

§ 86. Методы экспериментального исследования аномальной дисперсии

1. Аномальная дисперсия впервые наблюдалась Леру (1832—1907) в 1861 г. Он обнаружил, что в призме, наполненной парами йода, синие лучи преломляются меньше красных (промежуточные лучи парами йода сильно поглощаются и ускользают от наблюдения). Отсюда следует, что при переходе от красных к синим лучам показатель преломления паров йода должен убывать, т. е. в указанной области спектра дисперсия паров йода *аномальна*.

Открытие Леру не обратило на себя должного внимания, пока Христиансен (1848—1917) в 1870 г. не обнаружил и детально изучил аномальную дисперсию в растворе фуксина в спирте. Здесь показатель преломления наименьший ($n = 1,285$) для фиолетовых и наибольший ($n = 1,561$) для желтых лучей, зеленые лучи поглощаются.

Систематические экспериментальные исследования аномальной дисперсии были выполнены Кундтом (1839—1894). Он установил важный экспериментальный результат, что *аномальный ход дисперсии всегда сопровождается поглощением*. После экспериментальных работ Кундта и разработки теории дисперсии стало ясно, что аномальная дисперсия не есть какое-то редкое явление природы, а должна наблюдаться у всех веществ в тех областях спектра, где имеется сильное поглощение.

При изучении аномальной дисперсии Кундт пользовался *методом скрещенных призм*, который применялся еще Ньютоном в его исследованиях по дисперсии света. Идея метода состоит в следующем. Берутся две призмы, из которых первая изготовлена из вещества с *нормальной дисперсией* (обычно из стекла), вторая — из исследуемого вещества. Источником света, как во всяком спектроскопе, служит освещаемая щель, помещаемая в фокальной плоскости коллиматорной линзы. Первая призма, ребро которой устанавливается *вертикально*, разлагает падающий свет в цветную горизонтальную полосу (спектр). Вторая призма, преломляющее ребро которой *горизонтально*, помещается за первой призмой. Она смещает каждую точку полосы вверх или вниз, в зависимости от того, куда обращена эта призма своим основанием: вверх или вниз. Смещение зависит от длины волны. Вследствие этого полоска искривляется и становится наклонной. Если дисперсия второй призмы нормальная, то полоска монотонно поднимается или опускается (рис. 301, а). Если же она аномальная, то в результате поглощения лучей с аномальной преломляемостью полоска разрывается на две части, края которых, примыкающие к полосе поглощения, загигаются в противоположные стороны (рис. 301, б). Разумеется, для получения описанной картины должна применяться система линз, дающая на экране изображение освещаемой щели в различных цветах спектра.

В изящной лекционной демонстрации Кундта, широко применяющейся до настоящего времени, роль второй призмы играло конусообразное пламя горелки, в которое вводился металлический натрий. В результате прохождения света через пламя горелки в спектре наблюдалась не только темная полоска, соответствующая желтой линии поглощения паров натрия, но и загиб в противоположные стороны разорванных частей спектра, примыкающих к области поглощения (рис. 301, б). *D*-линия поглощения паров натрия в желтой части спектра состоит из двух близко расположенных тонких линий с длинами волн $\lambda_{D_1} = 589,0$ и $\lambda_{D_2} = 589,6$ нм. В описанной демонстрации плотность паров натрия была настолько велика,

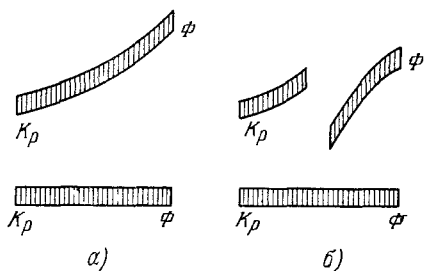


Рис. 301.

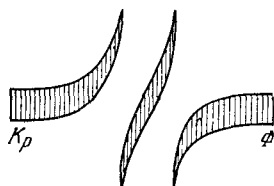


Рис. 302.

что обе линии сливались в одну полоску, и детали явления не разрешались. Их можно разрешить, уменьшая плотность паров натрия и улучшая условия опыта. Тогда можно наблюдать две области аномальной дисперсии, соответствующие линиям поглощения с длинами волн λ_{D_1} и λ_{D_2} (рис. 302).

