

Ответ. На 18. Из них шесть π -компонент и двенадцать σ -компонент.

2. С помощью интерферометра Фабри — Перо наблюдается зеемановское расщепление коротковолновой компоненты D -линии натрия в магнитном поле $B = 5000$ Гс. Каково должно быть расстояние d между зеркальными плоскостями интерферометра, чтобы он был пригоден для исследования расщепления рассматриваемой линии?

Решение. Как показано в тексте (см. рис. 73), рассматриваемая линия расщепляется в магнитном поле на шесть равноотстоящих компонент, расстояние между которыми составляет $\Delta_1\omega = \frac{2}{3}\Omega$, а между крайними $\Delta_2\omega = \frac{10}{3}\Omega$. Спектральный прибор для исследования расщепления должен не только разрешать расщепленные линии, но и не должен давать перекрытия порядков. Значит, область дисперсии прибора должна быть не меньше $\Delta_2\omega$. Но область дисперсии $\Delta\omega$ в частотах дается соотношением $\Delta\omega = \omega/m$, где $m = 2d/\lambda = \omega d/pc$ — порядок спектра. Таким образом, должно быть

$$\omega/m \geq \Delta_2\omega,$$

т. е.

$$\omega \leq \omega/\Delta_2\omega. \quad (41.13)$$

В результате находим

$$d \leq \frac{3}{5} \frac{\pi mc^2}{eB} = 0,64 \text{ см.}$$

Разрешающая способность прибора дается выражением $N_{\text{эф}}m$, где $N_{\text{эф}}$ — эффективное число интерферирующих пучков. Для разрешения необходимо

$$N_{\text{эф}}m \geq \omega/\Delta_1\omega, \text{ т. е. } N_{\text{эф}}m \geq 5\omega/\Delta_2\omega.$$

В сочетании с (41.13) это дает $N \geq 5$.

§ 42. Магнитный резонанс

1. В магнитном поле каждый уровень энергии атома расщепляется на $2J + 1$ подуровней. Подуровни одного и того же уровня отличаются квантовыми числами m_J , определяющими проекции вектора J на направление магнитного поля. Расщепление спектральных линий, наблюдаемое в эффекте Зеемана, возникает в результате квантовых переходов между подуровнями различных расщепившихся уровней. Спонтанные переходы между подуровнями одного и того же исходного уровня маловероятны: их вероятность пропорциональна кубу расстояния между подуровнями. Кроме того, в случае одного валентного электрона такие переходы запрещены правилом отбора $\Delta L \neq 0$.

Но правила отбора относятся к радиационным переходам *изолированных атомов*. Вынужденные переходы, т. е. переходы под действием внешних силовых полей, могут происходить и тогда, когда эти правила не выполняются. Точно так же могут существенно увеличиться и вероятности соответствующих квантовых переходов, если атом поместить в надлежащее внешнее силовое поле. Именно это происходит с квантовыми переходами между подуровнями одного и того же уровня, расщепившегося в постоянном магнитном поле B . Они начинают осуществляться с заметными скоростями, если на поле B наложить поперечное слабое переменное магнитное поле. Цикл явлений и методов

исследования, связанный с вынужденными переходами такого рода (по причинам, которые выяснятся в ходе изложения), называется *магнитным резонансом*.

2. Стого последовательное квантовомеханическое рассмотрение магнитного резонанса в общем курсе физики провести невозможно. Оно требует исследования вопроса о вероятностях вынужденных переходов атомных систем из одного состояния в другое. Однако для понимания сущности явления целесообразно воспользоваться простыми классическими соображениями. Это тем более оправдано, что явление магнитного резонанса было предсказано и понято именно на таком классическом пути. Результаты этого предсказания оказались в согласии с опытом, и классическими моделями пользуются и поныне, чтобы составить наглядную картину явления. Последовательное квантовомеханическое истолкование появилось несколько позже.

