шеффер и Бергманн уже в первой работе указали, что интерференционные картины тесно связаны с симметрией кристалла; эта связь была разъяснена исследованиями этих авторов, а также теорией Фюсса и Людлофа³³⁰.

Шеффер и Бергманн установили экспериментально следующее: интерференционные картины чрезвычайно богаты интерференционными пятнами. Они обладают малой селективностью: нет необходимости работать в некоторой довольно широкой спектральной области, как при снятии рентгеновских диаграмм Лауэ; практически можно работать с однородным светом. Наблюдаемые явления не зависят от небольших вращений кристалла относительно светового луча. Характер интерференционных картин не зависит также от внешней формы кристалла, но только от направления просвечивания. При небольших колебаниях возбуждающей звуковой частоты характер интерференционной картины сохраняется, но отдельные интерференционные пятна исчезают в то время, как на их место возникают новые. При генераторе, частота которого недостаточно постоянна, наблюдаются своеобразные „сцинтилляции“ интерференционных пятен. Далее, Шеффер и Бергманн исследовали кварцевый кубик в поляризованном свете. При просвечивании в направлении оси u дифракционная картина распадалась на две части в зависимости от того, был ли электрический вектор световой волны параллелен или перпендикулярен к оптической оси просвечиваемого кристалла. При просвечивании в направлении оптической оси они не обнаружили никакого различия между картиной, получающейся в

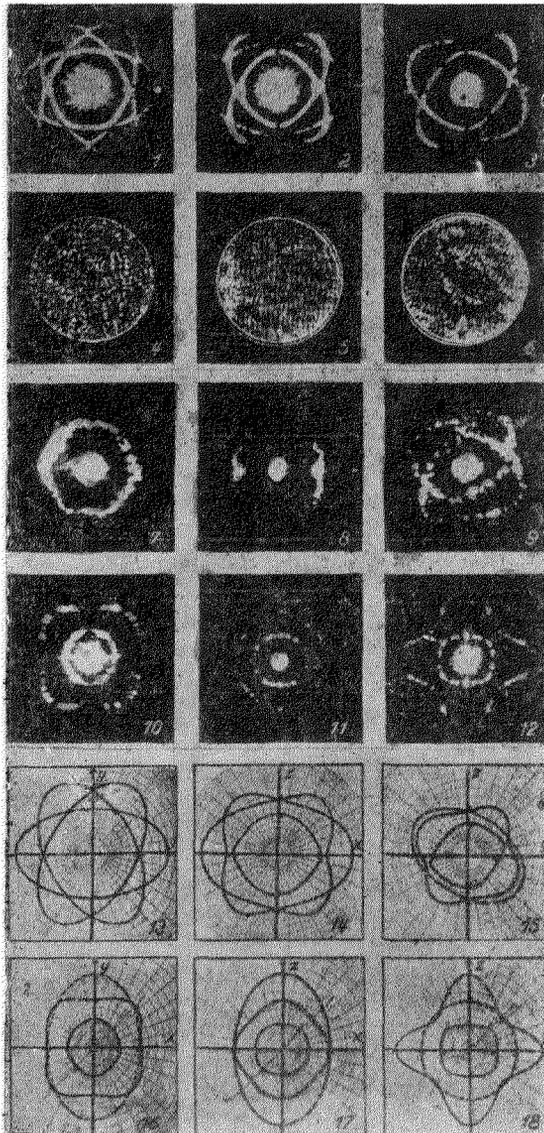


Рис. 14. Интерференционные картины колеблющихся кристаллов, по Шефферу и Бергману: 1—3—кварц, экспериментальные картины, 4—6—сечения решетки кварца (экспериментальные), 7—9—дифракционные явления на сечении кварцевой решетки (экспериментальные), 10—12—барит, экспериментальные кривые, 13—15—кварц, теоретические кривые, 16—18—барит, теоретические кривые.

поляризованном или естественном свете. При помощи метода темного поля они смогли сфотографировать сечение некоторой рассеивающей поверхности кристалла (см. рис. 14₄—14₆). Им удалось произвести гармонический анализ подобного сечения, для чего они использовали эту фотографию в качестве решетки для монохроматического света. Соответствующие снимки, изображенные на рис. 14₇—14₉, являются повторениями фигур, полученных на рис. 14₁—14₃, правда, несколько несовершенными и слегка искаженными.

Фюсс и Людлоф развили теорию интерференционных фигур Шеффера-Бергманна, основные идеи которой излагаются ниже.

Большое количество наблюдаемых интерференционных пятен делает невозможным предположение, что при этих снимках мы имеем дело с лауэграммой комбинированной пространственной решетки (Translationsgitter). Действительно, в этом случае большому числу интерференционных пятен должно было бы соответствовать столь же большое число порядков интерференции.

Если грани кристалла четырехугольны, то из характера уравнений упругих колебаний в первом приближении получается гармоническое распределение плотности, т. е. только интерференция первого порядка. Далее, расположение интерференционных пятен не согласуется с тем, которого можно было бы ожидать при лауэграмме. Фотографирование сечения рассеивающей поверхности не дает простой двухмерной комбинированной решетки (Translationsgitter), как должно было бы быть, если бы оно являлось сечением трехмерной комбинированной решетки. Напротив, его можно объяснить существованием нескольких налагающихся друг на друга перекрещивающихся решеток с различными постоянными. Эти соображения приводят к следующей основной идее: объяснение явления должно даваться с точки зрения упругих собственных колебаний, резонирующих на возбуждающие частоты. Число собственных колебаний, существование которых приходится допустить, оказывается весьма большим. Например, в случае кварца, кривая резонанса, правда, остра, но все же обладает конечной шириной, нижним пределом которой является величина $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-4}$. Но в этой спектральной области укладывается примерно сто различных собственных частот. Явления сцинтилляции также говорят в пользу этого основного предположения. Экспериментально установленная независимость расположения интерференционных пятен от формы кристалла свидетельствует о том, что общий ход этих кривых мало связан с пограничными условиями. Поэтому для формального описания явления можно ограничиться лишь рассмотрением плоских волн. Каждое собственное колебание кристалла той или иной структуры может рассматриваться как сумма упругих плоских волн, удовлетворяющих двойному интегралу Фурье. Граничные условия будут влиять только на амплитуды, т. е. на интенсивности. Следующий шаг рассуждения заключается в том, чтобы установить условия, определяющие возможность возникновения этих плоских волн в кристалле. Далее, из

всех возможных волн необходимо выделить волны, совместимые с заданной возбуждающей частотой. Затем нужно выяснить, какую роль играет каждая из этих волн в образовании интерференционной картины. По этому поводу можно сразу сказать, что должны учитываться лишь продольные компоненты колебаний. Подобная волна создает слоистое гармоническое распределение рассеивающей способности, причем расстояние между слоями равно $d = \frac{2\pi}{k}$. По уравнению Брегга:

$$2d \sin \theta = \lambda_i \quad (1)$$

подобные слои могут отражать свет с длиной волны λ_i лишь под углом θ . Тем самым определяется некоторая интерференционная точка. Из уравнения (1) и соотношения между длиной упругой волны d и световой волны λ_i получается для угла дифракции величина 10^{-2} , соответствующая эксперименту. Следовательно в образовании интерференционной картины участвуют лишь те плоские волны, вектор распространения \mathbf{k} которых приблизительно перпендикулярен первичному лучу; следовательно, для интерференционной картины существенны лишь те колебания, которые в продольном направлении (по отношению к первичному лучу) не имеют ни одного узла, либо не более двух узлов, чем и объясняется незначительная селективность.

Важное условие, приводящее к возможности определения упругих постоянных, получается при рассмотрении вопроса о том, какие из плоских волн, могущих существовать в кристалле, совместимы с возбуждающей частотой. Из упругого потенциала среды может быть получена система колебательных уравнений для вектора смещения \mathbf{s} . В обычных обозначениях имеем:

$$\rho s'_{\alpha'} = \sum_{\beta\alpha'\beta'} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \left(c_{\alpha\beta\alpha'\beta'} \frac{\partial s_{\alpha'}}{\partial x_{\beta'}} \right). \quad (2)$$

Для получения плоской распространяющейся волны

$$\mathbf{s} = \mathbf{a} \cdot e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} \quad (3)$$

необходимо, чтобы выполнялось условие для амплитуд и вектора распространения:

$$\sum_{\alpha'} \left(\sum_{\beta\beta'} c_{\alpha\beta\alpha'\beta'} k_{\beta} \cdot k_{\beta'} - \rho \omega^2 \delta_{\alpha\alpha'} \right) a_{\alpha'} = 0. \quad (4)$$

Так как эта система уравнений должна удовлетворяться для α_a , то симметричный детерминант из ее коэффициентов должен обращаться в нуль, т. е. должно быть:

$$D(k_1 k_2 k_3, \omega) = 0. \quad (5)$$

Это уравнение определяет некоторую пространственную поверхность шестого порядка, поверхность F . Вводя направляющие косинусы $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, получим:

$$D(k, \omega, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = 0. \quad (6)$$

При заданных $\omega, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ это уравнение является кубическим по отношению к k^2 . Условие, определяемое уравнениями (5) и (6), связано с численными значениями упругих постоянных. Таким образом, при заданных упругих постоянных можно определить это условие, и наоборот. Для того чтобы иметь возможность рассчитать интерференционную картину, нужно знать еще связь между указанным условием и интерференционными фигурами. На рис. 15 изображена одна из подобных упругих волн, вызывающая явление дифракции. Вектор распространения \mathbf{K} и первичный луч лежат в плоскости чертежа. Вектор распространения должен оканчиваться на поверхности F . Интерференционный луч, возникающий благодаря брегговскому отражению, идет под углом 2θ ; при выходе из кристалла, благодаря преломлению, угол увеличивается в n_0 раз. Точка, в которой интерференционный луч попадает на фотографическую пластинку, удаленную на расстояние A , оказывается смещенной относительно первичного луча на отрезок r , определяемый выражением:

$$r = A \cdot n_0 \cdot \sin 2\theta,$$

что, благодаря малости θ , может быть написано в виде: $r = An_0 \cdot 2\theta$ или

$$r = A \cdot n_0 \lambda_i \frac{k}{2\pi} = A \cdot \lambda_a \cdot \frac{k}{2\pi}. \quad (7)$$

Так как вектор \mathbf{K} почти перпендикулярен первичному лучу, то из рисунка легко видеть, что интерференционная картина дает гео-

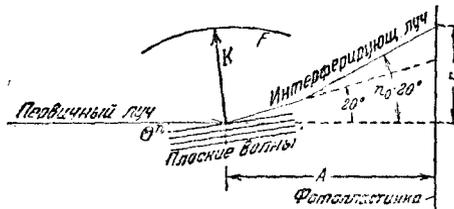


Рис. 15. Возникновение интерференционных фигур, по Фюсу и Людлофу.

метрически подобное изображение сечения поверхности F , перпендикулярного падающему лучу, увеличенное в $\frac{A\lambda_g}{2\pi}$ раз. Таким образом, из интерференционной картины можно вычислить сечение поверхности F , перпендикулярное направлению вхождения светового луча, откуда могут быть определены численные значения упругих постоянных кристалла.

Фюс и Людлоф дали примеры расчета изотропных тел (стеклянный кубик), тригональных кристаллов (кварц) и ромбических кристаллов (барит). На рис. 14₁₃ — 14₁₈ изображены кривые, вычисленные по их теории. Бросается в глаза превосходное согласие с дифракционными картинками, полученными экспериментально. Система определенных таким образом упругих постоянных (адиабатических) для барита была сравнена с определениями этих величин (изотермическими), сделанными Фойгтом, причем предпологалось, что адиабатические постоянные должны равняться соответственным изотермическим. Согласие оказалось превосходным. Громадное преимущество, представляемое этим методом по сравнению с методами, применявшимися ранее, будет очевидно, если принять во внимание, что в этом методе требуется лишь несколько фотографий, в то время как Фойгту пришлось произвести 15 тысяч отдельных измерений.

Другим преимуществом этого метода является отсутствие упругого последствия и возможность определения всей системы упругих постоянных на одном единственном образце кристалла, что раньше было невозможно. Точность метода уже теперь превосходит точность прежних статических методов. Относительная точность определения упругих постоянных одной и той же системы исключительно высока. Абсолютная точность близка к 1⁰/₀.

Мысль, что благодаря малости угла дифракции на волновой решетке, образованной ультразвуком, определение скорости звука может быть произведено при измерениях постоянных решетки со значительно большей абсолютной точностью, чем при определении самого угла дифракции, — эта мысль, послужившая толчком к разработке точного метода измерения скорости звука в жидкостях¹⁶¹ при помощи фотографирования решетки, легла также в основание попытке применить этот метод для твердых тел. Правда, этот метод является ограниченным тем обстоятельством, что возможно измерение постоянных решетки лишь в одном или двух направлениях. Однако даже это является ценным, поскольку измерение решетки, производимое с высокой абсолютной точностью, позволяет повысить точность определения системы упругих постоянных, измеряемой по методу Шеффера-Бергманна с высокой относительной точностью.

Автору совместно с Гешем и Асбахом^{157, 158} удалось сфотографировать стоячую волновую решетку в самом пьезокварце; пользуясь весьма простыми средствами, им удалось достичь довольно высокой точности измерения.

При этом оказалось, что расстояние между полосами в колеблю-

щется кварце весьма точно совпадает с отношением толщины кварца к номеру гармоники. В настоящее время на бо́льшем материале проверяется, действительно ли это совпадение всегда имеет место; если это так, то было бы достаточно определить расстояние между полосами (что делается весьма простыми способами) для установления номера гармоники с полной достоверностью. Из толщины пластинки и номера гармоники можно определить длину волны, также пользуясь весьма простыми средствами, причем получаемая точность будет очень велика.

