

Из механизма явления ясно, что эффект Погкельса по крайней мере столь же *безынерционен*, что и эффект Керра. Поэтому он, наряду с эффектом Керра, нашел применение (например, в технике лазеров) в качестве *оптических затворов* и *высокочастотных модуляторов света*. Соответствующее устройство называется *ячейкой Погкельса*. Она представляет собой кристалл, помещаемый между двумя скрещенными николями. Такое устройство действует так же, как и ячейка Керра. Николи не пропускают свет, когда нет внешнего электрического поля, но при наложении такого поля пропускание появляется. Необходимо, чтобы кристалл до наложения внешнего электрического поля не давал двойного преломления. Этого можно достигнуть, если взять оптически одноосный кристалл, вырезанный перпендикулярно к оптической оси, а свет направить вдоль этой оси. Внешнее поле  $E_0$  может быть направлено либо перпендикулярно (*поперечный модулятор света*), либо параллельно распространению света (*продольный модулятор*).

## § 92. Эффект Зеемана

1. В 1896 г. Зееман (1865—1943) обнаружил, что спектральные линии определенным образом расщепляются, если источник света поместить в магнитное поле. В опыте Зеемана исследовалась очень узкая зелено-голубая линия кадмия и применялись магнитные поля с напряженностью 10 000—15 000 Гс. Г. А. Лорентц, развивавший в то время электронную теорию, сразу же объяснил явление

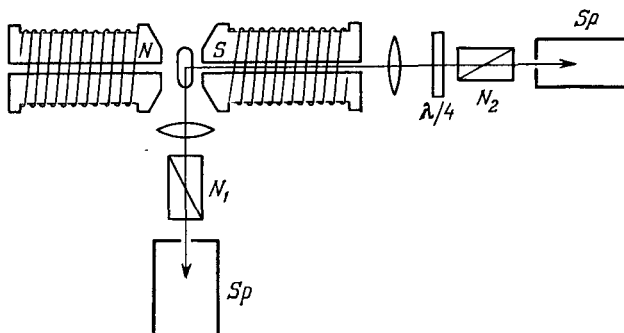


Рис. 312.

Зеемана и тем самым придал дальнейшим исследованиям планомерный и целенаправленный характер.

Применяемая схема для наблюдения и исследования явления приведена на рис. 312. Источник света с линейчатым спектром (например, газоразрядная трубка или вакуумная дуга) помещается между полюсами электромагнита, создающего достаточно однород-

ное магнитное поле. Исследуемый свет попадает на щель спектроскопа или спектрографа  $Sp$  с разрешающей силой около 100 000 или выше (дифракционную решетку или интерференционный спектральный аппарат). Николи  $N_1$ ,  $N_2$  и пластинка  $\lambda/4$  служат для исследования поляризации излучаемого света. При фотографировании наблюдаемой картины применяются иногда многочасовые экспозиции. В течение всего этого времени должно быть обеспечено с достаточной точностью постоянство магнитного поля и температуры источника, чтобы картина оставалась неизменной во времени и можно было использовать спектральный аппарат высокой разрешающей силы.

В первых опытах Зееман обнаружил, что *при наблюдении поперек поля спектральная линия расщепляется на три линейно поляризованные компоненты*. Средняя компонента не смещена, крайние смещены в противоположные стороны на одинаковые расстояния (в шкале частот). Смещение пропорционально напряженности внешнего магнитного поля  $B$ . В средней компоненте электрический вектор направлен *параллельно магнитному полю* (такие компоненты называются  $\pi$ -компонентами), в крайних — *перпендикулярно к нему* (такие компоненты называются  $\sigma$ -компонентами). Интенсивность  $\pi$ -компоненты вдвое, а каждой из  $\sigma$ -компонент в четыре раза меньше интенсивности исходной линии.