2. Как уже указывалось в пункте 2 параграфа 84, проверку теории лучше всего производить на газах малой плотности, характеризующихся тонкими и резкими линиями поглощения. Однако при малой плотности, необходимой для работы вблизи линии поглощения, показатели преломления газов малы. Для их измерения наилучшим является интерференционный метод, предложенный Пуччианти (1901 г.) и усовершенствованный Д. С. Рождественским в его классических работах по аномальной дисперсии в парах натрия (1912 г.).

В этом методе интерферометр (например, Жамена) скрещивается со спектрографом (дифракционной решеткой или призмой с большой дисперсией). Интерферометр устанавливают так, что он дает в белом свете горизонтальные интерференционные полосы на щели спектрографа, установленной вертикально. Цветную интерференционную картину, полученную на щели, спектрограф развертывает в горизонтальном направлении. Спектр оказывается пересеченным в продольном направлении интерференционными полосами, каждая из которых характеризуется одним и тем же порядком интерференции.

Цвет полосы меняется вдоль ее длины от красного к фиолетовому, а расстояния между полосами при этом уменьшаются из-за уменьшения длины волны. Интерференционным минимумам соответствуют темные линии. Таким образом, спектр будет пересечен в продольном направлении темными линиями, сужающимися от красного конца спектра к фиолетовому.

Перед измерением прибор регулируется так, чтобы нулевая интерференционная полоса была прямолинейной и горизонтальной. Примем ее за ось X с направлением от красного конца к фиолетовому, а ось Y направим параллельно щели спектрографа. Ширина интерференционной полосы пропорциональна λ и может быть представлена в виде $\Delta y = \alpha \lambda (x)$, где α — постоянная прибора, практически не зависящая от номера полосы (порядка интерференции) k . Поэтому ордината k -й полосы будет $y_k = k \Delta y = \alpha k \lambda (x)$. Это есть уравнение кривой, определяющей форму рассматриваемой полосы.

Введем теперь в одно из плеч интерферометра слой исследуемого вещества толщины l с показателем преломления $n(\lambda)$. Тогда добавится разность хода $(n - 1)l$, в результате чего полосы интерференции сместятся вверх или вниз на $(n - 1)l/\lambda$ полос, т. е. на расстояние $(n - 1)l/\lambda (\Delta y)$. Уравнение, определяющее форму k -й полосы, примет вид

$$y_k = \alpha [k\lambda(x) \pm (n - 1)l] \quad (86.1)$$

(знак определяется тем, в какое из плеч интерферометра введен слой исследуемого вещества). В частности, при $k = 0$ получаем $y_0 = \alpha (n - 1)l$. Отсюда видно, что нулевая интерференционная полоса вычерчивает в определенном масштабе график зависимости показателя преломления n от абсциссы x , а следовательно, и от длины волны λ , т. е. определяет дисперсию исследуемого вещества. Полосы ненулевого порядка имеют дополнительный наклон, изменяющийся с изменением k (см. рис. 303, заимствованный из работ Рождественского).

3. Небольшое изменение метода позволило Рождественскому значительно повысить точность измерений в окрестности полосы поглощения. Измененный метод получил название *метода крюков*. Допустим, что в одно из плеч интерферометра введено исследуемое вещество (газ или пар), а в другое — стеклянная пластинка толщины $l_{ст}$ с показателем преломления $n_{ст}$. Пластинка вносит между интерферирующими пучками разность хода $(n_{ст} - 1)l_{ст}$, смещая интерференционную картину вверх или вниз на расстояние $(n_{ст} - 1)l_{ст}\alpha$. Теперь ордината k -й полосы будет определяться выражением

$$y_k = \alpha [k\lambda(x) \pm (n - 1)l \mp (n_{ст} - 1)l_{ст}]. \quad (86.2)$$

Интерференционная полоса нулевого порядка уйдет из поля зрения. Ее место в поле зрения займет другая интерференционная полоса,

порядок k которой найдется, если в (86.2) положить $y_k = 0$. Это дает

$$k = \pm \frac{n_{\text{ст}} - 1}{\lambda} l_{\text{ст}} \mp \frac{n - 1}{\lambda} l. \quad (86.3)$$