При измерениях с кварцем, колеблющимся по толщине, было далее установлено, что все высшие гармоники находятся в правильном отношении друг к другу, но не к основной частоте кварца. Бергман²³ почти одновременно пришел к тому же выводу, изучая дифракционные явления.

В дальнейшем удалось сделать видимой перпендикулярную направлению поля волну в кристалле, колеблющемся по толщине¹⁶⁵. Далее^{152, 166, 17}, были сделаны попытки измерить ультразвуковую решетку в куске стекла, возбуждаемого пьезокварцем по методу Шеффера-Бергманна. Уже достигнутая в настоящее время точность измерения постоянной решетки превосходила одну промиллю. При этом также удалось измерить перпендикулярную к направлению возбуждения волну. Весьма большое значение имеет совершенно неожиданное наблюдение^{166, 167}: при исследованиях в поляризованном свете обнаружилось, что при освещении стеклянного кубика светом, плоскость поляризации которого параллельна фронту звуковой волны, и при наблюдении со скрещенными поляризатором и анализатором, возникает система полос, расстояние между которыми значительно меньше, чем при наблюдении в естественном свете или другом положении плоскости поляризации. Попытки обнаружить эту систему полос в естественном свете оказались безрезультатными.

Это обстоятельство позволяет предположить¹⁵², что эти полосы не должны рассматриваться как изображение волны сжатия в смысле Люка и Бикара, но как изображение мест максимальных напряжений в кристалле, видимых благодаря двойному лучепреломлению в полном согласии с классическими исследованиями Био и Тиндаля. Далее можно предполагать, что эта волна не имеет продольной компоненты, т. е. должна рассматриваться как чистая поперечная волна. Если предположить, что обе наблюдаемые волны являются плоскими волнами и учесть (в смысле теории Фюса-Людлофа), что граничные условия практически могут не приниматься во внимание, то скорости распространения обеих волн должны определяться уравнениями, приложимыми к упругой среде, безграничной по всем направлениям.

Строгого совпадения ожидать не следует, поскольку эти скорости являются предельными, к которым асимптотически приближаются наблюдаемые скорости по мере увеличения отношения линейных размеров упругой среды к длине волны. Помимо теории Фюса-Людлофа, подобный метод рассмотрения подтверждается измене-

ниями Дерфлера⁹⁵, наблюдавшего на кварцевых пластинках переход волны изгиба в поперечную волну. Он нашел, что волна изгиба возникает лишь тогда, когда толщина пластинки мала по сравнению с длиной волны. Кроме того он установил, что для высоких гармоник, т. е. для малых значений λ/d , скорость асимптотически приближается к скорости поперечных волн в безграничной среде. В случае продольных волн подобное допущение также справедливо, что доказывается поведением высших гармоник кварца, колеблющегося по толщине^{23, 158}. В некоторых работах было найдено, что негармонические отклонения обертонов весьма малы уже при относительно низких порядка обертонов¹²²; отсюда можно заключить, что асимптотическое приближение к предельному случаю практически достигается весьма быстро.

Предположим, что расстояние полос, наблюдаемых в естественном свете, в точности равно половине длины продольной упругой волны, распространяющейся в безграничной среде; расстояние же между полосами, наблюдаемыми в поляризованном свете, равно половине длины поперечной волны; тогда по измеренным расстояниям и известной частоте могут быть определены упругие постоянные стеклянного тела. Для одного из сортов стекла, который по данным Шотта имел модуль упругости $E = 7,471$ кг на квадратный миллиметр, было найдено $E = 7,531$ кг/мм², модуль кручения $3,119$ кг/мм² и постоянная Пуассона $0,2072$ (при частоте $4 \cdot 894$ kHz). Если принять во внимание, что модуль упругости определяется в различных условиях—изотермически и адиабатически,—то совпадение нужно признать настолько хорошим, что рассмотрение обеих волн как продольной и поперечной можно считать доказанным. На других стеклянных пластинках также удавалось наблюдать поперечные волны при экспериментах в поляризованном свете. Допущение, что с поперечными волнами должны связываться полосы, наблюдаемые при скрещенных поляризаторе и анализаторе, делает ясным важность подобных исследований. В последнее время, пользуясь той же установкой, Гидеманн и Хеш смогли наблюдать дифракционные явления, при которых постоянная решетка определялась поперечными волнами; интересно отметить, что получились лишь дифракционные спектры первого порядка. Зависимость наблюдаемости поперечных волн от расположения плоскости поляризации соответствует данным одной из старых работ Кенига³⁹⁰.

Метод измерения решетки в твердых телах, повидимому, является наиболее точным и может быть использован для определения упругих постоянных прозрачных изотропных тел. В случае же неизотропных тел нужно пользоваться методом Шеффера-Бергманна, абсолютная точность которого легко может быть повышена при одновременном использовании первого метода.

Мы не будем здесь останавливаться на рассмотрении распространения ультразвуковых волн в стержнях^{115, 313, 318, 320} и в жидкостях, заполняющих трубки^{106, 372}, отсылая интересующихся к статье Гроссмана¹³², а также к новым работам^{11, 18, 334}.

IV. СКОРОСТЬ ЗВУКА И ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА

1. Дисперсия и поглощение в многоатомных газах. Классическая теория скорости звука и поглощения его в газах. Скорость звука.

Как известно, скорость звука может быть вычислена при помощи уравнения Эйлера. Рассматривая распространение звука как адиабатический процесс, получаем формулу Лапласа:

$$V = \sqrt{\frac{\rho \gamma}{\rho}},$$

где p — давление газа, V — скорость звука, ρ — плотность и γ — отношение удельных теплоемкостей.

Это уравнение не предполагает существования зависимости скорости распространения от частоты — дисперсии звука. Однако, если рассмотреть столь высокие частоты, что длина звуковой волны будет соизмерима с длиной свободного пробега молекул, то предположения, использованные при выводе уравнения Эйлера, оказываются уже недопустимыми. Кроме того, в этом случае нельзя считать процесс адиабатическим. Герцфельд и Рис¹⁵¹, а также Кондон⁸⁵ элементарными рассуждениями доказали, что при столь высоких частотах процесс протекает изотермически; см. также работу Ван-дер-Дунгена⁹⁶. Детальный расчет частотной зависимости теплопроводности был дан Рокаром³⁰⁹, показавшим что в случае воздуха уже при частотах в $5 \cdot 10^8$ Hz процесс из адиабатического переходит в изотермический, т. е. уравнение Лапласа должно заменяться уравнением Ньютона. Хотя эта область частот практически еще не достигнута, мы упомянули о ней, поскольку положение вещей противоречит обычным представлениям, не являющимся вполне точными, что распространение звука происходит адиабатически благодаря очень быстрым переходам от сжатий к расширениям. Исходя из этого представления можно думать, что переход к изотермическому процессу должен иметь место в области весьма низких, а не весьма высоких частот. Понять это явление можно лишь путем точного исследования частотной зависимости теплопроводности. Правда, время, в течение которого происходит отвод тепла, растет при уменьшении частоты, но отводимое количество тепла за элемент времени пропорционально величине $\frac{\partial^2 x}{\partial T^2}$, т. е. при заданной амплитуде обратно пропорционально квадрату длины волны. Поэтому тепло, отводимое за период, с уменьшением частоты уменьшается, так как оно убывает с ростом длины волны в более высокой степени, чем возрастает период. Если учесть влияние внутреннего трения, теплопроводности и теплоизлучения на скорость звука, то при точном расчете получается частотная зависимость скорости звука, которая, однако, настолько мала, что при современной точности измерений не может быть обнаружена.

До 1925 г. не было экспериментальных данных о частотной зависимости скорости распространения звука. В этом году Пирс²⁷⁴, работавший с интерферометром, измеряя скорость звука в углекислоте при трех различных частотах, нашел повышение ее на 0,6% при наиболее высокой частоте. Совершенно несомненное возрастание скорости звука в углекислоте, достигавшее 4%, было измерено значительно позже Кнезером^{202, 204, 205} в ультразвуковой области. Дальнейшие экспериментальные и теоретические работы были посвящены развитию теории дисперсии звука в многоатомных газах; ниже мы рассмотрим эти работы, учитывающие влияние внутримолекулярных процессов.

Поглощение звука. По старой теории поглощения в газах приходится считаться с тремя различными факторами, а именно — вязкостью газа, теплопроводностью и теплоизлучением. Так как поглощение звука благодаря излучению весьма мало по сравнению с поглощением, обусловленным теплопроводностью (около $\frac{1}{200}$), то можно ограничиться только первыми двумя причинами. Уменьшение интенсивности плоской волны, обусловленное поглощением,

может быть изображено уравнением: $I_x = I_0 e^{-\frac{\alpha}{\lambda} x}$, где $\frac{1}{\alpha}$ определяет число длин волн, по прохождении которых интенсивность падает до $\frac{1}{e}$ части своей первоначальной величины. По классическим работам Стокса и Киргоффа коэффициент поглощения α определяется уравнением:

$$\alpha = \frac{4\pi^2\nu}{V^2 \cdot \rho} \cdot \left(\frac{4}{3} \eta + \frac{\gamma - 1}{c_p} \cdot K \right),$$

здесь первое слагаемое характеризует влияние внутреннего трения, а второе — теплопроводности; частота звука обозначена ν , плотность газа — ρ , коэффициент внутреннего трения — η и коэффициент теплопроводности — K .

Численный подсчет α по известным значениям ρ, η и т. д. для случая воздуха и воды показывает, что (при равной частоте) поглощение в воздухе почти в 1000 раз больше, чем в воде. Поэтому в воздухе ультразвуковые волны могут распространяться лишь на весьма незначительные расстояния, в то время как в воде ультразвуковая сигнализация перекрывает громадные пространства.

Умножая на λ , получаем независящее от частоты выражение:

$$A = \alpha \cdot \lambda = \frac{4\pi^2}{V \cdot \rho} \cdot \left(\frac{4}{3} \eta + \frac{\gamma - 1}{c_p} \cdot K \right).$$

Экспериментальные исследования поглощения звука показали, что установленная на опыте величина A во многих случаях значи-

тельно превышает теоретическую и, кроме того, обладает частотной зависимостью. Лишь при одноатомных газах оба значения довольно хорошо совпадают друг с другом.

Теория дисперсии и абсорбции звука в многоатомных газах. Объяснение отклонений от классической теории в многоатомных газах было дано путем учета внутримолекулярных процессов. В многоатомном газе, кроме внешних степеней свободы (поступательное движение), приходится считаться с наличием внутренних степеней свободы (вращательные и колебательные движения). В равновесном состоянии число молекул, использующих в данный момент определенную внутреннюю степень свободы (иначе говоря число молекул, у которых возбуждено определенное колебательное или вращательное движение), зависит лишь от температуры. При прохождении звуковой волны через газ образуются адиабатические колебания давления, а, следовательно, и колебания температуры. Эти температурные колебания вызывают также колебания концентрации возбужденных молекул; при этом предполагается, что время установления концентрационного равновесия не слишком велико по сравнению с периодом звуковой волны. Если концентрационное равновесие устанавливается в конечный промежуток времени, то при низких частотах изменения концентрации следуют за колебаниями температуры; при частотах, период которых соизмерим со временем установления равновесия, амплитуда колебаний концентрации будет уменьшаться. Наконец, при высоких частотах, период которых значительно меньше, чем время установления равновесия, равновесие концентрации вообще не будет изменяться. Но это значит, что распространение звука при весьма высоких частотах будет происходить так, как будто бы соответствующей степени свободы вообще не существует. Для вычисления скорости распространения звука при этих частотах придется пользоваться увеличенным отношением удельных теплоемкостей, т. е. скорость звука должна возрастать.

Исходя из этих рассуждений, Герцфельд и Рис¹⁵¹ дали первую приближенную теорию дисперсии звука, учитывая внутреннее трение и теплопроводность. Установление соответствующей теории, в которой влияние внутреннего трения и теплопроводности не принималось во внимание, принадлежит Бургену³⁸⁻⁴⁴, Кнезеру²⁰³, Рутгерсу^{322, 208} Ричардсу^{249, 295}, Гроссманну¹²⁹ и Генри^{145, 146}, последний из которых дал наиболее простой вывод дисперсионной формулы. Работа Кнезера, не будучи первой, сыграла наибольшую роль, так как его рассуждения отличались большой наглядностью, и он располагал обширным экспериментальным материалом, служившим для проверки его теории. Кнезер воспользовался уравнением реакции между возбужденными и невозбужденными молекулами; при этом ему удалось также использовать вычисления, сделанные ранее Эйнштейном⁹⁸ для случая распространения звука в диссоциированном газе*. Предположение, что в диссоци-

* Грюнайзен и Генс не обнаружили дисперсии в частично диссоциированном N_2O_4 при частоте 15 кГц. В ультразвуковой области дисперсию

Следовательно, получается:

$$C_\omega - C_\infty = (C_0 - C_\infty) \frac{\Delta n_1}{\Delta n_1} = (C_0 - C_\infty) \cdot \frac{k_0 + k_1}{j\omega + k_1 + k_0}. \quad (11)$$

Откуда

$$C_\omega - C_\infty = \frac{C_0 - C_\infty}{1 + \frac{j\omega}{k_1 + k_0}}.$$

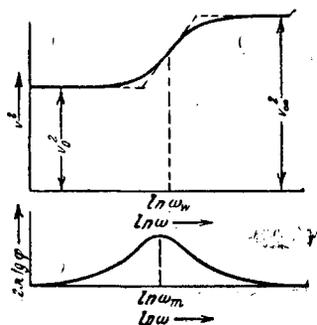


Рис. 16. Дисперсия и поглощение звука в многоатомных газах по Кнезеру.

