

сильное постоянное магнитное поле. Для создания перпендикулярного модулирующего магнитного поля применяется дополнительная катушка K , питаемая переменным током с частотой 50 Гц. При наступлении резонанса увеличивается поглощение высокочастотного электромагнитного поля. Это проявляется в уменьшении добротности колебательного контура генератора и даже в срыве генерации. Высокочастотный сигнал, появляющийся во внешней цепи, индуктивно связанной с колебательным

контуром генератора, детектируется и усиливается усилителем Y . Затем получается его развертка, совершенно так же, как при исследовании ЭПР.

10. В заключение заметим, что, помимо электронного и ядерного параметрических резонансов, различают также *ферромагнитный резонанс*, связанный с изменением ориентации электронных магнитных моментов внутри доменов или между доменами ферромагнетика, а также *антиферромагнитный резонанс*, связанный с изменением ориентации спиновых магнитных моментов в антиферромагнетике. Частным случаем последнего резонанса является *ферримагнитный резонанс* — резонанс, происходящий в ферримагнетиках, т. е. антиферромагнетиках с неполностью компенсированными противоположно направленными магнитными моментами спинов решетки, а потому обладающими ферромагнитными свойствами. Ограничимся еще упоминанием, что к магнитному резонансу иногда формально причисляют *диамагнитный (циклонный) резонанс*, имеющий, однако, совершенно иную физическую природу.

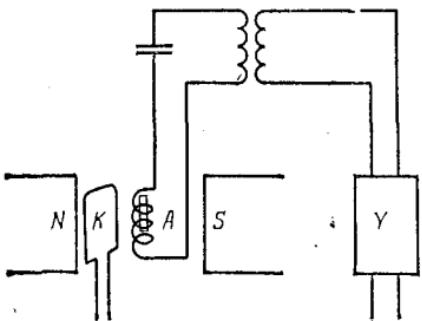


Рис. 79

ромагнетика, а также *антиферромагнитный резонанс*, связанный с изменением ориентации спиновых магнитных моментов в антиферромагнетике. Частным случаем последнего резонанса является *ферримагнитный резонанс* — резонанс, происходящий в ферримагнетиках, т. е. антиферромагнетиках с неполностью компенсированными противоположно направленными магнитными моментами спинов решетки, а потому обладающими ферромагнитными свойствами. Ограничимся еще упоминанием, что к магнитному резонансу иногда формально причисляют *диамагнитный (циклонный) резонанс*, имеющий, однако, совершенно иную физическую природу.

§ 43. Эффект Штарка

1. Явление Штарка (1874—1957) состоит в том, что при наложении электрического поля энергетические уровни атомов, молекул и кристаллов смещаются и расщепляются на подуровни. Это проявляется в расщеплении и смещении спектральных линий в спектрах испускания и поглощения указанных тел. Об этом явлении уже кратко говорилось в т. IV, § 93. Там указывалось, какие экспериментальные трудности возникают при наблюдении явления и как Штарку удалось их преодолеть. Штарк открыл явление, названное его именем, а затем подробно исследовал его на спектральных линиях серии Бальмера водорода. Впоследствии явление Штарка было обнаружено и на других атомах.

Уже с самого начала было выяснено, что классическая теория не в состоянии объяснить явление Штарка. Теория явления Штарка, основанная на полуклассической теории Бора, была независимо построена К. Шварцшильдом (1874—1916) и П. С. Эпштейном (1886—1966) в 1916 г. Их основные результаты были подтверждены в последовательно квантовомеханической теории,

развитой Шредингером в 1926 г. В обеих теориях используются вычислительные методы теории возмущений, развитые в небесной механике Лагранжем (1736—1813), Лапласом (1749—1827) и др., а затем модернизированные применительно к задачам квантовой механики. Вычисления довольно сложны и не могут быть здесь воспроизведены. Можно ограничиться только некоторыми качественными соображениями и окончательными результатами. При этом мы ограничимся штарк-эффектом только на атомах, а электрическое поле E будем предполагать однородным.

2. Уже из простых классических соображений легко понять, какую следует ожидать поляризацию компонент, на которые расщепляются спектральные линии при помещении источника света во внешнее электрическое поле E . В электрическом поле частота колебаний элементарного источника света (электрона) зависит от того, совершаются ли колебания вдоль поля E или перпендикулярно к нему. Во всех случаях в наблюдаемом свете ввиду его поперечности возможны только колебания, перпендикулярные к линии наблюдения. Если линия наблюдения сама перпендикулярна к полю E , то колебания, удовлетворяющие этому условию, могут происходить как по полю E , так и перпендикулярно к нему. Они, вообще говоря, происходят с различными частотами, а потому в наблюдаемом спектре все линии окажутся поляризованными линейно: часть линий будет поляризована вдоль поля E (π -компоненты), а остальная часть перпендикулярно к нему (σ -компоненты).

