

$0,033 \text{ см}^{-1}$ выше уровня $2^2P_{1/2}$. Этот сдвиг составляет почти 10% от длины радиоволны и, конечно, далеко превышает возможные ошибки опыта.

Основное преимущество данного радиоспектроскопического метода состоит в том, что здесь непосредственно определяется искомая величина, в то время как принципиальный недостаток обычного оптического метода заключался в том, что искомая величина определялась как малая разность двух очень больших чисел (волновые числа компонент H_α); это приводило к исключительно высоким требованиям к точности. Полученный результат вызвал огромный интерес теоретиков. Оказалось, что сдвиг $2^2S_{1/2}$ -уровня связан с взаимодействием электрона с «вакуумом», который ни в коей мере нельзя рассматривать как пустоту в буквальном смысле слова.

§ 70. Атом в силовом поле

До сих пор речь шла об излучении изолированного атома, не подвергающегося никаким внешним воздействиям. В действительности мы, конечно, никогда не имеем дела с такими условиями излучения. Атом всегда находится в поле электрических и магнитных внешних сил. Правда, при свечении разреженного газа условия приближаются к идеальным и атомы можно считать изолированными. Но при сколько-нибудь значительной плотности светящегося газа или пара атомы и ионы уже начинают действовать друг на друга своими электрическими и магнитными полями. Вместе с тем ясно, что энергия атома, попадающего в электрическое или магнитное поле, изменяется, причем тем сильнее, чем больше эти поля. Таким образом, система уровней энергии атома должна измениться и соответственно изменится спектр, определяемый этой системой.

Интересно отметить, что Фарадей еще в 1862 г. пытался экспериментально обнаружить влияние магнитного поля на излучаемый спектр, однако из-за несовершенства приборов сделать это ему не удалось. Только в 1896 г. Зееман обнаружил, что если поместить источник света между полюсами мощного электромагнита, то все линии спектра как бы уширяются. В дальнейшем, пользуясь спектральной аппаратурой с большой разрешающей силой, удалось установить, что уширение вызывается расщеплением каждой линии на несколько компонент. Это явление было названо *эффектом Зеемана*. Вскоре после его открытия Лорентцем была дана теория этого эффекта. Теория Лорентца носит название классической, так как она основана на классической модели атома как осциллятора, в котором колеблется электрон.

На колеблющийся электрон в магнитном поле начинает действовать сила Лорентца (т. II, § 67), усложняющая движение электрона. Сила Лорентца перпендикулярна к направлению движения электрона и направлению магнитного поля H . Поэтому имеет смысл

разложить первоначальное линейное колебание на два взаимно-перпендикулярных колебания: одно — направленное по полю H , другое — перпендикулярное к нему (рис. 270). На компоненту колебания, параллельную полю, сила Лорентца никак не влияет, так как ее составляющая по этому направлению равна нулю (сила перпендикулярна к полю).

Наоборот, на компоненту колебания, перпендикулярную к полю, сила Лорентца окажет довольно сложное действие. Чтобы наглядно представить себе это действие, следует перпендикулярную

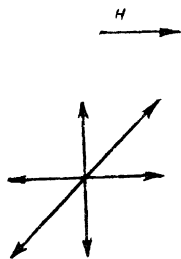


Рис. 270. Разложение колебания электрона.

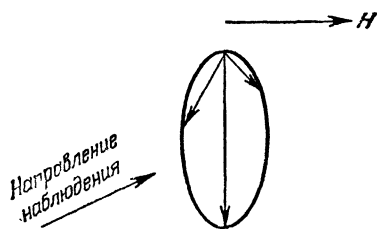


Рис. 271. Разложение линейного колебания на два круговых колебания.

компоненту колебания в свою очередь разложить (рис. 271) на два противоположно направленных колебания (так же, как это делалось выше, в теории вращения плоскости поляризации; § 39).

При включении магнитного поля одно из этих колебаний ускорится, другое замедлится. Интересно отметить, что сила Лорентца непосредственно не может вызвать эти изменения скорости, так как она направлена всегда перпендикулярно к направлению скорости и не меняет ее абсолютную величину. Изменения скоростей происходят за счет действия вихревого электрического поля, возникающего в момент включения магнитного поля и исчезающего при достижении магнитным полем конечной величины. Можно показать, что работа, совершаемая вихревым электрическим полем над электроном, пропорциональна просто конечной напряженности магнитного поля H и не зависит от скорости его нарастания.