Пользуясь уравнением (4), имеем:

$$V = \frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{R}{C_\infty + \frac{C_0 - C_\infty}{1 + \frac{j\omega}{k_1 + k_0}}} \right). \quad (12)$$

Благодаря малости мнимой части можно считать, что действительная часть V^2 равна абсолютной величине V^2 .

Вводя $\frac{1}{k_0 + k_1} = \beta$, находим после несложных преобразований:

$$V^2 = \frac{p}{\rho} \left(1 + R \frac{C_0 - C_\infty \omega^2 \beta^2}{C_0^2 + C_\infty^2 \omega^2 \beta^2} \right).$$

Для очень малых частот ($\omega \rightarrow 0$) находим $V_0^2 = \frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{R}{C_0} \right)$, а для весьма больших частот ($\omega \rightarrow \infty$) получается $V_\infty^2 = \frac{p}{\rho} \left(1 + \frac{R}{C_\infty} \right)$.

Строя зависимость V^2 от логарифма частоты, получаем верхнюю кривую рис. 16, кривую дисперсии.

Кривая дисперсии имеет точку перегиба при частоте $\omega_w = \frac{1}{\beta} \frac{C_0}{C_\infty}$.

Наклон кривой в этой точке легко определяется из выражения:

$$\left. \frac{dV^2}{d \ln \omega} \right|_{\omega_w} = \frac{1}{2} \Delta V^2, \text{ где } \Delta V^2 = V_\infty^2 - V_0^2.$$

Он является мерой максимальной дисперсии, возникающей в области $\Delta \ln \omega = 2$, т. е. примерно в пределе трех октав.

Существование комплексного значения скорости звука означает наличие разности фаз между волной давления и волной сжатия; $\operatorname{tg} \varphi$ равен отношению мнимой и действительной части V^2 .

Вычисление дает:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{(V_\infty^2 - V_0^2) \cdot \omega_w \cdot \omega}{V_0^2 \omega_w^2 + V_\infty^2 \omega^2}$$

Максимальное значение тангенса оказывается равным:

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{V_\infty^2 - V_0^2}{2V_0 V_\infty}$$

Оно получается при частоте:

$$\omega_m = \frac{V_0}{V_\infty} \omega_w = \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{(C_0 + R) C_0}{(C_\infty + R) C_\infty}}$$

Ширина кривой $\operatorname{tg} \varphi$ на половине высоты охватывает область частот около 3,8 октав.

Сдвиг фаз свидетельствует о потерях энергии благодаря поглощению.

Наглядное истолкование этого явления предложено Кнезером в его мысленном эксперименте²⁰⁷. Вообще говоря для любой звуковой волны можно утверждать, что поглощение всегда может быть представлено в виде сдвига фаз между волнами давления и сжатия; см. например, работу Рокара³⁰⁹.

Подставляя в уравнение интенсивности плоской волны

$$j_x = j_0 \cdot e^{2j\omega \left(t - \frac{x}{V} \right)}$$

омплексную скорость звука $V^2 = V_e^2 e^{i\varphi}$, получим:

$$j_x = j_0 e^{2j\omega \left(t - \frac{x}{V_e^2} \right)}$$

ли, после преобразований:

$$j_x = j_0 e^{2j\omega \left(t - \frac{x}{V} \cos \frac{\varphi}{2} \right)} \cdot e^{-2\omega \frac{x}{V} \sin \frac{\varphi}{2}}$$

Второй член, зависящий от расстояния, определяет затухание волны. Коэффициент поглощения, отнесенный к длине волны, определяется выражением:

$$\alpha = 4\pi \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Но так как $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2}}$, то для всех значений $\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} \ll 1$

можно принять:

$$\alpha = 2\pi \operatorname{tg} \varphi.$$

Поскольку во всех известных исследованиях угол φ всегда меньше 6° , то при вычислении абсолютной величины V^2 вполне законно пренебрегать мнимой частью по сравнению с действительной, как это было сделано выше.

Кривая $\operatorname{tg} \varphi$ характеризует ход коэффициента поглощения. Она изображена на рис. 16 внизу, причем принято $\alpha = 2\pi \operatorname{tg} \varphi$.

Упрощенную формулу поглощения можно вывести ²⁰⁶, если учесть, что в большинстве случаев $k_0 \ll k_1$, т. е. $Fe^{-\frac{h\nu}{kT}} \ll 1$. Пренебрегая k_0 по сравнению с k_1 и x по сравнению с единицей, имеем:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R\omega k_1 (C_0 - C_\infty)}{k_1^2 (C_0^2 + RC_0) + \omega^2 (C_\infty^2 + RC_\infty)}.$$

Так как C_0 несlišком сильно отличается от C_∞ , то можно внести дальнейшее упрощение:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{C_0 (R + C_0)} (C_0 - C_\infty) \cdot \frac{k_1 \omega}{k_1^2 + \omega^2}.$$

Максимум получается при $\omega = k_1$, и максимальная величина коэффициента поглощения оказывается равной:

$$\alpha_{\max} = \pi \frac{R(C_0 - C_\infty)}{C_0(R + C_0)}.$$

Эта упрощенная формула имеет то преимущество, что в ней α_{\max} не зависит от ω и k_1 и может быть предвычислено для каждой колебательной степени свободы, если мы будем располагать соответствующими спектроскопическими данными, вычисляя из них разность удельных теплоемкостей ($C_0 - C_\infty$) для рассматриваемой степени свободы по формуле Планка — Эйнштейна.

Положение области дисперсии и абсорбции определяется величиной β . Но β представляет время установления равновесия концентрации возбужденных и невозбужденных молекул, т. е. в случае одной единственной колебательной теплоемкости — время установления этой теплоемкости; величину β называют также временем релаксации. Из уравнений (6) и (9) находим соотношение:

$$-\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{n_1}{\beta} - k_0 N,$$

решением которого является выражение:

$$n_1 = A e^{-\frac{t}{\beta}} + k_0 N \beta.$$

Таким образом β представляет время, в течение которого некоторое нарушение равновесия убывает до $1/e$ своей первоначальной величины. Величины k_1 и k_0 , из которых образовано β , представляют, по определению, число переходов кванта в поступательную или вращательную энергию в единицу времени. Величина $1/k_1$ представляет, таким образом, продолжительность жизни колебательного кванта. При этом следует иметь в виду, что продолжительность жизни колебательного кванта, вообще говоря, больше, чем продолжительность жизни возбужденной молекулы, так как возможен переход колебательного кванта от одной молекулы к другой; квант в этом случае продолжает существовать, возбуждение же первой молекулы исчезает.

Из уравнений

$$\beta = \frac{1}{k_1 + k_0}$$

и

$$x = \frac{k_0}{k_1} = F e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

по вычисленной β и известным колебательным теплоемкостям можно вычислить k_1 и k_0 . Если предположить, что переход из поступательной энергии в колебательную и обратно происходит при ударе первого рода, то частное от деления k_1 или k_0 на число соударений молекулы в единицу времени определяет вероятность уничтожения или возникновения колебательного кванта при соударении. Но так как вероятность, рассчитанная на одно соударение, разумеется, не может изменяться, то увеличение числа соударений, т. е. повышение давления, должно вызывать уменьшение времени установления, т. е. должно быть $p \sim \frac{1}{\beta}$.

Эта зависимость β от давления является весьма важной, так как при помощи немногих постоянных частот (т. е. немногих кварцев) оказывается возможным произвести большое число измерений β . Таким образом изменение давления действует так, что область увеличения скорости звука при изменении давления перемещается параллельно оси ω , причем это перемещение пропорционально давлению. По измерениям Вальмана этот вывод в пределах ошибок наблюдений подтверждается.

Для вычисления β пользуются выражением $\beta = \frac{1}{\omega_w} \cdot \frac{C_0}{C_\infty}$; следовательно, необходимо определить ω_w . Если взять одну из дисперсионных кривых, измеренную в достаточном количестве точек, то можно воспользоваться тем обстоятельством, что наклон дисперсионной кривой в точке ω_w равен $\frac{\Delta V^2}{2}$. Если провести на расстоянии $\frac{\Delta V^2}{2}$ между предельными значениями скорости прямую, параллельную ω -оси, то точка пересечения ее с кривой дисперсии определит ω_w . Но во многих случаях является более целесообразным вычислять ω_w для каждого измеренного значения ω и V . При этом из формулы дисперсии можно, как показал Вальман, получить следующее выражение:

$$\omega_w^2 = \omega^2 \frac{V_\infty^2 - V^2}{V^2 - V_0^2}.$$

Это выражение обладает тем преимуществом, что V_0 и V_∞ могут быть вычислены с учетом отклонений от состояния идеального газа по методу Эйкена и Мюкке^{99а}. Вычисление коэффициента поглощения может быть произведено по разности между экспериментальным его значением σ_{exp} и значением, вычисленным по классической теории. При выводе дисперсионной формулы мы пренебрегали отдачей энергии возбужденными молекулами путем изучения. Кнезер²⁰⁷ подробно исследовал этот случай. Он нашел, что спонтанное излучение или поглощение квантов играет незначительную роль при дисперсии, но может оказать большое влияние на поглощение. Однако мы еще не располагаем достаточным

экспериментальным материалом, чтобы выяснить этот вопрос до конца.

Изложенная выше теория рассматривает простейший случай, предполагая, что имеется один единственный уровень энергии и одно единственное конечное время установления равновесия. Разумеется, возможно одновременное существование нескольких квантовых состояний одной колебательной степени свободы или различных степеней свободы с конечным временем установления равновесия, на что и было указано в ряде работ. Соответствующие теоретические рассуждения принадлежат Ричардсу²⁹⁵ и Розе³¹⁴. При возрастании частоты различные части колебательной теплоемкости выпадают постепенно, так что скорость звука меняется скачками, и возникают различные области поглощения; разумеется, при этом предполагается, что время установления равновесия различных квантовых состояний существенно неодинаково. Однако большое количество ступеней дисперсии и ряд областей поглощения до сих пор не наблюдались на опыте.

Эта теория уже проверялась на большом экспериментальном материале, причем выяснилось, что некоторые неясности, обнаруженные при этой проверке, скорее требуют некоторого углубления теории, чем принципиальных ее изменений.

Отклонения от теории проявились главным образом в работах, изучавших температурную зависимость дисперсии звука. Ричардс и Рейд²⁹⁶ ввели для характеристики температурной зависимости понятие об „энергии активации соударений“. Ричардсон³⁰⁶ указал, что дисперсия может быть обусловлена селективным (резонансным) поглощением и аномальным ходом вязкости при весьма высокой частоте колебаний. Кнезер²⁰⁶ заключил из исследований Кнудсена²¹⁶, посвященных распространению звука в кислороде и воздухе, что температурная зависимость времени установления равновесия совпадает с возрастанием величины χ ; при этом относительная кинетическая энергия соударяющихся молекул может целиком переходить в энергию колебательных движений. Для разъяснения температурной зависимости, несомненно, необходим еще большой экспериментальный материал; однако уже имеющиеся данные позволяют думать, что придется несколько уточнить изложенную теорию. Есть основание думать, что формальные рассуждения Ричардса и Рейда едва ли приведут к удовлетворительным результатам; напротив, повидимому, необходимо более детальное исследование процессов соударения молекул. Чрезвычайно интересные работы в этом направлении начаты Эйкеном и Беккером¹⁰², а также Хентингтоном¹⁸⁷.

Пирсон²⁶² нашел аномальный ход кривой дисперсии, который, однако, может быть обусловлен неучтенными автором ошибками опыта. Рельстон и Ричардсон²⁷⁹ также получили аномальную дисперсионную кривую; причина аномалии осталась пока невыясненной. Несмотря на большое количество работ различных авторов, имеющийся в настоящее время экспериментальный материал нуждается в значительном дополнении. Это объясняется, во-первых,

кратковременностью существования теории дисперсии звука, а, во-вторых, тем, что, во многих работах не уделялось достаточного внимания чистоте газа, так как сильное влияние загрязнений выяснилось лишь недавно. Ниже приводятся наиболее надежные результаты исследований распространений звука в газах в самой краткой форме.

Углекислота. В углекислоте дисперсия впервые была обнаружена Пирсом, работа которого вызвала большое количество дальнейших исследований этого газа. Большой частью исследовалось установление колебаний деформационного типа (Deformations-schwingung, $\uparrow O \downarrow C \uparrow O$). Вальман^{212, 371} нашел при 21°C и 600 мм Hg $\beta = 4,6 \cdot 10^{-6}$ сек. Это значение хорошо совпадает с найденным Эйкеном и Беккером значением $\beta = 5,7 \cdot 10^{-6}$ сек. при 18°C, если сделать перерасчет на равные температуры и давления. Число соударений, необходимых для перехода колебательного кванта в энергию поступательного движения, составляющее при 18°C 51,000, возрастает между — 32° и 145° почти в 4 раза. Далее опыты Вальмана доказали, что возможно возбуждение колебаний деформационного типа при двойном соударении. Наконец, он доказал, что симметричные колебания валентного типа (Valenzschwingung, $O \leftarrow C \rightarrow O$) должны обладать временем установления, большим или равным времени установления колебаний деформационного типа. Ричардс и Рейд²⁹⁹ нашли, что часть удельной теплоемкости углекислоты выпадает уже при 3 kHz; из измерений других авторов они сделали вывод, что эта часть выпадает уже при комнатной температуре и значительно более низкой частоте. С этим выводом совпадает заключение Эйкена и Мюкке^{99a}, сделанное на основании их собственных исследований, что теплоемкость, соответствующая колебаниям валентного типа, выпадает уже в области звуковых частот.