Итак, допустим, что частица с моментом количества движения J и магнитным моментом m помещена в однородное постоянное магнитное поле B . Пусть эти моменты связаны соотношением $m = gJ$, где g — гиromагнитное отношение. При этом предполагается, что за единицу J принимается постоянная Планка \hbar , а за единицу магнитного момента — магнетон Бора $e\hbar/(2\mu_e c) = 9,274 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс или ядерный магнетон $e\hbar/(2\mu_p c) = 5,050 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс, в зависимости от того, обусловлен ли магнитный момент частицы электронами или атомными ядрами. Здесь μ_e и μ_p — массы электрона и протона соответственно. Поэтому ядерный магнетон в 1836 раз меньше электронного магнетона Бора. Если же гиromагнитное отношение выражать в абсолютных единицах, то его мы будем обозначать через g_{abc} и писать $m = g_{abc}J$. Таким образом, величина g безразмерная, тогда как g_{abc} имеет размерность величины $e/\mu c$. Например, для спина электрона $g_{abc} = e/\mu_e c$, тогда как $g = 2$. Спины ядер по порядку величины такие же, как и у атомов, и выражаются целыми или полуцелыми числами, тогда как ядерные магнитные моменты в тысячи раз меньше электронных. Для частиц этого рода величина g может быть различной, но это обстоятельство сейчас не имеет значения.

На частицу в магнитном поле действует врачающий момент $[mB]$, так что

$$\mathbf{j} = [m\mathbf{B}] = g_{abc}[\mathbf{JB}].$$

Это — *уравнение волчка*. В установившемся состоянии момент J , а с ним и момент m будут совершать вынужденную регулярную прецессию (рис. 75) с угловой скоростью

$$\Omega = -g_{abc}\mathbf{B}. \quad (42.1)$$

Наложим теперь на поле B перпендикулярное к нему слабое магнитное поле B' , вращающееся вокруг B . Тогда прецессирующую

щая частица подвергнется действию дополнительного переменного момента сил $[mB']$. Этот момент, в зависимости от его направления, будет менять угол между векторами J и B . Если скорость прецессии Ω и угловая скорость вращения Ω' поля B' значительно отличаются друг от друга, то фазы этих двух вращений будут непрерывно расходиться, а вращающий момент $[mB']$ будет испытывать малые периодические изменения, быстро меняющиеся по величине и направлению. Такие изменения вызовут только малые изменения угла наклона между J и B , периодически и быстро меняющиеся во времени. Они будут либо немного приближать по направлению вектор J к вектору B , либо немного удалять, так что в среднем направление вектора J останется неизменным.

Совсем иная картина будет наблюдаться, когда Ω' совпадает с Ω . В этом случае и возникает магнитный резонанс. Он состоит в том, что дополнительный момент сил действует все время в одну и ту же сторону, устанавливая вектор J либо параллельно, либо антипараллельно постоянному магнитному полю B . При этом длина вектора J меняться не будет, но будет меняться его проекция J_z на направление поля B .

3. Результат квантового рассмотрения отличается от классического только в том отношении, что в квантовом случае проекция J_z квантуется, и по этой причине ее изменения во времени происходят скачкообразно, тогда как в классическом случае они совершаются непрерывно. Классическое рассмотрение приводит к заключению, что резонанс должен наблюдаваться только на одной частоте Ω . Если воспользоваться принципом соответствия, то это приводит к правилу отбора $\Delta m_J = \pm 1$, которое должно соблюдаться при квантовых переходах между подуровнями расщепившегося зеемановского уровня. Это означает, что разрешенными являются только переходы между соседними подуровнями. Действительно, расстояние между подуровнями составляет $\Delta\mathcal{E} = gB\Delta m_J\hbar$, так что частота перехода будет $\omega = \Delta\mathcal{E}/\hbar = gB\Delta m_J$, что совпадает с $\pm\Omega$ при условии $\Delta m_J = \pm 1$. Разумеется, это правило является также следствием сохранения момента импульса, так как вынужденный переход между подуровнями можно рассматривать как взаимодействие атомной системы с фотоном частоты Ω (см. § 39).

