

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНА. МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Под *эффектом Зеемана* понимается расщепление энергетических уровней атома при действии на него магнитного поля [1]–[3]. Зеемановское расщепление уровней происходит в результате взаимодействия магнитного момента атома с внешним магнитным полем. Различают нормальный и аномальный эффекты Зеемана. Полное объяснение этих эффектов возможно только на основе современных квантово-механических представлений о строении атома. Для понимания сущности нормального эффекта Зеемана можно использовать модель атома водорода в теории Н. Бора [4].

Магнитный момент атома следует рассматривать как суперпозицию магнитных моментов, вызванных орбитальным и «спиновым» видами движения электронов в атоме.

1. В атоме водорода электрон (рис. 8.1) обладает орбитальным механическим моментом $L_l = [r_n \times p_n]$, где r_n – радиус-вектор траектории орбитального движения электрона; $p_n = m_e v_n$ – импульс электрона. По модулю $L_l = r_n m_e v_n$. Если рассматривать орбитальное движение электрона как направленное движение электрического заряда по окружности радиусом r_n , что соответствует круговому электрическому току i (рис. 8.1), то орбитальный магнитный момент электрона в атоме $\mu_l = i \cdot S$.

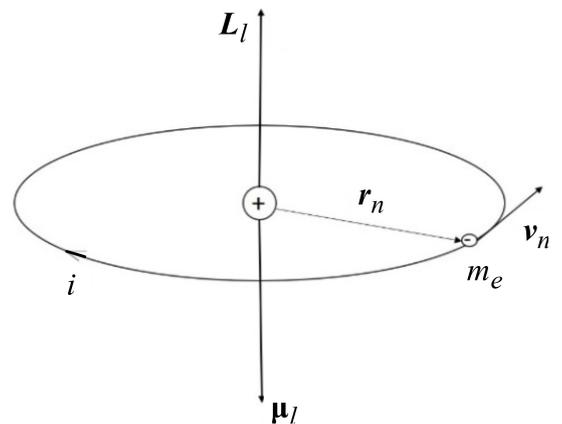


Рис. 8.1. Орбитальный механический L_l

и магнитный μ_l моменты электрона

Ток i можно рассматривать как заряд, переносимый за единицу времени, равную периоду обращения электрона $T = 2\pi r_n / v_n$, т. е. $i = \Delta q / \Delta t = e / T = e v_n / (2\pi r_n)$. Тогда $\mu_l = i \pi r_n^2 = e v_n r_n / 2 = (e / (2m)) L = \gamma_l L_l$, где $\gamma_l = e / (2m) = 8.8 \cdot 10^9$ Кл/кг – орбитальное гиромангнитное (магнитомеханическое) отношение. Учитывая отрицательный знак заряда электрона, получим:

$$\mu_l = -\gamma_l L_l. \quad (8.1)$$

Знак «минус» в (8.1) указывает на то, что направления векторов орбитальных магнитного и механического моментов противоположны.

Абсолютные значения орбитальных механического и магнитного моментов квантованы:

$$L_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}; \quad \mu_l = -(e\hbar/(2m_e)) \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (8.2)$$

где $l = 0, 1, \dots$; $(n - 1)$ – орбитальное квантовое число; $\mu_B = |e| \hbar / (2m_e) = 0.927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ – магнетон Бора – элементарный магнитный дипольный момент.

Проекции орбитального механического и магнитного моментов на заданное направление (например, на ось z) могут принимать в соответствии с общими принципами квантовой механики только *дискретные значения*:

$$L_{lz} = \hbar m_l; \quad \mu_{lz} = -\mu_B m_l, \quad (8.3)$$

где $m_l = -l; -l + 1; \dots; +l$ – орбитальное магнитное квантовое число, имеющее всего $(2l + 1)$ значений.

Если атом водорода поместить во внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_{\text{вн}}$, то орбитальный магнитный момент μ_l будет взаимодействовать с внешним магнитным полем. Потенциальная энергия такого взаимодействия равна

$$\Delta U_m = -\mu_l \cdot \mathbf{B}_{\text{вн}} = -\mu_l \cdot B_{\text{вн}} \cdot \cos(\pi - \theta) = \mu_l \cdot B_{\text{вн}} \cdot \cos \theta.$$

С учетом (8.2) для μ_l потенциальная энергия

$$\Delta U_m = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \cdot B_{\text{вн}} \cdot \cos \theta. \quad (8.4)$$

Поскольку $\cos \theta = L_l / L_{lz}$, принимая во внимание (8.2) и (8.3), получим $\cos \theta = m_l / \sqrt{l(l+1)}$. Тогда выражение для потенциальной энергии (8.4) взаимодействия между внешним магнитным полем и орбитальным магнитным моментом электрона принимает следующий вид:

$$\Delta U_m = \mu_B \cdot m_l \cdot B_{\text{вн}}.$$

Полная энергия атома водорода в магнитном поле равна

$$E_{n, l, m_l} = E_n + \Delta U_m = E_n + \mu_B \cdot m_l \cdot B_{\text{вн}},$$

где $E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}$ – собственные значения энергии для связанных состояний атома.

