

СЕМИНАР ПО ДИСПЕРСИИ И АБСОРБЦИИ

(1936—1937 гг.)

ВВОДНАЯ ЛЕКЦИЯ

(14. XI 1936 г.)¹

Темой нашего семинара является дисперсия. Я хотел бы рассмотреть сегодня некоторые общие вопросы, очертить сначала, хотя бы начерно, круг проблем, которые нас будут интересовать, и указать на объединяющие их точки зрения.

Этимологически «дисперсия» означает рассеяние, разброс. Слово «дисперсия» укоренилось поэтому для обозначения самых различных понятий. В статистике дисперсией называют среднюю квадратичную ошибку, меру разброса значений случайной величины от среднего. В оптике говорят о дисперсии осей в кристаллах, понимая под этим различные направления осей для разных длин волн. Но нас будет интересовать круг явлений, берущий свое начало в известных опытах Ньютона над разбросом цветов в призме.

Уже вскоре после Ньютона искали причину этого явления в различии скоростей распространения лучей разной окраски. Сам Ньютон держался только факта различной преломляемости таких лучей, но это скоро было сведено к разной скорости волн или корпускул. Для правильного объяснения корпускулярная теория света должна была предположить при этом, что скорость в среде больше, чем в воздухе; волновая теория — наоборот. Это противоречие возникло очень рано, и вслед за тем был объявлен *experimentum crucis* — непосредственное измерение скорости света. Думали, что измерения Физо и Фуко подтверждают волновую теорию, но сегодня мы знаем, что подобный решающий опыт, быть может правильный в деталях, принципиально неверен. Какая скорость непосредственно измеряется в этих опытах? Что вообще пони-

¹ [Из материалов семинара по дисперсии и абсорбции удалось воспроизвести вводную лекцию Л. И. Маңдельштама и его выступление в связи с докладом М. А. Леонтовича о распространении волнового фронта. При этом целесообразно было поместить также конспект самого доклада М. А. Леонтовича. Материал обработан С. М. Рытовым по собственным запискам.]

мать под скоростью света в среде, где различные волны распространяются с различной скоростью? Эти вопросы касаются самой постановки разных опытов (измерение показателя преломления, определение скорости методами Физо и Фуко, измерения коэффициента увлечения, абберации и т. д.) и открывают огромный круг проблем.

Понятие скорости при волнообразном распространении само по себе совсем не простая вещь, и его следует уяснить прежде всего. Исторически понятие скорости возникло в механике из движения точки. Чтобы охарактеризовать состояние движения точки, чтобы охватить всю сложность или, если хотите, простоту этого явления, мало дать координату точки. Мы говорим, сверх того, еще о скорости точки, *определяя* это понятие как

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta l}{\Delta t},$$

и давая различные рецепты для измерения Δl и Δt . Это не единственный способ определения скорости. Можно было бы (и это было бы естественно с точки зрения физических понятий) непосредственно ввести *эталон* скорости, например скорость определенного ядра из определенной пушки, и дать такой рецепт измерения: скорость, равная 2, есть скорость ядра, выпущенного из такой же самой второй пушки, движущейся вместе с ядром из первой пушки. Теория относительности позволяет утверждать, что в области малых скоростей оба определения совпадают, но совершенно расходятся для скоростей, приближающихся к c , — скорости света в пустоте. Второе определение используется больше всего

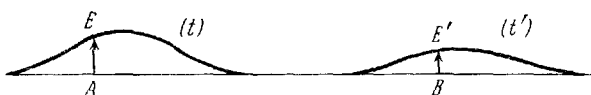


Рис. 1

английскими авторами и обозначается ими, в отличие от скорости, термином «быстрота» (rapidity).

Обычное определение удобно и тем, что оно тесно примыкает к математике: для решения уравнений второго порядка необходимо задание не только x_0 , но и \dot{x}_0 , т. е., говоря физически, не только начальной координаты, но и начальной скорости в обычном ее понимании.

Что существенно для *всякого* определения — это возможность отождествить точку в моменты t и $t + \Delta t$, с одной стороны, и воз-

возможность измерить координату, не нарушая самого движения, — с другой. Развитие физики показало, что выполнение обеих этих предпосылок отнюдь не является самоочевидным, как это считала классическая физика. Но нас сейчас интересует другое.

