

### § 5. Магнитные дипольные моменты ядер

1. Каждое ядро с ненулевым спином обладает *магнитным дипольным моментом*  $\mu$ , характеризующим взаимодействие ядра с однородным внешним магнитным полем  $H$ . Энергия  $E$  этого взаимодействия определяется формулой  $E = -\mu H$ . Как указывалось в конце предыдущего параграфа, направление магнитного момента микрочастицы совпадает (с точностью до знака) с направлением спина  $J$ , т. е.  $\mu = gJ$ . Величина  $g$  называется *гиромагнитным отношением*. Вследствие параллельности векторов  $\mu$  и  $J$  магнитные свойства ядра характеризуются одной константой  $\mu$ , в качестве которой выбирается значение компоненты  $\mu_z$  в состоянии с максимальным значением  $J_z = J$ :

$$\mu = gJ. \quad (2.12)$$

Эту константу и называют магнитным моментом. Обычно магнитные моменты и гиромагнитные отношения измеряются в *ядерных магнетонах*

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс},$$

где  $M_p$  — масса протона. Например, когда говорят, что магнитный момент нейтрона равен  $\mu_n = -1,91$ , то имеют в виду, что  $\mu_n = -1,91\mu_0 \approx -0,95 \cdot 10^{-23}$  эрг/Гс. Подчеркнем, что орбитальные и спиновые магнитные моменты атомных электронов имеют порядок магнетона Бора (или, что то же, электронного магнетона)  $\mu_e = e\hbar/2mc$ , т. е. на три порядка превышают магнитные моменты ядер.

Измерения ядерных спинов и магнитных моментов тесно связаны между собой и поэтому будут рассмотрены совместно несмотря на то, что природа этих величин глубоко различна. Спин является, наряду с массой, важнейшей механической, т. е. инертной и гравитационной, характеристикой частицы, в то время как магнитный момент является характеристикой взаимодействия частицы с однородным внешним магнитным полем.

2. Старейшим методом определения спинов и магнитных моментов ядер является изучение *сверхтонкой структуры* оптических спектров атомов. Явление сверхтонкой структуры состоит в том, что магнитный момент ядра, взаимодействуя с магнитным моментом электронной оболочки, расщепляет электронные уровни за счет того, что энергия взаимодействия этих магнитных моментов зависит от их взаимной ориентации. Расщепление же электронных уровней приводит к тому, что оказывается расщепленной на несколько линий и спектральная частота соответствующего атомного электромагнитного излучения. Выясним закономерности этого расщепления.

Энергия взаимодействия магнитного момента  $\mu$  ядра с магнитным полем  $H_e$  электронной оболочки равна

$$E = -\mu H_e,$$

где  $H_e$  — магнитное поле электронной оболочки в центре атома. Из соображений симметрии, изложенных в § 4, п. 5, поле  $H_e$  пропорционально моменту  $I$  атомной оболочки:

$$H_e \sim I,$$

поскольку момент  $I$  является согласно (2.10) единственным вектором, характеризующим ориентацию атома в пространстве. Учитывая далее, что магнитный момент ядра пропорционален его спину, мы получаем

$$E = CI \cdot J. \quad (2.13)$$

Согласно квантовым законам энергия  $E$  из (2.13) будет принимать дискретные значения, которые можно получить, пользуясь формулой (1.28) и правилом сложения моментов (1.31) для  $F = I + J$ .

Именно,

$$(I + J)^2 = I^2 + J^2 + 2I \cdot J = I(I + 1) + J(J + 1) + 2I \cdot J = F(F + 1), \quad (2.14)$$

где суммарный момент  $F$  может принимать значения

$$I + J, \quad I + J - 1, \quad \dots, \quad |I - J|.$$

Если бы энергия атома не зависела от относительной ориентации  $I$  и  $J$ , то уровни с различными  $F$  (разной ориентацией  $I$  и  $J$ ) обладали бы одной и той же энергией (как говорят, они были бы *вырожденными*). С учетом рассматриваемого взаимодействия это вырождение снимается — уровни с разными  $F$  будут обладать, вообще говоря, разной энергией. Из (2.14) следует, что

$$I \cdot J = \frac{1}{2} \{F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1)\}. \quad (2.15)$$

Каждому возможному значению  $I \cdot J$  соответствует отдельный энергетический уровень. Число этих уровней равно  $2I + 1$  при  $I \leq J$  и  $2J + 1$  при  $I \geq J$ . Поэтому спин ядра можно определить по числу расщепленных уровней, но лишь тогда, когда  $J \leq I$ . Величину сверхтонкого расщепления можно оценить на основе того, что энергия соответствующего взаимодействия имеет порядок

$$\frac{\mu_0 \mu_e}{r^3}, \quad (2.16)$$

где  $r$  — размер атома. Подставляя в (2.16)  $r \approx 10^{-8}$  см, находим, что сверхтонкое расщепление имеет порядок  $10^{-7}$  эВ.

