Если теперь (без учета сверхтонкого расщепления) снова рассмотреть два энергетических уровня 1 и 2, при переходе между которыми излучается какая-либо зеемановская линия, то с учетом сверхтонкого расщепления между уровнями возникнут переходы, при которых будет излучаться энергия

$$\delta W = [(Am_I m_J)_2 - (Am_I m_J)_1]\hbar^2 = [(Am_J)_2 - (Am_J)_1]m_I\hbar^2, \tag{67.3}$$

так как в силу правила отбора $\Delta m_I = 0$. В результате таких переходов зеемановская линия и претерпит сверхтонкое расщепление на $2I+1$ компонент, соответствующих значениям квантового числа $m_I = I,\ (I-1),\ \ldots,\ -(I-1),\ -I$. Расстояния между сверхтонкими компонентами будут одни и те же и равны $[(Am_J)_2 - (Am_J)_1]\hbar^2$.

Описанная картина, в частности, отчетливо наблюдается у висмута на линии 472,2 нм (см. предыдущий параграф, пункт 9). В достаточно сильном магнитном поле (порядка 10 000 Гс) получается обычный простой эффект Зеемана. Но каждая зеемановская составляющая состоит из 10 равноотстоящих компонент. Из соотношения $2I+1=10$ получается $I=9/2$, как и было указано в § 66, пункт 9.

§ 68. Измерения спинов и магнитных моментов ядер методом магнитного резонанса. Опытные данные о спинах и магнитных моментах ядер

1. Зная спин ядра, можно по магнитному взаимодействию ядра с электронной оболочкой атома определить и магнитный момент ядра. Вопрос сводится к нахождению постоянной магнитного взаимодействия A, входящей в формулу (66.5). Но эта постоянная, даже для легких атомов, теоретически может быть вычислена с малой погрешностью (не превышающей примерно 10 %). Более надежно спины и магнитные моменты ядер могут быть найдены при исследовании поведения атомных ядер во внешних магнитных полях. Сюда относятся исследования сверхтонкого расщепления зеемановских спектральных линий в таких полях, о чем говорилось в предыдущем параграфе.

Можно также воспользоваться методом Штерна и Герлаха, исследуя отклонения атомных и молекулярных пучков в сильных и резко неоднородных магнитных полях (см. § 36). По числу компонент, на которые расщепляется пучок, можно определить спин, а по значению расщепления — магнитный момент ядра. Однако определение магнитных моментов ядер методом Штерна и Герлаха много труднее, чем магнитных моментов атомов, так как из-за малости магнитных моментов ядер ожидаемое отклонение примерно в тысячи раз меньше, чем у атомов

с отличными от нуля магнитными моментами электронных оболочек. Влияние ядер совершенно исчезает на фоне более сильного эффекта атомных оболочек. Для преодоления возникшей трудности опыты надо производить на атомах с замкнутыми электронными оболочками или с молекулами (например, H_2, H_2O), у которых магнитные моменты электронных оболочек взаимно скомпенсированы. Кроме того, надо создавать резко неоднородные магнитные поля с градиентами порядка 10^5 Гс/см. И даже в этих случаях наблюдаемое расщепление (около 0,05 мм) сравнимо с разбросом из-за максвелловского распределения скоростей. Фактическое расщепление пучка в подобных опытах не наблюдается, и для определения магнитных моментов приходится тщательно исследовать плотность распределения частиц пучка в месте попадания их на детектор. Хотя методом Штерна и Герлаха и удалось измерить магнитный момент протона, но для определения магнитных моментов ядер этот метод в большинстве случаев непригоден.

2. Прецизионную точность (примерно до семи знаков) дает *метод магнитного резонанса*, наблюдаемый как на нейтральных пучках атомов или молекул (со скомпенсированными магнитными моментами), так и методом поглощения. В случае нейтронов можно пользоваться только пучками, так как нейтроны нельзя содержать в ампулах. Магнитный резонанс подробно изложен в § 42, а потому нет необходимости его еще раз излагать здесь. Заметим только, что по числу резонансов можно определить спин, а по резонансным частотам — расстояние между энергетическими уровнями ($\mu_{яд}B$) и магнитный момент ядра. Методом магнитного резонанса и получены все точные данные о магнитных моментах ядер.