При наблюдении *вдоль магнитного поля* получается *такое же смещение* (при одинаковой напряженности магнитного поля), что и в предыдущем случае, но *несмещенная компонента отсутствует*. Интенсивность каждой компоненты вдвое меньше интенсивности исходной спектральной линии. Обе компоненты *поляризованы по кругу* в противоположных направлениях (их принято называть также  $\sigma$ -компонентами). Если свет распространяется в направлении магнитного поля, то  $\sigma$ -компонента с меньшей частотой поляризована *по правому*, а с большей — *по левому* кругу. При изменении направления магнитного поля на противоположное меняется на противоположную и круговая поляризация обеих компонент.

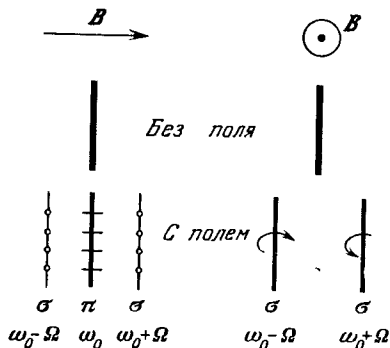


Рис. 313.

Картина, наблюдаемая поперек и вдоль магнитного поля, представлена схематически на рис. 313. Предполагается, что в случае продольного эффекта свет распространяется вдоль магнитного поля, направленного к читателю. Относительные интенсивности линий показаны их толщиной, поляризация  $\pi$ -компоненты — штри-

хами, параллельными магнитному полю, а  $\sigma$ -компонент — кружочками.

2. Описанная картина расщепления спектральных линий объясняется *классической теорией Лорентца*. Как и классическая теория дисперсии, это есть *модельная теория*, в простейшей форме которой излучающими центрами являются *гармонические осцилляторы* в виде *квазиупруго связанных электронов*. В отсутствие внешнего магнитного поля уравнение движения такого электрона имеет вид  $\ddot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = 0$ , где  $\omega_0$  — собственная частота электрона. При наличии постоянного магнитного поля на электрон действует еще сила Лорентца  $-\frac{e}{c} [\dot{\mathbf{r}} \mathbf{B}]$  (заряд электрона обозначен через  $-e$ ). Уравнение движения электрона принимает вид

$$\ddot{\mathbf{r}} + \omega_0^2 \mathbf{r} = -\frac{e}{mc} [\dot{\mathbf{r}} \mathbf{B}],$$

где  $m$  — масса электрона. Введя ларморовскую частоту

$$\Omega = \frac{e}{2mc} B, \quad (92.1)$$

приведем его к виду

$$\ddot{\mathbf{r}} + 2[\dot{\mathbf{r}} \Omega] + \omega_0^2 \mathbf{r} = 0 \quad (92.2)$$

(см. т. III, § 86). Классическая теория сводится к решению этого уравнения. Для решения уравнения (92.2) перейдем к координатной форме. Направим ось  $Z$  прямоугольной системы координат вдоль магнитного поля  $\mathbf{B}$ . Тогда предыдущее уравнение сведется к системе трех скалярных уравнений

$$\begin{aligned} \ddot{x} + 2\Omega \dot{y} + \omega_0^2 x &= 0, \\ \ddot{y} - 2\Omega \dot{x} + \omega_0^2 y &= 0, \\ \ddot{z} + \omega_0^2 z &= 0. \end{aligned} \quad (92.3)$$

Из последнего уравнения видно, что магнитное поле не влияет на движение электрона вдоль магнитного поля. Это и понятно, так как при таком движении не возникает силы, действующей со стороны магнитного поля. Интегрирование первых двух уравнений (92.3) удобно провести в *комплексной форме*. Объединим  $x$  и  $y$  в комплексную координату  $\zeta = x + iy$ . Она определяет положение электрона в координатной плоскости ( $X, Y$ ) совершенно так же, как это делается с помощью двухмерного вектора  $\zeta$  с составляющими  $x$  и  $y$ . Заметив, что  $-i\dot{\zeta} = \dot{y} - ix$ , умножим второе уравнение (92.3) на  $i$  и сложим с первым. Тогда