Таким образом, вместо двух круговых колебаний с одинаковыми частотами ω_0 возникают два круговых колебания с двумя несколько измененными частотами: $\omega_0 + \Delta\omega_0$ и $\omega_0 - \Delta\omega_0$, где

$$\Delta\omega_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} H.$$

Изменение частот $\Delta\omega_0$ зависит от удельного заряда электрона $\frac{e}{m}$ и напряженности поля H . При наблюдении перпендикулярно к полю мы должны увидеть «в профиль» два измененных круговых

колебания, которые дадут две спектральные линии с соответствующими частотами $\omega_0 + \Delta\omega_0$ и $\omega_0 - \Delta\omega_0$ (рис. 272). Обе линии плоско поляризованы, и электрические векторы световых колебаний у этих линий направлены перпендикулярно к полю. Кроме того, посередине между ними будет наблюдаться спектральная линия с неизменной частотой ω_0 , соответствующая компоненте колебания, параллельной полю.

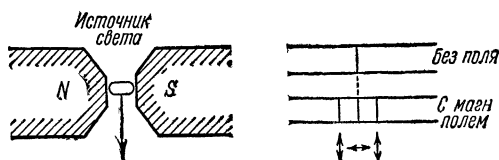


Рис. 272. Наблюдение явления Зеемана в направлении, перпендикулярном к магнитному полю.

Линия также плоско поляризована, но ясно, что электрический вектор световых колебаний этой линии должен быть параллелен полю. При наблюдении вдоль поля (рис. 273) обе крайние линии сохраняются, но теперь мы наблюдаем колебания уже не «в профиль», поэтому линии приобретают круговую поляризацию. Средняя линия ω_0 исчезает, так как диполь не излучает вдоль направления своей оси. Все эти выводы теории Лорентца в ряде случаев хорошо

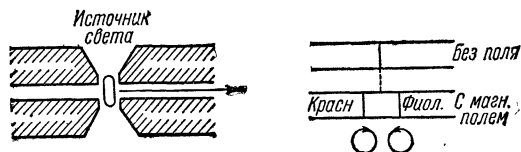


Рис. 273. Наблюдение явления Зеемана в направлении, параллельном магнитному полю.

совпали с экспериментальными данными, причем из измеренного значения $\Delta\omega_0$ получилось правильное значение удельного заряда электрона.

Однако это совпадение между теорией и опытом наблюдается до тех пор, пока мы имеем дело с одиночными линиями (сингулетами); как только мы переходим к мультиплетным линиям, картина резко усложняется и появляется большое число компонент. Это явление не могло быть понято в рамках классической теории и потребовало привлечения квантовых представлений, на основе которых была создана теория, объясняющая все детали эффекта Зеемана.

Как всякий магнитный диполь атом приобретает в магнитном поле дополнительный запас магнитной энергии ΔE (т. II, § 58):

$$\Delta E = \mu H \cos \alpha, \quad (2)$$

где μ — результирующий магнитный момент атома, H — напряженность поля, α — угол между μ и H .

Дозволенные значения угла α определяются пространственным квантованием, согласно которому проекция результирующего механического вращательного момента атома \mathbf{j} на направление поля должна быть равна величине

$$m_j \frac{h}{2\pi}.$$

Магнитное квантовое число m_j дает величину вращательного момента, возникающего в результате прецессии атома, как намагниченного волчка вокруг направления магнитного поля.

Квантовое число m_j изменяется в пределах от $-j$ до $+j$ (рис. 274), следовательно, число дозволённых ориентаций \mathbf{j} по отношению к магнитному полю H равно $2j+1$.

Каждой ориентации \mathbf{j} соответствует определенный угол α , следовательно, определенное значение ΔE и, наконец, определенная энергия атома $E_0 + \Delta E$, где E_0 — энергия атома без магнитного поля.

Таким образом, в магнитном поле каждый энергетический уровень атома расщепляется на ряд уровней, что и увеличивает число возможных переходов, т. е. число линий в спектре. При этом чем к более сложной системе принадлежит исходный уровень, тем сложнее будет картина его расщепления (рис. 275).

Эта сложная картина упрощается при достаточно большой величине внешнего магнитного поля. Дело в том, что достаточно сильное поле как бы разрывает связь между собственным магнитным моментом электрона и магнитным моментом, возникающим при его движении по орбите. Тогда оба эти момента ориентируются совершенно независимым образом по отношению к внешнему полю.