На рис. 2.8 приведена схема сверхтонкого расщепления линии  $\lambda = 4234 \text{ \AA}$  атома изотопа кобальта  ${}_{27}\text{Co}^{59}$ . Как видно из этого рис-

сунка, каждый из атомных уровней ( $F_{11/2}$  и  $F_{9/2}$ ) расщепляется на восемь компонент. Поскольку  $2I + 1$  для состояний  $F_{9/2}$  и  $F_{11/2}$  \*) больше 8, то отсюда однозначно следует, что  $J = 7/2$ , т. е. что спин ядра  $\text{Co}^{59}$  равняется  $7/2$ . Из (2.15) следует, что расстояние между соседними уровнями ( $F$  и  $F - 1$ ) равно

$$E_F - E_{F-1} = CF. \quad (2.17)$$

Соотношение (2.17) выражает собой *правило интервалов*, согласно которому расстояния между соседними уровнями относятся между собой как

$$(I + J) : (I + J - 1) : \dots : |I - J|. \quad (2.18)$$

Правило интервалов справедливо для расщепления за счет чисто магнитных взаимодействий. В ряде случаев оно помогает установить спин ядра и при  $J > I$ . Например, линия  $\lambda = 4935 \text{ \AA}$  в спектре

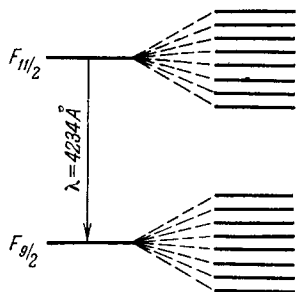


Рис. 28. Схематическое изображение сверхтонкого расщепления уровней атома кобальта  ${}_{27}\text{Co}^{59}$ ,  $\lambda = 4234 \text{ \AA}$ .

Слева — нерасщепленные уровни, справа — расщепленные. Расщепление изображено без соблюдения масштаба.

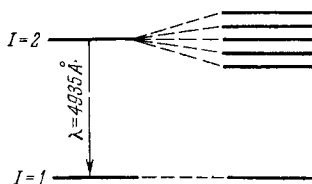


Рис. 29. Схематическое изображение сверхтонкого расщепления уровней атома цезия  ${}_{55}\text{Cs}^{133}$ ,  $\lambda = 4935 \text{ \AA}$ .

цезия расщепляется на пять компонент. Спины  $I$  атомных уровней, между которыми происходит оптический переход, равны единице и двум (рис. 2.9). Оказывается, что при  $I = 1$  взаимодействие магнитного момента электронной оболочки с магнитным моментом ядра очень мало. Поэтому практически расщепляется только верхний

\*) В спектроскопии принято обозначать различные атомные уровни следующим образом: ставится большая буква  $S$ ,  $P$ ,  $D$ ,  $F$  и т. д., которая характеризует орбитальный момент  $L$  количества движения электронов ( $S$  при  $L = 0$ ,  $P$  при  $L = 1$ ,  $D$  при  $L = 2$ ,  $F$  при  $L = 3$  и т. д.).

Справа внизу ставится полный момент  $I$  количества движения состояния, складывающийся из орбитального и спинового моментов электронов. Например,  $F_{9/2}$  означает, что состояние характеризуется квантовыми числами  $L = 3$  и  $I = 9/2$ .

уровень, причем на пять компонент. Отсюда следует, что спин ядра не меньше двух. Подставив же расстояния  $\Delta_1, \dots, \Delta_4$  между соседними уровнями в формулу (2.17), мы найдем, что

$$\Delta_1 : \Delta_2 : \Delta_3 : \Delta_4 = (7/2 + 2) : (7/2 + 1) : 7/2 : (7/2 - 1),$$

т. е. что спин ядра цезия равен  $7/2$ .

Определение величины магнитного момента только что описанным методом затруднено тем, что константа  $C$  из (2.13) не поддается точному теоретическому расчету. Поэтому для определения магнитных моментов сверхтонкое расщепление изучается во внешнем магнитном поле, т. е. по эффекту Зеемана. При слабых внутриатомных полях, т. е. при малых  $C$ , таким путем в некоторых случаях удается довести точность измерения магнитных моментов ядер до 0,1%.

