

[535+534](092)

ИССЛЕДОВАНИЯ М. А. ЛЕОНТОВИЧА ПО ОПТИКЕ И АКУСТИКЕ

И. Л. Фавелинский

Научные исследования М. А. Леонтовича, выполненные им самим, совместно с его учителем Л. И. Мандельштамом, коллегами или учениками по оптике и акустике, представляли собой значительный вклад в науку и послужили началом и фундаментом новых научных направлений.

Современное развитие этих направлений создало обширные разделы молекулярной оптики и молекулярной акустики.

1. РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОВЕРХНОСТИ

Начало *) оптических исследований М. А. Леонтовича восходит к 1926 г., когда он, тогда еще 23-летний молодой человек, вместе с А. А. Андроновым создают общую количественную теорию молекулярного рассеяния света поверхностью жидкости¹.

За 13 лет до этой работы Л. И. Мандельштам развил основы теории светорассеяния поверхностью жидкости. Его результаты относились к случаю, когда луч рассеянного света лежит в плоскости падения и составляет малый угол с зеркально отраженным лучом.

В работе М. А. Леонтовича и А. А. Андропова рассмотрен самый общий случай и получены соответствующие формулы, справедливость которых была подтверждена экспериментально. В работе рассматриваются такие флуктуационные «шероховатости», амплитуда которых ξ гораздо меньше длины волны λ падающего на поверхность света. Такая «шероховатость» разлагается в двумерный ряд Фурье. Теперь задача заключается в том, чтобы найти интенсивность света, отраженного и преломленного в различных направлениях от описанной деформированной поверхности.

Из решения задачи следует, что будут существовать отраженные и преломленные волны, такие же, как рассчитанные по формулам Френеля для идеально гладкой поверхности раздела. Кроме этих волн будут также присутствовать волны, дифрагированные (рассеянные) на плоских дифракционных решетках (синусоидальные дифракционные решетки или фурье-составляющие названного выше ряда Фурье). Если свет падает на синусоидальную решетку, то будет существовать единственная дифрагированная волна, направление которой зависит от углов и длины волны света. Реально в эксперименте имеют дело с решетками конечных размеров, и, следовательно, в дифрагированном свете будет присутствовать набор дифрагированных волн от каждой «решетки». Это и было учтено авторами работы и найдены окончательные общие формулы для интенсивности любого рассеянного луча.

Из развитой теории ясно, что интенсивность света, рассеянного в любом направлении, есть функция углов и зависит от характеристик вещества:

$$I d\Omega = I_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda\Omega} \right)^4 |\zeta_{lm}|^2 s \Phi(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (1)$$

где $d\Omega$ — телесный угол, в котором рассчитывается поток рассеянного света, I_0 — интенсивность возбуждающего света, s — площадь части бесконечной решетки, θ и φ — полярные углы, $\Omega = 2\pi/a$, где a — сторона квадрата на

*) Самая первая работа М. А. Леонтовича опубликована в «Zeitschrift für Physik» в 1925 г. и называется «О принципе равновесия Левиса».

освещенной поверхности и средний квадрат флуктуации

$$\overline{|\xi_m|^2} = \frac{c_1 \left(\frac{\Omega}{2\pi} \lambda \right)^2}{c_2 + \sin^2 \theta_0 + \sin^2 \theta + 2 \sin \theta_0 \sin \theta \cos \varphi}; \quad (2)$$

здесь $c_1 = \hbar T / 4\pi \gamma^*$, $c_2 = (g\delta / 4\pi \gamma^*) \lambda^2$, γ^* — коэффициент поверхностного натяжения, g — ускорение силы тяжести и δ — разность плотностей сред, создающих границу раздела.

$\Phi(\theta, \varphi)$ — сложная, но найденная функция углов (1). Поскольку членом $\lambda^2 c_2 \gamma^* = g\delta \lambda^4 / 4\pi$ всегда можно пренебречь по сравнению с другими членами знаменателя в формуле (2), интенсивность света молекулярного рассеяния (1) поверхностью приблизительно обратно пропорциональна λ^2 , между тем как для объемного рассеяния интенсивность обратно пропорциональна λ^4 (закон Рэлея). Рассматриваемая теория обладает значительной общностью. Она неприменима лишь в узкой температурной области вблизи критической точки, где «шероховатости» становятся заметно больше длины волны света. Вне этого узкого интервала температур работа (1) дает полное описание света, рассеянного поверхностью непоглощающих сред. Это относится и к интенсивности, и к поляризации.

В отдельной короткой заметке М. А. Леонтович² рассмотрел случай рассеяния на поверхности ртути, которая имеет конечную проводимость. Показано, что в этом случае рассеянный свет будет иметь эллиптическую поляризацию, и вычислены отношения полуосей эллипса в функции угла рассеяния при падении возбуждающего света на поверхность раздела нормально и под углом 45° . Результаты расчета находятся в согласии с экспериментальными данными.

М. А. Леонтович не ограничился сопоставлением результатов своей теории с данными опыта, но он решил сам подвергнуть опытной проверке свои общие формулы в эксперименте, который он сам выполнил, правда для особого случая светорассеяния на статических шероховатостях поверхности.

Обычно М. А. Леонтовича считают чистым теоретиком, однако это не совсем так. В той области, которой посвящена настоящая статья, имеются три экспериментальные работы выполненные самим М. А. Леонтовичем, хотя, конечно, основные его достижения относятся к теоретической физике.

Первая такая работа посвящена рассеянию света на слабоматрированных поверхностях³. М. А. Леонтович применяет результаты, полученные им совместно с Андроновым¹, к случаю слабоматрированных поверхностей. Он анализирует различие в рассеянии на флуктуациях, имеющих статистический характер, и слабоматрированными стеклянными поверхностями и приходит к заключению, что в этом последнем случае можно сопоставлять расчет с опытом только для величин, в которые явно не входит средний квадрат «амплитуды» шероховатости $|\xi|^2$ (см. ниже); при этом отношение величины шероховатости к длине волны света λ должно быть мало. Вот что сам М. А. Леонтович пишет об условиях своего опыта: «§ 3. Опыты проводились с матовыми стеклянными пластинками, хорошо пропускавшими свет. В качестве таковых использовались неполированные стеклянные пластины — заготовки для зеркал. В зависимости от того момента, когда процесс шлифовки стекол прерывался, получались поверхности разной степени грубости*). Исследовалось, как уже выше упоминалось: 1) состояние поляризации диффузно рассеянного света и 2) зависимость относительной интенсивности от направления и длины волны света.

*) Для моего исследования мне не удалось получить подходящие слабоматрированные стекла обработкой плавиковой кислотой.

Здесь надо заметить, что для пластинок, использованных мной, имевших наибольшее пропускание, условие ξ/λ много меньше 1 вряд ли выполнялось, поэтому можно ожидать лишь приблизительного совпадения результатов опыта с теорией.

Если говорить кратко об опытах, то из них ясно следовало, что, во-первых, результаты наблюдений систематически тем ближе подходят к расчетным данным, чем менее грубой была матировка, и во-вторых, при самой слабой матировке, использованной мной, наблюдалось удовлетворительное согласие с теорией».

Далее следует обстоятельное изложение результатов измерений состояния поляризации и относительной интенсивности. Приведена таблица сделанных измерений и дано тщательное их обсуждение. Основная работа с совершенной теорией и тщательными измерениями оканчивается благодарностью Л. И. Мандельштаму и Г. С. Ландсбергу, чью беспощадную критику она, видимо, выдержала.

