

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535:36

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЛИНИИ РАССЕЯННОГО
СВЕТА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГИПЕРЗВУКА***И. Л. Фабелинский*

Мне посчастливилось на протяжении многих лет посещать лекции и семинары Леонида Исааковича Мандельштама. В начале 1944 г. Л. И. читал лекции по некоторым вопросам теории колебаний¹. Описывая то существенное, что есть в теории колебаний и что в то же время является общим для всех разделов физики, Леонид Исаакович образно говорил, что каждый раздел физики, оптика, акустика, механика и т. д. говорят на своем «национальном» языке. Но в физике есть «интернациональный» язык — это язык теории колебаний.

Если пользоваться такой языковой терминологией, то можно сказать, что Л. И. был полиглот, он владел языками всех разделов физики. Особенно тонкое знание «интернационального» языка позволяло Л. И. видеть явления так, как его не видели другие, и находить связь между такими явлениями, которые другим казались несвязанными. Не берусь судить о том, что именно в том или другом открытии или исследовании Л. И. сыграло решающую роль, но я думаю, что в той области, о которой я буду говорить сегодня, владение «интернациональным» языком сыграло не последнюю роль.

Леонид Исаакович стоял у колыбели развития учения о молекулярном рассеянии света, и его вклад в эту область очень велик.

Пятьдесят четыре года тому назад Эйнштейн² рассчитал интенсивность света, рассеянного на флуктуациях плотности, при этом он разложил флуктуации плотности в ряд Фурье по пространственным периодическим функциям. Почти в то же самое время Дебай³ усовершенствует теорию теплоемкости твердого тела Эйнштейна, при этом кинетическую энергию теплового движения он выражает через энергию упругих волн. Ни Эйнштейн, ни Дебай не думали, что они говорят об одном и том же.

В дальнейшем Леонид Исаакович ясно увидел и указал, что эйнштейновские «формальные волны», на которых происходит рассеяние света, это и есть дебаевские волны, энергия которых определяет теплоемкость твердого тела^{1,4}. Так, Леонид Исаакович нашел близкое родство между теплоемкостью твердого тела и рассеянием света, хотя казалось, что эти явления не имеют между собой ничего общего.

Вместе с этим Леонид Исаакович высказал новую точку зрения на рассеяние света. С этой новой точки зрения рассеянный свет есть дифракция света на упругих тепловых волнах или на гиперзвуке, как мы теперь говорим.

Рис. 1, ставший уже классическим, иллюстрирует сущность явления. Возбуждающий свет распространяется в направлении, указанном волновым вектором \mathbf{k} , а упругая и рассеянная волна — в направлении волновых векторов $\pm \mathbf{q}$ и \mathbf{k}' соответственно.

Максимум интенсивности рассеянного (дифрагированного) света будет наблюдаться, как известно, в направлении, удовлетворяющем условию

$$\mathbf{k}' - \mathbf{k} = \pm \mathbf{q}. \quad (1)$$

Полагая $|\mathbf{k}'| \approx |\mathbf{k}|$, получим

$$2n\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda,$$

где n — показатель преломления, Λ и λ — длины упругой и световой волн соответственно, θ — угол рассеяния. Последнее выражение позволяет оценить частоту упругих волн, определяющих рассеяние под разными углами:

$$f = 2n \sin \frac{\theta}{2} \cdot \frac{V}{\lambda}, \quad (2)$$

где V — скорость соответствующей упругой волны.

Для угла $\theta = 90^\circ$ и $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ для жидкостей $f \sim 7 \cdot 10^9$, а для кристаллов, в которых скорость звука значительно больше, чем в жидкостях, частота выше. Например, для сапфира при тех же условиях $f = 5 \cdot 10^{10} \text{ гц}$.