Говорят так: перенесем это понятие скорости на (любые) волны. Оправдан ли такой перенос? Я думаю, что нет, и вот почему. В волновом движении мы имеем *перенос состояния*. Чтобы судить о скорости переноса, надо уметь отождествлять поле (состояние) в одном и в другом месте, в один и в другой момент. Но для этого нет никаких данных: мы не можем сказать, что E' это есть E , переместившееся из A в B к моменту t' . Здесь нет отождествления, и тем самым — по крайней мере в общем случае распространения состояний — понятие скорости становится неопределенным. Его здесь просто нет, и я думаю, что оно здесь и не нужно. Но проблемы, которые будут интересовать нас, несколько уже, и для них дело обстоит проще, хотя анализ вводимых понятий, конечно и здесь совершенно необходим.

Нас интересует распространение волн в среде. Ее свойства, если речь идет о непрерывной среде, о *континууме*, мы выражаем дифференциальными уравнениями в частных производных. Будем рассматривать для простоты *плоскую* задачу, т. е. такую, в которой пространственная зависимость входит только через одну координату. Далее, нас главным образом интересуют те случаи, когда справедлив принцип суперпозиции и соответственно дифференциальные уравнения являются линейными. Это отнюдь не значит, что практически всегда идет речь о линейных уравнениях. Совсем недавно практика поставила вопрос о так называемом люксембургско-горьковском эффекте. Приемник B , настроенный на



Рис. 2

волну станции A , воспринимает модуляцию мощной промежуточной станции. По-видимому, здесь дело именно в отсутствии суперпозиции волн в ионосфере, в результате чего эффект действия двух станций не равен сумме эффектов от каждой из них. Таким образом, имеются проблемы, в которых основной интерес лежит как раз в нарушении принципа суперпозиции, но достаточно большой круг вопросов описывается линейными уравнениями.

Наконец, мы часто имеем дело с однородными и постоянными средами, т. е. такими, свойства которых не зависят от точки и от

времени. Так как свойства среды входят в дифференциальное уравнение через его коэффициенты, то в таком случае мы получаем дифференциальные уравнения с постоянными (и большей частью действительными) коэффициентами.

Итак, мы имеем одно или несколько линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Такие уравнения допускают частные решения вида

$$e^{i(kx - \omega t)}, \quad \text{где } k = k(\omega),$$

т. е. в данной среде возможны такого рода процессы. Мы имеем здесь функцию $\left(x - \frac{\omega}{k}t\right)$, а не просто от x и от t порознь. Для таких процессов можно говорить о скорости

$$v = \frac{\omega}{k}, \quad \text{где } k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Таким образом, для определенного типа возмущений, для синусоидальных волн (бесконечно протяженных по x и t) может быть введена скорость как некоторое вполне определенное понятие. Но нетрудно показать, что именно этот весьма частный тип процессов нас меньше всего интересует. Если движение не синусоидально, то v сохраняет смысл в *отсутствии дисперсии*. Мы не можем, в частности, обрывать синусоиду, ибо такой обрыв находится в противоречии с самим определением. Можно говорить об ограниченной синусоиде, но по отношению к ней нельзя делать никаких выводов из сказанного выше о синусоиде бесконечной, нельзя отсюда извлекать какие-либо следствия. Между тем это делали, и это часто приводило к недоразумениям.

Что же нашел в своем опыте Фуко? Он искал скорость распространения света, именно ту скорость, которая входит в закон преломления. Между тем в самом принципе опытов Физо и Фуко заложена несинусоидальность волн (прерывание света). Следовательно, в этих опытах измеряется *не* фазовая скорость v и тем самым *experimentum crucis* не получается. Для скорости света в воде как будто бы все вышло правильно, но для сероуглерода Майкельсон нашел из измерения скорости света по методу Физо значение показателя преломления $n = 1,77$, в то время как из преломления $n = 1,64$. Это было загадкой, пока Релей не указал, что во всех прямых измерениях скорости распространения определяется *групповая*, а не фазовая скорость.

