

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА

Балдин Виктор Б01-303

Рачинский Максим Б01-303

Вопрос по выбору

Устный экзамен по общей физике



Физтех-школа радиотехники и компьютерных технологий

Московский физико-технический институт

Долгопрудный, 2025

Содержание

1	Введение	1
2	Теория Лорентца	2
3	Расщепление спектра в магнитном поле	4
4	Мультиплеты	5

1 Введение

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 10000 – 15000 Гс. Г.А. Лорентц, развивавший в то время электронную теорию, сразу же объяснил явление Зеемана и тем самым придал дальнейшим исследованиям планомерный и целенаправленный характер.

Применяемая схема для наблюдения и исследования явления приведена на рис. 1. Источник света с линейчатым спектром (например, газоразрядная трубка или вакуумная дуга) помещается между полюсами электромагнита, создающего достаточно однородное магнитное поле. Исследуемый свет попадает на щель

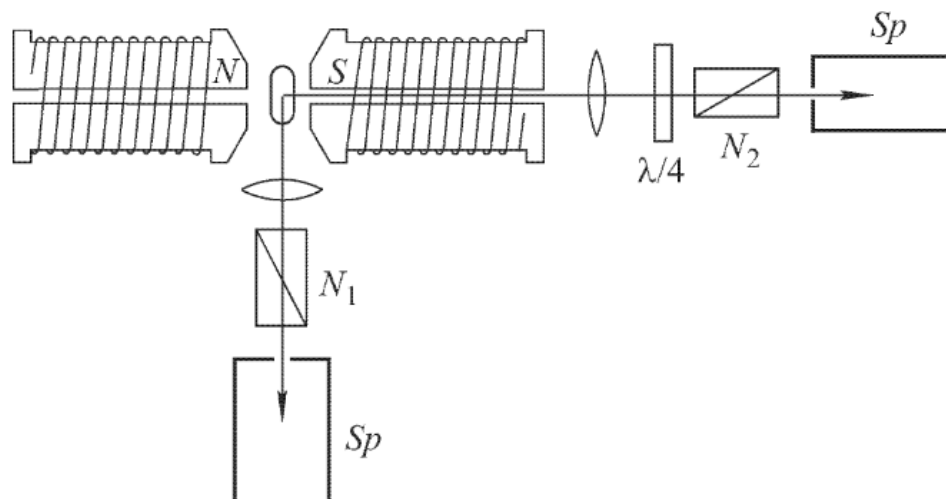


Рис. 1: Схема для наблюдения

спектроскопа или спектрографа Sp с разрешающей силой около 100000 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 π -компонентами), в крайних - перпендикулярно к нему (такие компоненты называются σ -компонентами). Интенсивность π -компоненты в,двое, а каждой из σ -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 в,двое меньше интенсивности исходной спектральной линии. Обе компоненты поляризованы по кругу в противоположных направлениях (их принято называть также σ -компонентами). Если свет распространяется в направлении магнитного поля, то σ -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.

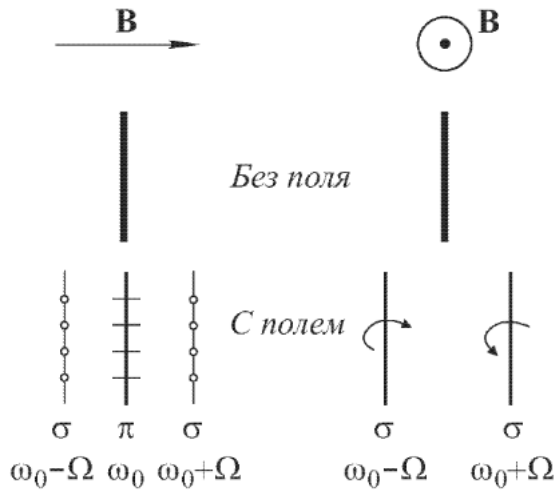


Рис. 2

Картина, наблюдаемая поперек и вдоль магнитного поля, представлена схематически на рис. 2. Предполагается, что в случае продольного эффекта свет распространяется вдоль магнитного поля, направленного к читателю. Относительные интенсивности линий показаны их толщиной, поляризация π -компоненты - штрихами, параллельными магнитному полю, а σ -компонент - кружочками.