Кроме дифракции света на упругой волне Л. И. увидел в рассеянии

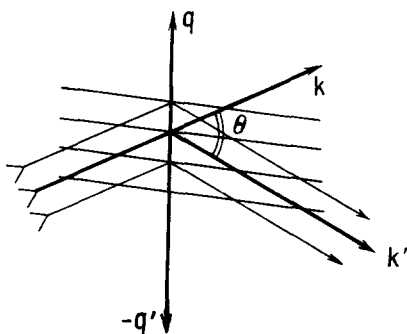


Рис. 1. К дифракции света на тепловой упругой волне.

света другое явление, которое на «интернациональном» языке теории колебаний называется модуляцией. Речь идет о модуляции света в результате временного изменения плотности вещества в упругой стоячей волне.

В этом случае модуляции в спектре рассеянного света появится дублет с частотами $\nu \pm f$. Относительное изменение частоты линий дублета, принимая во внимание (2), будет

$$\pm \frac{f}{\nu} = \frac{\Delta \nu}{\nu} = 2n \frac{V}{c} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (3)$$

В первой же опубликованной работе Леонид Исаакович обратил внимание на то, что кроме смешанных линий в спектре рассеянного света должна наблюдаться и несмешанная линия. Он указал на природу этой центральной линии и по существу дал оценку ее полуширины. Таким образом, в жидкости должен наблюдаться триплет *).

Картина этого явления была ясна Леониду Исааковичу еще в 1918 г., но он не спешил с публикацией, и когда в 1926 г. появилась его обстоятельная статья по этому поводу ⁵, к этому времени Бриллюэн ⁶ уже получил независимо часть его результатов и опубликовал их. Поэтому смещенные компоненты тонкой структуры теперь называются компонентами Мандельштама — Бриллюэна.

С переходом Леонида Исааковича на физический факультет Московского государственного университета в качестве экспериментального исследователя по оптике, он формулирует задачу об обнаружении предсказанной им тонкой структуры линии рассеянного света. Вместе с Г. С. Ландсбергом принимается он за это исследование.

*) В твердом аморфном теле вследствие существования продольной и поперечной волн должны наблюдаться пять компонент. В самом общем случае в кристалле возможны двадцать пять компонент.

В 1928 г. они находят в спектре рассеянного света смещенные компоненты (сателлиты); их смещение было так велико, что его нельзя было объяснить модуляцией рассеянного света упругой тепловой волной. Это было открытием нового явления, названного его авторами комбинационным рассеянием света. Оно сразу было правильно истолковано ими как результат модуляции рассеянного света вследствие периодической деформации электронной оболочки молекулы, происходящей под действием теплового колебания атомов в молекулах *).

Открытие комбинационного рассеяния света создало новое направление в физике, ему посвящены многие монографии и многие тысячи оригинальных работ.

С появлением мощных лазеров найдена генерация света на линиях комбинационного рассеяния, причем уже теперь удается преобразовать в линию комбинационного рассеяния около 30% энергии первоначального пучка света. Очень возможно, что скоро это тонкое физическое явление, которое так эффективно служит исследованию строения молекул и межмолекулярных взаимодействий, станет, кроме того, основой нового технического прибора — преобразователя световой частоты. Только после того, как основные закономерности комбинационного рассеяния были выяснены, Леонид Исаакович и Г. С. Ландсберг вернулись к исследованию тонкой структуры линии рассеяния. В 1930 г. явление было найдено. Игорь Евгеньевич уже рассказал об этом подробно.

Когда тонкая структура линии рассеяния была обнаружена в таких жидкостях, как сероуглерод, бензол, четыреххлористый углерод, Леонид Исаакович и его ученик М. А. Леонтович увидели, что сам факт существования компонент Манделъштама — Бриллюэна в таких средах ставит классическую теорию распространения звука в конденсированных средах перед непреодолимой трудностью.

Дело заключается в следующем.

Если гиперзвуковая волна, ответственная за образование компонент Манделъштама — Бриллюэна, затухает, то ширина этих компонент будет конечной, причем полуширина каждой компоненты

$$\delta\nu_{\text{м.-б.}} = \alpha V, \quad (4)$$

где α — амплитудный коэффициент затухания гиперзвука, а V — скорость гиперзвука.