Полученный результат дает возможность объяснить влияние внешнего магнитного поля на энергетические уровни атома. При $B_{\text{вн}} = 0$ энергетический уровень определяется только первым слагаемым. Как только появляется внешнее магнитное поле и его индукция становится достаточно большой, то второе слагаемое начинает играть существенную роль, появляется необходимость учитывать различные допустимые значения m_l .

При заданных n и l имеется $(2l + 1)$ возможных значений для m_l ($0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$). Каждому допустимому значению m_l соответствует некоторое

значение E_{n,l,m_l} , что означает расщепление первоначального энергетического уровня на $(2l + 1)$ зеемановских подуровней.

2. В результате «спинового» или вращательного движения вокруг собственной оси электроны обладают собственным (спиновым) моментом импульса L_s и магнитным спиновым дипольным моментом μ_s (рис. 8.2), модули которых тоже квантованы:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}; \\ \mu_s = -(|e| \hbar / (2m_e)) \sqrt{s(s+1)} = -2\mu_B \sqrt{s(s+1)}, \quad (8.5)$$

где s – спиновое квантовое число. Знак «минус» в (8.5) указывает на то, что направления спиновых магнитного и механического моментов противоположны.

Проекции спиновых механического и магнитного моментов на ось z квантованы и принимают *дискретные значения*:

$$L_{sz} = \hbar m_s; \quad \mu_{sz} = -(|e| \hbar / m_e) m_s = -2\mu_B \cdot m_s, \quad (8.6)$$

где m_s – спиновое магнитное квантовое число. В общем случае $m_s = -s; -s + 1; \dots; +s$. Для электрона $s = 1/2$, поэтому для числа m_s возможны только два значения $m_s = \pm 1/2$. В соответствии с (8.6) $L_{sz} = \pm \hbar/2$ и $\mu_{sz} = \pm \mu_B$. Заметим, что числа l, m_l всегда целые, в то время как для электрона числа $s = 1/2, m_s = \pm 1/2$.

Отношение полного спинового магнитного момента электрона к его полному спиновому моменту импульса (или их проекций на ось z)

$$\gamma_s = (\mu_s / L_s) = (\mu_{sz} / L_{sz}) = -(|e| / m_e)$$

называют спиновым гиромангнитным (магнитомеханическим) отношением. Спиновое гиромангнитное отношение в 2 раза больше орбитального гиромангнитного отношения. В силу этого иногда говорят, что спиновое движение обуславливает удвоенный магнетизм по сравнению с орбитальным.

Собственный (спиновый) магнитный дипольный момент вращающегося электрона μ_s взаимодействует с магнитным полем B_l , обусловленным орбитальным движением электрона. Такое взаимодействие называется *спин-орбитальным*.

Потенциальная энергия спин-орбитального взаимодействия

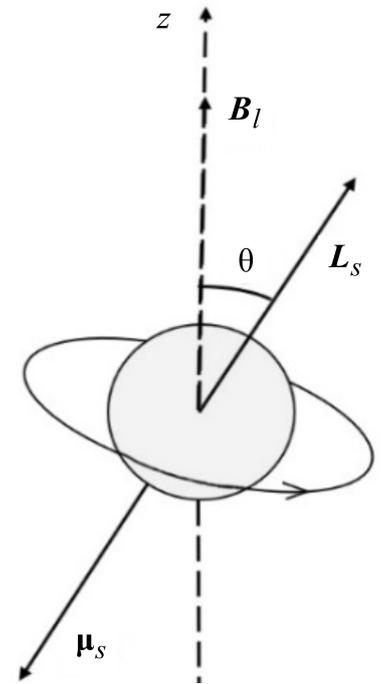


Рис. 8.2. Спиновый момент импульса L_s и магнитный дипольный момент μ_s

$$\Delta U_s = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}_l = \mu_s \cdot B_l \cdot \cos \theta = 2 (e\hbar/(2m_e)) L_s \cdot \cos \theta \cdot B_l = 2 (e\hbar/(2m_e)) m_s \cdot B_l.$$

Выразив сомножитель в скобках через магнетон Бора, получим:

$$\Delta U_s = 2\mu_B \cdot m_s \cdot B_l = \pm \mu_B B_l,$$

так как $m_s = \pm 1/2$. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению энергетических уровней атома на подуровни, т. е. каждое состояние, определяемое квантовыми числами n, l, m_l , расщепляется на два подсостояния: одно для $m_s = 1/2$, второе для $m_s = -1/2$. Такое расщепление энергетических уровней происходит даже в отсутствие внешнего магнитного поля и характеризуется появлением *тонкой структуры* спектра.

3. В многоэлектронных атомах (молекулах) механические и магнитные моменты (спиновые и орбитальные) складываются так, что атом (молекула) приобретает результирующие момент импульса и магнитный дипольный момент. Правила сложения моментов обсудим только для модели так называемой *рессель-саундерской связи* (спин-орбитальной, LS -связи). В этой модели орбитальные моменты импульсов L_l электронов складываются в результирующий орбитальный момент L_L , спиновые моменты электронов L_s – в результирующий спиновый момент L_S , а затем уже L_L и L_S обуславливают результирующий момент импульса L_J атома.