Известно далее, что принцип относительности по соображениям, связанным с причинностью, не допускает для любого тела или сигнала скорости, большей скорости света в вакууме c . Но фазовая скорость $v = \frac{\omega}{k}$ сплошь и рядом бывает больше c . В этом

тоже видели противоречие, упуская из виду, что v — скорость бесконечной синусоидальной волны, т. е. не скорость сигнала, ибо такой волной ничего нельзя передать. Всякий сигнал по необходимости означает нарушение синусоидальности. Но тогда и скорость уже не будет v . Этот вопрос тоже привлекал много внимания, хотя возник он просто из некритического переноса механических понятий в область распространения волн.

Теперь такие вопросы более или менее ясны, но ряд понятий здесь надо себе уяснить: скорость группы, скорость энергии, скорость фронта и т. д.

Можно ли подойти к дисперсии, вообще не вводя понятия скорости (помимо v)? Это, по-моему, нецелесообразно. В целом ряде случаев условия не являются чрезмерно общими, и тогда представляется возможным и разумным — конечно, при наличии критического подхода — ввести сильно облегчающее понятие скорости. Как я уже сказал, хотя многое здесь и известно, все же многое нуждается в уяснении. В каких пределах применимо понятие групповой скорости? Каково ее соотношение с волновой скоростью, со скоростью энергии, скоростью фронта и т. п.? В волновой механике эти вопросы — основа всего. Поэтому в качестве первого пункта программы нашего семинара мы поставим вопросы, касающиеся распространения волн. Таким образом, первый цикл, охватывающий ряд общих положений, относящихся к различным случаям кривых дисперсии, составит *кинематика распространения волн в диспергирующих средах*.

Далее возникает вопрос о том, как свойства среды определяют тот или иной конкретный вид дисперсии. Свойства среды определяют коэффициенты дифференциальных уравнений, а эти коэффициенты, в свою очередь, определяют закон дисперсии. Можно ставить и обратный вопрос — о том, как из дисперсии сделать заключения о свойствах среды. Поэтому второй цикл вопросов будет состоять в *разборе некоторых типичных и важных сред*.

Мы встречаемся с диспергирующими средами в самых различных областях физики — и в оптике, и в акустике, и в радио. Вопросов очень много, и необходимо поэтому выделить наиболее важные. В числе последних прежде всего, как мне кажется, надо назвать *изучение сред с помощью оптической дисперсии*. Это мы и поставим на первом месте из вопросов второго цикла.

Проследим коротко, как развивалась теория оптической дисперсии, какие здесь были извилины в ходе идей, что отпало и что сохранилось до нашего времени.

Начало — это классические опыты Ньютона, которым он сам придавал огромное значение (в письме секретарю Королевского Общества он говорит, что «я излагаю здесь исключительно важные опыты») и которые были поставлены с непревзойденным экспери-

ментальным искусством. Но о свойствах среды сам Ньютон, по-видимому, не ставил вопроса и, более того, — существенно затормозил его развитие. Он неразрывно связал дисперсию с преломлением и считал поэтому, что дисперсия принципиально неустранима. Это практически чрезвычайно существенный момент, ибо совершенные телескопы, основанные на преломлении (рефракторы), с этой точки зрения невозможны. Так думали в течение почти сотни лет после Ньютона. Сам Ньютон придумал отражательный телескоп-рефлектор.

Эйлер, намного опередивший свое время, первый ясно представил себе контуры волновой теории света вплоть даже до утверждений, что цвет связан с длиной волны λ и что красные лучи имеют большую λ , а фиолетовые — меньшую. Он говорил: глаз (почти) ахроматичен, но он состоит из нескольких сред. Значит, система из нескольких сред может быть лишена дисперсии, оставаясь преломляющей. Эйлеру усиленно возражал Доллонд, который в 1759 г. сам построил из флинта и крона первый ахроматический объектив.

Однако первые серьезные взгляды в этом вопросе были высказаны Френелем и Коши. Последний дал дисперсионную формулу

$$v = a + \frac{\alpha}{\lambda^2} + \frac{\beta}{\lambda^4} + \dots$$

Из каких соображений они исходили? Возможный ход идей рисуется следующим образом. Если эфир — непрерывная среда с плотностью ρ и упругостью E , то дисперсии нет. Следовательно, дисперсия обусловлена влиянием *частиц*. v зависит от λ потому, что внутренние свойства среды связаны с λ или ω (соответственно пространственные или временные свойства). Если λ гораздо больше пространственной зернистости среды (или ω гораздо меньше каких-то внутренних собственных частот), то дисперсии ожидать нельзя, если же λ (или ω) сравнима с собственными пространственными (или временными) масштабами, то дисперсия будет иметь место.