4. Для наблюдения магнитного резонанса удобнее пользоваться не вращающимся полем B' , а полем, синусоидально колеблющимся в одном и том же направлении перпендикулярно к основному полю B . Принципиально это ничего не меняет, так

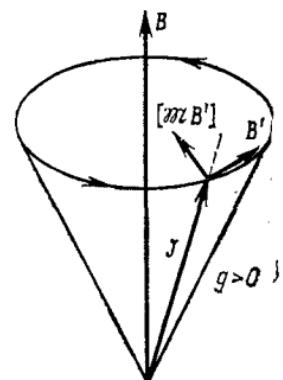


Рис. 75

как такое поле \mathbf{B}' можно представить в виде суммы двух полей одинаковой напряженности, вращающихся с одной и той же угловой скоростью Ω , но в противоположных направлениях. Из них поле, вращающееся против прецессии частицы, как выяснено выше, оказывает на нее быстро осциллирующее воздействие, не играющее роли в рассматриваемом явлении. Существенно только поле, меняющее угол между \mathbf{J} и \mathbf{B} все время в одну и ту же сторону, т. е. поле, вращающееся в том же направлении, что и прецессирующий вектор \mathbf{J} . Круговая частота Ω , необходимая для получения магнитного резонанса, определяется формулой (42.1). При переходе к длинам волн из нее получаем

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\Omega} = \frac{2\pi c}{|g_{abc}|B}. \quad (42.2)$$

Если магнитный и механический моменты частицы обусловлены электронами электронной оболочки атома, то магнитный резонанс называют *электронным парамагнитным резонансом* (ЭПР); если же атомными ядрами, то его называют *ядерным магнитным резонансом* (ЯМР). Различают также *ферромагнитный, антиферромагнитный, ферримагнитный и диамагнитный (циклотронный) резонансы*, о которых будет сказано в пункте 10. Магнитный резонанс широко применяется для определения магнитных моментов атомов и атомных ядер, для изучения строения молекул и кристаллов и т. д.

Для электронов спин равен $1/2$, так что $g_{abc} = e/\mu c$. При напряженности магнитного поля $B \approx 3 \cdot 10^3$ Гс формула (42.2) в этом случае дает

$$\lambda = 2\pi\mu c^2/eB \approx 3,5 \text{ см.}$$

Соответствующая частота

$$v = c/\lambda \approx 10^4 \text{ МГц.}$$

Это частоты микроволнового диапазона ($v > 300$ МГц, $\lambda < 1$ м), называемые также СВЧ. Ядерный магнитный резонанс при тех же магнитных полях должен наблюдаться на волнах в тысячи раз более длинных, частоты которых порядка нескольких мегагерц.

5. Исторически сначала наблюдался ядерный магнитный резонанс с нейтральными атомными молекулярными пучками по методу, разработанному Раби (р. 1898) в 1938 г. Механический и магнитный моменты электронных оболочек атомов или молекул, из которых состоит пучок, должны быть скомпенсированы, так что оба момента являются чисто ядерными. В методе Раби атомы или молекулы пучка, пройдя через щель (рис. 76), сначала попадают в неоднородное поле магнита A с градиентом, направленным перпендикулярно к щели, например вниз. За магнитом A расположен магнит C , создающий сильное однород-

ное постоянное поле \mathbf{B} , в котором расположена щель S . Затем идет магнит B , вполне аналогичный магниту A , но создающий неоднородное поле с градиентом, направленным противоположно градиенту поля магнита A , т. е. в нашем случае вверх. Магниты A и B , создающие неоднородные поля, конструируются аналогично тому, как это делается в опытах Штерна и Герлаха (см. § 36).

Если бы магнитов A и B не было, то пучок частиц, направленный вдоль оси прибора, прошел бы через щель S и попал на детектор D . Но в неоднородных полях, благодаря наличию у частиц пучка магнитных моментов, на них действуют поперечные силы $F = -m_z(dB/dz)$, направленные либо по, либо противоположно градиенту магнитного поля в зависимости от знака проекции m_z на направление поля. Такие силы искривляют траектории частиц. Источник создает частицы различных скоростей и направлений. Из них представляют интерес только частицы, проходящие через щель S . Сила F , действующая на частицу при ее движении по траектории, не меняется, так как при этом проекция m_z остается постоянной. Поэтому в первом приближении траектории интересующих нас частиц в поле магнита A можно считать окружностями, радиус R которых определяется уравнением $v^2/R = f$, где f — нормальная сила, действующая на единицу массы частицы в неоднородном поле магнита A . Все частицы таких направлений, не задержанные краями диафрагм, пройдут через щель S .