Квантовое число L результирующего орбитального момента импульса L_L всегда целое или ноль. Результирующее спиновое квантовое число S может быть целым или полуцелым в зависимости от того, четное или нечетное число N электронов в атоме. Если N четное, то число S принимает целочисленный ряд значений от $(1/2) N$ до нуля (для $N = 6$, например, $S = 3; 2; 1; 0$). При нечетном N число S полуцелое от $(1/2) N$ до $1/2$ (для $N = 5$, например, $S = 5/2; 3/2; 1/2$).

При определенных числах L и S квантовое число J результирующего момента импульса атома принимает одно из следующих значений:

$$J = L + S; L + S - 1; \dots; |L - S|. \quad (8.7)$$

Для данного числа J из ряда (8.7) модуль *полного момента импульса* атома составляет $L_J = \hbar \sqrt{J(J+1)}$, а проекция этого момента на ось z может быть только одной из ряда

$$L_{Jz} = \hbar m_J; m_J = -J; -J + 1; \dots; +J - \text{ всего } (2J + 1) \text{ значений.}$$

Правила сложения магнитных моментов $\boldsymbol{\mu}_S$ и $\boldsymbol{\mu}_L$ электронов в атоме сложнее, чем механических. Числами S и L по отдельности можно характеризовать только, соответственно, суммарные спиновые и орбитальные

магнитные моменты электронов в атоме. Поскольку, однако, гиромангнитные спиновые и орбитальные отношения различаются в 2 раза, результирующий магнитный момент атома μ_J будет более сложным образом, чем механический момент, зависеть от взаимной ориентации моментов μ_S и μ_L и, соответственно, от числа J . Соответствующий квантово-механический анализ приводит к следующим условиям для квантования модуля и проекции вектора μ_J на ось z :

$$\mu_J = -g\mu_B\sqrt{J(J+1)}; \quad \mu_{Jz} = -g\mu_B m_J, \quad (8.8)$$

где

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (8.9)$$

– множитель (фактор) Ланде.

Если магнитный момент атома обусловлен только орбитальным движением электронов ($S = 0$), то получаем в соответствии с (8.7) и (8.9) $J \equiv L$ и $g = 1$. В этом случае $\mu_J = -\mu_B\sqrt{L(L+1)}$. Если же магнетизм атома связан только со спиновым движением электронов, т. е. $L = 0$, то $J = S$ и $g = 2$; $\mu_J = -2\mu_B\sqrt{S(S+1)}$.

Таким образом, по значению фактора Ланде можно судить о вкладах орбитального и спинового движения электронов в результирующий магнитный момент атома или молекулы. Для полностью заполненных оболочек в атомах характерно равенство нулю суммарного орбитального и спинового моментов, поэтому вклад в результирующий момент атома обуславливают только электроны незаполненных оболочек.

4. Атом с магнитным моментом μ_J в магнитном поле с вектором индукции \mathbf{B} , ориентированном вдоль оси z , обладает потенциальной энергией

$$E_{\Pi} = -\mu_J \mathbf{B} = -\mu_{Jz} B.$$

Поскольку проекция магнитного момента атома на заданное направление (здесь направление поля \mathbf{B}) квантована в соответствии с (8.8), для потенциальной энергии магнитного диполя в магнитном поле имеем

$$E_{\Pi m} = g\mu_B B m_J; \quad m_J = -J; -J+1; \dots; +J.$$

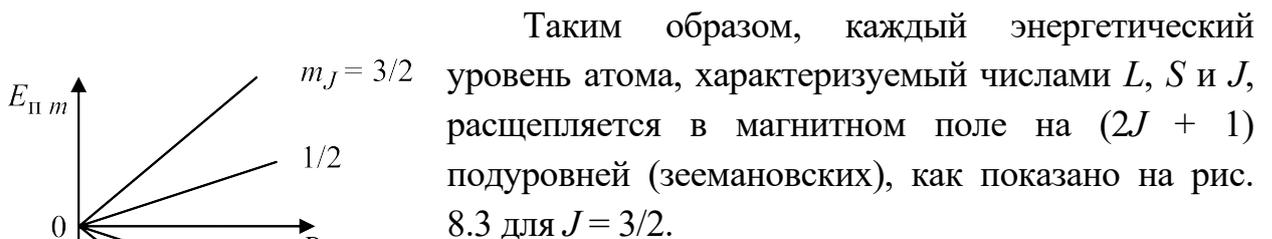


Рис. 8.3. Зеемановские уровни

Таким образом, каждый энергетический уровень атома, характеризуемый числами L , S и J , расщепляется в магнитном поле на $(2J + 1)$ подуровней (зеемановских), как показано на рис. 8.3 для $J = 3/2$.

Эффект Зеемана был экспериментально подтвержден в опыте Штерна–Герлаха и наблюдался при изучении атомных спектров.