В это же время на физическом факультете первого Московского университета (ныне МГУ им. М. В. Ломоносова), где работает М. А. Леонтович в лаборатории Л. И. Мандельштама, в лаборатории С. И. Вавилова возникает вопрос о природе тушения флуоресценции молекул, растворенных в жидкости, обладающей вязкостью.

В специальном исследовании М. А. Леонтович⁴ решает задачу о тушении флуоресценции вследствие столкновений возбужденных флуоресцирующих молекул с другими растворенными молекулами. В результате решения задачи о диффузии получена формула для среднего времени между возбуждением молекулы и первым ее столкновением и находится зависимость энергии света флуоресценции от концентрации и коэффициента диффузии. Теоретический вывод сопоставлен с экспериментальными данными С. И. Вавилова и его сотрудников.

2. КОМБИНАЦИОННОЕ И РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Начало работы М. А. Леонтовича в лаборатории Л. И. Мандельштама в Университете совпадает с периодом необычайно интенсивной и плодотворной работы этой лаборатории над проблемой экспериментального и теоретического исследования рассеяния света в твердом теле.

После своего перехода в 1925 г. на физический факультет Московского университета Л. И. Мандельштам поставил интересную и в те времена необычайно трудную задачу об обнаружении изменения частоты рассеянного света вследствие модуляции этого последнего тепловыми упругими дебаевскими волнами, которые всегда присутствуют в среде при температурах, отличных от абсолютного нуля.

Ожидавшееся изменение частоты должно было быть порядка 10^{-5} от частоты возбуждающего света.

В эксперименте Ландсберга и Мандельштама, как известно, было обнаружено изменение частоты при рассеянии в монокристалле кварца на три-четыре порядка большее, хорошо наблюдавшееся в простом (и по теперешним меркам очень плохом) спектрографе.

Это было комбинационное рассеяние света — одно из самых значительных открытий XX века, сделанное на глазах М. А. Леонтовича, который работал в лаборатории и не мог не быть причастным к этой замечательной работе.

Действительно, вскоре появляется экспериментальное исследование М. А. Леонтовича⁵, выполненное совместно с Г. С. Ландсбергом и посвященное изучению температурной зависимости красных и фиолетовых спутников спектра комбинационного рассеяния света в кварце.

Авторы исходят из того, что интенсивность рэлеевской, или, как они называют, основной линии рассеяния света пропорциональна абсолютной температуре.

Что касается температурной зависимости интенсивности линий комбинационного рассеяния, то они пишут: «Интенсивность линий комбинационного рассеяния определяется, вероятно, числом элементарных процессов, обуславливающих обмен энергии между светом и материей, и зависит от температуры совсем другим образом (квантовая статистика и классическая статистика)».

Авторы придерживаются языка световых квантов и в дальнейшем рассуждают следующим образом: «С этой точки зрения можно ожидать появления красного спутника при взаимодействии светового кванта как с возбужденной системой, так и с невозбужденной системой. Фиолетовые спутники могут появиться при соударении кванта с возбужденной системой. Число возбужденных систем возрастает с температурой очень быстро, число невозбужденных систем уменьшается с температурой очень медленно.

Поэтому с ростом температуры можно ожидать возрастания интенсивности фиолетовых спутников, интенсивность красных спутников практически должна оставаться неизменной».

Сказанное здесь практически есть полный словесный пересказ того, что дают формулы, использованные в работе.

После сложной и кропотливой работы по методу фотографической фотометрии получены количественные результаты, которые показали, что интенсивность спутника $\lambda = 21,5$ мкм в интервале от 20 до 210 °C ведет себя в соответствии с предсказаниями, а именно, интенсивность фиолетового спутника возрастает втрое, а интенсивность красного спутника практически не меняется, между тем как интенсивность основной линии изменяется пропорционально абсолютной температуре.

Это было первым исследованием такого рода, сыгравшим важную роль в понимании механизма нового явления, и теперь все ее выводы остаются в силе.

Следующая, третья, экспериментальная работа М. А. Леонтовича⁶ относится к принципиальному вопросу о том, что если спутник $\lambda = 9,13$ мкм, найденный в первой пионерской работе Ландсберга и Мандельштама у исландского шпата (CaCO_3), относится к колебанию группы CO_3 , то можно ли его найти в водном растворе поташа K_2CO_3 , где группа CO_3 так же присутствует?

Именно такое исследование в водном растворе поташа выполнил М. А. Леонтович. При этом ему приходилось многократно фильтровать раствор, очищая его от примесей посторонних частиц.

В своем эксперименте он нашел спутник в растворе K_2CO_3 с длиной волны 9,26 мкм, что очень близко к значению спутника в исландском шпате, и, следовательно, можно считать доказанным экспериментально, что этот спутник характеризует собственное колебание группы CO_3 .

Эта работа М. А. Леонтовича относится к числу очень трудных экспериментальных исследований, достаточно указать, что ему приходилось делать экспозиции в 90 часов и неоднократно.

Мне представляется, что в этой работе есть еще один очень существенный результат; правда, о нем автор говорит только вскользь и только в скобках: «Кроме указанного спутника (слабой диффузной полосы, которая, без сомнения, обусловлена рассеянием в воде ($\lambda \sim 3$ мкм), не удалось найти никаких других спутников в растворе K_2CO_3 , хотя можно было ожидать следов еще одного спутника, соответствующего $\lambda = 34,4$ мкм, поскольку он также относится к внутренним колебаниям группы CO_3 ».

Это первое или по крайней мере одно из первых наблюдений комбинационной полосы воды, сыгравшей такую видную роль в изучении межмолекулярных взаимодействий, включая водородную связь, и принесшая так много сведений об одном из важнейших веществ на Земле — обычной воде.

3. ТЕОРИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ

У М. А. Леонтовича были широкие научные интересы, и Михаил Александрович напряженно, успешно и плодотворно работал. Когда ему исполнилось 26 лет, из печати уже вышло 14 его работ, опубликованных главным образом в ведущем в то время физическом журнале «*Zeitschrift für Physik*».

Главным достижением лаборатории, в которой работал в то время М. А. Леонтович, было недавно открытое комбинационное рассеяние света, и основное внимание было направлено на развитие работ по комбинационному рассеянию света.

М. А. Леонтович начал работу по созданию классической теории комбинационного рассеяния света. Первая теоретическая работа выполняется совместно с Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом⁷. Но возникает более общая задача — создание классической теории молекулярного рассеяния света в твердом теле вообще, и работы М. А. Леонтовича в этой области были пионерскими, и, что особенно важно, они указывали общий правильный путь теоретических исследований в этой ставшей теперь, обширной области молекулярной оптики твердого тела.

Авторы работы⁷ понимали, что полная теория явления комбинационного рассеяния света должна быть квантовая, но для очень высоких температур можно попытаться подойти к расчету интенсивности классически.

В данном случае рассеянный свет рассматривался как свет, дифрагированный на упругих колебаниях или волнах, бегущих в кристалле. Благодаря исследованиям Дебая и Борна был теоретически изучен спектр упругих колебаний кристалла. Как известно, упругие колебания кристалла распадаются на акустические, или дебаевские, и оптические, или борновские, колебания, или волны, в кристалле.

Рассеянный свет есть ничто иное, как свет, дифрагированный на этих тепловых волнах кристалла, представляющих собой «дифракционные» решетки.