Если же линия наблюдения направлена вдоль поля E , то все колебания, сопровождающиеся излучением света, направлены только перпендикулярно к E . Поэтому в наблюдаемом спектре могут появиться только σ -компоненты. Все они будут неполяризованы, поскольку сила, действующая со стороны электрического поля E на колеблющийся электрон, не зависит от величины и направления скорости движения последнего. В этом существенное отличие электрического поля от магнитного. Сила, действующая на электрон со стороны магнитного поля, пропорциональна его скорости v и меняет свое направление на противоположное с изменением на противоположное направления скорости v . Поэтому-то она и изменяет угловые скорости круговых вращений электрона, на которые можно разложить его колебательное движение. Это изменение зависит от направления вращения электрона, с чем и связан продольный эффект Зеемана. В случае электрического поля подобного изменения нет, а потому компоненты штарковского расщепления при продольном наблюдении оказываются *неполяризованными*. При наблюдении же под углом к полю E эти компоненты окажутся поляризованными *частично*.

3. Явление Штарка выглядит по-разному в зависимости от того, имеется у атома (в отсутствие электрического поля E) дипольный электрический момент p или не имеется. В первом случае при наложении электрического поля E , если ограничиться линейными по полю членами, атом получает дополнительную энергию $(-pE)$, пропорциональную первой степени электрического поля. Смещение и расщепление спектральных линий получается также пропорциональными первой степени электрического поля. Такой эффект и был обнаружен Штарком.

Во втором случае у атома нет собственного электрического момента. В электрическом поле возбуждается лишь *индексированный дипольный момент* $p = \beta E$, где β — поляризуемость атома, которая может быть вычислена методами квантовой механики. При увеличении электрического поля от 0 до E дипольный момент атома также увеличивается от 0 до p . При этом над атомом совершается работа $(pE)/2 = \beta E^2/2$, которая идет на приращение потенциальной энергии атома в электрическом поле. (Коэффициент $1/2$ появляется по той же причине, что и в аналогичном случае при вычислении потенциальной энергии упругого деформированного тела, подчиняющегося закону Гука.) Смещение и расщепление спектральных линий окажутся пропорциональными E^2 . Эффект Штарка в этом случае называется *квадратичным*. Он, разумеется, много меньше линейного эффекта, почему и был обнаружен позднее.

Конечно, атом с собственным дипольным моментом в электрическом поле получает и добавочный дипольный момент. В первом приближении этот добавочный момент можно считать пропорциональным полю. Тогда получится наложение линейного и квадратичного эффектов Штарка. Картина расщепления уровней окажется несимметричной: все подуровни будут смещены в сторону более низких энергий, и тем сильнее, чем выше они расположены. Сами линии окажутся смещенными в красную сторону спектра. Это смещение невелико. Например, для одной из штарковских компонент линии H_α оно составляет

примерно 1 см^{-1} , тогда как расстояние между крайними штарковскими компонентами этой линии составляет 200 см^{-1} ¹⁾.

В полях, не превышающих 10^5 В/см , квадратичным эффектом Штарка в водороде можно полностью пренебречь. Квадратичный член $\sim E^2$ в водороде начинает сказываться только при более сильных полях. В полях, превышающих примерно $4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, проявляется и член третьей степени $\sim E^3$, который также вычислен наряду с членом $\sim E^2$. С учетом этих членов теория хорошо согласуется с опытом в самых сильных электрических полях, вплоть до полей порядка 10^6 В/см , которых удалось достигнуть в настоящее время.