Эффект Зеемана лежит также в основе явлений магнитного резонанса (электронного парамагнитного резонанса – ЭПР и ядерного магнитного резонанса – ЯМР).

К магнитному резонансу (МР) относят совокупность явлений, которые могут наблюдаться в системе частиц (ядра, электроны, атомы, молекулы и др.), обладающих моментом импульса и магнитным дипольным моментом. Одним из частных проявлений эффекта МР служит избирательное поглощение системой магнитных диполей энергии внешнего электромагнитного поля определенной (резонансной) частоты.

Между зеемановскими подуровнями возможны самопроизвольные (спонтанные) и вынужденные (индуцированные) квантовые переходы с правилом отбора $\Delta m_J = \pm 1$. Самопроизвольные переходы происходят только в одном направлении – с более высоких уровней на низшие. Вынужденные переходы возможны только под действием внешнего источника энергии, например внешнего электромагнитного поля. Энергия квантов поля должна совпадать с энергетическим зазором между соседними зеемановскими подуровнями:

$$\hbar\omega_0 = -\gamma\hbar B_0[m_J - (m_J + 1)] = \gamma\hbar B_0. \quad (8.10)$$

Вынужденные переходы в отличие от спонтанных равновероятны в обоих направлениях: $W_{m+1 \rightarrow m} = W_{m \rightarrow m+1} = W$.

Вероятность W таких переходов пропорциональна плотности энергии электромагнитного поля. При переходе на более высокий уровень атом поглощает из поля квант энергии $\hbar\omega_0$. Наоборот, при переходе с высокого уровня на низший атом излучает фотон с энергией $\hbar\omega_0$.

Поскольку в системе (частица + фотон) должен сохраняться и момент импульса, вынужденные переходы возможны лишь под действием поляризованного по кругу поля $\mathbf{B}_1(t)$ в плоскости xu , так что результирующее для МР поле $\mathbf{B}(t)$ в общем случае должно иметь вид

$$\mathbf{B}(t) = B_1(\mathbf{i} \cos \omega t + \mathbf{j} \sin \omega t) + \mathbf{k}B_0,$$

где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ – орты по осям x, y, z . На рис. 8.4 изображен зеемановский дублет частицы с $J = 1/2$ (например, энергетические уровни протона или неспаренного электрона в магнитном поле B_0); переходы с поглощением и излучением фотона показаны стрелками вверх и вниз.

Вероятность индуцированных переходов за 1 с для частицы с $J = 1/2$ определяется выражением

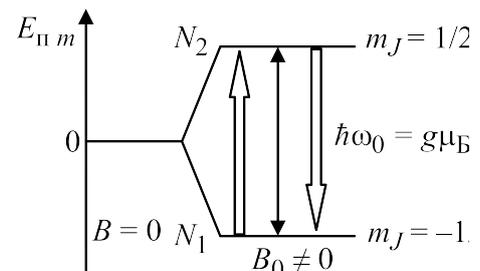


Рис. 8.4. Зеемановский дублет уединенной частицы с $J = 1/2$

$$W = (\pi/2)(\gamma B_1)^2 \delta(\omega_0 - \omega)$$

и пропорциональна плотности энергии электромагнитного поля.

В большом ансамбле количество частиц на нижнем (N_1) и верхнем (N_2) уровнях неодинаково, обычно всегда (за исключением инверсии заселенностей) $N_1 > N_2$. Термодинамическое равновесное отношение заселенностей уровней определяется *коэффициентом Больцмана*:

$$N_1^0 / N_2^0 = \exp [\hbar\omega_0 / (kT)].$$

Число индуцированных переходов с поглощением фотонов больше, нежели с их излучением. Следовательно, при выполнении резонансного условия (8.10) из электромагнитного поля поглощается энергия, наблюдается эффект магнитного резонанса.

Лабораторная работа 8.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Макет и первое описание данной лабораторной работы были разработаны на кафедре физики СПбГЭТУ «ЛЭТИ» [5].

Цели работы: исследование эффекта Зеемана, индуцированных квантовых переходов между зеемановскими уровнями неспаренного электрона в слабом магнитном поле; определение магнитного момента атома (молекулы) и времени жизни атома в возбужденном состоянии.

Приборы и принадлежности: экспериментальная установка для исследования вынужденных электронных квантовых переходов между зеемановскими уровнями атомов в слабом магнитном поле – упрощенный спектрометр электронного парамагнитного резонанса (рис. 8.5).