Если акустические колебания характеризуются изменением плотности, то в оптических колебаниях, как указывается авторами работы⁷, «...речь идет не о колебаниях плотности, а об изменениях взаимных расстояний атомов решетки или комплексов атомов друг относительно друга (колебания структуры)». Далее говорится, что если такие смещения влекут за собой изменение показателя преломления, то возникнет оптическая неоднородность, обусловленная таким колебанием дифракционных решеток. Временные изменения коэффициента преломления при таких колебаниях ведут к изменению частоты рассеянного света.

Таким образом, из качественной картины получается, что в рассеянном свете будет присутствовать основная линия, расщепленная вследствие модуляции рассеянного света частотами упругих колебаний или акустической ветвью частот дисперсионной кривой. Эти смещения должны быть малы. Кроме того, будут присутствовать в рассеянном свете далеко смещенные линии, обусловленные модуляцией рассеянного света, «колебаниями структуры» или модуляцией частотами, лежащими на оп-

тических (инфракрасных, как их предпочитают называть авторы ⁷⁾ ветвях частот.

Разумеется, от качественной картины явления до количественного расчета еще далеко, но такой расчет был выполнен ⁷⁾, а схема его сводится к следующему.

Предполагается, что тензор оптической диэлектрической проницаемости ε_{ih} искажается смещением u_r элементов решетки и его изменения могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned}\Delta\varepsilon_{xx} &= \sum_r g_{xx}^r u_r, \\ \Delta\varepsilon_{xy} &= \sum_r g_{xy}^r u_r,\end{aligned}\quad (3)$$

где u — смещение r -й частицы элементарной ячейки решетки кристалла. Под $g_{xy}^r u$ следует понимать $\sum g_{xy,\xi}^r u_{r\xi}$ (ξ принимает значения x, y, z); величина $g_{xy,\xi}^r$ при фиксированном r — тензор третьего ранга.

Следуя Борну, колебание u_r представляется в виде

$$u_r = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j, \mathbf{k}} \mathbf{a}_{rj} p_j \cos(\omega_j t + \varphi) \cos(\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (4)$$

N — нормировочный множитель, равный полному количеству ячеек в кристалле, p_j — амплитуда собственных колебаний, \mathbf{a}_{rj} — собственные векторы, определяющие направление собственных колебаний, \mathbf{r} — радиус-вектор элементарной ячейки и \mathbf{k} — фазовый вектор.

В выражении (4) учтены также и частоты акустических колебаний, но, поскольку в этой работе авторов интересует только оптическая или инфракрасная часть, они в разложении $\omega_j = \omega_{0j} + \bar{\omega}_j k + \bar{\bar{\omega}}_j k^2$ ($k = |\mathbf{k}|$ — волновое число) оставляют только ω_{0j} и в дальнейшем опускают индексы (описание одного колебания структуры). Расчет интенсивности рассеянного света выполнен путем введения фиктивной электродвижущей силы F :

$$\varepsilon_0 F_x = \Delta\varepsilon_{xx} E_x^0 + \Delta\varepsilon_{xy} E_y^0 + \Delta\varepsilon_{xz} E_z^0; \quad (5)$$

здесь $E^0 = \cos(\nu_0 t - s_0 x)$, где ν_0 — частота возбуждающего света.

Для света, рассеянного элементом объема dt в направлении оси y , напряженность поля

$$\mathbf{E} = \frac{d\tau}{4\pi R} \left(\text{grad div} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{F} \left(t - \frac{R}{c} \right), \quad (6)$$

где c — скорость света, R — расстояние от dt до точки наблюдения. Подставив (3) — (5) в (6), получаем выражение для напряженности электрического поля рассеянной волны. Опустим все промежуточные вычисления, сделанные в ⁷⁾, укажем только, что получен результат, из которого следует, что в рассеянном свете будут присутствовать поля с частотами $\nu_+ = \nu_0 + \omega$ и $\nu_- = \nu_0 - \omega$. Это и есть сателлиты, или линии комбинационного рассеяния света. Классическая теория дает, что отношение амплитуд полей красного и фиолетового сателлитов равно $(\nu_0 + \omega)^2 / (\nu_0 - \omega)^2$. При условии $\omega \ll \nu_0$ это отношение равно 1. Это означает, что классическая теория дает для фиолетовых и красных сателлитов одинаковую интенсивность, что может быть правильно только для очень высоких температур и не имеет места при комнатной температуре для обычных сред. В дальнейшем выполняется расчет отношения интенсивности рассеянного света $I(\nu)$ частоты ν к интенсивности возбуждающего света I_0 частоты ν_0 и получается следующий результат:

$$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu_0)} = \frac{G_{\alpha\beta} \nu^4 \tau}{(8\pi c^2 R_0)^2} \frac{\bar{W}}{\omega_0^2}, \quad (7)$$

где $G = \sqrt{\alpha^3} (g_{\alpha\beta, \xi} a_{r\xi})$; здесь α^3 — объем элементарной ячейки кристалла, $G_{\alpha\beta}$ характеризует изменение показателя преломления при колебаниях и различно для разных частот, \bar{W} — средняя энергия осциллятора. Отсюда следует, в частности, что поведение интенсивности сателлитов определяется также нулевой энергией. Поскольку G — величина неизвестная, авторы не смогли найти численную величину отношения (7).

В этой работе есть несколько замечаний относительно поляризации линии комбинационного рассеяния света, но детально этот вопрос разобран в специальной работе М. А. Леонтовича ⁸, вышедшей уже в следующем году, когда квантовая теория комбинационного рассеяния света была построена.

Учитывая, что для поляризации компонент комбинационного рассеяния света квантовая и классическая теории приводят к одним и тем же результатам, М. А. Леонтович строит классическую теорию состояния поляризации света комбинационного рассеяния ⁸.

В теории М. А. Леонтовича указано, что все, что касается поляризации рассеяния, можно вывести из следующего выражения для компонент электрического вектора рассеянного света:

$$\begin{aligned} E_x &= A (G_{xy} E_y^0 + G_{xz} E_z^0), \\ E_z &= A (G_{zy} E_y^0 + G_{zz} E_z^0). \end{aligned} \quad (8)$$

Тензор $G_{\alpha\beta}$ тот же, что и в работе ⁷. Далее М. А. Леонтович говорит: «Для того чтобы определить поляризацию рассеянного света, мы должны в первую очередь установить условия, которым удовлетворяет тензор вследствие симметрии кристалла. Эти условия симметрии имеют для простых и кратных колебаний различную форму».

М. А. Леонтович выполняет исследование, позволяющее ему найти для случая простых собственных колебаний компоненты тензора, отличные от нуля для триклинной, моноклинной, ромбической, тетрагональной, тригональной, гексагональной и кубической систем.

Еще более сложное исследование выполнено для отыскания компонент тензора $G_{\alpha\beta}$, отличных от нуля, для случая двукратно вырожденных колебаний и составлена соответствующая таблица (таблица 2 статьи). Выполненный теоретический расчет сопоставлен с результатами экспериментов Кабанна (кварц и исландский шпат) и Мензиса (кварц) и получено качественное согласие между теорией и опытом.

В примечании к корректуре обсужден вопрос об эффекте вращения плоскости поляризации в кристалле и его учете при определении поляризации света комбинационного рассеяния.