Этот результат можно было предвидеть, исходя из геометрических соображений, так как вероятность возбуждения подобных колебаний должна быть меньше, чем колебаний деформационного типа.

В слышимой области частот скорость звука в углекислоте при различных давлениях (от 1 до 85 ат) и температурах (от 15 до 50° C) изучалась Шнаковским, нашедшим возрастание теплоемкости C_v при повышении давления³⁹⁸.

Пумпер⁴⁰⁴ исследовал скорость распространения ультразвука (частота 44 kHz) в воздухе и углекислоте при пониженном давлении (до 0,02 ат) и нашл незначительное возрастание скорости: 0,65% для воздуха и 2,2% для углекислоты.

При измерениях поглощения в углекислоте⁸⁷ Гроссмани^{128, 129} нашел увеличение α_m на 20%, что было объяснено Кнезером как результат потерь на излучение²⁰⁷. В недавно опубликованной работе Ричардсона и Рельстона поглощение также оказалось больше теоретического.

CS₂. По измерениям Ричардса и Рейда²⁹⁹ симметричные колебания валентного и деформационного типа выпадают при частотах,

превосходящих 450 kHz. В пределах ошибок опыта условия возбуждения этих колебаний одинаковы.

N_2O . Кнезер и Цольке²¹³ нашли, что область дисперсии для колебаний деформационного типа лежит около 100 кН. Время установления равновесия $\tau = 1 \cdot 10^{-6}$ сек. В среднем при каждаых 50 000 соударениях возбуждается один квант; в продолжение примерно 5 000 соударений он не переходит в энергию поступательного движения. Поглощение измерялось Абелло, причем его результаты хорошо совпадают с результатами, которых можно было ожидать, исходя из измерений дисперсии.

Cl_2 . Дисперсия в Cl_2 исследовалась Эйкеном и Беккером¹⁰⁰⁻¹⁰³. Время установления при 18°C составляет $4,2 \cdot 10^{-6}$ сек. Число соударений, необходимое для отнятия у колеблющейся молекулы колебательного кванта, составляет при комнатной температуре 34 000. При изменении температуры от —32 до 145°C оно возрастает примерно в 7 раз.

H_2 . Так как при комнатной температуре колебательная теплоемкость еще не возбуждается, то дисперсия может быть обусловлена лишь выпадением вращательной теплоемкости. Ричардс и Рейд³⁰⁰ предполагали, что ими было обнаружено выпадение вращательной теплоемкости в области частот между 94 и 451 kHz. Однако тщательные исследования чистого водорода, произведенные Кнезером и Вальманом²¹², а также Беккером и Джексом, показали, что в области частот, не превосходящих 1481 kHz, дисперсия отсутствует. Рой и Розе³¹⁵⁻³¹⁷ почти одновременно вычислили из квантово-механических представлений эквивалентный радиус r , соответствующий возбуждению вращательной энергии. Из их вычислений следует, что область дисперсии может иметь место при частотах около 10^7 Hz.

Экспериментальные исследования³¹⁶ при 388 и 1465 kHz при давлениях от 424 до 772 мм Hg показали, что область дисперсии лежит выше 1500 kHz. Как в водороде, так и в других газах, до сих пор не удалось наблюдать выпадения вращательной теплоемкости; повидимому, оно может иметь место лишь при значительно более высоких частотах, чем частоты, в которых производились измерения. Это объясняется большей вероятностью возбуждения вращательных колебаний, следующей из геометрических соображений, а так же малостью вращательного кванта.

CO . Шеррат и Гриффитс³³⁶ исследовали скорость звука в CO при 7,9 и 27,4 kHz, при температурах от 1000 до 1800°C. Истинные теплоемкости, вычисленные из кажущихся теплоемкостей и теории дисперсии хорошо совпали со значениями, вычисляемыми из данных, полученных при исследовании полосатых спектров. При этом предполагалось, что формула дисперсии справедлива и в том случае, если возбуждается не одно единственное квантовое состояние. Время релаксации было найдено почти постоянным и равным $1 \cdot 10^{-5}$ сек.

N_2 . Вальман³⁷¹ нашел, что в чистом N_2 при 700 мм давления, при 21°C, в области частот 65,7—716,8 kHz, дисперсия отсут-

ствует. Этот результат совпадает с исследованиями Эйкена, Мюкке и Беккера⁹⁹. Эти авторы определяли колебательные теплоемкости N_2 и O_2 по методу Люммера—Прингсгейма и получили согласие с формулой Планка—Эйнштейна. Однако определения теплоемкостей по скорости звука в слышимой области дали несколько низкие значения. Они заключили отсюда, что выпадение колебательной теплоемкости в N_2 и O_2 должно происходить уже в области слышимых частот.

В согласии с этими данными находятся измерения поглощения, проделанные Кнезером и Кнудсен²⁰¹ в слышимой области по методу эхо. Они нашли для весьма чистого кислорода, что время установления равновесия должно быть больше или равно 10^{-3} сек. Измерения поглощения в кислороде в области ультразвуковых частот дали значения, более чем на 100% превосходящие классическую величину α . Но так как вдали от области дисперсии не должно возникать добавочного поглощения, то можно думать, что измеренные большие значения следует приписать недостаточной чистоте кислорода.

Дисперсия и поглощение в смесях газов. В смесях газов возникает добавочное поглощение, обусловленное взаимной диффузией газовых молекул. Звуковая волна переносит наиболее легкие молекулы от мест сжатия в участки, где создано разрежение. Потребная на это звуковая энергия претерпевает необратимое превращение, вызывающее увеличение поглощения. Подробное теоретическое рассмотрение этого вопроса было сделано Роккаром³⁰⁹. Добавочное поглощение α_D (отнесенное к одному сантиметру) строго пропорционально ω^2 и в случае воздуха имеет тот же порядок величины, что и поглощение, вызванное теплопроводностью, т. е. около 0,1 поглощения, обусловленного вязкостью.

Эта потеря энергии, вызванная диффузией, не может объяснить значительного увеличения поглощения в газовых смесях. Причина его лежит в „молекулярном“ поглощении, как его называет Кнезер. Измерения в газовых смесях представляют большой интерес, во-первых, поскольку воздух является смесью газов, с чисто технической точки зрения, и, во-вторых, потому, что, измерения времен установления равновесия при различных комбинациях газов могут дать ряд важных данных для молекулярно-кинетической теории.

C_2H_4 и примеси. Первые систематические измерения дисперсии в смесях газов были произведены Ричардсом и Рейдом^{293, 300}. Они исследовали скорость звука в этилене при 94 и 451 kHz, 15—45°C и 60—790 мм Hg; они нашли, что соударения с молекулами или атомами Ar, He и N_2 не влияют существенно на колебания молекул этилена. Соударения же с молекулами водорода оказываются, примерно, в 10 раз более действенными в отношении возбуждения переходов, чем соударения с молекулами самого этилена.

Воздух и кислород различной влажности. Кнудсен^{214, 216} исследовал поглощение звука в воздухе и O_2 различной влажности при частотах, 3,6 и 10 kHz по методу эхо. Он нашел, что поглощение больше чем классическое; далее выяснилось, что

максимум поглощения смещается в область более высоких частот при увеличении влажности. Кнезер^{206, 209, 210} объяснил увеличение поглощения конечным временем установления равновесия колебательной теплоемкости молекул кислорода и его изменением при существовании паров воды. Если h представляет отношение числа молекул водяного пара к числу молекул воздуха или кислорода, то, по мнению Кнезера, выражение $k_1 = \alpha h^2$ дает прекрасное совпадение с экспериментальными данными Кнудсена; более точное выражение приводится ниже. α представляет в этом выражении индивидуальную постоянную, которая для воздуха и кислорода имеет различные значения. Так как

$$\frac{k_0}{k_1} = x \ll 1, \beta \approx \frac{1}{k_1},$$

то это уравнение определяет зависимость времени установления равновесия от влажности. Квадратичная зависимость между h и k_1 свидетельствует, что две молекулы водяного пара являются действующими при превращении колебательной энергии O_2 в энергию поступательного движения. Зависимость скорости звука от влажности воздуха исследовалась также в других работах^{188, 196, 219, 311, 312}. Кнудсен указал на значение этих данных для архитектурной акустики и звуковой связи. В последнем случае оказывается возможным при известных условиях погоды выбрать частоту сигналов, обеспечивающую максимальную дальность связи. Као¹⁹² нашел, что в сухом воздухе, свободном от CO_2 , между 40 и 140 kHz дисперсия отсутствует (с точностью до $10/00$), что соответствует теоретическим представлениям.

Кислород с различной влажностью и различными примесями. Кнезер и Кнудсен²¹¹ исследовали по методу эхо, разработанному Кнудсеном, поглощение звука при звуковых частотах в O_2 , содержащем различное количество примесей H_2 , He, CO, CO_2 , O_3 , H_2S , C_2H_2 , C_6H_6 , C_2H_5OH , $HCCl_3$, CCl_4 , CS_2 , NH_3 и H_2O . При загрязнении кислорода $HCCl_3$, O_3 , CO_2 , CO, He не наблюдалось максимумов поглощения, но во всех случаях было обнаружено увеличение поглощения при возрастании h . В остальных случаях изменение времени установления (особенно при водяных парах) могло быть представлено выражением: $k_1 = \alpha h$, где α представляет постоянную, характеризующую загрязняющий газ. Так как по упрощенной формуле поглощения должно быть $\omega_{max} = k_1$, то при заданной частоте концентрация максимального поглощения h_m определяется выражением $h_m = \frac{\omega}{\alpha}$. Авторы вычислили по максимальному поглощению при 6 kHz (так как при этой частоте наблюдения были наиболее надежными) численные значения α . Подставляя в упрощенную формулу поглощения вместо k_1 эти значения α и умножая на соответствующее h , они получили вычисленные кривые поглощения, хорошо совпадавшие с измеренными. В случае примеси водяных паров этот

расчет оказался неудовлетворительным. Для определения подходящей связи для случая водяных паров они произвели измерения в смеси $O_2 - H_2O$ в широком интервале частот, из которых определяли h_m . Для контроля производились измерения в смеси $O_2 - NH_3$. Результаты измерений изображены на рис. 17.

Бросается в глаза линейная зависимость h_m от частоты в случае NH_3 . Для водяных паров получилась пунктирная кривая, которая может быть описана уравнением: $k_1 = \alpha h + \beta h^2$. Однако, и это выражение не является достаточно хорошим, но все же из хода h_m можно заключить, что существенное значение имеют соударения одной молекулы кислорода с двумя молекулами водяного пар. Удовлетворительное совпадение указанной выше формулы с изма

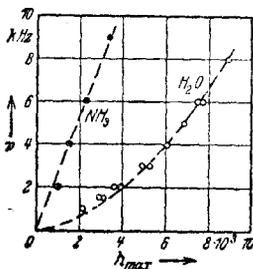


Рис. 17. Частота максимального поглощения в кислороде в зависимости от концентрации загрязняющих газов, по Кнезеру и Кнудсену.

ренными значениями свидетельствует, кроме того, о малости k_1^0 в совершенно чистом кислороде, так как точные выражения должны выглядеть следующим образом:

$$k_1 = k_1^0 + \alpha h$$

и соответственно:

$$k_1 = k_1^0 + \alpha h + \beta h^2.$$

Таким образом k_1^0 весьма мало по сравнению с измеренными значениями αh . Значения α для каждого загрязняющего газа получаются весьма различными между собой, что оказывается важным для дальнейшего развития молекулярной теории дисперсии и абсорбции. Так как это развитие, несмотря на интересные работы Кнезера и Кнудсена, далеко не закончено, то мы ограничимся лишь сводкой вычисленных ими значений для вероятности W того, что при соударении колеблющейся молекулы кислорода с молекулой загрязняющего газа возникают искажения колебательного состояния.

Cl_2 и примеси. Эйкен и Беккер¹⁰⁰⁻¹⁰² произвели подробные исследования дисперсии звука в Cl_2 , а также в CO_2 , при различ-

ТАБЛИЦА 1

Загрязняющий газ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	$W \cdot 10^4$	Загрязняющий газ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	$W \cdot 10^4$
C_2H_5OH	610	85	$CHCl_3$	9,6?	1,3
NH_3	160	26	CO	≈ 6	≈ 1,3
C_6H_6	130	25	H_2	4,8	0,5
H_2O	$\left\{ \begin{array}{l} 11? \\ \beta = 5 \cdot 10^8 \end{array} \right.$	24,2	CO_2	≈ 1,7	≈ 0,4
C_2H_2			43	8,3	O_2
H_2S	13	2,4	N_2	≈ 0,5	≈ 0,1
CCl_4	≈ 10	≈ 2,4	He	≈ 0,4	≈ 0,06
			O_3	—	< 0,06

ных загрязнениях; исследование велось в ультразвуковой области. И в этих случаях наблюдалось уменьшение времени установления равновесия при наличии загрязнений, что свидетельствует о смещении дисперсной области в сторону высоких частот; это смещение хорошо видно на рис. 18, принадлежащем Эйкену и Беккеру.

