

# Глава 7. Атом во внешнем магнитном поле. Эффект Зеемана. Опыты Штерна и Герлаха

## 7.1 Эффект Зеемана

Если атомы, излучающие свет, поместить в магнитное поле, то линии, испускаемые этими атомами, расщепляются на несколько компонент. Это явление было обнаружено голландским физиком Зееманом в 1896 г, при наблюдении свечения паров натрия и носит его имя.

Когда атом помещен в магнитное поле, его полная энергия складывается из двух частей:

$$E = E^0 + E_{MB}, \quad (1)$$

где  $E^0$  – внутренняя энергия атома,  $E_{MB}$  – энергия взаимодействия магнитного момента атома с магнитным полем. Если магнитное поле не очень велико, то спин-орбитальное взаимодействие в атоме сильнее, чем взаимодействие орбитального магнитного момента и спинового магнитного момента в отдельности с внешним магнитным полем. При этом условия связь между спиновым и орбитальными моментами не разрывается, т.е. и в магнитном поле продолжает осуществляться ( $L$ - $S$ )-связь. Благодаря этому с магнитным полем взаимодействует полный магнитный момент как целое. Полный магнитный момент атома в этом случае прецессирует вокруг направления индукции магнитного поля. Далее рассмотрен случай именно таких полей.

Если квантовое число полного момента атома  $J$ , то число возможных ориентаций магнитного момента относительно магнитного поля  $(2J + 1)$ . Каждой ориентации соответствует своя энергия взаимодействия. Следовательно, уровень энергии атома в состоянии с полным моментом  $J$  при помещении атома в магнитное поле расщепляется на  $(2J + 1)$  подуровень. Это расщепление в слабом магнитном поле имеет меньшую величину, чем естественное мультиплетное расщепление уровней, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием.

Для нахождения линий излучения атома в магнитном поле необходимо принимать во внимание следующие правила отбора:

$$\Delta L = \pm 1; \quad (2)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1; \quad (3)$$

переход из состояния  $J = 0$  в состояние  $J = 0$  невозможен;

$$\Delta m_J = 0, \pm 1; \quad (4)$$

переход из состояния  $m_J = 0$  в состояние  $m_J = 0$  запрещен для  $\Delta J = 0$ ;

$$\Delta S = 0. \quad (5)$$

Явление расщепления линий спектра излучения при помещении атома в слабое внешнее магнитное поле называется *аномальным или сложным эффектом Зеемана*. Слово «аномальный» имеет историческое происхождение. Первоначально было изучено и понято расщепление линий в спектре излучения некоторых атомов на три линии. Это расщепление было названо *нормальным*, хотя в действительности оно является частным случаем аномального расщепления.

**Сложный эффект Зеемана.** Энергия взаимодействия полного магнитного момента  $\mathbf{M}_J$  с внешним магнитным полем  $\mathbf{B}$  дается выражением:

$$E_{MB} = -\mathbf{M}_J \cdot \mathbf{B} = -M_{Jz}B, \quad (6)$$

если вектор магнитной индукции направлен по оси  $z$ . Тогда полная энергия атома

$$E = E^0 + E_{MB} = E^0 - M_{Jz}B. \quad (7)$$

При переходе атома из одного энергетического состояния 1 в состояние 2 излучается квант с энергией

$$\hbar\omega_{12} = E_2 - E_1 = E_2^0 - E_1^0 - (M_{J_2z} - M_{J_1z})B = \hbar\omega - (M_{J_2z} - M_{J_1z})B, \quad (8)$$

где  $\hbar\omega = E_2^0 - E_1^0$  – энергия кванта, излученного при соответствующем переходе в отсутствие внешнего магнитного поля. Проекция магнитного момента  $M_{Jz}$  связана с магнитным квантовым числом  $m_J$  следующим соотношением:

$$M_{Jz} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} L_{Jz} = g_J \mu_B m_J. \quad (9)$$

Тогда имеем:

$$M_{Jz}B = g_J \mu_B m_J B = g_J \hbar \omega_L m_J, \quad (10)$$

где  $\omega_L = \mu_B B / \hbar = eB / (2m_e)$  – ларморова частота (формула дана в системе СИ). С учетом (10) выражение (8) можно переписать в следующем виде:

$$\omega_{12} = \omega - \omega_L (g_{J_2} m_{J_2} - g_{J_1} m_{J_1}), \quad (11)$$