$$\ddot{\zeta} - i2\Omega \dot{\zeta} + \omega_0^2 \zeta = 0.$$

Ищем решение этого уравнения в виде  $\zeta = e^{i\omega t}$ . Постоянная  $\omega$  найдется из квадратного уравнения

$$-\omega^2 + 2\Omega\omega + \omega_0^2 = 0,$$

которое даёт

$$\omega = \Omega \pm \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}.$$

Даже в очень сильных магнитных полях квадратом ларморовской частоты можно пренебречь по сравнению с  $\omega_0^2$ . Например, если  $B = 10^4$  Гс, то формула (92.1) даёт  $\Omega \approx 10^{11}$  с<sup>-1</sup>, тогда как для видимого света ( $\lambda = 500$  нм)  $\omega \sim 4 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>, а потому  $(\Omega/\omega)^2 \sim 10^{-9}$ . Максимальное магнитное поле, в котором измерялось зеемановское расщепление спектральных линий, получено в 1938 г. П. Л. Капичей (р. 1894). Оно было  $3,2 \cdot 10^5$  Гс. Даже в этом случае  $\Omega/\omega_0 \sim \sim 1,4 \cdot 10^{-3}$ ,  $(\Omega/\omega_0)^2 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ . Таким образом, с большой точностью  $\omega = \pm \omega_0 + \Omega$ . Чтобы не пользоваться отрицательными частотами, введем переобозначение, положив  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ ,  $\omega_2 = \omega_0 - \Omega$ . Тогда полученные два решения запишутся в виде

$$\zeta_1 = e^{i\omega_1 t}, \quad \zeta_2 = e^{-i\omega_2 t}.$$

Первое решение представляет *круговое движение*, в котором электрон вращается *против часовой стрелки* с угловой частотой  $\omega_1$ , второе — также *круговое движение*, но *по часовой стрелке* и с частотой  $\omega_2$  (рис. 314). Общее решение соответствует наложению таких двух вращений и представляется в виде  $\zeta = C_1 \zeta_1 + C_2 \zeta_2$ , где  $C_1$  и  $C_2$  — произвольные постоянные.

3. Чтобы нагляднее уяснить полученные результаты, разложим первоначальное движение электрона (т. е. движение в отсутствие магнитного поля) на два движения: на гармоническое колебание в направлении оси  $Z$  и на движение в плоскости  $XU$ . Второе движение в свою очередь разложим на два круговых вращения с одной и той же угловой частотой  $\omega_0$ , но совершающиеся в противоположных направлениях. Тогда в постоянном магнитном поле колебание вдоль оси  $Z$  остается неизменным. Частоты же обоих круговых вращений изменяются на одну и ту же величину  $\Omega$ : если вращение совершается против часовой стрелки, то частота увеличивается, а если по часовой стрелке, то уменьшается.

Для изменения частоты при вращении по кругу можно привести простое объяснение. Центробежная сила, действующая на вращающийся электрон в отсутствие магнитного поля, равна  $m\omega_0^2 r$ . В магнитном поле к ней добавляется сила  $\pm \frac{e}{c} v \bar{B} = \pm \frac{e}{c} \omega r B$ ,

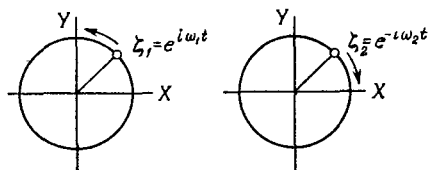


Рис. 314.

так что новая центростремительная сила становится равной

$$\left(m\omega_0^2 \pm \frac{eB}{c} \omega\right) r = m(\omega_0^2 \pm 2\Omega\omega) r.$$

Выбор знака зависит от направления вращения. Приравнивая это выражение  $m\omega^2 r$ , приходим к уравнению  $\omega^2 = \omega_0^2 \pm 2\Omega\omega$ , из которого для положительных корней находим  $\omega \approx \omega_0 \pm \Omega$ . Это совпадает с результатами, полученными выше.