Следующий значительный шаг в теоретических исследованиях М. А. Леонтович в сотрудничестве с С. Л. Мандельштамом делает ^{9,10}, когда он формулирует задачу о рассеянии света на флуктуациях плотности в кристаллах, аналогично тому, как это сделал Эйнштейн для расчета интенсивности рассеянного света на флуктуациях плотности и концентрации при расчете интенсивности рассеянного света в жидкостях и растворах.

Они используют эйнштейновский метод расчета, в котором флуктуация разлагается в пространственный ряд Фурье и статистически находятся средние квадраты коэффициентов соответствующего ряда. А далее задача сводится к тому, чтобы полученные формулы содержали измеряемые величины. Такая задача была решена, получены формулы для относительной интенсивности рассеянного света для кристаллов кубической и тригональной симметрии.

В случае кубического кристалла относительная интенсивность оказалась равной (сохраняя обозначения оригинала, как и в других случаях)

$$R = \frac{\pi^2 \tau k T \mu^3}{2 \lambda^4 r^2} \left[\frac{2(p_{12}^2 + p_{44}^2)}{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}} + \frac{p_{44}^2}{c_{44}} \right], \quad (9)$$

где τ — рассеивающий объем, k — постоянная Больцмана, μ — показатель преломления, r — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения, p_{ik} — упруго-оптические постоянные и c_{ik} — упругие постоянные.

В дальнейшем много авторов прошло по пути, указанном этой работой, и теперь вопрос о рассеянии света в самом общем случае для любого кристалла и в любом кристаллографическом направлении решен.

К этому же кругу исследований в известном смысле можно отнести работу М. А. Леонтовича и С. Г. Калашникова¹¹, посвященную изучению влияния тепловых колебаний на рассеяние рентгеновских лучей в кристаллах.

Теория рассеяния рентгеновских лучей с учетом влияния теплового движения принадлежит Дебаю, Валлеру и Зинеру (1914—1936 гг.).

Тепловые смещения атомов представлялись ими в виде суперпозиции упругих дебаевских волн, о которых, отчасти, говорилось выше.

Для решения такой задачи явно рассматривались нормальные колебания решетки и спектр таких колебаний, что сильно усложняло теорию.

Для определения вклада в рассеяние тепловых движений атомов в решетке достаточно знать $\overline{\xi_i \eta_k}$, где ξ_i и η_k есть проекции мгновенных значений тепловых смещений двух атомов на определенное направление. М. А. Леонтович¹² дал общий метод вычисления величин типа $\overline{\xi_i \eta_k}$, который сводится к решению некоторой статической задачи.

В результате использования теоремы Леонтовича авторам удалось выполнить вывод зависимости температурного фактора от средних квадратов атомных смещений для кристаллов произвольной симметрии.

В результате развита более простая теория, чем прежние, и вместе с тем сделан более точный расчет теплового рассеяния рентгеновских лучей.

М. А. Леонтовичем^{13,14} построена количественная теория, позволяющая найти интенсивность света, рассеянного в неравномерно нагретом кристалле.

Почти пятьдесят лет тому назад Л. И. Мандельштам¹⁵ указал, что интенсивность света, рассеянного на упругих волнах, мало затухающих в среде, будет определяться не только температурой в данной точке, но и распределением температур в среде. Причем отмечалось, что различие будет тем больше, чем меньше затухает упругая волна, обуславливающая светорассеяние.

К количественной теории этого интересного явления М. А. Леонтович обращается дважды. Первый раз¹³ (1935) он развивает сложную теорию, правда, для частного случая одномерной и специальной модели твердого тела. Четыре года спустя выходит его работа¹⁴, в которой рассмотрен вполне реальный случай трехмерного тела бесконечного в плоскости x, y и конечного в направлении z . Градиент температуры направляется по оси z .

М. А. Леонтович решает задачу о распределении интенсивности упругих волн в среде так же, как решается задача в оптике о распределении интенсивности света в среде, способной поглощать и излучать, например, так как это делается при решении задачи о тепловом излучении. В теории Леонтовича упругие волны рассматриваются как совокупность некогерентных лучей разных направлений. Обмен энергиями этих волн с

волнами более высоких частот упругого спектра кристалла происходит путем излучения и поглощения.

В теории М. А. Леонтовича решается строгая задача с реальными граничными условиями и получается следующее выражение для интенсивности молекулярного рассеяния света. Мы приводим выражение для случая, когда градиент температуры *) ($G_T = (T_l - T_0)/l$, где T_0 — температура на нижнем торце кристалла, T_l — температура на верхнем торце кристалла толщиной l) параллелен лучу возбуждающего света и направлен вдоль положительного направления оси z (θ — угол рассеяния)

$$I(z, \theta) = c \left\{ T + \frac{G_T \sin \frac{\theta}{2} \cdot \exp \left[\frac{2\alpha l}{2 \sin(\theta/2)} \right] (1+R)}{2\alpha [1 + R \exp(2\alpha l / \sin(\theta/2))]} \operatorname{sh} \left[\frac{2\alpha \left(\frac{l}{2} - z \right)}{\sin(\theta/2)} \right] \right\}; \quad (10)$$

здесь T — температура в точке z , α — амплитудный коэффициент поглощения звука, R — коэффициент отражения упругих волн от границы раздела и c — константа, в которую включены все величины, не зависящие от температуры и поглощения упругих волн. В отсутствие градиента при одинаковой температуре тела $I = cT$.

Экспериментальное подтверждение этого теоретического результата могло открыть принципиально новый путь определения коэффициента затухания в гиперзвуковой области акустического спектра.

Опыты, предпринятые Г. С. Ландсбергом и А. А. Шубиным, в пределах погрешности опытных данных $\sim 10\%$, не обнаружили различия интенсивности в равномерно нагретом кристалле кварца и в том случае, когда кристалл находился в тепловом потоке.

В. В. Владимирский (1942 г.) указал, что в неравномерно нагретом теле должна наблюдаться асимметрия фиолетовой и красной компонент Мандельштама — Бриллюэна. Долгое время к этому вопросу не возвращались, и адекватный эксперимент не был поставлен.

Приблизительно три года назад эта проблема начала вновь широко обсуждаться в литературе, главным образом (см., например, ¹⁷) теоретически и отчасти экспериментально, но об определенных результатах пока говорить рано.

4. АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Интерес к акустическим проблемам, по-видимому, возник в равной степени из необычной ситуации, сложившейся при изучении спектра молекулярного рассеяния света, которое теперь называется рассеянием Мандельштама — Бриллюэна, и из расхождения между величинами поглощения звука в многоатомных газах и жидкостях, рассчитанного из гидродинамической теории и измеренного на опыте.

Возникли интересные вначале чисто качественные соображения о том, как преодолеть эти принципиальные трудности.

В своем докладе ¹⁸, несколько опередившем выход его работы ¹⁹ из печати, М. А. Леонтович говорит: «В институте физики МГУ и в Физическом институте Академии наук по идее Л. И. Мандельштама ведется ряд работ по поглощению звука в газах и жидкостях».

Теория поглощения звука в газах, учитывающая вязкость и теплопроводность, была развита еще Кирхгофом (1868 г.) и показала, что коэффициент поглощения пропорционален квадрату частоты, вязкости и теплопроводности.

*) В работе М. А. Леонтовича также найдена $I(z)$ при параболической зависимости температуры тела от координаты.