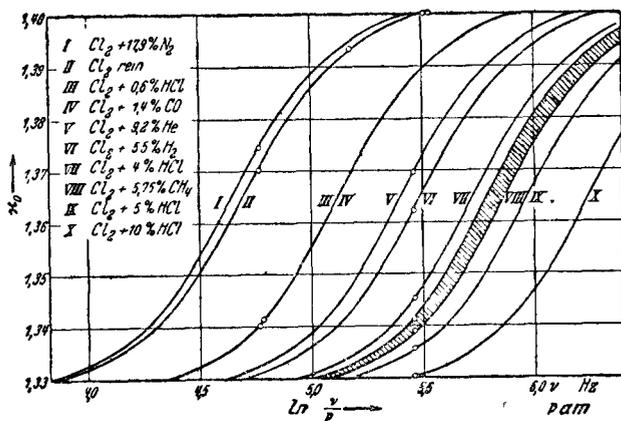


Рис. 18. Дисперсия звука в хлоре с примесями при комнатной температуре, по Эйкену и Беккеру.

В случае загрязнения при помощи CH_4 получается не определенная кривая, а целая область; на причинах этого мы не будем останавливаться. Изменение времени установления равновесия β при различных загрязнениях характеризуется цифрами, приводимыми в табл. 2, вычисленными для концентрации загрязняющего газа, равной единице.

ТАБЛИЦА 2

Газ	$\beta_{AB} \cdot 10^6$ при одной атмосфере
$\text{Cl}_2 - \text{Cl}_2$	4,2
$\text{Cl}_2 - \text{N}_2$	5,6
$\text{Cl}_2 - \text{HCl}$	0,013
$\text{Cl}_2 - \text{CH}_4$	{ 0,015 0,019
$\text{Cl}_2 - \text{H}_2$	0,040
$\text{Cl}_2 - \text{He}$	0,086
$\text{Cl}_2 - \text{CO}$	0,029
$\text{CO}_2 - \text{CO}_2$	5,7
$\text{CO}_2 - \text{CH}_4$	{ 0,31 0,23
$\text{CO}_2 - \text{He}$	0,16
$\text{CO}_2 - \text{H}_2$	0,027
$\text{CO}_2 - \text{HCl}$	0,014
$\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$	0,0028

Вальман ³⁷¹ исследовал дисперсию звука (в ультразвуковой области) в углекислоте с различными примесями. В случае $\text{CO}_2 - \text{H}_2$ время установления колебательной теплоемкости CO_2 оказалось линейно связанным с содержанием водорода. В согласии с данными Эйкена и Беккера, было найдено, что вероятность возбуждения или соответственно искажения колебательного состояния молекулы углекислоты при соударении с молекулой водорода оказывается в 100 раз больше, чем при соударении с другой молекулой углекислоты. При исследованиях смеси углекислоты с азотом или аргоном было найдено, что вероятность возбуждения молекулы углекислоты при соударении с молекулой азота или атомом аргона оказывается того же порядка или даже меньше, чем при соударении с молекулой углекислоты. Кроме указанных работ, посвященных изучению дисперсии и поглощения в газах, существует еще и ряд других: ^{126, 193, 231, 242, 243, 257, 263, 287, 288, 325 и 362}.

Теоретическое толкование результатов. Для истолкования различных вероятностей перехода энергии поступательного движения в колебательную Ольденберг ^{260, 383} и Хейль ^{144a} воспользовались теоремой импульсов классической механики. Им удалось дать толкование для различной вероятности возбуждения различных типов колебаний, например, объяснить, почему колебания деформационного типа возбуждаются легче, чем колебания валентного типа. Хотя при этих упрощенных рассмотрениях применение теоремы импульсов приводит к правильным заключениям, но расчет более тонких количественных соотношений является неточным, так как классическая теорема импульсов, строго говоря, неприменима к

рассматриваемым процессам. Герис и Рамиен^{137 и 280}, под руководством Франка, произвели работы по вычислению возбуждения колебательных состояний при соударениях с медленными электронами; они показали, что классическая теорема импульсов неприменима в этих случаях. Легко понять значение этих исследований для понимания результатов изучения дисперсии звука в газах, если вместе с Франком и Эйкеном¹¹⁰ учесть важность механического нарушения состояния электронной оболочки колеблющейся молекулы при соударении с другой молекулой. Тем самым можно определить действительность различных соударяющихся молекул в зависимости от тех искажений, которые они вызывают в электронной оболочке своего партнера. Разумеется, при этом нужно учитывать взаимные искажения обеих соударяющихся молекул, поскольку возмущение электронной оболочки колеблющейся молекулы существенно зависит от состояния электронной оболочки молекулы, соударяющейся с ней. Например, существенные искажения должны возникать при ударах однополюсных частиц (электроны и ионы), диполей, а также атомов и радикалов, способных реагировать друг с другом благодаря возникновению обменных сил.

Экспериментальные данные исследований газовых смесей свидетельствуют о правильности воззрений Франка и Эйка. Так, Эйкен и Беккер¹⁰² нашли, что для превращения энергии поступательного движения в энергию колебательного движения (и обратно) соударения с легкими молекулами при подходящих условиях могут оказаться значительно более действенными, чем с тяжелыми молекулами, что несовместимо с представлениями классической механики. Далее, вероятность перехода оказывается, как правило, относительно меньшей при соударении частиц, обладающих ничтожным химическим сродством, но значительно возрастает (иногда в тысячу раз) при соударении частиц, которые принципиально способны химически реагировать друг с другом, даже если действительной реакции при соударениях не происходит. При увеличении реагирующей способности смеси $\text{Cl}_2 + \text{CO}$ путем слабого освещения наблюдалось значительное увеличение вероятности перехода. Кнезер и Кнудсен нашли, что вероятности перехода возрастают по мере увеличения химического сродства. В согласии с воззрениями Франка и Эйка, было найдено (Кнезер и Кнудсен), что возбуждение O_2 оказывается более сильным при соударении с диполями, чем с частицами, не содержащими диполей.

Дальнейшее развитие представлений Франка—Эйка может быть получено после накопления большего экспериментального материала. Знание функции возбуждения колебательной энергии различных молекул весьма важно для проблемы газовых реакций, поскольку, по мнению Лондона, активация молекул связана с возбуждением энергии колебательных движений.

2. Скорость звука в жидкостях. Лишь немногие из имеющихся работ содержат точные данные о скорости ультразвуковых волн в жидкостях. Следует указать на работы Губбарда и Лумиса^{182—185}, Фрейера, Губбарда и Эндрюса^{116, 117, 282}, Бахе-

ма ^{8, 102a} и Бахема и Гидеманна ¹⁶¹. Так как данные американских авторов имеются в доступных обзорных работах ^{132, 407}, то мы не будем на них останавливаться. Результаты измерений Бахема, а также Бахема и Гидеманна хорошо совпадают с результатами американских авторов, полученными при помощи интерферометра; данные же, полученные из измерения дифракционных спектров, отличаются от выше указанных. В табл. 3 приводятся данные, полученные при помощи интерферометра, а также по измерениям постоянной ультразвуковой решетки при 5 198 8 kHz, причем измерения с интерферометром относятся к 25°C (цифры, указанные в скобках характеризуют относительную точность измерения).

Незначительные расхождения в случае органических жидкостей могут быть обусловлены тем, что при оптических измерениях применялись продажные препараты („химически чистые“), которые не вполне свободны от примесей. Губбард и Эндрюс работали с препаратами исключительной чистоты.

Большое количество измерений скорости ультразвука (при частоте 7,32 MHz) в органических жидкостях произвел Паргасарати ^{402, 403}, вычислявший из своих данных сжимаемость исследованных жидкостей (адиабатическую) и отношение теплоемкостей.

Поглощение в жидкостях измерял Баулин ⁴⁰⁵.

ТАБЛИЦА 3

Жидкость	Вода	Толуол	Бензол
Измерения с интерферометром	1498,1±1	1306,1±1	1300,6±1
Измерения постоянной ультразвуковой решетки	1497,5±1,5 ±(0,3)	1303,3±1,3 (1303,3 ₆ ±0,04)	1299,6±1,3 (1299,6±0,5)

Жидкость	Четырех-хлористый углерод	<i>m</i> - ксилол
Измерения с интерферометром	919,5±1,0	
Измерения постоянной ультразвуковой решетки	921±1,0 (921,2±0,2)	1322,0±1,3 (1321,9 ₆ ±0,13)

Достигнутая при измерениях ультразвуковой решетки относительная точность ($5 \cdot 10^{-5}$) достаточна для исследования сжимаемости разведенных растворов электролитов. Работы Цалая ³²¹, продолженные Бахемом ^{8, 102a}, заслуживают краткого обсуждения. Постановка проблемы такова: Гуккер ¹³⁵, исходя из теории Дебая, вывел выражение, характеризующее зависимость сжимаемости электро-

литических растворов от концентрации. Исходная формула, связанная со свободной энергией ионного раствора, была получена Дебаем; согласно допущениям, сделанным при ее выводе, она приложена к предельным случаям весьма сильных разведений. Вычисления Гуккера привели к формуле вида:

$$\beta = \beta_1 - Ac + Bc^{\frac{3}{2}},$$

где β — сжимаемость раствора, β_1 — сжимаемость чистого растворителя, c — концентрация в молях на литр. A и B — характеризующие электролит постоянные, вычисляемые по величинам, часть из которых определяется на опыте, часть же рассчитывается теорети-

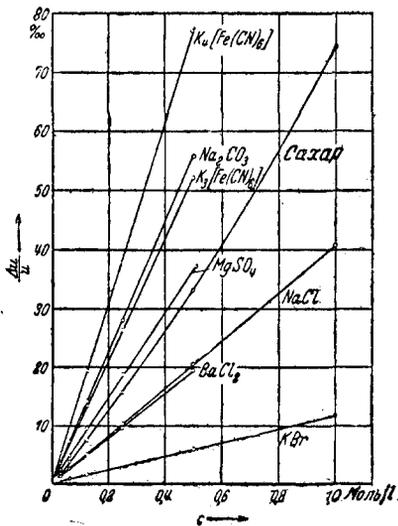


Рис. 19. Зависимость скорости звука от концентрации, по Бахему.

чески. Гуккер нашел, что имевшиеся в его распоряжении измерения сжимаемости, относящиеся к растворам с концентрацией 0,5 моля на литр и более высокой, хорошо согласуются с этой формулой, но значения постоянных A и B отличаются от теоретических. Бахем продолжил исследования Гуккера до растворов, разведение которых было примерно в 10 раз больше. В этой области было найдено то же поведение сжимаемости, что и у более концентрированных растворов. Относительно же сжимаемости растворов с концентрацией, меньшей 0,1 моля на литр, для которой теория должна быть наиболее справедлива, до настоящего времени определенных данных не имеется, так как для исследования этой области необходимо еще повысить относительную точность измерений. Бахем своими точными измерениями смог далее установить,

что сжимаемость неэлектролитических растворов (например, раствора сахара) дает принципиально другую зависимость сжимаемости от концентрации, чем растворов электролитических; Гуккер, предполагавший недостаточно точными измерениями сжимаемости, пришел к заключению о совпадении хода сжимаемости обоих типов растворов. На рис. 19 изображено относительное изменение скорости звука (выраженное в промилях) в функции концентрации (отнесенное к скорости звука в чистой воде).

Помимо вышеупомянутых точных измерений скорости звука в жидкостях, имеется большое количество других, менее точных работ^{6, 20, 47, 52—55, 60, 67, 70, 103, 104, 107, 244, 278, 324, 341, 379, 382}. Большой интерес представляет выполненное Бером¹³ измерение скорости звука в жидком кислороде (99,3% чистоты), кипевшем при температуре —183,6°С под давлением 705—720 мм. При частоте 7500 kHz скорость звука, измеренная по дифракционным спектрам, оказалась равной 903 м в секунду.

До настоящего времени не обнаружено дисперсии звука в жидкостях. Результаты измерений поглощения недостаточно точны и слишком малочисленны, чтобы можно было сделать какое-либо окончательное суждение по этому вопросу. Весьма интересная проблема измерения массы ионов электролитов при помощи исследования распространения ультразвуков в жидкости, указанная Дебаем^{91, 258, 259, 393}, также не получила еще экспериментального разрешения.

V. Действия ультразвуковых волн

Как уже указывалось в начале статьи, работы Вуда и Люмиса^{374—377} доказали существование механических, тепловых, эмульсионных, химических и биологических действий ультразвуковых волн большой интенсивности. Вместо перечисления этих эффектов (см. обзоры Гроссмана¹³², Малова⁴⁰⁷, Шмитта³⁹³), мы ограничимся рассмотрением процессов, вызывающих вышеуказанные действия.

1. Образование и действие пузырьков газа. При прохождении ультразвуковых волн большой интенсивности через жидкость наблюдается образование пузырьков газа, вызванное тем, что растворенные в жидкости частицы воздуха собираются в участках минимального движения, где и объединяются в большие пузырьки. Кроме того, изменения давления, возникающие при образовании разряжений, также играют роль в освобождении растворенных частиц воздуха. В ряде работ^{142, 190, 342} указывалось, что биологические эффекты возникают лишь при условии, что не исключена возможность образования этих пузырьков газа. Теоретические исследования Шмитта³³⁸ свидетельствуют о большой эффективности подобных пузырьков. Шмитт рассчитал радиальные пульсации пузырьков газа под действием переменного звукового давления. Он показал, что для каждой частоты существует диаметр пузырька, при котором возникают резонансные явления. Пузырьки, имеющие этот или несколько меньший диаметр, могут создавать

значительные давления, превосходящие нормальное давление во много тысяч раз, чем и объясняются сильные механические действия ультразвуковых волн на тела небольших размеров.