В поле магнита B , поскольку проекции m_z остаются прежними, траектории частиц будут такими же окружностями, но изогнутыми в противоположную сторону. При надлежащем поле магнита B отклонения частиц, вызванные магнитом A , компенсируются магнитом B , и частицы попадут на детектор D . Две траектории такого типа изображены на рис. 76. В этом случае детектор D зарегистрирует максимум тока частиц.

До сих пор предполагалось, что все магнитные поля постоянны. Наложим теперь на сильное постоянное поле \mathbf{B} магнита C поперечное к нему слабое радиочастотное магнитное поле \mathbf{B}' , гармонически меняющееся во времени с частотой ω . Такое поле будет вызывать вынужденные квантовые переходы частиц, в результате которых проекции m_z некоторых частиц будут изменяться, а с ними изменятся и силы, действующие на частицы в неоднородном поле магнита B . В пространстве, занятом полем

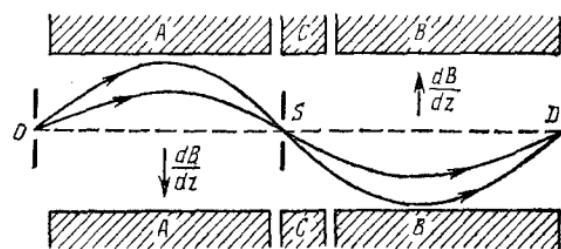


Рис. 76

магнита B , частицы будут сходить со своих прежних траекторий и перестанут попадать в детектор D .

Допустим сначала, что $\omega < \Omega$. Тогда с возрастанием ω интенсивность N пучка частиц, попадающих в детектор D , будет убывать. При $\omega = \Omega$ наступает резонанс между колебаниями поля B' и лармировской прецессией частицы вокруг сильного постоянного поля B . Тогда интенсивность N пучка попадающих на детектор частиц обращается в минимум. При переходе через резонансную частоту Ω с возрастанием ω будет возрастать и указанная интенсивность. Из формулы (42.1) следует, что резонанс наступает при

$$\omega = |g_{abc}|B = g \frac{eB}{2\mu c}, \quad (42.3)$$

или

$$v = g \frac{eB}{4\pi\mu c}, \quad (42.4)$$

где под μ следует понимать массу протона (в случае ЯМР) или массу электрона (в случае ЭПР). Определив в минимуме частоту v и напряженность поля B , можно по формуле (42.4) вычислить и гиromагнитное отношение g для атомных ядер. Относительная точность таких измерений достигает 0,001 %. Зная спин ядра, можно найти и его магнитный момент m . (К этому вопросу мы вернемся в части 2.)

На опыте частоту радиочастотного магнитного поля B' удобнее поддерживать постоянной, а напряженность сильного поля B плавно изменять в ту и другую сторону около некоторого среднего значения. С этой целью поле магнита C модулируют

с низкой частотой (50 Гц) с помощью модулирующих катушек, питаемых от сети городского тока. Об остроте получающегося резонансного минимума можно судить по экспериментальной кривой рис. 77, полученной для ядер ^{7}Li (пучок состоял из молекул с компенсированными электронными спинами). По горизонтальной оси отложена напряженность «постоянного» поля B в Гс, по оси ординат — относительная

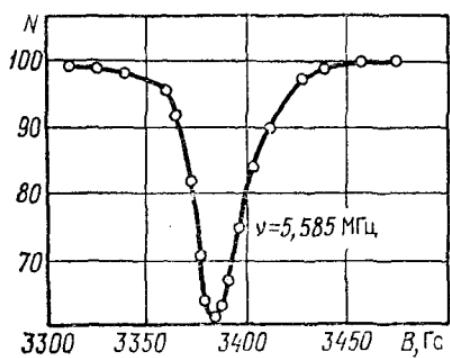


Рис. 77

интенсивности N пучка частиц, регистрируемых детектором D . Частота радиочастотного поля, на которой получался резонансный минимум, равна $v = 5,585$ МГц.