Рис. 8.5. Упрощенный спектрометр ЭПР

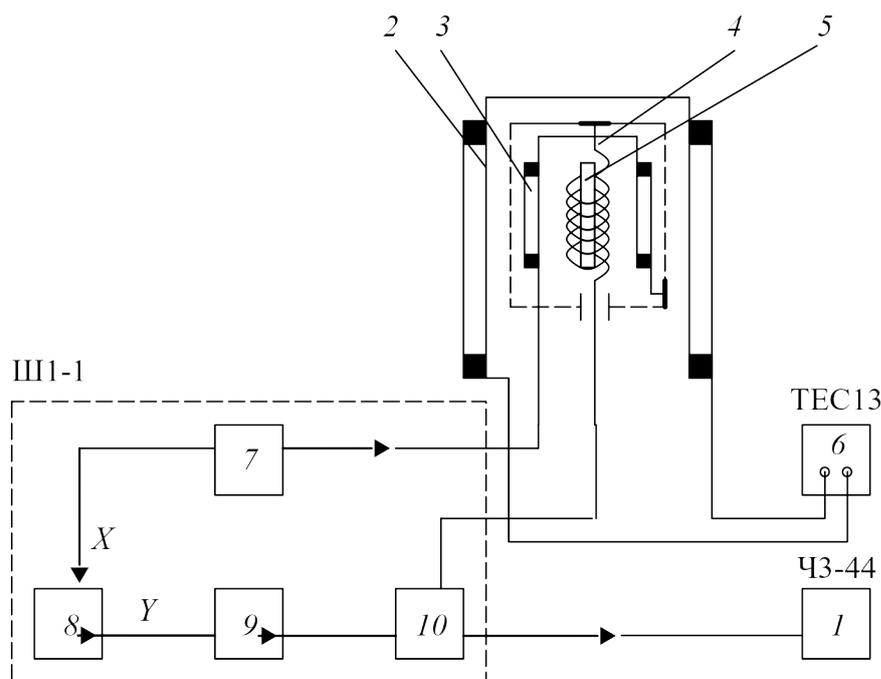


Рис. 8.6. Структурная схема лабораторной установки

В состав лабораторной установки входят (рис. 8.6): 1 – частотомер ЧЗ-44; 2 – кольца Гельмгольца; 3 – модуляционные катушки; 4 – катушка индуктивности; 5 – исследуемый (рабочий) образец; 6 – стабилизированный регулируемый источник тока ТЕС13; 7 – модуляционный генератор; 8 – осциллограф; 9 – детектор и усилитель; 10 – генератор слабых колебаний (автодин).

В лабораторном макете автодин, детектор и усилитель, осциллограф и модуляционный генератор являются элементами заводского прибора Ш1-1. Модуляционные катушки 3, катушка 4 с образцом 5 оформлены конструктивно в виде отдельного узла, экранированного от внешних помех латунным посеребренным кожухом, жестко закрепленным на основании колец Гельмгольца.

Исследуемые закономерности

Основные закономерности, касающиеся эффекта Зеемана и явлений магнитного резонанса, приведены в общих сведениях данного раздела.

Явление электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) наблюдается в парамагнитных атомно-молекулярных структурах, имеющих неспаренные электроны. В этих структурах магнитные моменты, обусловленные неспаренными электронами, связаны с наличием нескомпенсированного спинового или орбитального магнитного момента или с их комбинацией. В подавляющем большинстве случаев более 99 % результирующего магнитного момента обусловлено спиновым магнитным моментом, а орбитальный магнитный момент дает лишь небольшой вклад.

Явление ЭПР обусловлено вынужденными (индуцированными) квантовыми переходами между зеемановскими энергетическими подуровнями (см. рис. 8.4) с поглощением квантов энергии внешнего электромагнитного поля. Энергия квантов данного поля должна совпадать с энергетическим зазором между соседними зеемановскими подуровнями:

$$\hbar\omega_0 = -\gamma\hbar B_0[m_J - (m_J + 1)] = \gamma\hbar B_0. \quad (8.11)$$

Следовательно, при выполнении условия (8.11) за счет индуцированных переходов между зеемановскими подуровнями из электромагнитного поля поглощается энергия. Этот эффект – *электронный парамагнитный резонанс* – открыт в 1944 г. в СССР Е. К. Завойским.

Эффекта резонансного поглощения ансамблем атомов энергии электромагнитного поля можно достигнуть двумя способами. Подбирать частоту (ν) квантов электромагнитного поля для заданного значения поля B_0 такой, чтобы обеспечивалось условие (8.11); частота резонансного поглощения составит тогда

$$\nu_0 = g\mu_B B_0/h. \quad (8.12)$$

Если ν_0 фиксирована, можно изменением индукции поля B менять энергетический зазор между зеемановскими уровнями. Резонансное значение индукции поля составляет

$$B_0 = h\nu_0/(g\mu_B). \quad (8.13)$$

В радиоспектроскопии для поиска и прохождения линий резонансного поглощения используются оба метода. Пропорциональность между частотой (ν_0) и индукцией поля (B_0) в соотношениях (8.12) и (8.13) используется в квантовой магнитометрии.

Экспериментально определяя ν_0 резонансного поглощения и B_0 поля, в котором наблюдается максимум поглощения, на основании (8.8) и (8.9) можно найти эффективный магнитный момент атома $\mu_{\text{эф}} = g\mu_B$ и экспериментальное значение фактора Ланде $g = \mu_{\text{эф}}/\mu_B$.