П. Л. Капица исследовал в 1938 г. эффект Зеемана при полях, достигавших 500 000 э. Интересно отметить, что характер расщепления в сильных полях согласуется с выводами классической теории.

Исследование эффекта Зеемана оказалось прекрасным методом для определения внутреннего квантового числа j различных энергетических состояний сложных атомов. Квантовое число j имеет очень важное значение, так как оно определяет *статистический вес* данного энергетического состояния атома.

Как мы показали, в магнитном поле каждый энергетический уровень расщепляется на $2j+1$ подуровней. Если теперь напряженность поля стремится к нулю, то все эти подуровни опять сольются вместе и вместо $2j+1$ состояний будет одно состояние. В отсутствие магнитного поля энергия атома перестает зависеть от ориен-

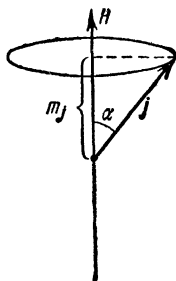


Рис. 274. Ориентация вектора \mathbf{j} по отношению к магнитному полю.

тации вращательного момента атома в пространстве. Когда энергия системы перестает зависеть от какого-либо параметра, говорят о *вырождении системы*. Степень вырождения характеризует число способов, какими может быть реализовано данное энергетическое состояние системы. Например, у атома водорода имеется вырождение по отношению к форме орбиты, т. е. по отношению к квантовому числу l . В случае сложного атома число способов реализации каждого энергетического состояния будет, очевидно, равно $2j+1$. Чем большим числом способов можно реализовать данное состояние атома, тем вероятнее нахождение атома в этом состоянии. Поэтому выражение $2j+1$ и называется статистическим весом атомного состояния.

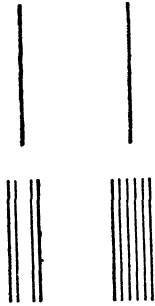


Рис. 275. Сложный эффект Зеемана для дублета натрия; сверху — дублет в отсутствие поля, внизу — расщепление в магнитном поле.

Современная теория вращения плоскости поляризации в магнитном поле рассматривает это явление как следствие эффекта Зеемана. В результате эффекта Зеемана изменяются собственные частоты атомов вещества, что приводит к изменению хода дисперсионной кривой, причем существенную роль начинает играть поляризация света. Скорость распространения правополяризованной по кругу волны становится отличной от скорости распространения левополяризованной волны.

Влияние электрического поля на спектр, излучаемый атомом, значительно меньше, чем влияние магнитного поля. Вследствие этого изменение спектра под воздействием электрического поля удалось обнаружить лишь в 1913 г. (Штарк), несмотря на то, что этот эффект еще в 1897 г. был предсказан Фойхтом.

Штарк обнаружил, что в спектре атомов водорода (каналовых лучей), помещенных в сильное электрическое поле, порядка десятков тысяч вольт на сантиметр, линии бальмеровской серии расщепляются на ряд компонент. Это явление получило наименование *эффекта Штарка*. Схема установки для наблюдения эффекта Штарка в ее первоначальном виде приведена на рис. 276: в разрядной водородной трубке с анодом A и катодом K наблюдают свечение каналовых лучей, прошедших сквозь катод K . Для наблюдения служит кварцевое окно F . За катодом помещен третий электрод B . Между ним и катодом прикладывается большая разность потенциалов, создающая сильное электрическое поле в этом пространстве. При этом наблюдалось указанное выше расщепление спектральных линий на большое число компонент. При эффекте Штарка, так же как и при эффекте Зеемана, наблюдаются различный вид спектральных линий в зависимости от того, смотрим мы вдоль поля или перпендикулярно к нему (рис. 277), и поляризация отдельных компонент. У водорода и водородоподобных ионов наблюдается *линей-*

ный эффект Штарка с расщеплением, пропорциональным первой степени напряженности поля. У сложных атомов наблюдается *квадратичный* эффект Штарка со сдвигом спектральных линий, пропорциональным квадрату напряженности поля E^2 . Это различие в поведении водорода и сложных атомов в электрических полях может быть понято на основе орбитальной модели.

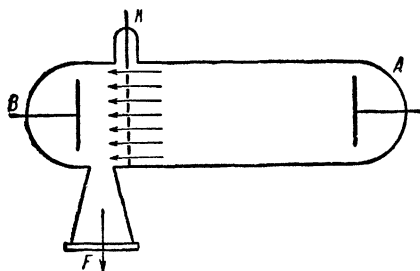


Рис. 276. Схема установки для наблюдения явления Штарка.