3. Несравненно большей точностью обладают методы, основанные на явлении ядерного магнитного резонанса, состоящего в том, что спин ядра, находящегося в сильном постоянном магнитном поле, может «опрокидываться» под действием слабого высокочастотного поля определенной (резонансной) частоты. Для примера опишем схему одной из простейших установок такого типа (рис. 2.10). На ядра исследуемого образца 4 действуют три магнитных поля:

а) Сильное постоянное магнитное поле  $H$  ( $\approx 10^4$  Э), создаваемое магнитами 1. Назначение поля  $H$  — разрыв связи ядерного магнитного момента с электронной оболочкой, проявляющийся в том, что ядро и электронная оболочка ведут себя в магнитном поле независимо друг от друга.

б) Создаваемое в катушке 3 генератором 5 слабое высокочастотное поле  $H'$ , направленное перпендикулярно  $H$ . Частота поля  $H'$  может варьироваться. Назначение этого поля — резонансное опрокидывание спина ядра.

в) Создаваемое катушками 2 модулирующее переменное поле  $H_m$ , направленное параллельно  $H$  и имеющее низкую постоянную частоту 50 Гц. Назначение этого поля — повторять опрокидывание спина ядра 50 раз в секунду для того, чтобы в резонансе получить стационарную картину на осциллографе 6.

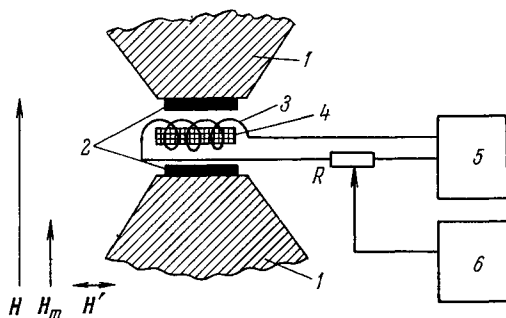


Рис 2 10. Схема установки для определения ядерных магнитных моментов резонансным методом.

Стрелками слева показаны направления магнитных полей.

Физическая картина происходящих в установке явлений такова: в сильном поле  $H$  магнитный момент ядра приобретает энергию

$$-\mu H = -\frac{\mu}{J} J \cdot H. \quad (2.19)$$

Согласно сказанному выше внутриатомные поля достаточно малы, так что энергией  $E$  из (2.13) можно пренебречь. Величина  $J \cdot H$  согласно (1.30) может принимать значения  $JH$ ,  $(J-1)H$ , ..., ...,  $-JH$ , где  $H$  — абсолютная величина поля. В отсутствие высокочастотного поля  $H'$  в состоянии термодинамического равновесия большинство ядер оказывается на низшем энергетическом уровне с энергией  $-\mu H$ . Для перехода на первый возбужденный уровень нужна энергия

$$\Delta E = \frac{\mu}{J} H \{J - (J-1)\} = \frac{\mu H}{J}, \quad (2.20)$$

которой согласно принципам квантовой механики соответствует частота  $\omega_{\text{рез}}$ :

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\mu H}{J\hbar}. \quad (2.21)$$

Поэтому если генератор, создающий высокочастотное поле  $H'$ , настроить на частоту  $\omega_{\text{рез}}$ , то произойдет резонансное опрокидывание спина. При этом образец в целом начнет поглощать энергию. Регистрация этой потери энергии при единичном акте резонансного поглощения трудна. Поэтому к основному полю  $H$  добавляется параллельное ему сравнительно небольшое низкочастотное модулирующее поле

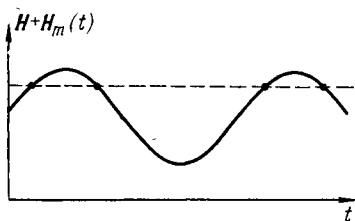


Рис. 2.11. Иллюстрация роли модулирующего поля.

Пунктирной линией показана напряженность магнитного поля, при которой происходит резонансное опрокидывание спина.

$$H_m(t) = H_0 \sin \omega_0 t;$$

$\omega_0$  — низкая частота, для которой, например,  $\nu = 50$  Гц. Суммарное поле  $H(t) = H + H_m(t)$  периодически вводит систему в резонанс и выводит из него (рис. 2.11). За счет релаксационных процессов в промежутке между резонансами система успевает перейти в невозбужденное состояние, так что каждое прохождение через резонанс сопровождается поглощением энергии. Поэтому на осциллографе можно получить стационарную картину.

Точность метода определяется точностью измерения сильного магнитного поля  $H$  и частоты генератора. Для измерения этих величин существуют прецизионные методы. Поэтому резонансные

методы измерения магнитных моментов отличаются высокой точностью (до шести знаков).

Только что описанный метод непригоден для измерения магнитного момента нейтрона, поскольку нейтроны нельзя удержать в ампуле, а можно иметь лишь в форме пучков.