Поглощение энергии при ЭПР не носит характера узкого δ -образного резонанса. Вследствие взаимодействия близких магнитных диполей, неизбежной неоднородности внешнего поля B_0 и других факторов каждая частица (или их ассоциации) находится во внутреннем локальном поле B_L . Для реального образца зеемановские уровни уединенной частицы (см. рис. 8.4) трансформируются в квазинепрерывные энергетические зоны (рис. 8.7, а) и ансамбль частиц поглощает энергию в интервале частот $\delta\omega \approx \omega_2 - \omega_1$.

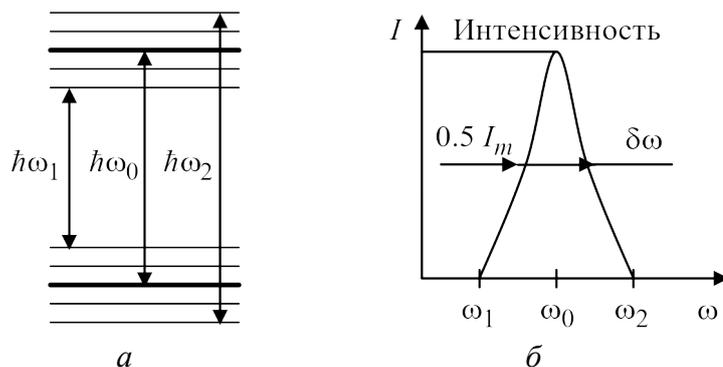


Рис. 8.7. Энергетические зоны зеемановской частицы в реальных образцах (а) и форма линии резонансного индуцированного поглощения энергии (б)

Резонансная линия имеет, следовательно, колоколообразную форму $g(\omega)$ (рис. 8.7, б) с полушириной, оцениваемой интервалом частот $\Delta\omega_{1/2} = \delta\omega/2$. Сопоставив интервалу частот $\Delta\omega_{1/2}$ неопределенность энергии частицы $\Delta E = \hbar\Delta\omega_{1/2}$, можно по соотношению Гейзенберга–Бора

$$\Delta E \cdot \tau \geq \hbar \quad (8.14)$$

оценить время жизни (τ) частицы в возбужденном состоянии.

Методика эксперимента

Методика наблюдения вынужденного резонансного поглощения состоит в изучении вынужденных электронных переходов в слабом магнитном поле с индукцией 1...3 мТл (10...30 Гс) на лабораторном макете спектрометра ЭПР (см. рис. 8.5 и 8.6).

Магнитное поле \mathbf{B} создается кольцами Гельмгольца 2 – соосной системой двух круговых катушек с током, среднее расстояние между которыми равно их среднему радиусу. Такая система создает в геометрическом центре магнитное поле с однородностью, достаточной для данного эксперимента. Индукция поля [Тл] в центре колец Гельмгольца определяется формулой

$$B = 8.9 \cdot 10^{-7} nI/R. \quad (8.15)$$

Здесь $n = 200$ – число витков на одной катушке; I – сила тока, А; $R = 0.097$ м – средний радиус катушек. Кольца Гельмгольца питаются от стабилизированного регулируемого источника тока б.

В работе применен *динамический* (в отличие от *статического* – снятия по точкам) *метод наблюдения линии резонансного поглощения* – многократное сканирование с частотой 50 Гц резонансного условия (8.11), как показано на рис. 8.8, а. Для этого на резонансное поле $B_0 = h\nu/(g\mu_B)$ с помощью дополнительных (модуляционных) катушек 3 накладывается модуляционное

поле вида $B(t) = B_m \sin \Omega t$, причем амплитуда модуляции $B_m \geq \delta B/2$, где δB – ширина резонансной линии.