Классическая гидродинамика приводит к известному выражению для коэффициента затухания

$$\alpha = \alpha_{\eta} + \alpha_{\eta'} = \frac{\Omega^2}{2V_0^3 \rho} \left(\frac{4}{3} \eta + \eta' \right) \quad (5)$$

($\Omega = 2\pi f$, η и η' — сдвиговой и объемный коэффициенты вязкости).

Если измеренные значения на ультразвуковой частоте 10^6 – 10^8 гц экстраполировать по квадратичному закону (5) к частотам $\sim 7 \cdot 10^9$ гц, а затем полученное значение подставить в (4), то получится, что $\delta\nu_{\text{м.-б.}} \gg \Delta\nu$, т. е. полуширина компоненты Манделъштама — Бриллюэна больше, чем расстояние между максимумом интенсивности этой компоненты и максимумом интенсивности центральной компоненты. При таких условиях дискретная структура линии рассеяния не должна быть видна. Между тем она наблюдается совершенно отчетливо.

Описанное принципиальное затруднение классической теории распространения звука в конденсированных средах в рамках этой теории

*) Подробнее об открытии комбинационного рассеяния света см. вступительное слово И. Е. Тамма (на стр. 4–5).

разрешить оказалось невозможным. Леонид Исаакович и М. А. Леонтович⁷ создали релаксационную теорию распространения звука в конденсированных средах. Эта теория не только дала естественное объяснение существованию дискретной тонкой структуры линии рассеянного света в таких жидкостях, как бензол, сероуглерод и т. п., но и представляет теперь собой основу молекулярной акустики и гипер акустики.

Согласно этой теории, при учете релаксации только объемного коэффициента вязкости η' *) коэффициент поглощения $\alpha_{\eta'}$ (5) выражается следующим образом:

$$\alpha_{\eta'} = \frac{\Omega^2 \tau (V_\infty^2 - V_0^2)}{2V_0^3 (1 + \Omega^2 \tau^2)}, \quad (6)$$

где τ — время релаксации η' , а V_∞ — скорость на бесконечно большой частоте звука. Из формулы (6) следует, что при высоких частотах, когда $\Omega\tau \gg 1$, единицей в знаменателе (6) можно пренебречь, и тогда

$$\alpha_{\eta'} = \frac{V_\infty^2 - V_0^2}{2V_0^3 \tau},$$

т. е. вовсе не зависит от частоты. При низких частотах, когда можно пренебречь величиной $\Omega^2 \tau^2$ по сравнению с единицей,

$$\alpha_{\eta'} = \Omega^2 \tau \frac{V_\infty^2 - V_0^2}{2V_0^3},$$

и тогда поглощение пропорционально квадрату частоты, как это следует из классической формулы (5).

Таким образом, релаксационная теория предсказывает, что $\alpha_{\eta'}$, которое и составляет основную часть поглощения в бензоле сероуглерода и других жидкостях с большим объемным коэффициентом вязкости, при высоких частотах $\sim 7 \cdot 10^9$ гц не может достигнуть такого значения, чтобы $\delta v_{\text{м.-в}} > \Delta v$, но остается выполненным условие $\delta v_{\text{м.-в}} \ll \Delta v$. Поэтому наблюдаются дискретные компоненты Манделъштама — Бриллюэна. С другой стороны, релаксационная теория требует, чтобы наблюдалась дисперсия скорости звука. При этом дисперсия должна быть положительной (в формуле (6) $(V_\infty^2 - V_0^2)/V_0^3 > 0$), а ее величина может быть выражена следующим соотношением:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V}{\Omega^2 \tau} (\alpha - \alpha_{\eta'}), \quad (7)$$

где α измеряется в ультразвуковом диапазоне частот, а $\alpha_{\eta'}$ вычисляется из (5). При этом при $\eta' = 0$ предполагается, что $V_\infty \sim V_0$, т. е. что дисперсия не велика. Если дисперсии скорости звука нет, то формула (6) дает $\alpha_{\eta'} = 0$ и релаксационная теория ничего объяснить не может.