При включении магнитного поля кинетическая энергия вращения электрона изменяется. Возникает вопрос, как это может происходить, если сила, действующая со стороны магнитного поля, перпендикулярна к скорости электрона  $v$  и, следовательно, работы не совершает? Ответ состоит в том, что последнее утверждение относится к *постоянным магнитным полям*, которые только и учитываются уравнением (92.2). Но при включении магнитного поля оно *нарастает во времени* от нуля до максимального значения, а в дальнейшем вплоть до выключения остается постоянным. Во время же нарастания магнитного поля, согласно закону индукции Фарадея, возбуждается *вихревое электрическое поле*, которое и совершает работу над электроном, меняя его кинетическую энергию. Когда магнитное поле становится постоянным, электрическое поле пропадает и дальнейшее изменение кинетической энергии вращения электрона прекращается, пока не будет выключено магнитное поле. К этим установившимся вращениям и относятся движения, найденные выше. Подробное рассмотрение механизма изменения кинетической энергии вращения электрона было приведено в учении об электричестве (см. т. III, § 88).

4. Перейдем теперь к объяснению расщепления спектральных линий в магнитном поле. Колеблющийся электрон излучает электромагнитные волны. Излучение максимально в направлении, перпендикулярном к ускорению электрона, а в направлении ускорения отсутствует. Согласно классической теории, частота излучаемого света совпадает с частотой колебания электрона. Но последняя меняется при включении магнитного поля. Поэтому должна измениться и частота излучаемого света. При наблюдении вдоль магнитного поля колебание в том же направлении излучения не дает. Излучение создается *только круговыми вращениями электрона*. В результате наблюдаются две  $\sigma$ -компоненты с *круговой поляризацией* и частотами  $\omega_0 + \Omega$  и  $\omega_0 - \Omega$ . Если свет идет в направлении вектора  $B$ , то поляризация первой линии будет *левой*, а второй — *правой*. При изменении направления магнитного поля на противоположное меняется на противоположную и круговая поляризация каждой линии. При наблюдении поперек магнитного поля  $B$  колебания электрона, параллельные  $B$ , дают максимум излучения. Им соответствует *несмещенная  $\pi$ -компонента*, в которой электрический вектор *параллелен  $B$* . Оба круговых движения совершаются в плоско-

сти, перпендикулярной к  $\mathbf{B}$ . Разложим каждое из них на гармоническое колебание вдоль линии наблюдения и перпендикулярное к нему. Только колебания, перпендикулярные к линии наблюдения, сопровождаются излучением и дают две  $\sigma$ -компоненты с частотами  $\omega + \Omega$  и  $\omega - \Omega$ , в которых электрические векторы перпендикулярны к  $\mathbf{B}$ .

Таково объяснение расщепления спектральных линий, наблюдавшееся в первых опытах Зеемана. Если учесть, что в отсутствие магнитного поля все направления движения электрона равновероятны, то нетрудно объяснить и относительные интенсивности спектральных линий в этих опытах.

Как видно из численного примера, приведенного выше ( $B = 10^4$  Гс),  $\Omega/\omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ . Для разрешения такого расщепления требуются спектральные приборы с разрешающей силой  $\omega_0/\Omega$  не менее  $5 \cdot 10^4$ , т. е. дифракционные решетки или интерференционные спектроскопы. Но в опытах П. Л. Капицы ( $B = 3,2 \cdot 10^5$  Гс) были уже достаточны призменные спектроскопы.

Исследуя характер круговой поляризации линий в продольном эффекте Зеемана, можно определить знак зарядов, вызывающих этот эффект. Он оказался отрицательным. Измеряя же величину расщепления, можно определить удельный заряд  $e/m$ . Он оказался таким же, как и при измерениях по отклонениям катодных лучей в электрических и магнитных полях ( $e/m = 1,759 \cdot 10^7$  СГСМ). Это не оставляет сомнений в том, что заряженные частицы, определяющие оптическое поведение атомов, действительно являются электронами.