Эксперименты подтвердили в ультразвуковом диапазоне полученную в теории частотную зависимость, но измеренный коэффициент поглощения оказался значительно больше, чем предсказывал теоретический расчет.

В 1930 г. была обнаружена тонкая структура линий Рэлея в кристаллах и в жидкостях, причем компоненты Мандельштама — Бриллюэна этой структуры обусловлены упругими тепловыми волнами частоты $f = 2\nu \sin(\theta/2)/\lambda$, а их полуширина $\delta\omega = 2\alpha\nu$, где n — показатель преломления среды, ν — скорость гиперзвука, α — амплитудный коэффициент затухания гиперзвука.

Оценки показывают, что $f \sim 10^{10}$ Гц. Если поглощение α , измеренное в ультразвуковом диапазоне на частоте 10^7 Гц, экстраполировать по квадратичному закону к 10^{10} Гц, то окажется, что α так велико, что ни о какой волне говорить нельзя, или, другими словами, компоненты Мандельштама — Бриллюэна не должны наблюдаться.

Между тем опыт показывает, что компоненты Мандельштама — Бриллюэна наблюдаются и, более того, они довольно узки. Этот факт находится в прямом противоречии с выводами гидродинамической теории.

Трудности в истолковании экспериментальных результатов теорией, учитывающей только сдвиговую вязкость и обычный коэффициент теплопроводности, подробно анализируются Л. И. Мандельштамом и М. А. Леонтовичем²⁰. Они приходят к выводу, что оба противоречия можно в значительной степени устранить, если принять во внимание объемную вязкость η' в гидродинамической теории, что еще раньше было сделано Рэлеем, и учесть процессы релаксации при установлении частотной зависимости.

Первое тщательное рассмотрение вопроса о гидродинамической и кинетической теориях распространения звука в многоатомных газах принадлежит, как сказано, Леонтовичу¹⁹. Вообще говоря, в теории распространения звука следует учитывать первый η и второй η' коэффициенты вязкости и первый ν и второй ν' коэффициенты теплопроводности.

Теоретические исследования на основании кинетической теории распространения звука дали возможность М. А. Леонтовичу показать, что для низких частот или, точнее, для $\omega\tau \ll 1$ (здесь ω — частота звука, τ — время свободного пробега молекул газа) учет второго коэффициента вязкости необходим, между тем как $\nu' = 0$. Показано, что в этой области частот учет членов с η' и ν' эквивалентен, и нужно принимать в расчет только один из них.

Примерно в этот же период времени Кнезер указал на новый механизм дополнительного поглощения звука в многоатомных газах, а именно, переход энергии внешних степеней свободы во внутренние степени свободы, и развил молекулярную теорию поглощения звука в газах, хорошо подтверждаемую опытом.

Леонтович показал, что в многоатомных газах при $\omega\tau \ll 1$ потери при переходе энергии внешних степеней свободы во внутренние учитываются вторым коэффициентом вязкости.

Гидродинамическая теория дает для амплитудного коэффициента поглощения звука¹⁸ выражение

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2a^3} \left[\frac{4}{3} \frac{\eta}{\rho} + \frac{\eta'}{\rho} + \nu \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \right]; \quad (14)$$

здесь a — лапласово значение скорости звука ($a^2 = \gamma p/\rho$) и $\gamma = c_p/c_v$. Из газокинетических данных следует, что $\eta/\rho \sim a^2\tau$, и получаем, что $\alpha\Lambda$ (затухание звука на длине волны Λ) порядка l/Λ (l — длина свободного пробега).

Гидродинамическое рассмотрение справедливо, если только это отношение мало. Роль η' в ряде случаев очень велика.

Так, например, для жидкого бензола α , измеренное в ультразвуковом диапазоне, в 90 раз больше рассчитанного с учетом только η .

В кнезеровской теории поглощения звука нужно учитывать только η и ν ; что касается η' и ν' , то они уже учтены там в явной форме.

Выражение, полученное Кнезером для коэффициента поглощения, имеет такую структуру, что для $\omega t \ll 1$ получается квадратичная зависимость α от частоты, а для $\omega t \gg 1$ α вообще не зависит от частоты.

Таким образом, количественное расхождение теории и опыта можно было устранить учетом в (11) второго коэффициента вязкости, а трудности, связанные с экстраполяцией α по квадратичному закону, возможно было бы устранить, получив для α в жидкостях выражение, по структуре аналогичное кнезеровскому.

Задачу о поглощении и дисперсии скорости звука в жидкостях в широком интервале частот и поставили перед собой Л. И. Мандельштам и М. А. Леонтович²⁰. Решение ими такой исключительно трудной и общей задачи и создало новое направление в молекулярной акустике²¹.

Это чисто теоретическое исследование сложно по самому существу задачи, и его изложение вкратце не просто, но мы лишь сделаем попытку наметить схему рассуждений авторов и приведем основные результаты.

Во всех случаях не пренебрегается и вторым коэффициентом вязкости η' , который в жидкости уже не имеет такого сравнительно простого смысла, как в многоатомных газах, и вообще нужно отметить, что жидкость не рассматривается как газ с плотностью жидкости. Здесь есть ясное понимание, что различие между газом и жидкостью не только количественное, но, что более важно, качественное.

Авторы говорят: «Мы предполагаем, что в уравнение состояния входит, помимо давления p , плотности ρ и температуры T , еще некоторые параметры ξ (или несколько параметров), являющихся в равновесном состоянии функцией ρ и T . В общем же случае отсутствия равновесия он подчиняется некоторому уравнению «реакции». При этих предположениях возникают, как и следовало ожидать, вязкие напряжения при равномерном расширении».

Физический смысл внутреннего параметра или внутренних параметров $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \dots$ может быть разный. Это могут быть концентрации компонент, составляющих жидкость, концентрации возбужденных или ассоциированных молекул. «Можно считать также, что ξ вообще как-то определяет внутреннюю структуру жидкости. Пока нет надобности приписывать этим переменным тот или иной специальный смысл».

В первой части работы для упрощения задачи предполагается, что внутреннее состояние жидкости можно описывать одним параметром ξ . В равновесии ξ находится из условия $\partial\psi/\partial\xi = 0$, где ψ — свободная энергия единицы массы.

Существенно отметить, что, при предельно низких частотах звука можно считать, что в каждый момент состояние соответствует равновесию, и поэтому скорость звука определяется статическим значением адиабатической сжимаемости. При высоких частотах звука величина ξ (внутреннее состояние жидкости) не успевает измениться за время одного периода звукового колебания и скорость звука определяется адиабатической сжимаемостью при постоянном ξ : «В промежуточной области частот имеет место дисперсия звука». Так авторы описывают общую картину явления, теорию которого они строят.

Для построения теории нужно написать уравнение, которому подчинялось бы ξ . Л. И. Мандельштам и М. А. Леонтович говорят, что такое

уравнение может быть получено на основании следующих соображений: «Во-первых, поскольку нас интересуют малые отклонения от равновесного состояния (малые амплитуды звука), это уравнение должно быть линейным.

Во-вторых, это уравнение можно считать уравнением первого порядка в отношении производных T , ρ , ξ по времени... В общем же случае это допущение означает, что изменение ξ происходит безынерционно.

В-третьих, условием равновесия при постоянных ρ , T , т. е. условием постоянства ξ , является равенство нулю $\frac{\partial \Psi}{\partial \xi}$ ».