В ФИАНе в лаборатории им. Г. С. Ландсберга автору доклада и его сотрудникам удалось обнаружить заметную положительную дисперсию скорости звука в бензоле, четыреххлористом углероде, сероуглероде и некоторых других жидкостях. Величина дисперсии оказалась порядка 10—15%^{4,9}.

В очень вязких жидкостях при переходе от жидкого к стеклообразному состоянию удалось установить заметную дисперсию скорости звука: эта дисперсия составила в них 70%. Выбрать надлежащим образом подходящие объекты исследования в наших опытах помогла релаксационная теория. Таким образом, все указывало на то, что релаксационная теория

*) Релаксационная теория⁷ была распространена М. А. Исааковичем⁸ на случай релаксации сдвигового коэффициента вязкости.

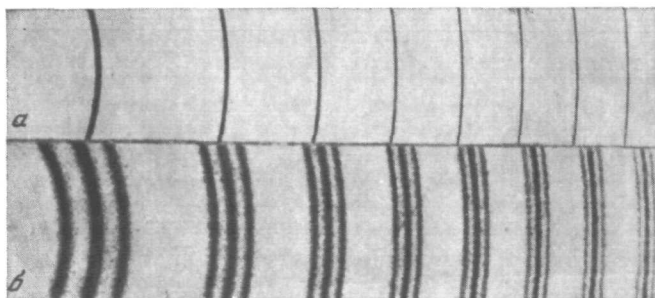


Рис. 2. Интерференционный спектр тонкой структуры линии рассеяния в бензоле при комнатной температуре, возбужденный линией 6328 Å вынужденного излучения Ne — Ne газового лазера.

а) Спектр возбуждающей линии; б) спектр тонкой структуры линии рассеяния. Репродукция спектров выполнена с несколько различным увеличением.

должна быть правильна, но до последних нескольких лет не удавалось подвергнуть ее прямой проверке для жидкостей с большим объемным коэффициентом вязкости.

Из выражения (7) для $\Delta V/V$ можно найти τ и из (6) вычислить $\alpha_{\eta'}$ для частоты $\sim 10^{10}$ гц. Но измерять $\alpha_{\eta'}$ на такой частоте до сих пор никому не удавалось. Это не удавалось и нам, пока мы пользовались довольно широкой возбуждающей линией спектра ртути. Измерить α на частоте $\sim 10^{10}$ гц нам удалось, когда совместно с Д. И. Машем и В. С. Старуновым¹⁰ мы применили в качестве источника света возбуждающего рассеяния неон-гелиевый газовый лазер.

На рис. 2 для примера показан снимок тонкой структуры линии рассеяния в бензоле, полученный при возбуждении линией вынужденного излучения 6328 Å. По таким спектрам можно легко найти распределение интенсивности в компонентах тонкой структуры и определить их форму и полуширину. Можно измерить интегральные интенсивности компонент и проверить соотношение Ландау — Плачека. Но на этих интересных результатах ограниченное время доклада не позволяет останавливаться.

Измерение полуширины компоненты Манделъштама — Бриллюэна позволяет по (4) найти поглощение. Кроме того, измеряя V_{∞} и V_0 , можно по формулам (6) и (7) релаксационной теории рассчитать τ . В таблице приведено значение τ , вычисленное из дисперсии (6) и по поглощению гиперзвука (7). Сравнение результатов расчета показывает, что упрощенный вариант теории с одним временем релаксации хорошо количественно описывает рассмотренные случаи. Уже теперь можно указать случаи, когда зависимость поглощения от частоты не может быть описана формулами релаксационной теории с одним временем релаксации, а требует целого спектра времен релаксации либо вообще не может быть описана

Время релаксации объемного коэффициента вязкости, найденное из измерения дисперсии скорости звука и поглощения гиперзвука τ , 10^{10} сек

Вещество	Из поглощения (формула (6))	Из дисперсии (формула (7))
Бензол	2,2	2,4
Четыреххлористый углерод	0,75	0,78
Сероуглерод	22	20

в рамках существующей релаксационной теории. Тщательные исследования этих случаев еще предстоят. Значительные сложности возникают при объяснении распространения звука и гиперзвука в средах с большим сдвиговым коэффициентом вязкости. Для этих случаев основные измерения сделаны в ультразвуковой области частот. Гиперзвуковые измерения здесь относятся лишь к измерению скорости гиперзвука⁹. Но и здесь, по-видимому, удастся найти основное направление постоянно наблюдающихся закономерностей.