Френель и Коши видели только влияние пространственной неоднородности. Они считали, что сами молекулы не участвуют в распространении света, но они уплотняют эфир, делают его зернистым. Из этих представлений Коши и получил свою формулу. В этом же направлении шли затем Кеттелер и Гельмгольц. Эти первые схемы пригодны только для объяснения нормальной дисперсии, для объяснения же открытой Леру в 1860 г. аномальной дисперсии этот путь отпадал. Идея о влиянии временных свойств среды еще не созрела к тому времени, и опыты Леру остались в тени. Однако позднее и теория пришла к пониманию роли соотношения между ω и собственной частотой ω_0 частиц среды, к представлению

о резонаторах, вкрапленных в упругий эфир. В работах Кеттелера, Гельмгольца, Зеельмейера теория была доведена почти до полного завершения, почти до современного состояния. И последующие опыты, «открытие» аномальной дисперсии в фуксине (главным образом работы Кундта), произвели фурор, переворот. Очень скоро увидели, что если приписать резонаторам трение, то получается также и объяснение абсорбции. В таком виде теория, существенно отличная в основных чертах от теории Френеля — Коши, перешла затем в электромагнитную теорию света.

Любопытно отметить, что вопрос о распространении света в упругой среде с вкрапленными в нее резонаторами был решен Релем как экзаменационный вопрос, поставленный на экзамене Максвеллом (1869 г.). Таково же, между прочим, происхождение и теоремы Стокса!

В классической электронной теории общая теория дисперсии приобрела вполне развернутый вид и праздновала здесь свои триумфы — объяснение явления Зеемана, явления Фарадея, резонансной флуоресценции и др. Мы имеем теперь квантовую теорию дисперсии и абсорбции. В отношении результатов она внесла сравнительно немного нового. Это новое она вносит двойко: во-первых, она показывает, что непригодна модель осциллятора; во-вторых, она изменяет весь подход к явлениям. Принципиально новое следствие квантовой теории — так называемая отрицательная дисперсия, экспериментально подтвержденная Ладенбургом. Мы еще вернемся к вопросу о том, является ли отрицательная дисперсия результатом изменения модели или же изменения теории, т. е. можно ли с другой моделью получить отрицательную дисперсию классически. Наконец, к этому же кругу вопросов относятся экспериментальные методы исследования дисперсии и абсорбции.

Другая группа вопросов второго цикла касается классификации типов дисперсии. В классической теории оптической дисперсии главным моментом является инерция электронов. Именно она определяет характер явлений, наступающих при приближении ω к ω_0 . Это инерционный тип дисперсии, для которого характерно, что дисперсия и абсорбция, вообще говоря, связанные друг с другом, определяются разными постоянными — массой и коэффициентом трения. Инерционная дисперсия имеет место и в отсутствие трения, ее можно назвать поэтому консервативной дисперсией. Заслуга общей теории оптической дисперсии состоит в частности, в том, что наряду с инерционной дисперсией она охватывает также абсорбционную. Но имеются такие области, где основное — абсорбция, а не дисперсия. Так обстоит дело, например в средах со свободными электронами (металлы, ионосфера). Конечно, инерция будет давать известную дисперсию, но главное — это абсорбция, обусловленная большим числом соударений.

Необходимость создания теории среды со свободными зарядами возникла в радиотехнике в связи с распространением электромагнитных волн в ионосфере. Уже в самом начале развития радио, в 900-х годах, заметили, что дальности радиоприема получаются много больше ожидаемых. Связь с Америкой считали невозможной, и нужна была известная смелость для того, чтобы сказать: теория теорией, а посмотрим, что получится? Именно так поступил Маркони. Он попробовал — и получилось. Тогда Хивисайд, аргументируя зависимость дальности от времени года и дня, от широты и т. д., выдвинул гипотезу об ионизации верхних слоев атмосферы и о наличии у этих слоев соответствующей проводимости (одновременно эту гипотезу высказал Кеннели). К тому же пришли еще в 80-х годах Шустер и Стюарт в поисках объяснения для большой энергии магнитных бурь, превосходящей энергию, доставляемую Солнцем.