Из этих трех требований вытекает, что искомое «уравнение реакции» при подходящем выборе переменной должно иметь вид

$$\dot{\xi} = -K \frac{\partial \Psi}{\partial \xi}, \quad (11')$$

где K — постоянная.

Кроме (11'), нужно написать уравнение для энергии, и авторы делают это в предположении, что влияние на поглощение звука сдвиговой вязкости и теплопроводности меньше влияния рассматриваемых здесь процессов, проявляющихся в объемной вязкости. Тогда

$$\rho \dot{E} - p \frac{\dot{\rho}}{\rho} = 0; \quad (12)$$

E — энергия единицы массы, p — давление.

После расчетов связей между E , p , ρ , Ψ и их производными оказывается возможным написать

$$\dot{\xi} = -\frac{1}{\tau} \left(\Delta \xi - \frac{E_{\xi}}{T \Psi_{\xi\xi}} \Delta T + \frac{p_{\xi}}{\rho^2 \Psi_{\xi\xi}} \Delta \rho \right), \quad (13)$$

где $1/\tau = K \Psi_{\xi\xi}$, τ — постоянная, определяющая время установления равновесия, а индексы у величин обозначают первую или соответственно вторую производную этих величин по ξ или другой величине. Если $E(T, \rho, \xi) = \Psi - T \Psi_T$ и $p = P(T, \rho, \xi) = \rho^2 \Psi_{\rho\rho}$, то уравнение (12) может быть написано в виде

$$E_{\xi} \dot{\xi} + E_T \dot{T} - \frac{T \rho_T}{\rho^2} \dot{\rho} = 0 \quad (14)$$

(производные по T взяты при постоянном ξ). При распространении звука частоты ω величины ΔT , $\Delta \rho$, $\Delta \xi$ пропорциональны $e^{i\omega t}$ и уравнения (13), (14) переходят в

$$(1 + i\omega\tau) \Delta \xi = \frac{E_{\xi}}{T \Psi_{\xi\xi}} \Delta T + \frac{p_{\xi}}{\rho^2 \Psi_{\xi\xi}} \Delta \rho, \quad (15)$$

$$E_{\xi} \Delta \xi = -c \Delta T + \frac{T p_T}{\rho^2} \Delta \rho \quad (16)$$

(c — теплоемкость $= E_T$). Квадрат комплексной скорости звука W определяется отношением

$$W^2 = \frac{\Delta p}{\Delta \rho} = P_{\rho} + P_T \frac{\Delta T}{\Delta \rho} + P_{\xi} \frac{\Delta \xi}{\Delta \rho}. \quad (17)$$

Привлекая (15) и (16), а также известное термодинамическое выражение для теплоемкостей, получим

$$W^2 = v_0^2 \left\{ 1 + \frac{i\omega\tau' [(v_{\infty}/v_0)^2 - 1]}{1 + i\omega\tau'} \right\}. \quad (18)$$

Значение адиабатических скоростей v_0 получается при $\omega \rightarrow 0$, а v_{∞} при $\omega \rightarrow \infty$. τ' отличается от τ отношением $(\partial E/\partial T)_{\xi}/(\partial E/\partial T)_{\mu}$. Действитель-

ные скорости звука v и амплитудный коэффициент поглощения α находятся из соотношений

$$\frac{1}{v} = \operatorname{Re} \frac{1}{W} \quad \alpha = \omega \operatorname{Im} \frac{1}{W}.$$

В результате таких вычислений получим с хорошим приближением

$$\frac{v_0}{v} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega^2 \tau'^2 [(v_\infty/v_0)^2 - 1]}{1 + \omega^2 \tau'^2}, \quad (19)$$

$$\alpha = \frac{1}{2v_0} \frac{\omega^2 \tau' [(v_\infty/v_0)^2 - 1]}{1 + \omega^2 \tau'^2}. \quad (20)$$

В более общем случае из развиваемой теории следует

$$\left(\frac{v_\infty}{v_0}\right)^2 - 1 = \frac{1}{\rho^2 v_0^2} \left\{ \frac{P_\xi^2}{\Psi_{\xi\xi}} + \frac{T(p_T - P_\xi E_\xi / T \Psi_{\xi\xi})^2}{c - E_\xi^2 / T \Psi_{\xi\xi}} - \frac{T p_T^2}{c} \right\}; \quad (20')$$

здесь c , p_T — термодинамические величины, относящиеся к равновесию и потому известные, E_ξ , P_ξ — производные энергии и давления, определяемые характером изменения ξ при реакции. Эти величины можно получить только при специальном предположении о характере процессов в жидкостях, а $\Psi_{\xi\xi}$ могла бы быть найдена, если была бы известна величина флуктуации $\Delta \xi^2 = kT / \Psi_{\xi\xi}$.

Формула (20) дает выражение для коэффициента поглощения, обусловленного объемным коэффициентом вязкости, который доминирует в ряде жидкостей и в том числе в бензоле. Формула (20) показывает, что для низких частот $\omega \tau \ll 1$ $\alpha \sim \omega^2$, что согласуется с классической формулой (11), а при высоких частотах $\omega \tau \gg 1$ формула (20) принимает вид

$$\alpha = \frac{1}{2v_0} \frac{[(v_\infty/v_0)^2 - 1]}{\tau'}, \quad (21)$$

а это означает, что на высоких частотах α от частоты не зависит, что естественным образом объясняет существование узких линий Мандельштама — Бриллюэна в спектре рассеянного света.

Связь между η' и τ' легко установить, если при $\omega \tau' \ll 1$ выражение (20) приравнять к (11), положив $\eta = v = 0$. Из сопоставления получим

$$\eta' = \tau' (v_\infty^2 - v_0^2).$$

Отметим так же, что формула (11) справедлива, только когда $\alpha \Lambda \ll 1$, между тем как (20) справедлива для любого α . С другой стороны, формулы релаксационной теории (19), (20) имеют смысл и могут описывать распространение звука только в том случае, если есть дисперсия, т. е. $v_0 \neq v_\infty$. При экспериментальном изучении спектра Мандельштама — Бриллюэна такая дисперсия ~ 10 — 15% действительно была обнаружена.

Работа Мандельштама и Леонтовича дала начало обширной области молекулярной акустики, продолжающей интенсивно развиваться и в настоящее время.

Следует отметить, что, как было указано выше, Мандельштам и Леонтович²¹ полагали, что может, вообще говоря, существовать много параметров ξ и соответственно много τ' . Они исследовали этот вопрос в заключении работы и получили следующий результат:

$$W^2 = P_0 + \frac{i\omega}{\rho^2} \sum_k \frac{P_k^2 \tau_k}{1 + i\omega \tau_k} + \frac{T}{\rho^2} \frac{\left(p_T + \frac{1}{T} \sum_k \frac{P_k E_k}{1 + i\omega \tau_k} \right)^2}{c + \frac{1}{T} \sum_k \frac{E_k^2}{1 + i\omega \tau_k}}. \quad (22)$$

Общая релаксационная теория поглощения звука в жидкостях, развитая Л. И. Мандельштамом и М. А. Леонтовичем²¹, была применена

М. А. Леонтовичем ²² для построения теории поглощения звука в сильных электролитах.

«Внутреннее состояние сильного электролита характеризуется состоянием «ионных атмосфер» его ионов, зависящих от температуры и плотности. При распространении звука эти последние изменяются, изменяется и состояние ионных атмосфер, от которого в свою очередь зависит давление в растворе. Однако ионные атмосферы устанавливаются не сразу, а время их установления определяется временем релаксации τ ».