4. Причина, по которой в водороде, его изотопах (дейтерий и тритий) и водородоподобных ионах эффект Штарка линейный, состоит в том, что в этих

случаях электрическое поле ядра, в котором движется электрон, кулоново. В кулоновом же поле энергетические уровни электрона вырождены по l . Все состояния одноэлектронного атома с одним и тем же значением главного квантового числа n , отличающиеся значением l , в этом случае обладают *одной и той же энергией*. При этом состояния, суперпозицией которых получается

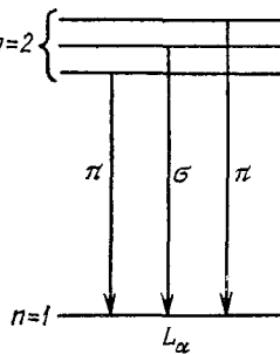


Рис. 80

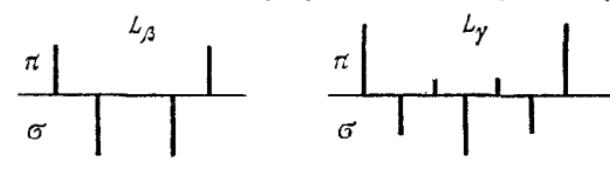


Рис. 81

любое состояние с заданным n , уже в отсутствие внешнего электрического поля обладают *собственными дипольными электрическими моментами*. При наложении внешнего электрического поля вырождение (частично) снимается, и энергетические уровни, соответствующие различным состояниям, испытывают разные смещения. Но все эти смещения и связанное с ними расщепление спектральных линий пропорциональны полю E , почему эффект Штарка и получается *линейным*.

В случае более сложных атомов и ионов с одним валентным электроном атом может рассматриваться также как одноэлектронная система. Однако в этом случае поле ядра, в котором движется электрон, искажено внутренними электронными оболочками, а потому уже не является кулоновым. В таком поле вырождения по l нет. Более подробное исследование показывает, что в каждом из состояний, характеризуемых квантовыми числами n и l , средний собственный электрический момент атома равен нулю. Поэтому при наложении поля расщепление уровней начинается с членов, квадратичных по полю E . Эффект Штарка оказывается *квадратичным*.

¹⁾ Как видно из формулы $1/\lambda = v/c$, $1 \text{ см}^{-1} = c \text{ Гц} = 3 \cdot 10^{10} \text{ Гц} = 3 \cdot 10^4 \text{ МГц}$.

5. Обращаемся к рассмотрению эффекта Штарка в водороде. При этом не будем учитывать спин электрона, т. е. будем пренебрегать спин-орбитальным взаимодействием. В этом приближении задача сводится к решению уравнения Шредингера с учетом потенциальной энергии атома во внешнем электрическом поле. В этом случае задача обладает *цилиндрической симметрией*, причем ось симметрии направлена параллельно электрическому полю. Сферические координаты r , ϑ , ϕ хорошо приспособлены для решения задач в полях, обладающих сферической симметрией, но неудобны в случае цилиндрической симметрии. В этом случае более удобны так называемые *параболические координаты*, обладающие нужной симметрией. Решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к результату, что в постоянном электрическом поле энергетический уровень с главным квантовым числом n распадается на $2n - 1$ подуровней. Переходы между этими подуровнями, подчиняющиеся правилам отбора, и определяют компоненты, на которые расщепляются спектральные линии водорода при наложении электрического поля.

При наличии внешнего электрического поля закон сохранения момента количества движения, вообще говоря, не имеет места. Однако в постоянном однородном электрическом поле должна сохраняться *проекция момента количества движения* на направление электрического поля. Поэтому в этом случае сохраняют силу и правила отбора по магнитному квантовому числу m_l , определяющему указанную проекцию (спин s , как сказано выше, не учитывается). При $\Delta m_l = 0$ возникает π -компонент, а при $\Delta m_l = \pm 1$ σ -компоненты. Эти правила отбора и определяют возможные переходы.

Простейшей является картина расщепления водородных линий серии Лаймана. Линии этой серии получаются при переходах с вышележащих уровней на уровень $n = 1$, который не расщепляется ($2n - 1 = 1$). Уровень $n = 2$ расщепляется на $2n - 1 = 3$ подуровня. Переходы с этих подуровней на уровень $n = 1$ дают три компоненты, на которые расщепляется линия L_α водорода. Эти переходы изображены на рис. 80. Уровни $n = 3$ и $n = 4$ расщепляются соответственно на $2n - 1 = 5$ и $2n - 1 = 7$ подуровней. При переходах с них на уровень $n = 1$ возникают компоненты, на которые расщепляются линии L_β и L_γ . Картина расщепления представлена на схематическом рис. 81. Здесь π -компоненты изображены жирными линиями, отложенными вверх, а σ -компоненты — такими же линиями, отложенными вниз. Длины этих линий показывают относительные интенсивности спектральных компонент, возникающих при наложении электрического поля. Заметим, что в случае L_α центральная компонента отсутствует, так что линия L_α расщепляется на 4 компоненты. Линия L_γ расщепляется на 7 компонент, из которых четыре являются π -, а три σ -компонентами. Приведенные теоретические результаты подтверждаются опытами, которые, разумеется, должны выполняться с вакуумной спектральной аппаратурой (ультрафиолет!).