2 Теория Лорентца

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 ω_0 - собственная частота электрона. При наличии постоянного магнитного поля на электрон действует еще сила Лорентца $-\frac{e}{c}[\mathbf{r}\mathbf{B}]$ (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

$$\Omega = \frac{e}{2mc}\mathbf{B}, \quad (1)$$

приведем его к виду

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

(см. [1, §86]). Классическая теория сводится к решению этого уравнения. Для решения уравнения (2) перейдем к координатной форме. Направим ось Z прямоутольной системы координат вдоль магнитного поля B . Тогда предыдущее уравнение сведётся к системе трёх скалярных уравнений

$$\begin{cases} \ddot{x} + 2\Omega\dot{y} + \omega_0^2x = 0 \\ \ddot{y} - 2\Omega\dot{x} + \omega_0^2y = 0 \\ \ddot{z} + \omega_0^2z = 0. \end{cases} \quad (3)$$

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 (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 двумерного вектора с составляющими x и y . Заметив, что $-i\dot{\zeta} = \dot{y} - i\dot{x}$, умножим второе уравнение (3) на i и сложим с первым. Тогда

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

Ищем решение этого уравнения в виде $\zeta = e^{i\omega t}$. Постоянная ω найдётся 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 ω_0^2 . Например, если $B = 10^4$ Гс, то формула (1) даёт $\Omega \approx 10^{11}$ с $^{-1}$, тогда как для видимого света ($\lambda = 500$ нм) $\omega \sim 4 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$, а потому $(\Omega/\omega)^2 \sim 10^{-9}$. Максимальное магнитное поле, в котором измерялось земнокосмическое расщепление спектральной линии, получено в 1938 г. П.П. Капицей (1894–1984). Оно было $3.2 \cdot 10^5$ Гс. Даже в этом случае $(\Omega/\omega)^2 \sim 1.4 \cdot 10^{-3}$, $(\Omega/\omega)^2 \sim 2 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, с большой точностью $\omega = \pm\omega_0 \pm \Omega$. Чтобы не пользоваться отрицательными частотами, введём переобозначение, положив $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$, $\omega_2 = \omega_0 - \Omega$. Тогда полученные ранее 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 ω_1 , второе — также круговое движение, но по часовой стрелке и с частотой ω_2 (рис. 3). 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.

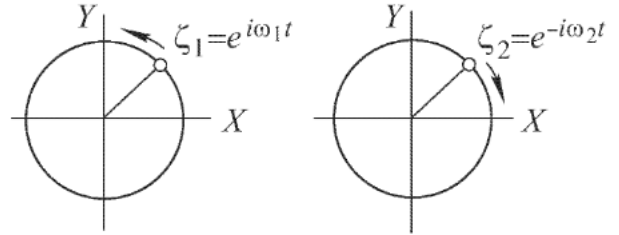


Рис. 3

Чтобы нагляднее увидеть полученные результаты, разложим первоначальное движение электрона (т.е. движение в отсутствие магнитного поля) на прямолинейное колебание в направлении оси Z и на движение в плоскости XY . Второе движение в отсутствие поля разложим на два круговых вращения с одной и той же угловой частотой ω_0 , но совершающихся в противоположных направлениях. При включении магнитного поля колебание вдоль оси Z остаётся неизменным. Частоты же обоих вращений изменяются на одну и ту же величину Ω : 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 $m_0\omega_0^2 r$. В магнитном поле к ней добавляется сила $\pm \frac{e}{c}vB = \pm \frac{e}{c}\omega rB$, так что новая центробежная сила становится равной