М. А. Леонтович ²² развивает сложную теорию, привлекающую в свою очередь дебаевскую теорию сильных электролитов.

Развитая теория позволяет определить τ , входящее в выражение для поглощения и дисперсии, а также величину $v_\infty^2 - v_0^2$.

Оказывается, что эта разность пропорциональна концентрации ионов в степени $3/2$, а коэффициент поглощения в области $\omega\tau \ll 1$ оказывается пропорциональным квадратному корню из концентрации. Зависимости α и v от частоты более сложные, чем это следует из формул (19) и (20), поскольку состояние ионных атмосфер определяется не единственным параметром, а функцией распределения.

М. А. Леонтович совместно с И. Г. Шапошниковым ²³ развил теорию распространения звука в слабых электролитах. Авторы отмечают, что «теория поглощения и дисперсии звука в слабом электролите представляет собой почти непосредственный перенос эйнштейновской теории для газов». Однако «перенос» этот далеко не так прост. Удастся поглощение и скорость выразить через степень диссоциации, которая может быть непосредственно измерена, и, таким образом, оказывается возможным определение τ , зависящего от коэффициента скорости реакции диссоциации молекул электролита на ионы.

5. РЕЛАКСАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ СПЕКТРА СВЕТА, РАССЕЯННОГО В ЖИДКОСТЯХ ВСЛЕДСТВИЕ ФЛУКТУАЦИИ АНИЗОТРОПИИ

Меняющаяся во времени «структура» вещества или собственные колебания молекул вещества модулируют свет, в результате чего возникают линии комбинационного рассеяния света, о которых говорилось выше и природа которых достаточно хорошо понята, хотя теория интенсивности сателлитов разрабатывается еще и теперь.

Рассеяние света вследствие флуктуаций давления в спектре проявляется в виде компонент Мандельштама — Бриллюэна, а рассеяние вследствие флуктуаций энтропии дает в спектре центральную или рэлеевскую линию. Эти виды рассеянного света достаточно полно изучены и в небольшой степени исследованиями М. А. Леонтовича.

Существует также свет, рассеянный вследствие флуктуаций анизотропии, который в спектре представлен широкой сплошной полосой с максимумом, совпадающим с положением возбуждающей линии. Хотя этот спектр рассеянного света был обнаружен еще в 1928 г., до работы Леонтовича теория явления отсутствовала. Более того, о природе самого явления было высказано немало небывлиц.

Первое рациональное высказывание о природе спектра деполяризованного рассеяния или крыла линии Рэлея принадлежит Ландау и Плачеку ²⁴ и то сказанное вскользь: «В случае жидкостей для структуры этой части крыла линии Рэлея определяющую роль играет дебаевское время релаксации».

В 1941 г. еще до начала войны М. А. Леонтович ²⁵ публикует первую количественную теорию спектра деполяризованного рассеяния. Теории Леонтовича суждено было сыграть большую роль и в дальнейшем разви-

тии теории и в рациональном направлении экспериментальных исследований, приведших к количественным измерениям времени релаксации анизотропии и к обнаружению новых явлений в спектре деполяризованного рассеянного света.

Теория Леонтовича позволила установить связь между такими явлениями, как деполяризация рассеянного света, эффект Керра и эффект Максвелла (двойное лучепреломление при течении).

Количественная теория Леонтовича основывается на максвелловской схеме вязкости и учитывает рассеяние вследствие флуктуаций давления (компоненты Мандельштама — Бриллюэна) и той части флуктуаций анизотропии (ориентаций анизотропных молекул), которая определяется флуктуацией деформаций.

В теории Леонтовича предполагается, что состояние жидкости в любой точке можно охарактеризовать только температурой, тензором деформации e_{ik} и тензором анизотропии ξ_{ik} . В работе Леонтовича²⁵ отмечается, что введение только двух тензоров ограничивает рамки теории, но, учитывая, что речь идет о первой попытке дать теорию сложного явления, такое упрощение оправданно.

Временная зависимость тензора анизотропии определяется уравнением реакции (ср. с (11')), имеющим вид

$$\dot{\xi}_{ik} = \frac{1}{\tau} \xi_{ik}, \quad (23)$$

где тензор анизотропии $\xi_{ik} = e_{ik} - (1/3) \delta_{ik} \sigma - \xi_{ik}^{\dagger}$ (σ — коэффициент расширения) и, как в максвелловской теории вязкости, принято, что

$$\eta = \mu \tau \quad (24)$$

(η — вязкость, а μ — модуль сдвига).

Для отыскания спектра рассеянного света необходимо найти временную зависимость флуктуаций, что можно получить из уравнений движения, которые и записываются в рассматриваемой работе. Они распадаются на три группы:

Первая группа уравнений движения описывает продольные волны, ответственные за образование компонент Мандельштама — Бриллюэна. Из уравнения также следует, что продольной волне сопутствует изменение анизотропии.

Вторая группа уравнений описывает распространение поперечных волн, которые в случае медленных движений представляют собой обычные «вязкие» поперечные волны, а при быстром движении переходят в поперечные волны в твердом теле.

Наконец, третья группа уравнений описывает возмущение анизотропии, не сопровождающееся движением жидкости. Чисто условно можно говорить, что эта группа уравнений описывает поперечные «волны» анизотропии.

Для определения распределения интенсивности в спектре рассеянного света следует найти прежде всего поле рассеянной световой волны. М. А. Леонтович ищет поле света, рассеянного объемом V , в следующей форме:

$$\mathbf{E} = e^{i\omega_0 t} \mathbf{P}_i \int \Delta \varepsilon_{ik} e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})} dV; \quad (25)$$

здесь ω_0 — частота возбуждающего света, \mathbf{P}_i — поляризация, \mathbf{q} — волновой вектор, а $\Delta \varepsilon_{ik} = \Delta \varepsilon \delta_{ik} + \Delta \varepsilon'_{ik}$. Причем, учитывая малость $\Delta \varepsilon'_{ik}$, можно считать, что $\Delta \varepsilon'_{ik}$ пропорционально ξ_{ik} и, следовательно,

$$\Delta \varepsilon'_{ik} = A \xi_{ik}. \quad (26)$$

Соотношения (26) и (23) позволяют заключить, что длительность существования двойного лучепреломления, определяемого $\Delta\epsilon_{ik}$, будет та же, что и время релаксации анизотропии τ . Следовательно, τ определяет время возникновения или исчезновения явления Керра, или двойного лучепреломления в потоке — эффект Максвелла.

Для медленных движений, когда $\dot{\xi}_{ik}$ можно пренебречь:

$$\Delta\epsilon_{ik} = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right) \Delta\rho\delta_{ik} + M\xi_{ik}, \quad (27)$$

где $M = A\tau$ — постоянная Максвелла.

На основании (25) и (27) рассчитывается поле E . Интенсивность $I(\omega)$ пропорциональна среднему квадрату коэффициентов $|E(\omega)|^2$

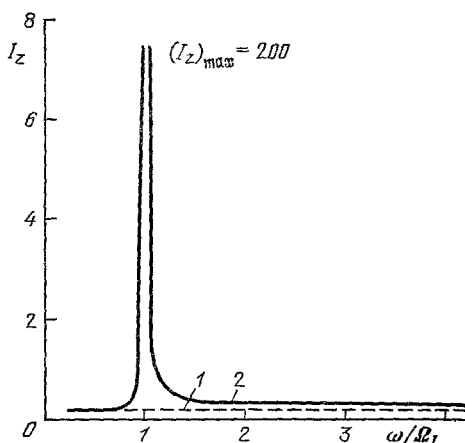


Рис. 1. Распределение интенсивности в спектре рассеянного света ²⁵.