Конечно, было ясно, что магнитные бури связаны с Солнцем (влияние пятен), но энергия их слишком велика. Шустер и Стюарт предположили, что Солнце ионизирует верхние слои атмосферы, а движение этих слоев, дающее бури, черпает свою энергию уже из вращения Земли¹. В последнее время, особенно благодаря переходу к коротким волнам, был открыт ряд новых фактов (фединги, почные и дневные волны), тоже заставляющих глубоко интересоваться верхними слоями атмосферы.

Позднее Лармор дал теорию дисперсии в среде со свободными электронами². Плотности в ионосфере малы, свободный пробег может достигать около 1 м и более, так что электрон успевает совершить много вынужденных колебаний, давая свою инерционную дисперсию, прежде чем ударится и отдаст полученную энергию (абсорбция). Лармор дал первый расчет (с учетом абсорбции). Его формула для скорости волны, если пренебречь абсорбцией, имеет следующий вид:

$$v^2 = \frac{c^2}{1 - \frac{Ne^2}{4\pi m v^2}},$$

где e и m — заряд и масса электрона, N — число электронов в 1 см³. Таким образом, v всегда больше c и с увеличением частоты ν стремится к c .

В той области частот ν , где знаменатель близок к нулю, уже

¹ [Л. И. Мандельштам имеет здесь в виду теорию так называемого атмосферного динамо, согласно которой магнитное поле токов, возникающих в ионизованном слое благодаря перемещению зарядов, вызывает вариации земного магнитного поля. См. *B. B. Stewart. Encycl. Brit.*, 9, 181, 1878; *A. Schuster. Phil. Trans. Roy. Soc.*, 180, 467, 1889.]

² [*J. Larmor. Phil. Mag.*, 48, 4025, 1924.]

нельзя пренебрегать соударениями. Наконец, при дальнейшем удлинении волны мы переходим в область, где $v^2 < 0$. Что это значит? Грубо говоря, это значит, что волна полностью отражается от такой среды. Переход к такому полному отражению сравнительно очень резок, и это дает один из хороших методов исследования ионосферы. Укажем для иллюстрации, какого рода здесь возникают вопросы, решение которых имеет жизненный интерес как для радио, так и для геофизики.

Во-первых, на какой высоте находится ионизованный слой? Хивисайд считал, что около 100 км, и это в общем подтвердилось. Метод определения весьма прост: передатчик посылает сигнал — короткий цуг, который распространяется, конечно, с групповой скоростью. Стоящий неподалеку приемник принимает этот сигнал один раз непосредственно от передатчика (земной луч), а затем после отражения от ионосферы (эхо). Запоздание позволяет определить высоту слоя.

Эпльтон нашел, далее, что при укорочении волны при частоте в $3,5 \cdot 10^6$ циклов (в его опыте) высота слоя скачком увеличилась примерно до 200—250 км. Он объяснил это явление наличием второго, более высокого и более плотного слоя: при переходе ν через $3,5 \cdot 10^6$ циклов нижний слой перестал отражать, но отражал верхний. Так был открыт второй слой, который правильно было бы назвать слоем Эпльтона. Таким образом, распространение сигнала позволяет найти высоту слоя, а дисперсия дает способ узнать N по граничной (критической) частоте

$$N = \frac{\pi m}{e^2} \nu_{\text{гр}}^2.$$

Первый слой назван слоем E, второй — слоем F (как оказалось, он в некоторых случаях двойтся, так что различают слои F_1 и F_2).

Далее возникает вопрос об ионизирующем факторе. По целому ряду соображений (потенциал ионизации, абсорбция солнечного света и т. д.) мы можем с уверенностью утверждать, что ионизация вызывается ультрафиолетовыми лучами. Во всяком случае, это главный ионизирующий агент. Но уже в слое F активная часть ультрафиолета поглощается, как предполагал Чепмэн, настолько, что остатка для наблюдаемой ионизации нижнего слоя не хватает¹. Приписать дополнительную ионизацию только солнечным электронам не представлялось возможным по соображениям, связанным с распределением заряженных частиц по широте (концентрация у полюсов). Поэтому было высказано также предположение, что ионизация обусловлена еще какими-то нейтральными частицами.

¹ [S. Chapman. Proc. Roy. Soc., 122, 353, 1931. Согласно современным воззрениям, ультрафиолетовой энергии Солнца достаточно для ионизации всех слоев ионосферы.]