Из-за близости к единице показателей преломления газов последнее слагаемое мало и при вычислении k может не учитываться. Таким путем для пластинки с $l_{\text{ст}} = 1$ мм, $n_{\text{ст}} = 1,5$ при длине волны $\lambda = 600$ нм получаем $k \sim 10^4$. В белом свете интерференция столь

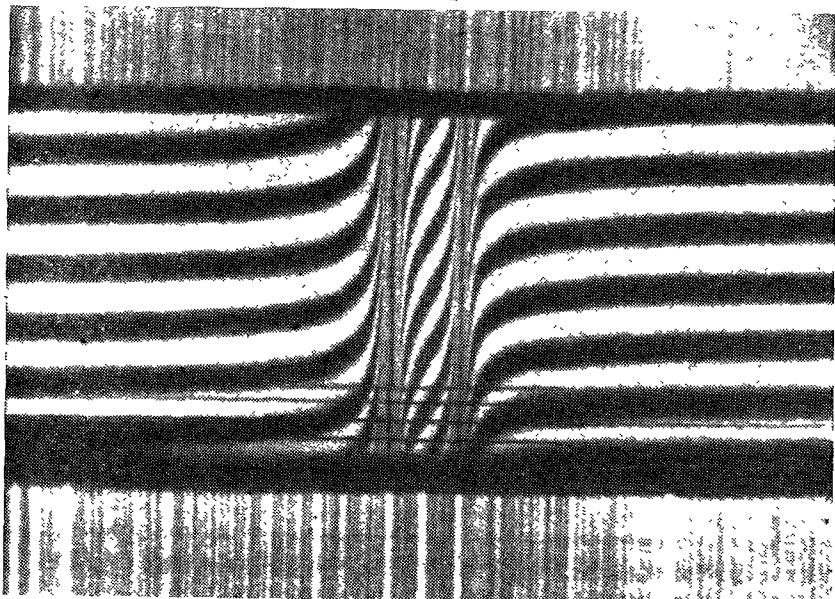


Рис. 303.

высокого порядка невозможна. Интерференция в белом свете становится возможной благодаря наличию спектроסקопа, играющего роль монохроматора, пространственно разлагающего белый свет на квазимонохроматические составляющие. Поэтому длина волны λ вдоль каждой интерференционной полосы изменяется, т. е. является функцией координаты x .

Дифференцируя y_k по x при постоянном k , находим наклон k -й интерференционной полосы:

$$\frac{dy_k}{dx} = \alpha \frac{d\lambda}{dx} \left(k \pm l \frac{dn}{d\lambda} \mp l_{\text{ст}} \frac{dn_{\text{ст}}}{d\lambda} \right). \quad (86.4)$$

Благодаря малой дисперсии стекла последнее слагаемое мало и может быть отброшено. Если в отсутствие стеклянной пластинки

и исследуемого вещества нулевая интерференционная полоса горизонтальна, то внесение одной только пластинки делает интерференционные полосы наклонными. Наклон полосы определяется производной $\frac{dy_k}{dx} = k\alpha \frac{d\lambda}{dx}$, т. е. он тем больше, чем больше порядок интерференции k . Наклон, вызываемый стеклянной пластинкой, происходит в одну и ту же сторону во всей исследуемой области спектра. При перенесении пластинки в другое плечо интерферометра знак k , а с ним и наклон интерференционных полос меняются на противоположные. Поместим пластинку в то плечо интерферометра, чтобы было $k > 0$, т. е.

$$k \approx \frac{n_{ст} - 1}{\lambda} l_{ст}. \quad (86.5)$$

Тогда при нашем выборе положительного направления оси X ($d\lambda/dx < 0$) получится $dy_k/dx < 0$, т. е. полосы интерференции будут наклонены сверху (от положительного конца оси Y) вниз направо (в сторону положительного — фиолетового — конца оси X).