Применение лазера в качестве источника света для исследования ширины компонент Манделъштама — Бриллюэна в вязких жидкостях и стеклах, несомненно, даст много новых сведений о поглощении гиперзвука в этих средах.

Из сказанного выше вытекает, что Леонид Исаакович и М. А. Леонтович создали целое научное направление в оптике, акустике и физике вообще. Развитие этого направления нельзя считать оконченным.

За последние несколько месяцев исследования компонент Манделъштама — Бриллюэна приобрели особый интерес и с другой точки зрения.

Возбуждение рассеянного света гигантским импульсом рубинового лазера выявило новую сторону явления. Интенсивность света гигантского импульса так велика, что в среде, в которую этот импульс фокусируется, нелинейные эффекты становятся существенными; в частности, они приводят к генерации света на частоте компонент Мандельштама — Бриллюэна.

Результаты первых опытов такого рода были опубликованы в мае 1964 г. Чиао, Таунсом и Стойчевым¹¹, которые наблюдали генерацию антистоксовой компоненты Мандельштама — Бриллюэна в кварце и сапфире. В их установке мощность светового гигантского импульса рубинового лазера была около 50 Мвт и длительность около $3 \cdot 10^{-8}$ сек.

Генерация света на стоксовых и антистоксовых компонентах Мандельштама — Бриллюэна в жидкостях наблюдалась Брюером и Рихофом¹².

Чтобы получить хотя бы приблизительно и чисто качественные представления о механизме, приводящем к генерации антистоксовой компоненты Мандельштама — Бриллюэна, рассмотрим грубую модель взаимодействия света с материальной средой посредством электрострикции.

Как хорошо известно, электрические поля, наложенные на материальную среду, вызывают в ней электрострикцию — изменение объема среды.

Относительное изменение объема среды вследствие электрострикции выражается соотношением

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{8\pi} \beta_s \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s E^2, \quad (8)$$

где β_s — адиабатическое значение сжимаемости, а ρ и ε — плотность и оптическая диэлектрическая проницаемость среды, индекс s означает, что взято адиабатическое значение производной. Избыточное давление, как легко видеть из (8) и определения β_s , будет выражено в форме

$$|\Delta p| = \frac{1}{8\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_s E^2. \quad (9)$$

В формуле (9) E представляет собой сумму всех электрических полей внутри диэлектрика. Пусть некоторый объем освещается лучом лазера, электрическое поле световой волны которого есть $E_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}\mathbf{r})$, а поле световой волны стоксовой компоненты Мандельштама — Бриллюэна равно $E_1 \cos[(\omega_0 - \Omega)t - \mathbf{k}'\mathbf{r}]$. Подставив сумму этих полей в (9), получим, что $|\Delta p|$ состоит из нескольких высокочастотных компонент, причем компонента, соответствующая самой низкой частоте, будет выражаться следующим образом:

$$|\Delta p|_{\Omega} = E_0 E_1 \cos[\Omega t - (\mathbf{k}' - \mathbf{k})\mathbf{r}]. \quad (10)$$

Из последнего выражения видно, что стрикционные силы создают гиперзвуковую волну, по частоте в точности совпадающую с частотой тепловой гиперзвуковой волны, породившей стоксову компоненту Мандельштама — Бриллюэна. Из формулы (10) видно, что волна $|\Delta p|_{\Omega}$ по частоте и направлению совпадает с первоначальной гиперзвуковой волной, вызвавшей стоксову компоненту Мандельштама — Бриллюэна.