2. Кавитация. Уже в работе Бойля и Тейлора ⁶⁹ было отчетливо подчеркнута различие между образованием пузырьков газа, растворенного в жидкости, и явлениями кавитации, известными из гидродинамики. Под кавитацией понимают образование в жидкости полых пространств, разрывы жидкости. Разумеется, частицы газа, содержащегося в жидкости, также могут диффундировать в эти полости и образовывать там большие пузырьки. Кавитационные явления в жидкостях, пронизываемых ультразвуковыми волнами, были обнаружены Кундтом и Лемманом ²²⁴. Для образования кавитаций необходимы значительно большие интенсивности, чем для выделения обычных пузырьков газа. Кавитации весьма неустойчивы и легко разрушаются при изменении условий, вызвавших их образование, например, при изменении давления или температуры в окружающих слоях жидкостей. Релей вычислил, что местные давления, возникающие при разрушении кавитаций, могут достигать тысяч атмосфер. Из исследования явлений эрозии, в особенности из работ Феттингера ¹⁰⁸, известно, что кавитации обладают сильным разрушительным действием. Уже Феттингер указал, что вследствие развивающихся местных давлений и изменений температуры, а также процессов, связанных с возникновением электрических зарядов при трении, кавитационные явления могут сопровождаться химическими процессами, как, например, окислением и диссоциацией. Действительно, почти все наблюдаемые химические действия могут быть объяснены с этой точки зрения. При исследовании процессов окисления ^{25, 26, 112, 235, 332} было выяснено, что прежде всего из частиц кислорода и воды образуется перекись водорода. Бонди и Зельнер ^{36, 37} недавно произвели подробное исследование влияния кавитации на образование эмульсий. Они установили, что в системе масло—вода образование эмульсий под действием ультразвуковых волн происходит в участках, в которых возникают и разрушаются полые пространства.

3. Механические эффекты. При некоторых биологических исследованиях, где наблюдалось разрушение клеток, имевших размеры, значительно меньшие, чем длина звуковой волны, действие ультразвуковых волн может быть объяснено простым механическим разрывом. К этим же механическим эффектам следует отнести разработанный Клаусом ^{81—84} технический метод изготовления дисперсных систем, а также явления, связанные с механическим встряхиванием, как взрывание неустойчивых веществ, рекристаллизация пересыщенных растворов, испарение перегретых жидкостей ^{301, 302, 391, 392, 395}, а также влияние ультразвуковых колебаний на магнитный эффект Баркгаузена ¹⁷⁰.

4. Коагуляционные явления в аэрозолях. Чрезвычайно быстрая и совершенная коагуляция аэрозолей под действием звуковых волн в нижней ультразвуковой области установлена Брандтом и Фрейндом ^{73, 47}. При мощных источниках звука про-

исходит агрегация, причем образующиеся частицы во много сотен раз превышают размеры первоначальных частиц, сопровождающаяся быстрым осаждением. Независимо от этих авторов, Пирсон²⁶² описал слабую коагуляцию табачного дыма при более высоких частотах. Согласно еще неопубликованным исследованиям Брандта, объяснение этого явления нужно искать, во-первых, в увеличении числа соударений и, во-вторых, в возникновении аэродинамических сил между частицами, взвешенными в колеблющейся среде. Это явление не ограничивается только ультразвуковой областью³⁹⁴.

5. Тепловые действия. Сильные нагревания, возникающие при высоких частотах, могут быть объяснены сильным поглощением; при низких частотах большое значение имеют нагревания, наблюдаемые на границах раздела^{28, 113—115, 301, 302}. Эти нагревания, повидимому, могут быть связаны с большинством наблюдаемых в ультразвуковом поле эффектов. Лишь немногие из этих эффектов не могут быть вызваны другими средствами, например, слышимыми звуками достаточно большой интенсивности. Поэтому целесообразность использования ультразвуковых волн в большинстве случаев связана лишь с тем, что получение их технически наиболее просто.

Помимо упомянутых выше работ, посвященных различным действиям ультразвуковых волн, существует целый ряд других^{19, 79, 88, 111, 120, 136, 143, 234, 246, 247, 249, 284, 317, 350, 352, 353, 378, 395, 396, 397}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abello T. P., Proc. nat. Acad. Amer. Washington, **13**, 699, 1927.
2. Abello T. P., Phys. Rev., (2) **31**, 157, 1928.
3. Abello T. P., Phys. Rev., (2) **31**, 1083, 1928.
4. Altberg W., Ann. Physik., (4) **23**, 267, 1907.
5. Altberg W. u. Holtzmann M., Physik. Z., **26**, 149, 1925.
6. Andrews Z. L., Rev. Sc. Instr., **6**, 167, 1935.
7. Bachem Ch., Z. Physik, **87**, 738, 1934.
8. Bachem Ch., Er-scheint als Kölner Dissertation, 1935.
9. Backhaus Z., Ann. Physik **5**, 1, 1930.
10. Backhaus H. u. F. Trendelenburg, Z. tech. Physik **7**, 630, 1926.
11. Balamuth L., Phys. Rev., **45**, 715, 1934.
12. Bär R., Hel. phys. Acta **6**, 570, 1933.
13. Bär R., Nature **135**, 153, 1935.
14. Bär R. u. Edgar Meyer, Physik. Z., **34**, 393, 1933.
15. Bär R. u. E. Walti, Helv. phys. Acta, **7**, 658, 1934.
16. Barnes G. F., J. Acoust. Soc. Amer., **3**, 579, 1932.
17. Baumgardt E., C. R., **199**, 1383, 1934.
18. Bechmann R., Z. Physik, **91**, 670, 1934.
19. Bechwith T. D. a. A. R. Olson, Proc. Soc. exper. Biol. a. Med. **29**, 261, 1931/32.
20. Bergmann L., Physik. Z., **34**, 761, 1933.
21. Bergmann L., C. Q. Mitt. d. D.A.S.D., **1933**, 777.
22. Bergmann L., Hochfrequenztechn. u. Elektroak., **43**, 83, 1934.
23. Bergmann L., Ann. Physik. (5) **21**, 533, 1935.
24. Bergmann L., Z. Physik. z. chem. Unterr., **68**, 49, 1935.
25. Beuthe H., Z. physik. Chem., **A 163**, 161, 1933.
26. Beuthe H., Physik. Z., **35**, 221, 1934.
27. Bez-Bardili W., Physik Z., **36**, 20, 1935.
28. Biancani E. A. et A. Dognon, C. R., **197**, 1693, 1933.

29. Biquard P., C. R., 188, 1230, 1929.
30. Biquard P., C. R., 193, 226, 1931.
31. Biquard P., Rev. d'Acoust., 1, 93, 1932.
32. Biquard P., C. R., 196, 257, 1933.
33. Biquard P., C. R., 197, 309, 1933.
34. Biquard P. et R. Lucas, C. R., 195, 121, 1932.
35. Black K. Ch., Proc. Amer. Acad. Boston, 63, 49, 1928.
36. Bondy C. a. K. Söllner, Trans. Farad. Soc., 31, 835, 1935.
37. Bondy C. a. K. Söllner, Trans. Farad. Soc. 31, 843, 1935.
38. Bourgin D. G., Nature, 122, 133, 1928.
39. Bourgin D. G., Phys. Rev. (2) 33, 282, 1929.
40. Bourgin D. G., Phys. Rev. (2) 34, 521, 1929.
41. Bourgin D. G., Phil. Mag. (7) 7, 821, 1929.
42. Bourgin D. G., Phys. Rev. (2) 42, 721, 1932.
43. Bourgin D. G., J. Acoust. Soc. Amer., 4, 108, 1932.
44. Bourgin D. G., J. Acoust. Soc. Amer., 5, 57, 1933.
45. Boyle R. W., Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16, 157, 1922.
46. Boyle R. W., Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16, 293, 1922.
47. Boyle R. W., Nature 120, 476, 1927.
48. Boyle, Nature, 121, 55, 1928.
49. Boyle R. W., Sci. Progres 23, 75, 1928.
50. Boyle R. W. a. D. K. Froman, Canad. J. Res., 1, 405, 1929.
51. Boyle R. W. a. D. K. Froman, Trans. Roy. Soc. Canada (3) 23, 187, 1929.
52. Boyle R. W. a. D. K. Froman, Nature, 126, 602, 1930.
53. Boyle R. W., D. K. Froman a. G. S. Field, Nature, 129, 693, 1932.
54. Boyle R. W., D. K. Froman a. G. S. Field, Canada. J. Res., 6, 102, 1932.
55. Boyle R. W. a. J. F. Lehmann, Trans. Roy. Soc. Canada (3) 19, 159, 1925.
56. Boyle R. W. a. J. F. Lehmann, Phys. Rev., (2) 27, 518, 1926.
57. Boyle R. W. a. J. F. Lehmann, Trans. Roy. Soc. Canada (3) 21, 115, 1927.
58. Boyle R. W. a. J. F. Lehmann, Canad. J. Res., 3, 491, 1930.
59. Boyle R. W., J. F. Lehmann a. S. C. Morgan, Trans. Roy. Soc. Canada, 17, 141, 1923.
60. Boyle R. W., J. F. Lehmann a. S. C. Morgan, Trans. Roy. Soc. Canada, 22, 371, 1928.
61. Boyle R. W., J. F. Lehmann a. C. D. Reid, Trans. Roy. Soc. Canada, 19, 167, 1925.
62. Boyle R. W. a. W. F. Rawlinson, Trans. Roy. Soc. Canada (3) 22, 55, 1928.
63. Boyle R. W. a. C. D. Reid, Trans. Roy. Soc. Canada, 20, 233, 1926.
64. Boyle R. W. a. D. O. Sproule, Nature, 123, 13, 1929.
65. Boyle R. W. a. D. O. Sproule, Canad. J. Res., 2, 1, 1930.
66. Boyle R. W. a. D. O. Sproule, Canada J. Res., 5, 601, 1931.
67. Boyle R. W. a. G. B. Taylor, Trans. Roy. Soc. Canada (3) 19, 197, 1925.
68. Boyle R. W. a. G. B. Taylor, Trans. Roy. Soc. Canada (3), 20, 245, 1926.
69. Boyle R. W. a. G. B. Taylor, Phys. Rev., (2) 27, 518, 1926.
70. Boyle R. W. a. G. B. Taylor, Trans. Roy. Soc. Canada (3) 21, 79, 1927.
71. Boyle R. W., G. B. Taylor a. D. K. Froman, Trans. Roy. Soc. Canada (3), 23, 187, 1929.
72. Brandt O. u. H. Freund, Z. Physik, 92, 385, 1934.
73. Brandt O. u. H. Freund, Z. Physik, 94, 348, 1935.

74. Brandt O. u. H. Freund, Z. Physik, **95**, 415, 1935.
 75. Brillouin L., Ann. Physique **17**, 88, 1922.
 76. Brillouin L., La diffraction de la lumière par des ultrasons., Paris. Hermann et Cie, 1933.
 77. Bücks K. u. H. Müller, Z. Physik, **84**, 75, 1933.
 78. Cady W. G., Proc. Inst. Radio Eng., **10**, 83, 1922.
 79. Christensen R. J. a. R. Samisch, Plant. Physiol., **9**, 385, 1934.
 80. Claus B., Z. Physi. **77**, 553, 1932.
 81. Claus B., Z. techn. Physik, **15**, 74, 1934.
 82. Claus B., Z. techn. Physik, **16**, 80, 1935.
 83. Claus B., Z. techn. Physik, **16**, 108, 1935.
 84. Claus B., Z. techn. Physik **16**, 202, 1935.
 85. Condon E. U., Amer. Physic. Teacher, **1**, 18, 1933.
 86. Crews S. C. a. F. C. Hymas, Nature, **124**, 793, 1934.
 87. Curtis R. W., Phys. Rev., (2) **46**, 811, 1934.
 88. Daniewski W., Acta Physic. Polon., **2**, 45, 1933.
 89. Debye P., Leipz. Ber., **84**, 125, 1932.
 90. Debye P., Physik. Z., **33**, 849, 1932.
 91. Debye P., J. chem. Physics, **1**, 679, 1933.
 92. Debye P., H. Sack et F. Coulon, C. R., **198**, 922, 1934.
 93. Debye P. a. F. W. Sears, Proc. nat. Acad. Amer. Washington, **18**, 410, 1932.
 94. Dieckmann E., Ann. Physik (4) **27**, 1066, 1908.
 95. Doerfler H., Z. Physik, **63**, 30, 1930.
 96. Dungen F. H. van den, Bull. de Belg., (5) **19**, 1180, 1930.
 97. Edelmann M. Th., Ann. Physik, (4), **2**, 469, 1900.
 98. Einstein A., Berl. Ber., **1920**, 380.
 99. Eucken A., O. Mücke u. R. Becker, Naturwiss., **20**, 85, 1932.
 99a. Eucken A. u. O. Mucker, Z. physik. Chem., B **18**, 167, 1932.
 100. Eucken A. u. R. Becker, Z. physik. Chem., B **20**, 467, 1933.
 101. Eucken A. u. R. Backer, Z. physik. Chem., B **27** 219, 1934.
 102. Eucken A. u. R. Becker, Z. physik. Chem., B **27**, 235, 1934.
 102a. Falkenhagen H. a. Ch. Bachem, Nature, **135**, 830, 1935; Z. Elektrochem., **41**, 570, 1935.
 103. Field G. S., Nature, **128**, 117, 1931.
 104. Field G. S., Canad. J. Res., **5**, 131, 1931.
 105. Field G. S., Canad. J. Res., **5**, 619, 1931.
 106. Field G. S., Canad. J. Res., **11**, 254, 1934.
 107. Field G. S. a. R. W. Boyle, Canad. J. Res., **6**, 192, 1932.
 108. Foley A. L. a. W. H. Souder, Phys. Rev., **35**, 373, 1912.
 109. Föttinger H., Hydraulische Probleme, Berlin 1926.
 110. Franck J. u. A. Eucken, Z. physik. Chem., B , 460, 1933.
 111. Frenzel H., K. Hinsberg u. H. Schultes, Z. exper. Med. **89**, 246, 1933.
 112. Frenzel H. u. H. Schultes, Z. physik. Chem., B , 421 1934.
 113. Freundlich H., K. Söllner u. F. Rogowski, Klin. Wschr., **11**, 1512, 1932.
 114. Freundlich H., K. Söllner u. F. Rogowski, Kolloidchem. Beih., **37**, 223, 1933.
 115. Freundlich H., K. Söllner u. F. Rogowski, Z. physik. Chem., A **160**, 469, 1932.
 116. Freyer E. B., J. amer. Chem. Soc., **53**, 1313, 1931.
 117. Freyer E. B., J. C. Hubbard a. D. H. Andrews, J. amer. chem. Soc., **51**, 759, 1929.