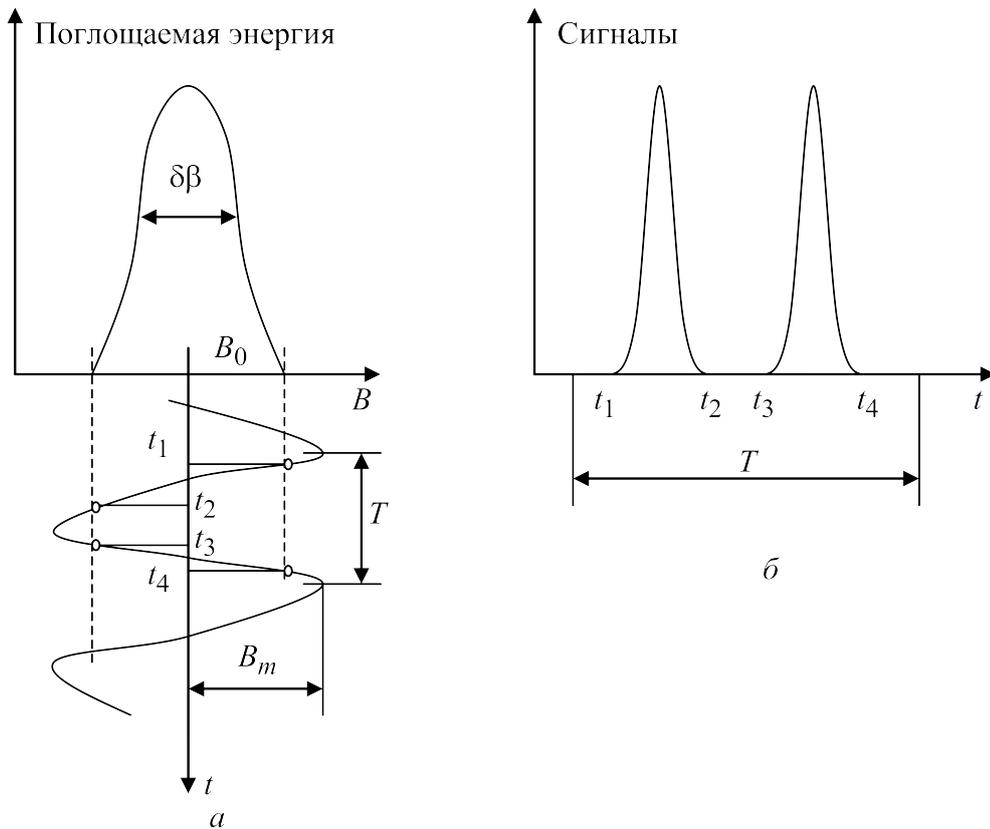


Рис. 8.8. Динамический метод регистрации сигналов ЭПР

Из рис. 8.8, *а* видно, что за период модуляции $T = 0,02$ с резонансное поглощение возникает дважды в интервалах времени между t_1 и t_2 , между t_3 и t_4 , как показано на рис. 8.8, *б*.

Электромагнитное поле частоты ν создается катушкой индуктивности 4, в которой располагается исследуемый образец 5. Катушка 4 является элементом LC-контура генератора слабых колебаний 10 (автодина). В обычных условиях (вне резонанса) амплитуда колебаний автодина неизменна (рис. 8.9, *а*).

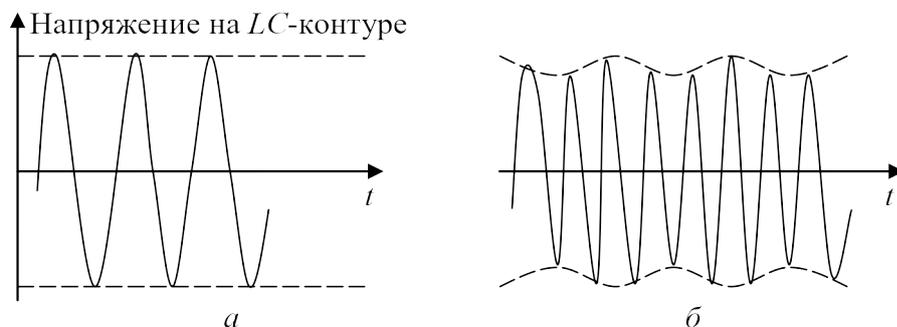


Рис. 8.9. Напряжение на LC-контуре автодина:
а – вне ЭПР; *б* – при периодическом прохождении ЭПР

При вхождении в резонанс часть энергии электромагнитного поля катушки поглощается образцом, при этом уменьшается добротность LC -контура, следовательно, уменьшается амплитуда колебаний автодина. При периодическом прохождении резонанса (рис. 8.8) напряжение на LC -контуре автодина становится модулированным (рис. 8.8, б). Это напряжение детектируется, усиливается усилителем 9 и подается на Y -вход осциллографа 8; развертка осциллографа синхронизирована с током модуляционного генератора 7. Частота автодина контролируется частотомером 1.

Объектом исследования в работе является дифенилпикрилгидразил (сокращенно ДФПГ) объемом $\sim 0.1 \text{ см}^3$ – мелкокристаллический порошок фиолетового цвета. Химический состав этого соединения довольно сложен. Отметим лишь, что каждая молекула ДФПГ имеет сильно делокализованный неспаренный электрон, для которого $L \approx 0$.

Задания для подготовки к лабораторной работе

1. Детально изучить закономерности эффекта Зеемана, соотношения механических и магнитных моментов электронов в атомах и принципы электронного парамагнитного резонанса. Представить в первой части отчета основные уравнения, относящиеся к изучаемым закономерностям.

2. Изучить блок-схему экспериментальной установки и метод наблюдения сигналов резонансного индуцированного поглощения.

3. Рассчитать для $g = 2$ частоту ν_0 ЭПР для значений индукции поля $B_{01} = 0.3 \text{ Тл}$ и $B_{02} = 3 \text{ мТл}$ по (8.12).

4. Вывести формулу для определения погрешности эффективного магнитного момента молекулы ДФПГ.

5. Используя планетарную модель атома Бора (см. рис. 8.1), вывести формулу для орбитального гиромантного отношения электрона. Определить его значение.

Указания по выполнению эксперимента

1. До начала эксперимента выдержать приборы включенными не менее 5...10 мин.

2. Установить ручкой «Модуляция» на панели прибора Ш1-1 уровень модуляции, соответствующий 50 делениям указателя, при этом амплитуда модуляции $B_m = 1 \text{ мТл}$, ширина X -развертки осциллографа 2 мТл.