Для выяснения этого вопроса особенно удобным моментом является солнечное затмение. Оно позволяет разделить оба фактора (ультрафиолет и корпускулы), так как корпускулярное затмение наступает примерно на 2 часа раньше оптического. Происходит это следующим образом. Для того чтобы дошли до Земли частицы, которые прошли бы через область *A* (рис. 3), если бы их не заслонила Луна, требуется известное время. Поэтому корпускулярная тень будет скошена. При скорости частиц около 2000 км/сек это скашивание составляет 1°. Для световой тени оно — соответственно гораздо большей скорости света — значительно меньше, всего лишь около 20". Так как во время затмения скорость Луны относительно Солнца примерно на 1 км/сек меньше, чем Земля, то и получается, что корпускулярное затмение примерно на 2—2,5 часа опережает световое.

Различие в форме полной световой тени (конус, дающий на поверхности Земли область примерно 150 км в поперечнике) и тени корпускулярной (цилиндр диаметром 2000 км) получается потому, что каждая точка солнечной поверхности излучает свет по всем направлениям, а частицы, как предполагают, — только нормально к поверхности.

Пока нет уверенности в том, что удалось наблюдать корпускулярное затмение¹. Достоверно установлено, что изменения в ионосфере сопровождают оптическое затмение и, следовательно, ионизация обусловлена ультрафиолетом.

Во всяком случае, мы видим, что опыты над определением *N*, над изменением высоты слоев и *N* в зависимости от различных факторов имеют решающее значение для наших представлений об ионосфере.

Из таких наблюдений оказалось, например, что благодаря магнитному полю Земли в ионосфере получается эффект Фарадея (распространение с различной скоростью двух циркулярно-поляризованных лучей и как

результат вращения плоскости поляризации радиоволны).

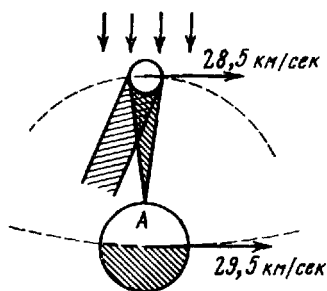


Рис. 3

¹ [Современные сведения о взаимодействии «солнечного ветра» и корпускулярных потоков с магнитосферой Земли исключают прямое попадание частиц в ионосферу. Вместе с тем интенсивные потоки протонов, возникающие при солнечных вспышках, проникают через нейтральные области магнитосферы в авроральную ионосферу, вызывая там ряд явлений (интенсивное рентгеновское излучение, так называемые блекауты и т. п.). См. W. Hess. Radiation Belts and Magnetosphere. Blaisdell Publ. Co., Waltham, Massachusetts, Toronto — London, 1968.]

Особо стоит вопрос о так называемых *дальних* эхо, соответствующих высоте слоя в 1,5 млн. км. Одна из высказанных гипотез заключалась в том, что дальние эхо обусловлены малостью групповой скорости в ионосфере, но это, по-моему, неверно. Вероятней другая гипотеза, связывающая дальние эхо со штёрмерской теорией северных сияний¹. Это чрезвычайно интересная гипотеза, согласно которой наши радиосигналы должны выходить далеко за орбиту Луны, но и она встречает ряд затруднений.

Остановимся теперь на двух дальнейших конкретных проблемах второго цикла. Это специальный тип дисперсии в диэлектриках и акустическая дисперсия.

Механизм поляризации диэлектриков в любом электрическом поле тот же, что и при оптической дисперсии, — это смещения связанных электронов, или, точнее, деформация электронных оболочек. Электрон останавливается при действии постоянного поля благодаря тому, что он привязан к своему положению равновесия силой, имеющей характер квазиупругой. Собственные частоты таких осцилляторов весьма велики — это оптические частоты. Волна в 5—6 м еще чрезвычайно далека от собственной частоты, она, конечно, вызывает поляризацию, но дисперсия практически будет отсутствовать. Между тем во многих диэлектриках в области коротких волн (3—200 м) обнаруживается сильная дисперсия, причем на нее существенно влияет, особенно для жидкостей, температура. С точки зрения инерционной дисперсии это непонятно.