Несколько сложнее расщепляются спектральные линии серии Бальмера водорода. В этом случае переходы совершаются на три подуровня расщепившегося уровня $n = 2$. Ближайший уровень $n = 3$ расщепляется на 5 подуровней. В результате бальмеровская линия H_α возникающая при переходах с уровня $n = 3$ на уровень $n = 2$, расщепляется на 15 компонент, как это вид-

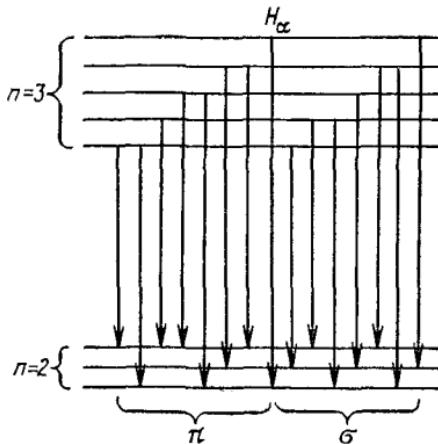


Рис. 82

но из рис. 82. Линия H_β расщепляется на 20 компонент, линия H_γ — на 27, линия H_δ — на 32 и т. д. (Центральные компоненты при расщеплении H_β , H_δ не появляются, с чем и связано уменьшение числа компонент соответственно с 21 до 20 и с 33 до 32.) Расщепление линий H_α и H_β при эффекте Штарка, предсказываемое теорией (согласующейся с опытом), показано на рис. 83. Аналогично расщепляются линии H_γ , H_δ ...

6. Описанная картина штарковского расщепления получается, если *не учитывать спин электрона*, т. е. пренебречь *тонкой структурой* спектральных линий.

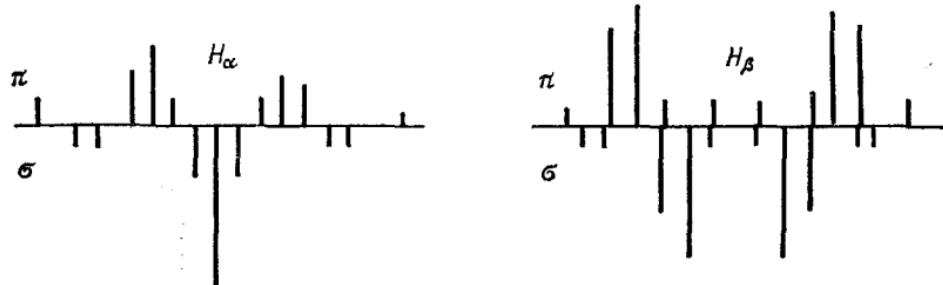


Рис. 83

ний. Это можно делать, когда штарковское расщепление значительно превосходит ширину тонкой структуры спектральной линии. В полях порядка десятков тысяч В/см и выше тонкая структура практически не играет роли. Такие электрические поля (как и в случае магнитных полей в эффекте Зеемана) можно назвать *сильными*. Когда же штарковское расщепление становится сравнимым или меньше ширины тонкой структуры, то электрическое поле называют *слабым*. Таким образом, приведенные выше результаты относятся к *сильным* (в указанном смысле) электрическим полям. В слабых полях эффект Штарка осложняется *тонкой структурой*.

§ 44. Лэмбовский сдвиг уровней атомных электронов

1. В § 38 указывалось, что, согласно релятивистской квантовой теории Дирака, энергии водородных и водородоподобных атомов и ионов с одинаковыми квантовыми числами n и j должны *точно совпадать* независимо от того, каково значение квантового числа l . При заданном j число l может принимать значения $j - 1/2$ и $j + 1/2$ в зависимости от того, как ориентирован спин электрона. Так, главному квантовому числу $n = 2$ (нижний терм водородной серии Бальмера) соответствуют три уровня $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$. Два первых уровня по теории Дирака должны совпадать, так как они имеют одно и то же квантовое число $j = 1/2$.

Действительно ли совпадают уровни $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ — этот вопрос пытались решить методами оптической спектроскопии, изучая тонкую структуру водородной линии H_α , возникающую при переходах с уровней с главным квантовым числом $n = 3$ на уровни с $n = 2$. Однако результаты получались противоречивыми. Одни исследователи находили полное согласие наблюдаемой тонкой структуры с теорией Дирака, тогда как другие приходили к результату, что уровни $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ смешены относи-