$1 - I_x$, $2 - I_z$; $A/(\rho \partial\epsilon/\partial\rho) > 0$,
 $\Omega_L\tau = 0,1$, $\Omega_T^2 = 0,075\Omega_L^2$.

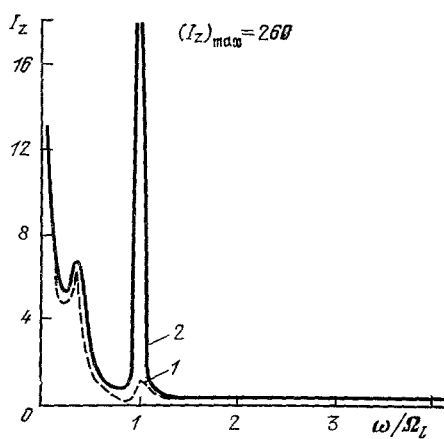


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 ²⁵.

$1 - I_x$, $2 - I_z$; $A/(\rho \partial\epsilon/\partial\rho) > 0$,
 $\Omega_L\tau = 10$, $\Omega_T^2 = 0,075\Omega_L^2$.

фурье-преобразования (25). Таким путем М. А. Леонтович получает распределение интенсивности в спектре рассеянного света для различных поляризаций возбуждающего и рассеянного света. Формулы эти описывают компоненты Мандельштама — Бриллюэна, вызванные продольной и поперечной волнами, а также распределение интенсивности в спектре, вызванное флуктуацией анизотропии — крыло линии Рэля.

Формулы эти довольно сложны и громоздки, но по ним жена Михаила Александровича Татьяна Петровна рассчитала графическое распределение интенсивности и распределение коэффициента деполяризации по спектру. Результаты такого расчета представлены на рис. 1—3. По оси ординат отложена интенсивность, по оси абсцисс отложена частота в относительных единицах ω/Ω_L ; здесь Ω_L — частота компоненты Мандельштама — Бриллюэна.

Крыло линии Рэля тянется на десятки и даже сотни см^{-1} , между тем как компоненты Мандельштама — Бриллюэна укладываются в пределах 1 см^{-1} в окрестности возбуждающей линии.

Для распределения интенсивности в крыле линии Рэля в области частот много больше Ω_L формулы теории Леонтовича упрощаются, и для

спектра деполяризованного рассеянного света получаем

$$I(\omega) = \frac{13}{12} \frac{A^2 k T}{\mu} \frac{2\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (28)$$

Следовательно, если распределение интенсивности в спектре действительно следует (28), то открывается возможность количественного определения времени релаксации анизотропии τ и сопоставления этой величины с временем существования эффектов Керра и Максвелла.

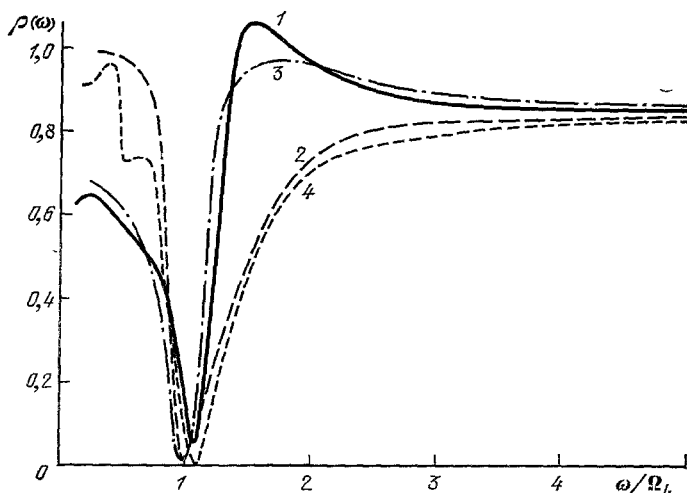


Рис. 3. Распределение коэффициента деполяризации $\rho(\omega)$ по спектру рассеянного света ²⁵.

$$1 - \frac{A}{(\rho \partial \varepsilon / \partial \varphi)} < 0, \quad 2 - \frac{A}{(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)} > 0, \quad \Omega_L \tau = 0,1, \quad 3 - \frac{A}{(\rho \partial \varepsilon / \partial \varphi)} < 0, \quad 4 - \frac{A}{(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)} > 0, \quad \Omega_L \tau = 10.$$

Именно эта теория М. А. Леонтовича создала новое направление в молекулярной оптике, достигшее значительных успехов и продолжающее развиваться теоретически и экспериментально.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Andronov A. A., Leontowitsch M. A., — Zs. Phys., 1926, Bd. 38, S. 485.
2. Leontowitsch M. A. — Ibid., 1928, Bd. 47, S. 299.
3. Leontowitsch M. A. — Ibid., 1928, Bd. 46, S. 739.
4. Leontowitsch M. A. — Ibid., 1928, Bd. 50, S. 58.
5. Landsberg S., Leontowitsch M. A. — Ibid., 1929, Bd. 53, S. 439.
6. Leontowitsch M. A. — Ibid., 1929, Bd. 54, S. 157.
7. Mandelstam L., Landsberg G., Leontowitsch M. — Ibid., 1930, Bd. 60, S. 334.
8. Leontowitsch M. A. — Ibid., 1930, Bd. 62, S. 548.
9. Leontowitsch M., Mandelstam S. Jr. Sow. Phys., 1932, v. 1, p. 317.
10. Leontowitsch M., Mandelstam S. — Jr. — Zs. Phys., 1932, Bd. 75, S. 350.
11. Калашников С. Г., Леонтович М. А., — ЖЭТФ 10, 749, 1940, т. 10, с. 749.
12. Leontowitsch M. A. — Sow. Phys., 1933, v. 3, p. 35.
13. Леонтович М. А. — ДАН СССР, 1935, т. 1, с. 97.
14. Леонтович М. А. — ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1314.
15. Мандельштам Л. И. — ДАН СССР, 1934, т. 2, с. 219.

16. Ландсберг Т. С., Шубин А. А.—ЖЭТФ, 1939, т. 9, с. 1309.
17. Trembley A. M. S., Agai M., Siggia E. D.—Phys. Rev. Ser. A, 1981, v. 23, p. 1451.
18. Леонтович М. А.—Изв. АН СССР, 1936, с. 633.
19. Леонтович М. А.—ЖЭТФ, 1936, т. 6, с. 561.
20. Леонтович М. А., Мандельштам Л. И.—ДАН СССР, 1936, т. 3, с. 111.
21. Мандельштам Л. И., Леонтович М. А.—ЖЭТФ, 1937, т. 7, с. 438.
22. Леонтович М. А.—ЖЭТФ, 1938, т. 8, с. 40.
23. Шапошников И. Г., Леонтович М. А.—Ж. физ.-хим., 13, 781, 1939, т. 13, с. 781.
24. Landau L. D., Plachek G.—Sov. Phys., 1934, v. 5, p. 172.
Ландау Л. Д. Собрание трудов.—М.: Наука, 1969.—Т. 1, с. 104.
25. Leontowitsch M.—J. Phys. USSR. 1941, v. 4, p. 499.