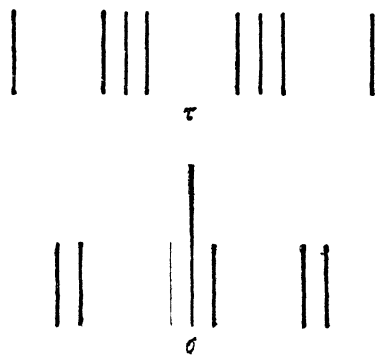


Рис. 277. Расщепление спектральных линий в электрическом поле.

Дополнительная энергия, приобретаемая атомом во внешнем электрическом поле, представляет собой потенциальную энергию электрического диполя в электрическом поле. При движении электрона по орбите в атоме водорода он быстрее проходит участки, близкие к ядру (перигелий), и медленнее движется на далеких участках (афелий), т. е. электрон больше времени находится на удаленных от ядра участках орбиты. Если усреднить по времени координаты электрона, то окажется, что электрон можно заменить электрическим зарядом, помещенным в точку С (рис. 278), находящуюся на большой оси орбиты, на расстоянии $\frac{3}{2}ae$ от ядра (где e — эксцентриситет орбиты). Таким образом, центр тяжести отрицательного заряда не совпадает с центром положительного заряда и атом водорода обладает средним (по времени) электрическим дипольным моментом, отличным от нуля. Этот диполь и приобретает энергию, пропорциональную напряженности внешнего поля.

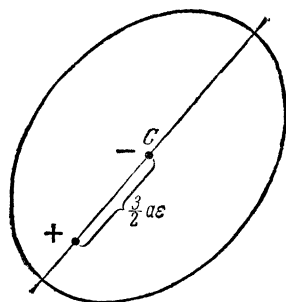


Рис. 278. Дипольный момент атома водорода.

У сложных атомов орбита равномерно вращается вокруг атомного остатка (§ 67), имеется полная симметрия и средний

электрический дипольный момент поэтому равен нулю. Во внешнем поле атом электрически поляризуется и у него возникает дипольный момент. Но в данном случае величина дипольного момента уже не постоянна, а сама пропорциональна напряженности поля. Дополнительная потенциальная энергия атома, пропорциональная произведению дипольного момента на напряженность поля, теперь, очевидно, должна квадратично зависеть от напряженности поля. В сильных полях прецессия орбиты нарушается и появляется линейный эффект Штарка.

Как и в случае эффекта Зеемана, классическая теория не могла дать полного объяснения всех наблюдаемых здесь особенностей, и только на основе квантовых представлений удалось полностью разобраться во всем этом сложном комплексе явлений. Расщепление линий при эффекте Штарка, так же как при эффекте Зеемана, объясняется тем, что каждый энергетический уровень атома как бы расщепляется на несколько уровней вследствие возмущающего действия электрического поля. Теория эффекта Штарка математически заключается, собственно говоря, в подсчете этого возмущающего действия, но она настолько сложна, что мы лишены возможности изложить ее здесь более подробно.

Чем симметричнее электронная оболочка атома, тем слабее влияние внешнего поля. Поэтому, например, межатомное взаимодействие слабее сказывается на линиях, соответствующих переходам с *S*-уровней, чем на линиях, соответствующих переходам с *D*-уровней. В результате линии, обусловленные переходами с *S*-уровней, сохраняют свою резкость (резкие серии), а линии, возникающие при переходах с *D*-уровней, расширяются за счет эффекта Штарка, вызванного атомными и ионными полями, и становятся диффузными (диффузные серии).

Расщепление линий, вызванное межатомным взаимодействием, ограничивает число членов в одной спектральной серии, так как расширившиеся линии сливаются у границы серии в сплошной фон. Таким образом, реальное число членов каждой серии порядка десятков, а отнюдь не бесконечно и зависит от условий, в которых находится атом.

Интересный случай эффекта Штарка, вызванного молекулярными полями, наблюдается в ультрафиолетовом спектре поглощения растворов ртутных соединений в воде, гексане и других жидкостях. Резонансная линия ртути 2537 Å оказывается расщепленной на две компоненты. Расстояние между компонентами соответствует напряженности поля около 30 миллионов вольт на сантиметр. Эта величина согласуется с оценками молекулярного поля, сделанными на основании других данных.

Исследование расщепления линий, испускаемых Солнцем и звездами, дает важные сведения о физических условиях в наружных слоях этих небесных тел.