5. Дальнейшие опыты показали, что явление Зеемана в том виде, в каком оно наблюдалось сначала и нашло объяснение в теории Лорентца — лорентцовский триплет, состоящий из одной  $\pi$ -компоненты и двух  $\sigma$ -компонент, а также дублет из двух  $\sigma$ -компонент, поляризованных по кругу, — наблюдается крайне редко. Такое расщепление называется нормальным или простым эффектом Зеемана. Простой эффект дают так называемые синглетные, т. е. одиночные, практически монохроматические спектральные линии. Подавляющее большинство спектральных линий являются мультиплетами (дублетами, триплетами, квартетами и т. д.), т. е. состоят из нескольких тесно расположенных спектральных линий.

Простейшим примером мультиплета (дублета) может служить двойная  $D$ -линия натрия. Она состоит из двух близко расположенных линий с длинами волн  $\lambda_{D_1} = 589,5930$  нм и  $\lambda_{D_2} = 588,96963$  нм, причем интенсивность линии  $D_2$  вдвое больше интенсивности линии  $D_1$ .

Мультиплеты в магнитных полях дают значительно более сложную картину расщепления, чем расщепление в простом эффекте Зеемана. Так, линия  $D_1$  натрия расщепляется на четыре линии: средние из них являются  $\pi$ -, а крайние —  $\sigma$ -компонентами. Линия

же  $D_2$  расщепляется на *шесть компонент*: две средние являются  $\pi$ -, а четыре крайние —  $\sigma$ -компонентами. Таким образом, весь дублет расщепляется на 10 линий. Наблюдаются и значительно более сложные картины расщепления мультиплетов. Такие расщепления называются *аномальным* или *сложным эффектом Зеемана*. Предпочтителен термин «сложный эффект», так как именно *сложный*, а не простой эффект является *правилом*, а не исключением.

Объяснение сложного эффекта Зеемана дала *квантовая теория*, да и то после того, как был открыт *спин* (т. е. собственный момент количества движения) и связанный с ним *магнитный момент электрона*. В случае синглетных спектральных линий квантовая теория приводит к тем же результатам, что и простая теория Лорентца. Мы вернемся ко всем этим вопросам в пятом томе нашего курса.

### § 93. Понятие об эффекте Штарка

Как было показано в § 91, однородное электрическое поле не меняет собственную частоту  $\omega_0$  гармонического осциллятора. Однако при учете ангармоничности такое изменение должно происходить. Если ограничиться линейными членами по внешнему полю  $E_0$ , то оно будет выражаться формулой (91.1), из которой следует  $\Delta\omega_0 = -\beta e E_0 / (m\omega_0^3)$ . В этом приближении внешнее поле  $E_0$  не вызывает расщепления спектральных линий, а только производит *небольшое смещение их в сторону*, пропорциональное напряженности поля  $E_0$ . При учете членов высших степеней можно ожидать расщепления спектральных линий с расстояниями между компонентами, пропорциональными *квадрату поля  $E_0$* , а именно

$$\delta\omega_0 \sim [e / (m\omega_0^3)] E_0^2.$$

На возможность такого расщепления указывал Фохт (1850—1919). Однако из-за экспериментальных трудностей ему не удалось наблюдать ожидаемое явление. Трудность состояла в том, что для наблюдения эффекта требуются электрические поля  $E_0$  порядка 100 000 В/см. В обычных же газоразрядных трубках, излучающих узкие спектральные линии (например, водородной серии Бальмера), такие сильные поля создавать и поддерживать невозможно из-за *сильной ионизации газа в трубках*.

Штарк (1874—1957) в 1913 г. преодолел эту трудность, создавая сильное электрическое поле за катодом в узком зазоре ( $\sim 1$  мм) между  $F$  и  $K$  (рис. 315), в котором непрерывной откачкой поддерживался высокий вакуум, так что в этом зазоре практически не происходило ионизации частиц из-за столкновений между ними. Возбуждение свечения атомов газа происходило в другой части трубки, как в обычной газоразрядной трубке. Светящиеся атомы