где  $m_{J_2}$  и  $m_{J_1}$  в соответствии с правилами отбора (4) могут отличаться лишь на  $0, \pm 1$ :

$$m_{J_2} - m_{J_1} = 0, \pm 1. \quad (12)$$

Формула (11) дает расщепление линий при сложном эффекте Зеемана, т. е. разность между частотой линий, излученной в отсутствие магнитного поля, и частотой, соответствующей линии при наличии магнитного поля:

$$\Delta\omega = \omega_L (g_{J_2} m_{J_2} - g_{J_1} m_{J_1}). \quad (13)$$

Расщепление линий, равное  $\omega_L$ , называется *нормальным зеемановским расщеплением*. Так как  $(g_{J_2} m_{J_2} - g_{J_1} m_{J_1})$  – рациональная дробь, то расщепление линий при сложном эффекте Зеемана равно рациональной дроби от нормального зеемановского расщепления  $\omega_L$ .

Рассмотрим в качестве примера расщепление для дублета главной серии натрия. Энергетический уровень  ${}^2P_{3/2}$  с полным моментом  $J=3/2$  расщепляется на четыре подуровня, соответствующие четырем возможным ориентациям полного момента относительно магнитного поля ( $m_J = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$ ). Энергетические уровни  ${}^2P_{1/2}$  и  ${}^2S_{1/2}$  с полным моментом  $J=1/2$  расщепляются на два подуровня каждый, которые соответствуют двум возможным ориентациям полного магнитного момента относительно индукции магнитного поля ( $m_J = -1/2, 1/2$ ). Схема переходов приведена на рис. 1.

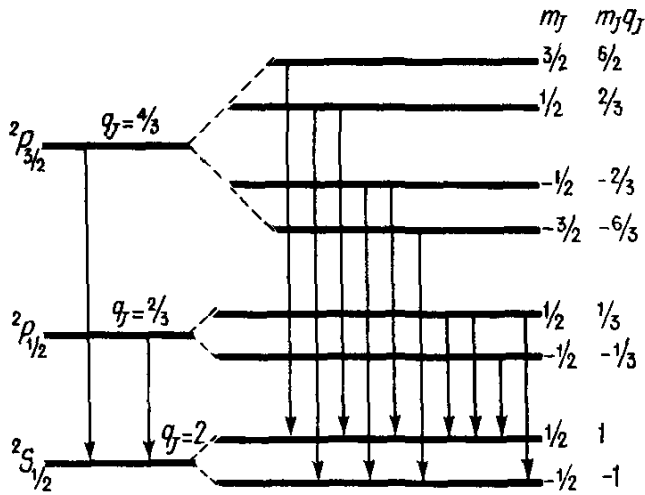


Рис. 1 Расщепление энергетических уровней атома натрия, переходы между которыми обуславливают излучение главной серии

Справа на рисунке указано значение  $g_J m_J$  для каждого уровня натрия в магнитном поле. Вычислив разности этих величин для разрешенных переходов, получаем по формуле (13) следующие значения для расщеплений различных линий:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_L} = \frac{5}{3}, \frac{4}{3}, \frac{3}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{2}{3}, -\frac{3}{3}, -\frac{4}{3}, -\frac{5}{3}. \quad (14)$$

Характерным для сложного эффекта Зеемана является расщепление линий в магнитном поле на большое число компонент, причем расщепление переменное и равно рациональной дроби от нормального зеемановского расщепления.

**Простой эффект Зеемана.** Предположим, что полный спиновый момент атома равен нулю:

$$\Delta S = 0. \quad (15)$$

В этом случае

$$J = L, \quad g_J = g_L = 1. \quad (16)$$

С учетом этого  $\Delta\omega$  может принимать следующие значения

$$\Delta\omega = (-\omega_L, 0, \omega_L), \quad (17)$$

т.е. каждая линия излучения расщепляется на три, а расщепление равно нормальному зеемановскому расщеплению. Такого рода расщепление линий называется *нормальным или простым эффектом Зеемана*. Он является частным случаем сложного эффекта Зеемана и наблюдается у атомов, полный спин которых равен нулю, т. е. в спектрах с синглетными линиями.

**Сильные поля.** В сильном магнитном поле связь между  $\mathbf{M}_L$  и  $\mathbf{M}_S$  разрывается и они начинают прецессировать порознь вокруг направления  $\mathbf{B}$  и, следовательно, проектируются на направление поля независимо друг от друга. В этом случае

$$E_{MB} = -B(M_{Lz} + M_{Sz}) = -\mu_B B(g_L m_L + g_S m_S) = -\hbar\omega_L(m_L + 2m_S), \quad (18)$$

т. е. расщепление становится целым кратным нормального расщепления. Для переходов имеют место правила отбора:

$$\Delta m_L = 0, \pm 1, \quad \Delta m_S = 0. \quad (19)$$

В результате получается нормальный зеемановский триплет. То есть в сильном поле сложный эффект Зеемана превращается в простой. Такое явление называется *эффектом Пашена-Бака*. Этот эффект наблюдается, когда магнитное расщепление линий становится больше мультиплетного расщепления.