Допустим теперь, что во второе плечо интерферометра введен исследуемый газ. Показатель преломления газа вдали от линии поглощения очень близок к единице и на наклон полос практически не оказывает никакого влияния. Зато вблизи линии поглощения велика производная $dn/d\lambda$, вызывающая сильный загиб интерференционных полос. В отсутствие пластинки наклон будет определяться производной

$$\frac{dy_k}{dx} = -\alpha l \frac{d\lambda}{dx} \cdot \frac{dn}{d\lambda}.$$

Следовательно, в области нормальной дисперсии ($dn/d\lambda < 0$) получится $dy_k/dx > 0$, т. е. в этом случае интерференционные полосы пойдут сверху вниз налево.

Таким образом, в области нормальной дисперсии стеклянная пластинка и исследуемый газ вызывают наклон полос в противоположные стороны. При одновременном действии газа и стеклянной пластинки с надлежаще подобранной толщиной эти действия в определенной точке интерференционной полосы могут компенсировать друг друга. В такой точке касательная к интерференционной полосе станет горизонтальной, т. е. на полосе получится *крюк*, по выражению Рождественского. Вблизи линии поглощения таких крюков получится два. Оба они расположены в области нормальной дисперсии. Слева (со стороны длинных волн) крюк будет обращен вершиною вниз, а справа

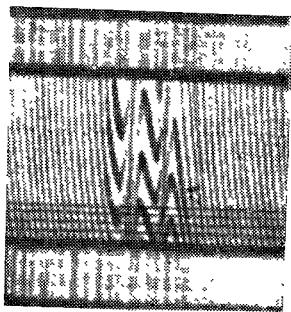


Рис. 304.

(со стороны коротких волн) — вверх (рис. 304). В вершине крюка должно быть $dy_k/dx = 0$, или $dy_k/d\lambda = 0$, т. е.

$$k + l \frac{dn}{d\lambda} - l_{\text{ст}} \frac{dn_{\text{ст}}}{d\lambda} = 0,$$

или

$$l \frac{dn}{d\lambda} = -k + l_{\text{ст}} \frac{dn_{\text{ст}}}{d\lambda}. \quad (86.6)$$

Последнее слагаемое, как уже указывалось, пренебрежимо мало, а первое может быть вычислено по формуле (86.5). Таким образом, по формуле (86.6) можно вычислить значения дисперсии газа $dn/d\lambda$ для тех значений λ , которые соответствуют вершинам крюков, т. е. точкам загиба интерференционных полос.

Уже в начале своих исследований Рождественский убедился, что вдали от линии поглощения формула Зельмейера правильно передает ход показателя преломления в зависимости от длины волны. Эту формулу следует писать в виде

$$n^2 = 1 + 4\pi \frac{Nf e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2} = 1 + \frac{Nf \lambda_0^2 \lambda^2 e^2/m}{\pi c^2 (\lambda^2 - \lambda_0^2)}, \quad (86.7)$$

где f — сила осциллятора. Обозначим через $\Delta\lambda$ расстояние вершины одного из крюков от линии поглощения λ_0 (тогда расстояние между вершинами обоих крюков будет $2\Delta\lambda$). Вычислим по формуле (86.7) производную $dn/d\lambda$, учитывая при этом, что $|\Delta\lambda| \ll \lambda_0$ и $n - 1 \ll 1$. Тогда из формулы (86.6), пренебрегая последним слагаемым, найдем

$$f = \frac{4\pi c^2 k}{N l \lambda_0^3 e^2/m} = \frac{4\pi c^2 (n_{\text{ст}} - 1) l_{\text{ст}}}{N l \lambda_0^3 e^2/m} (\Delta\lambda)^2. \quad (86.8)$$

Таким образом, силу осциллятора можно найти по расстоянию между вершинами крюков.

§ 87. Дисперсия плазмы

1. Плазма есть ионизованный газ, в котором электроны и ионы могут рассматриваться как свободные частицы с собственными частотами, равными нулю (см. т. III, § 121). Диэлектрическая проницаемость плазмы определяется в основном свободными электронами. Влиянием ионов можно пренебречь, так как их массы практически бесконечно велики по сравнению с массами легких электронов. Полагая в формуле (84.5) $\omega_0 = 0$ и пренебрегая затуханием, получим для плазмы

$$\epsilon = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad (87.1)$$

где введено обозначение

$$\omega_p^2 = 4\pi N e^2/m, \quad (87.2)$$