6. Одним из важнейших применений магнитного резонанса с использованием атомных пучков является измерение магнитного момента электрона m_e . Оказалось, что эта величина не

совсем совпадает с магнетоном Бора. Если магнитный момент электрона представить в виде $m_{\text{эл}} = 1/2g m_B$, то фактор $g/2$ не точно равен 1, как этого требует теория Дирака. Измерения с пучками атомов водорода в основном состоянии привели к результату

$$1/2g_{\text{эксп}} = 1,0011596524 \pm 20 \cdot 10^{-11}.$$

Этот результат находится в хорошем согласии с теоретическим значением

$$1/2g_{\text{теор}} = 1,0011596522091 \pm 31 \cdot 10^{-11}.$$

Таким образом, по квантовой электродинамике магнитный момент электрона

$$m_{\text{эл}} = (1,0011596522091 \pm 31 \cdot 10^{-11}) m_B.$$

Эта величина называется *аномальным магнитным моментом* электрона.

Метод молекулярных пучков применим только к *нейтральным* частицам, что сужает область его применимости. Действительно, на частицу с зарядом e , движущуюся со скоростью v , действовала бы сила Лоренца $(e/c)[vB]$, которая вызвала бы сильное боковое смещение ее, и притом различное для частиц различных скоростей.

Метод магнитного резонанса с использованием нейтральных молекулярных пучков отличается большой точностью. Важное достоинство этого метода состоит в том, что в нем воздействию радиочастотного поля подвергаются *свободные* частицы. Однако в экспериментальном отношении метод очень труден и требует, в частности, специальной вакуумной техники. Поэтому молекулярные пучки применяются сравнительно редко.

7. Широкое распространение получил не менее точный, но более простой в экспериментальном отношении метод магнитного резонанса, в котором используются *макроскопические количества* вещества в твердом, жидком или газообразном состоянии. Атомы, молекулы или ионы такого вещества должны обладать магнитными моментами — электронными или ядерными. При помещении исследуемого образца в сильное постоянное магнитное поле B в результате междуатомных столкновений спустя короткое время устанавливается состояние равновесия, в котором образец оказывается намагниченным. Это — *электронный* или *ядерный парамагнетизм*, а потому метод и получил название ЭПР или ЯМР.

Частица, магнитный момент которой ориентирован по полю, обладает меньшей энергией, чем такая же частица с магнитным моментом, ориентированным против поля. По формуле Больцмана в состоянии равновесия число первых частиц будет больше, чем вторых. Иными словами, нижние подуровни

зеемановского расщепления окажутся заселенными больше, чем верхние.

Оценим разность заселенностей подуровней при комнатной температуре $T = 293$ К в предположении, что магнитный момент частицы равен одному магнетону Бора, $m = 9,27 \times 10^{-21}$ эрг/Гс, а $B = 5 \cdot 10^3$ Гс. Если n_2 — число частиц на верхнем подуровне \mathcal{E}_2 , а n_1 — на нижнем подуровне \mathcal{E}_1 , то по формуле Больцмана

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT}\right) \approx 1 + \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{kT} = 1 + \frac{2mB}{kT},$$

так что

$$\frac{n_1 - n_2}{n} = \frac{2mB}{kT} = 2,3 \cdot 10^{-3}.$$

Значит, разность заселенностей двух соседних подуровней составляет всего около 0,2 % от заселенности одного из этих подуровней.

Несмотря на столь ничтожную величину этой разности, она может проявиться макроскопически, поскольку число частиц на каждом подуровне весьма велико. При вынужденном переходе частицы с верхнего подуровня на нижний испускается квант энергии, соответствующий разности энергий этих подуровней. При переходах с нижнего уровня на верхний расходуется энергия радиочастотного поля. Спонтанные переходы с излучением энергии из-за их относительной редкости могут не приниматься во внимание. В результате поглощение энергии будет превалировать над излучением, несмотря на то, что вероятности прямых и обратных переходов одинаковы (см. т. IV, § 119). Такой разностный эффект достигнет максимума при совпадении частоты радиочастотного поля с ларморовской частотой прецессирующей частицы, т. е. при резонансе. В максимуме поглощения энергии радиочастотного поля вблизи ларморовской частоты и проявится магнитный резонанс.