118. Friese J. u. E. Waetzmann, Z. Physik, **29**, 110, 1924.
 119. Friese J. u. E. Waetzmann, Z. Physik, **34**, 131, 1925.
 120. Gaines N. a. L. Chambers, Phys. Rev., (2) **39**, 862, 1932.
 121. Giebe E. u. E. Blechschmidt, Ann. Physik, (5) **11**,
 905, 1931.
 122. Giebe E. u. A. Scheibe, Ann. Physik, (5) **9**, 93, 1931.
 123. Goldbaum G. u. E. Waetzmann, Z. Physik, **54**, 179,
 1929.
 124. Goldman St., J. Acoust. Soc. Amer., **5**, 181, 1934.
 125. Grabau M., J. Acoust. Soc. Amer., **5**, 1, 1933.
 126. Griffiths E., Proc. phys. Soc. Lond., **39**, 300, 1927.
 127. Grossmann E., Physik. Z., **32**, 222, 1931.
 128. Grossmann, Physik. Z., **33**, 202, 1932.
 129. Grossmann E., Ann. Physik, **13**, 681, 1932.
 130. Grossmann E., Physik. Z., **35**, 83, 1934.
 131. Grossmann E., J. Acoust. Soc. Amer., **6**, 106, 1934.
 132. Grossmann E., Wien-Harms's Handbuch d. experiment. Physik,
 Bd. **17**, T. I, 1934.
 133. Grossmann E. u. E. Hiedemann, Z. Physik, **95**, 383, 1935.
 134. Grüneisen E. u. E. Goens, Ann. Physik, **72**, 193, 1923.
 135. Gucker F. T., J. Amer. chem. Soc., **55**, 2709, 1933.
 136. Hagemann J., D. R. P. 591—948 or 31. 5. 1932.
 137. Harries W., Z. Physik, **42**, 26, 1927.
 138. Hartmann Jul., Phys. Rev., (2) **20**, 719, 1922.
 139. Hartmann Jul., Phil. Mag., (7) **11**, 926, 1931.
 140. Hartmann Jul., Verh. 3. internat. Kongr. techn. Mechan. Stock-
 holm **3**, 329, 1931.
 141. Hartmann Jul. a. B. Trolle, J. Sci. Instr., **4**, 101, 1927.
 142. Harvey E. N., Biol. Bull. Mar. biol. Labor. Wood's Hole, **59**,
 306, 1930.
 143. Harvey E. N. a. A. L. Loomis, Nature, **121**, 622, 1928.
 144. Hehlgans F. W., Ann. Physik, **86**, 487, 1928.
 144a. Heil O., Z. Physik, **74**, 31, 1932.
 145. Henry P. S. H., Proc. Cambridge phil. Soc., **28**, 249, 1932.
 146. Henry P. S. H., Nature, **129**, 200, 1932.
 147. Hershberger W. D., J. Acoust. Soc. Amer., **3**, 263, 1931.
 148. Hershberger W. D., Physics, **2**, 269, 1932.
 149. Hershberger W. D., J. Acoust. Soc. Amer., **4**, 173, 1933.
 150. Hershberger W. D., J. Acoust. Soc. Amer., **4**, 273, 1933.
 151. Herzfeld K. F. a. F. C. Rice, Phys. Rev., (2) **31**,
 691, 1928.
 152. Hiedemann E., Nature, **136**, 337, 1935, Z. Physik, **96**,
 273, 1935.
 153. Hiedemann E. u. H. R. Asbach, Physik. Z., **34**, 494, 1933.
 154. Hiedemann E. u. H. R. Asbach, Physik. Z., **34**, 734, 1933.
 155. Hiedemann E. u. H. R. Asbach, Physik. Z., **35**, 26, 1934.
 156. Hiedemann E. u. H. R. Asbach, Physik. Z., **87**, 442, 1934.
 157. Hiedemann E., H. R. Asbach u. K. H. Hoesch, Naturwiss.,
22, 465, 1924.
 158. Hiedemann E., H. R. Asbach u. K. H. Hoesch, Z. Physik,
90, 322, 1934.
 159. Hiedemann E. u. Ch. Bachem, Z. Physik, **89**, 502, 1934.
 160. Hiedemann E. u. Ch. Bachem, Z. Physik, **91**, 418, 1934.
 161. Hiedemann E. u. Ch. Bachem, Z. Physik, **94**, 68, 1935.
 162. Hiedemann E., Ch. Bachem a. H. R. Asbach, Nature,
133, 176, 1934.
 163. Hiedemann E., Ch. Bachem u. H. R. Asbach, Z. Physik,
87, 734, 1934.
 164. Hiedemann E., Ch. Bachem u. H. R. Asbach, Z. Physik,
88, 395, 1934.
 165. Hiedemann E. u. K. H. Hoesch, Naturwiss., **23**, 511, 1935.

166. Hiedemann E. u. K. H. Hoesch, *Z. Physik*, **96**, 268, 1935.
167. Hiedemann E. u. K. H. Hoesch, *Naturwiss.*, **23**, 577, 1935.
168. Hiedemann E. u. N. Seifen, *Z. Physik*, **91**, 413, 1934.
169. Hipper A. v., *Ann. Physik*, (4) **75**, 521, 1924; **76**, 590, 1925.
170. Hollmann H. E. u. W. Bauch, *Naturwiss.*, **23**, 35, 1935.
171. Holtzmann M., *Physik. Z.*, **26**, 147, 1925.
172. Hopfield J. J., *Nature*, **134**, 737, 1934.
173. Hopwood F. L., *J. Sci. Instr.*, **6**, 34, 1929.
174. Hopwood F. L., *Nature*, **128**, 748, 1931.
175. Hubbard J. C., *Phys. Rev.*, (2) **35**, 1442, 1930.
176. Hubbard J. C., *Phys. Rev.*, (2) **36**, 1668, 1930.
177. Hubbard J. C., *Phys. Rev.*, (2) **38**, 1011, 1031.
178. Hubbard, *Phys. Rev.*, (2) **40**, 1026, 1932.
179. Hubbard J. C., *Phys. Rev.*, (2) **41**, 523, 1932.
180. Hubbard J. C., *Acoust. Soc. Amer.*, **4**, 99, 1932.
181. Hubbard J. C., *J. Acoust. Soc. Amer.*, **4**, 172, 1933.
182. Hubbard a. A. L. Loomis, *Nature*, **120**, 189, 1928.
183. Hubbard J. C. a. A. L. Loomis, *J. opt. Soc. Amer.*, **17**, 295, 1928.
184. Hubbard J. C. a. A. L. Loomis, *Phil. Mag.*, **5**, 1170, 1928.
185. Hubbard J. C. a. A. L. Loomis, *Phys. Rev.*, (2) **31**, 158, 1928.
186. Humby S. R., *Proc. physic. Soc. Lond.*, **39**, 435, 1927.
187. Huntington H. B., *J. chem. Physics*, **2**, 441, 1934.
188. Ishii Ch., *Sci. Pap. Inst. phys. Chem. Res. Tokyo*, **26**, 201, 1935.
189. Johnson E. A., *Phys. Rev.*, **45**, 641, 1934.
190. Johnson C. H., *J. of Physiol.*, **67**, 335, 1929.
191. Justi, *Physik. Z.*, **35**, 217, 1934; *Tätigkeits-Ber. d. P. T. R. A.*
192. Kao P. T., *C. R.*, **193**, 21, 1931; *Ann. Physique* (10) **17**, 315, 1932.
193. King L. V., *Canad. J. Res.*, **11**, 135, 1934.
194. King L. V., *Canad. J. Res.*, **11**, 484, 1934.
195. King L. V., *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **147**, 212, 1934.
196. Kinoshita M. a. Ch. Ishii, *Sci. Pap. Inst. phys. chem. Res. Tokyo*, **91**, 83, 1932.
197. Kistiakowsky G. B. a. W. T. Richards, *J. amer. chem. Soc.* **52**, 4661, 1930.
198. Klauer F., *Physik. Z.*, **36**, 208, 1935.
199. Klein E. a. W. D. Hershberger, *Phys. Rev.*, (2) **36**, 1262, 1930
200. Klein E. a. W. D. Hershberger, *Phys. Rev.*, (2), **37**, 760, 1931.
201. Klein E. a. W. D. Hershberger, *Phys. Rev.*, (2) **37**, 760, 1931.
202. Kneser H. O., *Physik. Z.*, **32**, 179, 1931.
203. Kneser H. O., *Ann. Physik*, (5) **11**, 761, 1931.
204. Kneser H. O., *Ann. Physik*, (5) **11**, 777, 1931; **12**, 1015, 1932,
205. Kneser H. O., *Nature*, **129**, 797, 1932.
206. Kneser H. O., *J. Acoust. Soc. Amer.*, **5**, 122, 1933.
207. Kneser H. O., *Ann. Physik* (5), **16**, 337, 1933.
208. Kneser H. O., *Ann. Physik*, (5) **16**, 360, 1933.
209. Kneser H. O., *Z. techn. Physik*, **15**, 559, 1934.
210. Kneser H. O., *Physik. Z.*, **35**, 983, 1934.
211. Kneser H. O. u. V. O. Knudsen, *Ann. Physik*, (5) **21**, 682, 1935.
212. Kneser H. O. u. M. H. Wallmann, *Naturwiss.*, **22**, 510, 1934.
213. Kneser H. O. u. Zühlke, *Z. Physik*, **77**, 649, 1932.
214. Knudsen V. O., *Phys. Rev.*, (2) **43**, 1051, 1933.
215. Knudsen V. O., *J. Acoust. Soc. Amer.*, **5**, 64, 1933.
216. Knudsen V. O., *J. Acoust. Soc. Amer.*, **5**, 112, 1933.
217. Knudsen V. O., *J. Acoust. Soc. Amer.*, **6**, 197, 1935.
218. Knudsen V. O. a. H. O. Kneser, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **5**, 4, 1933.
219. Knudsen V. O. a. L. Obert, *Phys. Rev.*, (2) **47**, 265, 1935.
220. König R., *Ann. Physik*, (3) **69**, 626 u 721, 1899.
221. Kröncke H., *Physik. Z.*, **31**, 908, 1930.
222. Kröncke H., *Physik. Z.*, **33**, 733, 1932.
223. Kröncke H., *Z. techn. Phys.*, **13**, 196, 1932.
224. Kundt A. u. O. Lehmann, *Poggendorffs Ann.*, **153**, 1, 1874.

225. Kuntze W., Schiffbau, 35, 379, 1934.
 226. Langevin P., Franz. Patent Nr. 505, 903, 1918.
 227. Langevin P., Brit. Patent Nr. 145, 691, 1920.
 228. Langevin P., Spec. Publ. internat. hydrograph. Bureau, Monaco 1924.
 229. Langevin P., Hydrograph. Rev. Monaco 1926, No 14.
 230. Langevin P., Rev. gén. Electr., 23, 626, 1928.
 231. Lawlor, J. Acoust. Soc. Amer., 4, 284, 1933.
 232. Lebedew, Ann. Physik, 35, 171, 1911.
 233. Lindsay R. B., Phys. Rev., (2) 32, 515, 1928.
 234. Liu S.-Ch. a. H. Wu, J. amer. chem. Soc., 54, 791, 1932.
 235. Liu S.-Ch. a. H. Wu, J. Amer. chem. Soc., 56, 1005, 1934.
 236. Lucas R., C. R., 195, 1066, 1932.
 237. Lucas R., C. R., 199, 1107, 1934.
 238. Lucas R. et P. Biquard, J. Physique et Radium, 3, 464, 1932.
 239. Lucas R. et P. Biquard, C. R., 194, 2132, 1932.
 240. Lucas R. et P. Biquard, J. Physique et Radium, 5, 119, 1934.
 241. Lübcke E., Z. Fernmeldetechn., 14, 119, 1933.
 242. Luck D. G. C., Phys. Rev. (2) 40, 125, 1932.
 243. Luck D. G. C., Phys. Rev., (2) 40, 440, 1932.
 244. Malov N. N., Hochfrequenztechn. u. Elektroak., 42, 115, 1933.
 245. Malov N. N. u. S. N. Rschevkin, Hochfrequenztechn. u. Elektroak., 40, 134, 1932.
 246. Marinesco N. et J. J. Trillat, C. R., 196, 858, 1933.
 247. Marinesco N. et M. Reggiani, C. R., 200, 548, 1935.
 248. Marro, Electrician, 111, 609, 1933.
 249. Matsudeira M. u. A. Sato, Tohoku J. exper. Med., 22, 412, 1934.
 250. Meissner A., Z. techn. Physik, 7, 585, 1926.
 251. Müller H., Physik. Z., 31, 350, 1930.
 252. Müller H. u. Kraefft, Z. Physik, 75, 313, 1932.
 253. Müller H. u. Kraefft, Physik. Z., 33, 305, 1932.
 254. Müller H. u. E. Waetzmann, Z. Physik, 62, 167, 1930.
 255. Mülwert H., Arch. Ohr.-usw. Heilk., 125, 266, 1930.
 256. Neklöpajev N., Ann. Physik, 35, 175, 1911.
 257. Norton G. A., Phys. Rev., (2) 44, 951, 1933.
 258. Oka S., Proc. physic. math. Soc. Japan 15, 247, 1932.
 259. Oka S., Proc. physic. math. Soc. Japan, 15, 413, 1933.
 260. Oldenberg O., Phys. Rev., (2) 37, 194, 1931.
 261. Palaiologos, Z. Physik, 12, 375, 1922.
 262. Pearson E. B., Proc. physic. Soc. Lond., 47, 136, 1935.
 263. Penman H. L., Proc. physic. Soc. Lond. 47, 543, 1935.
 264. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 33, 1094, 1929.
 265. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 34, 1184, 1929.
 266. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 35, 1417, 1930.
 267. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 36, 1005, 1930.
 268. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 36, 1667, 1930.
 269. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 38, 1236, 1931.
 270. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 37, 1682, 1931.
 271. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 41, 833, 1932.
 272. Pielemeier W. H., Phys. Rev., 42, 436, 1932.
 273. Pielemeier W. H., J. Acoust. Soc. Amer., 4, 174, 1933.
 274. Pierce C. W., Proc. amer. Acad. Boston, 60, 271, 1925.
 275. Pierce C. W., Proc. amer. Acad. Boston, 64, 1, 1928.
 276. Pierce C. W., U. S. Patent Nr. 283, 116, 1928.
 277. Pierce C. W., Proc. Inst. Radio Eng., 17, 42, 1929.
 278. Quirk A. L. u. G. D. Rock, Rev. Sci. Instr., 6, 6, 1935.
 279. Ralston W. a. E. G. Richardson, Proc. physic. Soc. Lond., 47, 533, 1935.
 280. Ramien H., Z. Physik, 70, 353, 1931.
 281. Ramm W., Physik. Z., 35, 657, 1934.
 282. Randall, C. R., Bur. Stand. J. Res., 8, 79, 1931.
 283. Ryleigh, Lord, Theory of Sound, London 1894/96.