Дебай предположил, что, кроме упругого механизма поляризации, имеется и совершенно иной механизм, связанный с наличием *полярных* молекул. Предположим, что имеется разбавленный раствор (т. е. можно пренебречь взаимодействием молекул растворенного вещества), причем молекулы обладают собственным постоянным электрическим моментом. В отсутствие внешнего поля средний момент равен нулю, так как все направления равновероятны. Поскольку молекулы нейтральны, при наложении поля на каждую будет действовать только пара сил, поворачивающая момент молекулы вдоль по полю. Если бы никаких сил больше не было, то при сколь угодно слабом внешнем поле получилось бы насыщение. Но этого нет. Дебай указывает на антагонистическую силу — удары молекул растворителя, которые препятствуют ориентации и заставляют молекулу совершать вращательное броуновское движение (диффузия моментов). Так как в среднем будет пре-

¹ [Л. И. Мандельштам имеет в виду теорию Штёрмера об образовании под действием магнитного поля Земли частицами, исходящими от Солнца, тороидальной поверхности с осью, совпадающей с магнитной осью Земли. Согласно предположению Штёрмера, происходит отражение радиосигналов от этой поверхности, состоящей из электронов. См. *C. Störmer, Nature, 122, 681, 1928.*]

валировать направление моментов по полю, то поляризация будет отлична от нуля, а при слабых полях — будет пропорциональна полю. Эта интересная концепция оправдала себя, по-видимому, полностью. Наряду с другими результатами она дает сильную зависимость диэлектрической постоянной от температуры (уменьшение ϵ с ростом T как в постоянном, так и в переменном поле).

Предположим теперь, что поле меняется настолько быстро, что установление среднего момента не поспевает за ним (броуновская диффузия отстает). Тогда ϵ будет меньше своего статического значения (дисперсия) и обязательно будет также абсорбция, ибо такие быстрые процессы уже необратимы. Частоты, при которых это происходит, сравнимы со временем релаксации (временем установления), т. е. с обратной величиной k в законе установления e^{-kt} . Это особый тип дисперсии, которую правильно было бы назвать *релаксационной дисперсией*. Изучение такого рода дисперсии и абсорбции дает много сведений об электрических моментах полярных молекул, о свойствах среды, о динамике поворота молекул, об испытываемом ими трении. Изучение этого трения существенно для вопросов тушения флуоресценции, для теории электропроводности электролитов (подвижность ионов), для вязкости (молекулярное и молярное трение) и т. д.

Здесь имеется еще один момент, который на первый взгляд кажется парадоксальным. При упругом типе поляризации энергия складывается из энергии поля $E^2/8\pi$ и энергии растянутых «пружинок», т. е. потенциальной энергии упругих диполей. В сумме с электрической энергией эта упругая энергия дает полную энергию $\epsilon E^2/8\pi$. Но если речь идет о полярных молекулах, то «пружинки» нет и упругой энергии нет. При тех же значениях ϵ и E полная энергия не будет равна $\epsilon E^2/8\pi$ и, как ясно из нашего примера, не может быть этому равна. Здесь часто забывают обстоятельство, которое мы разберем потом подробно. Плотность (полной) энергии выражается как $\epsilon E^2/8\pi$ только в том случае, если ϵ не зависит от температуры. Если же зависит, то тогда из термодинамики — в дополнение к модельной теории — следует, что указанное выражение дает только *свободную*, а не всю энергию системы.¹

Последний класс задач второго цикла — акустическая дисперсия. Акустика считалась классической областью отсутствия дисперсии. Это говорилось во всех учебниках. Даже Релей так думал и привел в подтверждение следующий пример: если бы в воздухе была дисперсия, т. е. звуки разной высоты распространялись с разной скоростью, то на известном расстоянии от оркестра должна была бы получиться какофония. Этого нет, а значит, дисперсии нет. Конечно, знали о том, что ультразвуковые волны с периодом, сравнимым со временем свободного пробега молекулы (10^{-9} сек), уже обнаружат некоторые особенности, дадут сильную абсорбцию,

Но соответствующие частоты, порядка 10^8 , слишком высоки. При этом не видели возможности возникновения дисперсии и абсорбции при меньших частотах, так как не предполагали наличия более медленных временных характеристик среды. Между тем такие характеристики нашлись, и история этого вопроса очень интересна. В 1904 г. Джинс в своем учебнике кинетической теории газов указал на такое явление, дал основную идею и расчет, но в последующих изданиях это место выбросил! ¹ Как мы знаем теперь, речь идет о частотах порядка 10^4 — 10^5 . То, что это явление не было тогда интересно и прошло мимо внимания самого Джинса, объясняется уровнем техники. Пьезокварцевой методики тогда еще не существовало.