## 7.2 Опыты Штерна и Герлаха

О. Штерн предложил в 1921 г. идею эксперимента по измерению магнитного момента атома, который был выполнен им совместно с В. Герлахом в 1922 г.

Рассмотрим атом с магнитным моментом  $\mathbf{M}$  в магнитном поле  $\mathbf{B}$ . Потенциальная энергия взаимодействия магнитного момента и внешнего магнитного поля дается выражением, аналогичным (6):

$$U = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}. \quad (20)$$

Тогда сила, действующая на атом, дается выражением:

$$\mathbf{F} = -\nabla U = \nabla(\mathbf{M}\mathbf{B}). \quad (21)$$

Отметим, что это выражение верно только при условии  $\text{rot } \mathbf{B} \equiv [\nabla \mathbf{B}] = 0$ , то есть в месте нахождения атома плотность токов, возбуждающих внешнее поле  $\mathbf{B}$  равна нулю (в общем случае  $\mathbf{F} = \nabla(\mathbf{M}\mathbf{B}) - [\mathbf{M}, \text{rot } \mathbf{B}]$ ). Если магнитное поле  $\mathbf{B}$  однородно, то  $\nabla \mathbf{B} = 0$  и сила, действующая на атом, также равна нулю. В неоднородном поле эта сила отлична от нуля и ее компоненты определяются выражениями:

$$\begin{aligned} F_x &= \mathbf{M} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{B} = M_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + M_y \frac{\partial B_y}{\partial x} + M_z \frac{\partial B_z}{\partial x}; \\ F_y &= \mathbf{M} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{B} = M_x \frac{\partial B_x}{\partial y} + M_y \frac{\partial B_y}{\partial y} + M_z \frac{\partial B_z}{\partial y}; \\ F_z &= \mathbf{M} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{B} = M_x \frac{\partial B_x}{\partial z} + M_y \frac{\partial B_y}{\partial z} + M_z \frac{\partial B_z}{\partial z}. \end{aligned} \quad (22)$$

Пусть атом движется в направлении  $x$ , магнитное поле  $\mathbf{B}$  направлено вдоль оси  $z$  ( $B = B_z$ ) и неоднородно только в направлении  $z$  ( $\partial B / \partial x = \partial B / \partial y = 0$ ). Тогда сила также направлена вдоль оси  $z$  ( $F = F_z$ ) и ее модуль определяется:

$$F = M_z \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (23)$$

Схема опытов Штерна и Герлаха приведена на рис. 2. Штерн и Герлах проводили опыты с атомами серебра. Пучок атомов серебра образовывали в результате нагрева до высокой температуры металлических паров в замкнутом сосуде *И*. Выходящий из маленького отверстия сосуда *И* пучок атомов серебра коллимировали системой диафрагм и направляли между полюсами магнита. Форма полюсов магнита (рис. 3) обеспечивала неоднородность поля в нужном направлении. В области движения атомов был создан высокий вакуум.

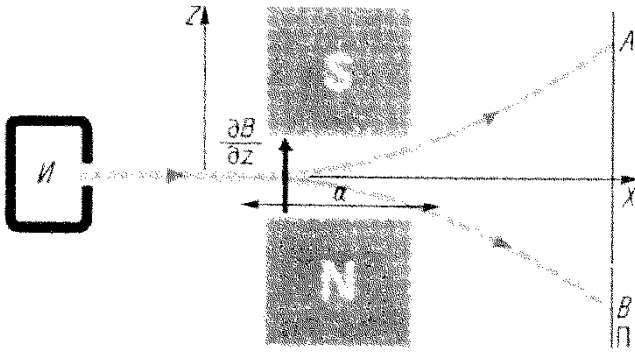


Рис. 2 Схема опытов Штерна и Герлаха

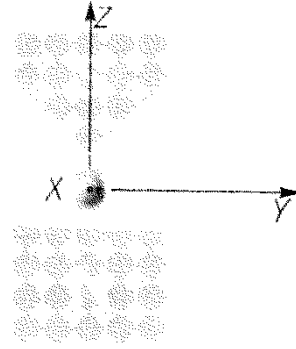


Рис. 3 Форма полюсов магнитов для создания неоднородного поля

При попадании на холодную пластину  $\Pi$  атомы серебра осаждались на ней. Плотность отложений атомов пропорциональна интенсивности пучка атомов и времени падения пучка на пластину.