284. Regglani M., C. R., **200**, 123, 1935.
 285. Reid C. D., Phys. Rev., (2) **35**, 814, 1930.
 286. Reid C. D., Phys. Rev., (2) **37**, 1147, 1931.
 287. Reid C. D., J. Acoust. Soc. Amer., **4**, 174, 1933.
 288. Rich D. L. u. W. H. Pieremeier, Phys. Rev., **25**, 117, 1925.
 289. Richards W. T., Proc. nat. Acad. Amer. Washington, **15**, 310, 1929.
 290. Richards W. T., J. amer. chem. Soc. **51**, 1724, 1929.
 291. Richards W. T., Proc. nat. Acad. Amer. Washington, **17**, 611, 1931.
 292. Richards W. T., Science (N. Y.), **76**, 36, 1932.
 293. Richards W. T., J. Acoust. Soc. Amer., **4**, 173, 1933.
 294. Richards W. T., J. chem. Physics, **1**, 863, 1933.
 295. Richards W. T., J. chem. Physics, **2**, 263, 1934.
 296. Richards W. T. a. J. A. Reid, Nature, **130**, 739, 1932.
 297. Richards W. T. a. J. A. Reid, J. chem. Physics, **1**, 114, 1933.
 298. Richards W. T. a. J. A. Reid, J. chem. Physics, **1**, 737, 1933.
 299. Richards W. T. a. J. A. Reid, J. chem. Physics, **2**, 198, 1934.
 300. Richards W. T. a. J. A. Reid, J. chem. Physics, **2**, 205, 1934.
 301. Richards W. T. a. A. L. Loomis, J. amer. chem. Soc., **49**, 3086, 1927.
 302. Richards W. T. a. L. Loomis, Proc. nat. Acad. Amer. Washington, **15**, 587, 1929.
 303. Richardson E. G., Proc. Roy. Soc., **112**, 522, 1926.
 304. Richardson E. G., Proc. physic. Soc. Lond., **43**, 394, 1931.
 305. Richardson E. G., J. Acoust. Soc. Amer., **4**, 177, 1933.
 306. Richardson E. G., Proc. Roy. Soc., **A 146**, 56, 1934.
 307. Richardson E. G., Les appareils a fil chaud, Paris, Gauthier-Villard 1934.
 308. Richardson L., British Patent 1912.
 309. Rocard Y., Propagation et absorption du Son. Paris, Hermann et Cie, 1935.
 310. Rodewald W., Z. techn. Physik, **15**, 192, 1934.
 311. Rogers H. H., Phys. Rev., (2) **41**, 369, 1932.
 312. Rogers H. H., Phys. Rev., (2) **45**, 208, 1934.
 313. Röhlich K., Z. Physik, **73**, 813, 1932.
 314. Rose M. E., J. chem. Physics **2**, 260, 1934.
 315. Roy A. S. a. M. E. Rose, Phys. Rev., (2) **47**, 445, 1935.
 316. Roy A. S. a. M. E. Rose, Proc. Roy. Soc. Lond., **149**, 511, 1935.
 317. Rschevkin S. N. u. E. P. Ostrowsky, Acta Physicochimica URSS, **1**, 741, 1935.
 318. Ruedy R., Canad. J. Res., **5**, 149, 1931.
 319. Ruedy R., Canad. J. Res., **5**, 297, 1931.
 320. Ruedy R., Canad. J. Res., **10**, 224, 1934.
 321. Ruedy R., Canad. J. Res., **10**, 244, 1934.
 322. Rutgers A., J. Ann. Physik, **16**, 350, 1933.
 323. Sacerdote G., Alta Frequenza, **2**, 516, 1933.
 324. Sack R., Hel. phys. Acta, **7**, 657, 1934.
 325. Saxton H., Phys. Rev., (2), **45**, 749, 1934.
 326. Schaefer Cl. u. L. Bergmann, Berl. Ber., 1934. Nr. 11, 155.
 327. Schaefer Cl. u. L. Bergmann, Berl. Ber., 1934. Nr. 13/14, 192.
 328. Schaefer Cl. u. L. Bergmann, Naturwiss. **22**, 685, 1934.
 329. Schaefer Cl. u. L. Bergmann, Forschgn. u. Fortschr., **10**, 370, 1934.
 330. Schaefer Cl. u. L. Bergmann, E. Fues u. H. Ludloff, Berl. Ber., 1935. Nr. 14, 222.
 331. Schmidt F. O., C. H. Johnson a. A. R. Olson, J. amer. chem. Soc., **51**, 370, 1929.
 332. Schmidt F. O., A. R. Olson a. C. H. Johnson, Proc. Soc. exper. Biol. a. Med., **28**, 782, 1931.
 333. Schmidt F. O. a. B. Uhlenmeyer, Proc. Soc. exper. Biol. a. Med., **27**, 626, 1929.
 334. Schoeneck H., Z. Physik, **92**, 390, 1934.
 335. Schultze A., Metallwirtsch.-Wiss. u. Techn., **13**, 929, 1934.

336. Sherratt G. G. a¹ E. Griffiths, Proc. Roy. Soc. Lond., A 147, 292, 1934.
337. Slee J. A., J. Inst. electr. Engr., 70, 269, 1932.
338. Smith F. D., Phil. Mag., (7) 19, 1137, 1935.
339. Sokoloff S. J., Electr. Nachr.-Techn., 6, 454, 1929.
340. Sokoloff S. J., Physik. Z., 36, 142, 1935.
341. Špakovskiy B., C. R. Leningrad, 4, 588, 1934.
342. Stanley W. M., Science (N. Y.) 80, 339, 1934.
343. Stenzel H., Elektr. Nachr.-Techn., 4, 239, 1927.
344. Stenzel H., Elektr. Nachr.-Techn., 12, 16, 1935.
345. Straubel H., Physik. Z., 32, 379, 1931; Hochfrequenztechn. u. Elektroak., 38, 19, 1931.
346. Strutt M. J. O., Ann. Physik, 11, 129, 1931.
347. Swanson J. C h., Rev. Sci. Instr., 4, 603, 1933.
348. Swanson J. C h., J. chem. Physics, 2, 689, 1934.
349. Swanson J. C h. a. J. C. Hubbard, Phys. Rev., (2) 45, 291, 1934.
350. Szalay A., Z. Physik. Chem., A 164, 234, 1933.
351. Szalay A., Physik. Z., 35, 293, 1934.
352. Szent-Györgyi A., Nature, 131, 278, 1933.
353. Takahashi W. H. a. R. J. Christensen, Science (N. Y.), 79, 415, 1934.
354. Takéushi T. a. J. Sato, Bull. Tokyo Univ. Eng., 3, 271, 1934.
355. Tawil E. P., C. R., 185, 114, 1927.
356. Tawil E. P., C. R., 191, 92, 1930.
357. Tawil E. P., C. R., 191, 68, 1930.
358. Tawil E. P., C. R., 191, 998, 1930.
359. Taylor G. B. a. D. O. Sproule, Trans. Roy. Soc. Canada, 23, 91, 1929.
360. Teeter jr., Ch. E., J. chem. Physics, 1, 251, 1933.
361. Thompson G. E., Phys. Rev., (2) 36, 77, 1930.
362. Vance Ch. B., Phys. Rev., (2) 39, 737, 1932.
363. Verhoek F. a. F. Daniels, J. amer. chem. Soc., 53, 1186, 1931.
364. Vincent J. H., Electrician, 101, 729, 1928.
365. Vincent J. H., Electrician, 102, 11, 1929.
366. Vincent J. H., Proc. physic. Soc. Lond., 41, 476, 1929.
367. Vincent J. H., J. Sci. Instr., 6, 89, 1929.
368. Vincent J. H. Proc. physic. Soc. Lond., 43, 166, 1931.
369. Wachsmuth R. u. H. Auer, Z. Physik, 47, 323, 1928.
370. Waetzmann E., Naturwiss., 16, 677, 1928.
371. Wallmann N. H., Ann. Phys., 21, 671, 1935.
372. Wilson jr E. B. a. W. T. Richards, J. physic. Chem., 36, 1268, 1932.
373. Winkelmann A., Ann. Phys., (4) 27, 905, 1908.
374. Wood R. W., Atti Congr. internaz. Fisici Como, 1, 291, 1928.
375. Wood R. W., Phys. Rev., 29, 373, 1927.
376. Wood R. W. a. A. L. Loomis, Phys. Rev., 29, 373, 1928.
377. Wood R. W. a. A. L. Loomis, Phil. Mag., (7) 4, 417, 1927.
378. Wu H. a. S. Liu, Proc. Soc. exper. Biol. a. Med., 28, 782, 1931.
379. Wyss R., Hel. phys. Acta 7, 406, 1934.
380. Yagi H. a. S. Madsuo, Rep. Radio Res. a. Works Jap., 2, 287, 1932.
381. Yeagley H. L., Phys. Rev., (2) 45, 749, 1934.
382. Yeagley H. L., Rev. Sci. Instr., 6, 148, 1935.
383. Zener G., Phys. Rev., (2), 38, 277, 1931.
384. Zuber K., Hel. phys. Acta, 7, 454, 1934.
385. Zühlke J., Ann. Physik (5) 21, 667, 1935.
386. Малов Н., Успехи физич. наук. 9, 859, 1929*.
387. J. Grützmacher, Z. Physik, 96, 342, 1935.
388. Даниленко А. М., Журнал технич. физ., 4, 1608, 1934.

* Добавление к литературе составлено Н. Н. Маловым.

389. R. Pohlmann, *Naturwiss.*, **23**, 511, 1935.
390. W. König, *Ann. d. Phys.*, **4**, 1, 1901.
391. N. Marinesco, *C. R.*, **201**, 1187, 1935.
392. N. Marinesco, *Bull. Soc. Roum. Phys.*, **36**, 181, 1934.
393. Шмитт, *Успехи химии*, № 3, 1936.
394. S. Gorbatschew u. A. Severny. *Koll. Z.*, **73**, 146, 1935.
395. Л. Соловьева, *Журнал физич. химии*, 1936 (в печати).
396. О. Истомина и Е. Островский, *Докл. Акад. Наук СССР*, 1935
(в печати).
397. S. Sokoloff, *Techn. Phys. of USSR*, **3**, 176, 1936.
398. Б. Шпаковский, *Докл. Акад. наук*, **3**, 26, 1934.
399. C. V. Raman a. N. S. Nagendranath, *Mem. Ind. Inst. Sci*, **2**,
406, 1935.
400. C. V. Raman a. N. S. Nagendranath, *Ebenda*, **2**, 413, 1935.
401. C. V. Raman a. N. S. Nagendranath. *Ebenda*, **3**, 75, 1936.
402. S. Parthasarathy, *Mem. Ind. Inst. Sci*, **2**, 497, 1935.
403. S. Parthasarathy, *Ebenda* **3**, 286, 1936.
404. E. Pumper, *Phys. Z. d. Sowjetun.*, **8**, 300, 1935.
405. P. Bazulin. *Phys. Z. d. Sowjetun.*, **8**, 354, 1935.
406. S. Rytow, *Phys. Z. d. Sowjetun.*, **8**, 626, 1935.
407. Н. Малов, *Успехи физич. наук*, **15**, 52, 1935.
408. Н. Малов, В. Митяев и С. Ржевкин, *Сборник, посвящ. 10-*
летию Москов. магнит. лаборат., Москва 1930.
-