3. Переключатель «Обратная связь» на приборе Ш1-1 установить в положение IV и ручкой «Частота» установить наибольшую (около 30 МГц)

частоту автодина. Уровень генерации должен соответствовать 1–3 делениям указателя.

4. Увеличивать ток в катушках Гельмгольца (до 0.5...0.7 А), пока на экране осциллографа в центре развертки не возникнут сигналы резонансного поглощения. Подобрать оптимальный уровень генерации автодина, при котором достигается наилучшее отношение сигнал/шум. Ручкой «Фаза» на приборе Ш1-1 совместить сигналы прямого и обратного хода модуляционного поля (рис. 8.9, б).

5. Зная ширину развертки осциллографа (2 мТл), оценить ширину δB линии резонансного поглощения (на уровне 0.5 от наибольшей интенсивности сигнала).

6. Снять зависимость резонансной частоты ν_0 от силы тока в катушках Гельмгольца. Для этого уменьшать ток I в катушках через 0.05...0.10 А от значения, соответствующего наибольшей частоте автодина, до уровня, при котором сигнал трудноразличим среди шумов и помех. Для каждого нового значения тока изменением частоты автодина улавливать сигналы резонансного поглощения в центре развертки осциллографа. Получить 5–7 пар значений ν_{0i} и I_i .

7. Выключить источник тока, поменять выводы катушек Гельмгольца местами и повторить измерения по п. 6 (с противоположным направлением поля \mathbf{B} колец Гельмгольца).

Указания по обработке результатов наблюдений

1. Используя (8.15) и параметры колец Гельмгольца, перевести значения силы тока I_i , полученные согласно пп. 6 и 7 (см. указания по выполнению эксперимента) в единицы индукции B_i магнитного поля. Данные представить в виде таблицы пар значений ν_{0i} , B_{0i} для обоих направлений поля \mathbf{B} .

2. Для каждой пары значений ν_{0i} , B_{0i} рассчитать эффективный магнитный момент молекулы ДФПГ: $\mu_{\text{эф } i} = h\nu_{0i}/B_{0i}$. Найти среднее выборочное значение $\bar{\mu}_{\text{эф}}$ и доверительный интервал $\bar{\Delta}\mu_{\text{эф}}$. Записать результат измерения в округленном виде.

3. Используя значение магнетона Бора, рассчитать фактор Ланде: $\bar{g} = \bar{\mu}_{\text{эф}}/\mu_B$. Сделать выводы о вкладах спинового и орбитального движений электронов в результирующий магнитный момент молекулы ДФПГ.

4. Рассчитать энергетическую ширину $\delta E = g\mu_B\delta B/2$ линии резонансного поглощения. Используя соотношение неопределенностей Гейзенберга–Бора (8.14), оценить время жизни молекулы ДФПГ в возбужденном состоянии.

5. Построить на одном графике зависимости резонансной частоты ν_0 от индукции поля B_0 катушек для прямого и обратного их включения (две параллельные линии). Между этими линиями построить усредненную прямую, найти угловой коэффициент этой прямой и проверить соответствие полученного значения теоретическому соотношению (8.12). Экстраполяцией усредненной прямой до пересечения с осью абсцисс (индукции поля B) определить горизонтальную составляющую индукции магнитного поля лаборатории ($B_{\text{л}}$), параллельную оси катушек (значение $B_{\text{л}}$ вследствие возмущающего действия железных масс может заметно отличаться от горизонтальной составляющей индукции магнитного поля Земли $B_{\text{Г}} \sim 0,01$ мТл).

6. Оценить влияние горизонтальной составляющей магнитного поля лаборатории на систематическую погрешность определения магнитного момента молекулы ДФПГ. Привести скорректированный результат.

Контрольные вопросы

1. Сущность явления электронного парамагнитного резонанса?
2. Что такое спиновое и орбитальное гиромантические отношения для электрона? Во сколько раз они отличаются?
3. Назовите квантовые числа атомов. Поясните их физический смысл.
4. Какие изменения энергетического спектра атома возникают при воздействии магнитного поля?
5. Что характеризует g -фактор Ланде?
6. В чем заключается эффект Зеемана?
7. В чем заключается методика наблюдения сигналов ЭПР?
8. В каком диапазоне лежат резонансные частоты спектра ЭПР?
9. Сущность автодинного способа регистрации ЭПР?
10. Сформулируйте принцип неопределенности Гейзенберга.

Список литературы

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: в 5 т. Т. V: Атомная и ядерная физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 784 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики: учеб. пособие: в 3 т. Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – СПб.: Лань, 2007. – 320 с.
3. Иродов И. В. Квантовая физика. Основные законы: учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2002. – 272 с.

4. Акоста В., Кован К., Грэм Б. Основы современной физики. – М.: Просвещение, 1981. – 495 с.

5. Методические указания к лабораторным работам по атомной и ядерной физике и физике твердого тела: в 2 ч. Ч. 2 / под ред. К. А. Барсукова, Б. Ф. Алексева; ЛЭТИ. – Л., 1986. – 34 с.