Точное измерение магнитного момента нейтрона было проделано методом Раби. Схема этого метода изображена на рис. 2.12. Пучок нейтронов из источника 3 последовательно проходит через два сильно

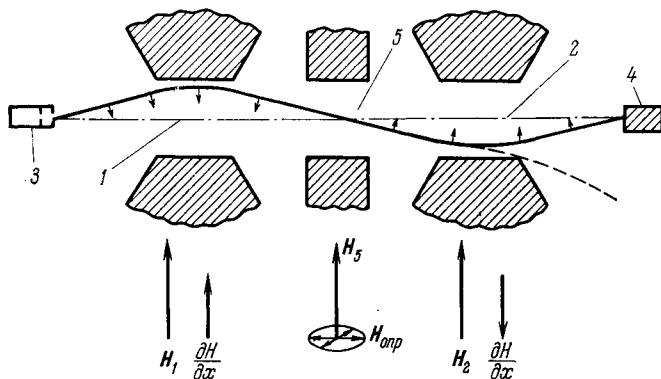


Рис. 2.12. Схема метода Раби.

Штрих-пунктирная линия — ось пучка, сплошная линия — траектория частицы с постоянной ориентацией магнитного момента, пунктирная линия изображает частицу, магнитный момент которой переориентировался в области 5. Стрелками на траектории указаны направления магнитного момента.

неоднородных магнитных поля 1 и 2 с противоположно направленными градиентами  $\partial H/\partial x$ . В неоднородном магнитном поле траектория частицы, обладающей магнитным моментом, искривляется по градиенту или против него в зависимости от ориентации магнитного момента. Первое неоднородное поле искривляет траектории нейтронов, а второе — фокусирует их на детектор 4. Если теперь в промежутке 5 между полями включить уже знакомую нам по предыдущему методу комбинацию постоянного сильного однородного ( $H_5$ ) и слабого высокочастотного ( $H_{\text{опр}}$ ) магнитных полей, то в резонансе спин нейтронов будет опрокидываться, в результате чего эти нейтроны не будут фокусироваться вторым неоднородным полем, т. е. не попадут в детектор. Поэтому на графике интенсивности счета в детекторе в зависимости от частоты высокочастотного поля в резонансе будет резкий провал, положение которого и определит величину магнитного момента.

В методе Раби используются также молекулярные пучки, позволяющие определить магнитные моменты и спины ядер. Спин ядра

определяется по числу резонансов и относительным расстояниям между ними.

С помощью метода магнитного резонанса удалось измерить даже магнитный момент нейтральной нестабильной частицы  $\Lambda$ -гиперона, время жизни которого имеет порядок  $10^{-10}$  с. Этот магнитный момент  $\mu_\Lambda$  оказался равным  $-0,73$  в единицах ядерного магнетона.

4. Перейдем теперь к опытным данным о магнитных моментах нуклонов и атомных ядер. Все численные значения магнитных моментов мы будем приводить в единицах ядерного магнетона.

Магнитные моменты протона  $\mu_p$  и нейтрона  $\mu_n$  имеют соответственно следующие значения:

$$\mu_p = 2,79, \quad \mu_n = -1,91.$$

Знак минус у магнитного момента нейтрона означает, что его магнитный момент направлен против спина.

Изучение магнитных моментов ядер привело к установлению следующих эмпирических закономерностей:

а) Магнитные моменты ядер с нулевым спином равны нулю. Это не новое свойство ядра, а уже известное нам следствие из квантовой теории, согласно которому ненулевой магнитный момент у микро-частицы возможен лишь при ненулевом спине.

б) Магнитные моменты ядер с ненулевым спином имеют порядок ядерного магнетона. Таким образом, магнитные моменты отдельных нуклонов в ядре, подобно механическим, в основном компенсируют друг друга. Малость ядерных магнитных моментов является еще одним аргументом против наличия в ядре электронов, магнитные моменты которых в 2000 раз больше ядерного магнетона.

в) Неаддитивность собственных магнитных моментов. Например, поскольку известно, что дейтрон состоит из протона и нейтрона с параллельными спинами, то, казалось бы, магнитный момент  $\mu_d$  дейтрона должен равняться алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона. На самом деле эта аддитивность соблюдается лишь приближенно, так как  $\mu_p + \mu_n = 0,88$ , в то время как  $\mu_d = 0,86$ . Расхождение далеко выходит за пределы ошибок и поэтому нуждается в истолковании. Как будет объяснено в гл. V, § 2, эта неаддитивность связана с нецентральностью сил, действующих между нуклонами.

Совокупность значений магнитных моментов ядер содержит важную информацию о ядерной структуре и существенно используется при построении ядерных моделей (см. гл. III, § 4, п. 11).

## § 6. Размеры ядер

1. Для того чтобы сделать возможным количественное исследование вопроса о размерах ядер, необходимо ввести понятие типа *радиуса ядра*. Однако ядра, как и все микрообъекты, для которых