$$m_0\omega^2 r \pm \frac{e}{c}\omega B = m_0(\omega_0^2 \pm 2\Omega\omega).$$

Выбор знака зависит от направления вращения. Приравняв это выражение $m_0\omega^2 r$, приходим к уравнению $\omega^2 = \omega_0^2 \pm 2\Omega\omega$, из которого для положительных корней находим $\omega = \omega_0 \pm \Omega$. 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 и, следовательно, работы не совершает? Ответ состоит в том, что последнее утверждение относится к *установившимся магнитным полям*, которые только и учитываются уравнением (2). Но при включении магнитного поля оно изменяется во времени от нуля до максимального значения, а в дальнейшем либо вообще не включается, либо остаётся постоянным. Во время же нарастания магнитного поля, согласно закону индукции Фарадея, возбуждается *индукционное электрическое поле*, которое совершает работу над электроном, меняя его кинетическую энергию. Когда магнитное поле становится постоянным, кинетическая энергия уже полна и дальнейшее изменение кинетической энергии вращения электрона прекращается, пока не будет вновь включено магнитное поле. В этом установившемся варианте и относятся движения, изображённые выше. Подробное рассмотрение механизма изменения кинетической энергии вращения электрона было приведено в [1, §88].

3 Расщепление спектра в магнитном поле

Перейдём теперь к объяснению расщепления спектральных линий в магнитном поле. Возбуждённый электрон излучает электромагнитные волны. Излучение максимально в направлении, перпендикулярном к движению электрона, а в направлении ускорения отсутствует. Согласно классической теории, частота излучения света совпадает с частотой колебаний 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 имеет. Излучение создаётся *только круговыми вращениями электрона*. В результате наблюдаются две σ -компоненты с круговой поляризацией и частотами $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$. Если свет идёт в направлении вектора \mathbf{B} , то поляризация первой линии будет *левой*, а второй — *правой*. При изменении направления магнитного поля на противоположное меняется направление поляризации круговых колебаний, каждой линии. При наблюдении поперёк

магнитного поля \mathbf{B} колебания электрона, дающие излучение \mathbf{B} , дают максимум излучения. Им соответствует *немеселённая π -компонента*, в которой электрический вектор параллелен \mathbf{B} . Оба круговых движения совершаются в плоскости, 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 σ -компоненты с частотами $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$, в которых электрическое поле *перпендикулярно к \mathbf{B}* .

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

Как и из численного примера, приведённого выше ($B = 10^4$ Гс), $(\Omega/\omega)^2 \sim 2 \cdot 10^{-5}$. Для практических этого расщепления требуются спектральные приборы с разрешающей силой ω_0/Ω не менее $5 \cdot 10^4$, т.е. дифракционные решётки или интерференционные спектрометры. В опытах П.Л. Капицы ($B = 3.2 \cdot 10^5$ Гс) были уже достаточно призменные спектрометры.

Исследуя характер круговой поляризации линий в продолженном эффекте Зеемана, можно определить *знак заряда*, вызывающего 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*.

4 Мультиплеты

Дальнейшие опыты показали, что явление Зеемана в том виде, в каком оно наблюдалось сначала и нашло объяснение в теории Лоренца — *лонгитюдный эффект*, состоящий из одной π -компоненты и двух σ -компонент, а также дублет из двух σ -компонент, поляризованных по кругу, — наблюдается крайне редко. Такое расщепление называется *нормальным* или *простым эффектом Зеемана*. Подобный эффект почти так же мал, как явление синхротронное, 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 $\lambda_1 = 589,5930$ нм и $\lambda_2 = 588,99693$ нм, причём 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 π -, а крайние — σ -компонентами. Линия же D_2 расщепляется на *шесть компонент*: две средние — π -, а четыре крайние — σ -компоненты. Таким образом, весь дублет расщепляется на 10 линий. Наблюдаются и более сложные случаи расщеплений мультиплетов. Такие расщепления называются *аномальным или сложным эффектом Зеемана*. Однако этот термин “сложный эффект” является неправильным, а не просто эффект является *правилом, а не исключением*.

Объяснение сложного эффекта Зеемана дала квантовая теория, и на то после того, как был открыт *спин* (т.е. собственный момент количества движения) и связанный с ним *магнитный момент электрона*. В случае симметричных спектральных линий квантовая теория

приводит к тем же результатам, что и простая теория Лоренца.

Список литературы

- [1] *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. — Физматлит, 2005. — Т. 3.