В результате преобладающих переходов частиц с нижних уровней на верхние энергии подуровней начнут выравниваться. Этому препятствуют релаксационные процессы, стремящиеся восстановить первоначальное равновесное состояние. Поэтому, чтобы магнитный резонанс был выражен достаточно резко, необходимо, чтобы период радиочастотных колебаний был мал по сравнению с временем релаксации, в течение которого восстанавливается равновесное состояние.

8. Электронный парамагнитный резонанс был открыт Е. К. Завойским (1907—1976) в 1944 г. Его первые наблюдения были произведены на солях группы железа. В дальнейшем круг изучаемых веществ значительно расширился. Завойский производил свои исследования с радиоволнами дециметрового диапазона, а потому в соответствии с формулой (42.2) пользовался

магнитными полями **B** небольшой напряженности. В связи с развитием техники ультракоротких волн позднее в методе ЭПР стали применять радиоволны сантиметрового диапазона.

В современных радиоспектроскопах частоту радиосигнала поддерживают постоянной, а магнитное поле **B** модулируют низкой частотой (50 Гц). Схема радиоспектроскопа показана на рис. 78. Электромагнит *NS* питается постоянным током и создает сильное постоянное магнитное поле. Это поле модулируется катушками *KK*, питаемыми переменным током с частотой 50 Гц. Исследуемый образец *A* объемом в несколько мм^3 помещают в объемный резонатор *R*, настроенный на длину волн $\lambda \sim \sim 3$ см. Электромагнитные волны такой длины генерируются отражательным кристаллом и подводятся к резонатору *R* через волновод *F*. После частичного поглощения в образце *A* они, также через волновод, поступают к кристаллическому кремний-вольфрамовому детектору *D*, где детектируются и могут быть усилены. Парамагнитное поглощение может быть обнаружено, если детектор соединить с чувствительным гальванометром. Еще большая чувствительность достигается, если сигнал от детектора, усиленный усилителем *Y*, развернуть на экране осциллографа (не указанного на рис. 78). Сигнал подается на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. Горизонтальное отклонение фиксирует мгновенное значение магнитного поля **B**. Это отклонение должно быть сфазировано с модуляцией магнитного поля **B**. На экране осциллографа получается кривая парамагнитного поглощения вещества, аналогичная кривой рис. 77. Современные радиоспектроскопы при нормальной температуре позволяют обнаруживать ЭПР в образцах, содержащих до 10^{11} — 10^{12} парамагнитных частиц.

9. Ядерный магнитный резонанс с поглощением коротких радиоволн макроскопическими количествами вещества впервые наблюдали в конце 1945 г. Парселл (р. 1912), Торри и Паунд (р. 1919) и независимо от них Блох (р. 1905), Хансен (1909—1949) и Пакард. Хотя в принципиальном отношении ядерный магнитный резонанс и не отличается от электронного, для его экспериментального исследования из-за большого различия в длинах волн высокочастотного электромагнитного поля требуется несколько изменить метод исследования. Идея одной из возможных экспериментальных схем понятна из схематического рис. 79. Главная особенность состоит в том, что исследуемый образец *A* помещается в катушку, последовательно соединенную с катушкой колебательного контура генератора высокой частоты. Электромагнит *NS*, питаемый постоянным током, создает

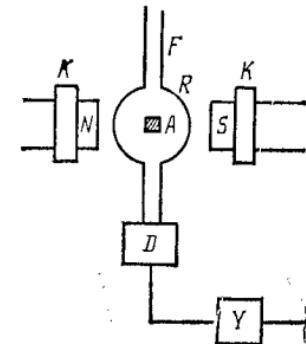


Рис. 78

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.

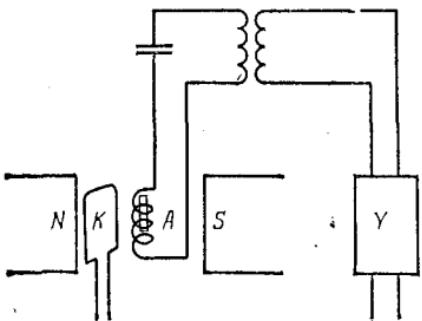


Рис. 79

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 смешиваются и расщепляются на подуровни. Это проявляется в расщеплении и смешении 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,