Таким образом, возникает ситуация, при которой энергия световой волны гигантского импульса перекачивается в энергию гиперзвуковой волны и энергии света стоксовой компоненты Мандельштама — Бриллюэна. Более интенсивная компонента Мандельштама — Бриллюэна вместе с первоначальной световой волной создаст еще более интенсивную гиперзвуковую волну и т. д. Таким образом, происходит процесс, типичный для явления параметрического резонанса. Явление параметрического резонанса, параметрического возбуждения и усиления и общие вопросы

поведения систем с периодически меняющимися параметрами с успехом изучались Леонидом Исааковичем¹³ и его учениками А. А. Андроновым, А. А. Виттом, Г. С. Гореликом, М. А. Леонтовичем, С. Э. Хайкиным¹⁴.

Возвращаясь к вопросу о вынужденном рассеянии Манделъштама — Бриллюэна, следует заметить, что если в первоначальном световом потоке, возбуждающем рассеяние, достаточно энергии, чтобы возникла генерация на частоте компонент Манделъштама — Бриллюэна, такая генерация возникает. Вместе с тем возникает генерация гиперзвука на частоте Ω .

Следовательно, в рассмотренном случае гигантский импульс создает сразу два новых генератора.

Уже в самых первых опытах¹¹ было отмечено, что мощность гиперзвуковой волны соответствующей частоты становится равной 1 *квт*.

Если сравнивать энергии звуковых волн, то генерация в результате параметрического резонанса создаст гиперзвуковую волну, по энергии на 16 порядков превосходящую энергию дебаевской тепловой волны при комнатной температуре.

Здесь была рассмотрена чисто качественная сильно упрощенная картина возникновения генерации на компоненте Манделъштама — Бриллюэна.

Строгое рассмотрение вопроса требует совместного решения уравнений Максвелла и уравнения гидродинамики для жидкостей (и уравнения теории упругости для твердого тела) с учетом нелинейности среды, созданной интенсивной световой волной. Такое решение описывает интересные особенности явлений, которых мы не будем касаться*).

В этом докладе нам только хотелось показать, как явления, предсказанные и найденные Леонидом Исааковичем и его учениками и сотрудниками, дали начало крупным теоретическим и экспериментальным исследованиям, образовавшим новые, все еще развивающиеся направления в физике.

Лучшим памятником настоящему ученому, ушедшему из жизни, служит полноценная естественная жизнь научных направлений, которые он оставил.

Не у всех, даже самых крупных ученых, есть такой памятник, но у Леонида Исааковича Манделъштама он есть.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Манделъштам, Полное собрание трудов, т. 5, М., Изд-во АН СССР, 1950 г.
2. A. Einstein, Ann. d. Phys. **33**, 1275 (1910).
3. P. Debye, Ann. d. Phys. **39**, 789 (1912).
4. И. Л. Фабелинский, УФН **77**, 469 (1962).
5. Л. И. Манделъштам, ЖРФХО **58**, 381 (1926); Полное собрание трудов, т. 4, М., Изд-во АН СССР, 1948.
6. L. Brillouin, Ann. de Phys. **17**, 88 (1922).
7. Л. И. Манделъштам и М. А. Леонтович, ЖЭТФ **7**, 438 (1937).
8. М. А. Исакович, ДАН СССР **23**, 782 (1939).
9. И. Л. Фабелинский, УФН **63**, 355 (1957).
10. Д. И. Маш, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ **47**, 783 (1964).
11. R. Y. Chiaо, С. Н. Townes, В. P. Stoicheff, Phys. Rev. Letts. **12**, 592 (1964).
12. R. G. Brewer a. K. E. Rickhoff, Phys. Rev. Letts. **13**, 334 (1964).
13. Л. И. Манделъштам, Полное собрание трудов, т. 4, М., Изд-во АН СССР, 1955.
14. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин, Теория колебаний, 2-е изд., М., Физматгиз, 1959.

*) Подробное рассмотрение теоретической и экспериментальной стороны вопроса в скором времени появится в УФН в обзорах