В 1920 г. к этим вопросам, правда в несколько ином аспекте (применительно к частично диссоциированным газам), вернулся Эйнштейн. За последние 6—7 лет они сделались актуальны. В общих чертах дело заключается в следующем. Скорость распространения звуковой волны — чередующихся сгущений и разрежений — есть $v = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}$. Она не зависит от частоты. Если процесс изотермический, то $p = \text{const} \cdot \rho$, и тогда $v = \sqrt{\frac{p}{\rho}}$, как нашел Ньютон. Но при звуковых частотах сжатия и разрежения происходят настолько быстро, что правильнее считать процесс адиабатическим. Тогда $v = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$, где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Чем больше γ , тем больше скорость. Но чем отличаются c_p и c_v ? c_p — теплоемкость при постоянном давлении — равна c_v + работа расширения. Она определяется энергией поступательного движения частиц наряду с другими, внутренними видами энергии — вращательной и колебательной, в то время как c_v , если не учитывать сил сцепления, что возможно, конечно, лишь в случае газов, определяется только энергией поступательного движения. Звуковая волна непосредственно меняет только энергию поступательного движения молекул, но затем эта энергия распределяется и на внутренние степени свободы. При очень высоких частотах последние не успевают возбудиться, и газ будет вести себя так, как если бы у него не было внутренних степеней свободы. Тогда γ и v велики. Происходят колебания быстро или нет, этот вопрос решается сравнением периода волны со временем перехода энергии от внешних степеней свободы к внутренним. Это время перехода и является новой независимой

¹ [Джинс имел в виду ротационные степени свободы. Он рассчитал случай, когда молекулы состоят из двух одинаковых соприкасающихся шаров, и показал, что вплоть до частот порядка 10^6 поправка к скорости ничтожно мала. См. *J. H. Jeans. The dynamical theory of gases. Cambridge, 1904, 277, § 200, стр. 365 и 366.*]

временной характеристикой среды, раньше не принимавшейся во внимание. Здесь мы имеем *релаксационный* тип дисперсии (если сначала была, скажем, только поступательная энергия, то потом, если систему предоставить самой себе, происходит перераспределение — релаксация). Ясно далее, что здесь получится не только дисперсия, но и абсорбция, так как передача энергии происходит быстро (необратимо). Мы имеем здесь, таким образом, новый способ изучения молекул в газах — способ, открывающий широкие перспективы. В частности, большой интерес представляет изучение влияния примесей, зависимости времени релаксации от температуры и т. п.

Интересную область открывает перенос этих взглядов на жидкости, в которых, по-видимому, тоже обнаружена не только аномальная абсорбция, но и дисперсия. Хотя для жидкостей теория довольно расплывчата, но принципиально явления носят тот же характер, что и в газах. Общая теория такого рода объясняет очень многое и сулит ряд ценных выводов, касающихся и оптики.

Итак, во втором цикле мы рассмотрим следующие конкретные проблемы дисперсии: 1) оптическая дисперсия, 2) ионосфера, 3) дисперсия в полярных диэлектриках и 4) дисперсия в акустике.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФРОНТА ВОЛНЫ

(Доклад М. А. Леонтовича 14 I 1937 г.)

Мы рассмотрим теперь вопрос о том, с какой скоростью бежит начальная точка некоторого импульса, во всех отношениях произвольного, но такого, что в любой точке пространства до некоторого момента времени вообще нет никакого возмущения. Конечно, вопрос о возможности фактического измерения этой скорости более сложен: импульс может быть или может сделаться очень пологим, так что момент появления возмущения зависит от чувствительности аппарата. Говоря о начальной точке возмущения, мы имеем в виду предельно чувствительный аппарат. Скорость фронта представляет интерес в ряде случаев, особенно в связи с принципом относительности. Последний запрещает скорости, превышающие c . Но существуют области аномальной дисперсии, где фазовая скорость $v > c$, и если бы оказалось, что скорость фронта есть фазовая скорость, то мы получили бы противоречие. Конечно, для мо-