Так как атомы отклонялись в области ненулевого магнитного поля незначительно, то величину  $\partial B/\partial z$  можно считать постоянной. Поэтому уравнение движения атома в пространстве между магнитами

$$m \frac{dv_z}{dt} = M_z \frac{\partial B}{\partial z} \quad (24)$$

где  $m$  – масса атома. Следовательно, при прохождении пути  $a$  между магнитами атом отклоняется от оси  $x$  на расстояние

$$z_1 = \frac{wt_1^2}{2} = \frac{M_z}{2m} \frac{\partial B}{\partial z} \left(\frac{a}{v}\right)^2 \quad (25)$$

где  $w = (M_z/m)(\partial B/\partial z)$  – ускорение вдоль оси  $z$ ,  $t_1 = a/v$  – время, за которое атом пролетает в пространстве между магнитами,  $a$  – путь атома вдоль оси  $x$  в пространстве между магнитами;  $v$  – скорость атома по оси  $x$ . При этом, атом приобретает скорость вдоль оси  $z$ :

$$v_{z1} = \frac{M_z}{m} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{a}{v} \quad (26)$$

Выйдя из пространства между магнитами, атом продолжает двигаться под постоянным углом к оси  $x$  по прямой линии и нетрудно вычислить его полное отклонение от оси  $x$  на любом расстоянии от магнита. Если расстояние от магнита до пластины  $\Pi$  равно  $b$ , то полное отклонение атома от оси  $x$ :

$$\Delta z = z_1 + v_{z1}t_2 = \frac{M_z}{2m} \frac{\partial B}{\partial z} \left(\frac{a}{v}\right)^2 + \frac{M_z}{m} \frac{\partial B}{\partial z} \frac{a}{v} \frac{b}{v} = \frac{M_z a(a+2b)}{2mv^2} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (27)$$

где  $t_2 = b/v$  – время, за которое атом пролетает расстояние от магнитов до пластины.

По классическим представлениям в пучке атомов магнитные моменты направлены под всевозможными углами к оси  $z$  и, следовательно,  $M_z$  принимает весь интервал значений от  $|\mathbf{M}|$  до  $-|\mathbf{M}|$ , где  $|\mathbf{M}|$  – модуль магнитного момента. Пучок атомов вдоль оси  $x$  (рис. 2) распределяется на экране  $\Pi$  между  $A$  и  $B$ . Наибольшие отклонения испытывают атомы, магнитные моменты

которых коллинеарны оси  $z$ . Измерив эти отклонения  $\Delta z$  можно определить магнитный момент атома:

$$M_z = \frac{2mv^2 \Delta z}{a(a+2b)(\partial B/\partial z)}. \quad (28)$$

Результат опыта оказался весьма загадочным. Все атомы в плоскости  $y=0$  сконцентрировались около точек  $A$  и  $B$  (рис. 2), а в области между  $A$  и  $B$  никаких атомов не оказалось. Атомы пучка вблизи плоскости  $y=0$  также сконцентрировались вблизи своих максимально возможных отклонений. Область отложения атомов серебра на пластине  $\Pi$  закрашена на рис 4.

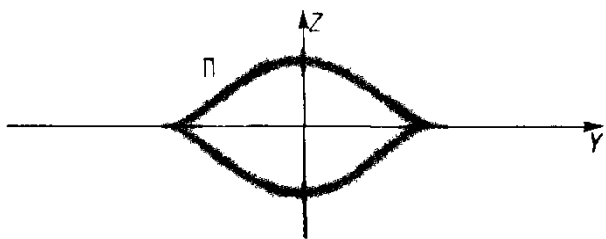


Рис. 4 Область отложения атомов серебра в опыте Штерна - Герлаха

Получается, что магнитные моменты атомов направлены параллельно оси  $z$ , а под углом к оси  $z$  направлены быть не могут, т. е. приходится признать, что ориентация магнитных моментов относительно магнитного поля изменяется дискретно. Это проявление *пространственного квантования*.

Объяснение количественных результатов этого опыта стало возможным лишь в 1925 г., когда был открыт спин электрона. Было установлено, что магнитный момент атома серебра обусловлен не орбитальными моментами электронов, а собственным магнитным моментом электрона, связанным с его спином.