3. Приведем теперь опытные данные относительно спинов и магнитных моментов ядер.

1) Протон и нейтрон, как и электрон, обладают спином, равным 1/2 (в единицах $\hbar$). Полный момент импульса каждого нуклона в ядре складывается из его спинового и орбитального моментов по квантовомеханическому правилу сложения моментов. В свою очередь полный момент ядра $\boldsymbol{I}$ по тому же правилу складывается из моментов импульса составляющих его нуклонов.

2) При четных A спин ядра I всегда целый, а при нечетных — полуцелый. Исторически этот факт был решающим при переходе от протонно-электронной к протонно-нейтронной модели ядра. В самом деле, например, ядро азота $^{14}_{7}N$, состоящее по протонно-электронной модели из 21 частицы, должно было бы иметь полуцелый спин, поскольку спин каждой частицы равен 1/2, а их орбитальные моменты целочисленны. Экспериментально же измеренный спин ядра азота оказался равным 1. В свое время этот факт получил название «азотной катастрофы».

В протонно-нейтронной модели ядра противоречия с опытом не получается, так как по этой модели ядро азота состоит из 7 протонов и 7 нейтронов, т. е. из четного числа частиц, а потому его спин, в согласии с опытом, должен быть целым.

3) Для четно-четных стабильных ядер (Z и N четные) спин всегда равен нулю. К таким ядрам относится больше половины всех стабильных ядер. Почти все остальные стабильные ядра либо четно-нечетные (Z четное, N нечетное), либо нечетно-четные (Z нечетное, N четное). Ядер указанных типов имеется примерно поровну. Спины всех этих ядер отличны от нуля, так как все они имеют нечетные A. Минимальное значение спина у этих ядер равно 1/2. Нечетно-нечетных стабильных ядер (Z и N нечетные), как уже указывалось в § 64, имеется всего пять (^{2}D, ^{6}Li, ^{10}B, ^{14}N, ^{50}V)*). Все они имеют целочисленные спины, отличные от нуля (спин для ^{50}V равен 6, для ^{6}Li — 3, для остальных ядер — 1).

4) Спины всех известных стабильных ядер не превышают 9/2, за исключением ванадия ^{50}V, спин которого равен 6. Таким образом, спины ядер очень малы по сравнению с суммой абсолютных значений спинов и орбитальных моментов всех частиц, входящих в ядро. Наряду с преобладанием четно-четных ядер, отмеченным выше, этот факт указывает на то, что большинство нуклонов в ядре прочно связано в замкнутых оболочках, имеющих нулевой суммарный момент импульса, и не участвует в создании спина ядра.

5) Ядра со спинами $I \geqslant 1/2$ обладают магнитными моментами. Магнитные моменты ядер, о чем уже неоднократно говорилось выше, примерно в тысячи раз меньше магнетона Бора, определяющего магнитный момент электрона. Естественной единицей ядерных магнитных моментов является ядерный магнетон. По определению он в $m_p/m_e \approx 1836$ раз меньше магнетона Бора. Магнитные моменты ядер с ненулевыми спинами — порядка ядерного магнетона. Это указывает на то, что магнитные моменты отдельных нуклонов в ядре, как и их угловые моменты, в основном компенсируют друг друга. Малость же магнитных моментов ядер еще раз свидетельствует против наличия в ядре электронов, поскольку магнитный момент электрона в 1836 раз больше ядерного магнетона.

6) Собственные магнитные моменты нуклонов *не аддитивны*. Например, дейтрон состоит из протона и нейтрона, магнитные моменты которых (в ядерных магнетонах) равны $\mu_p = 2{,}79$, $\mu_n = -1{,}91$. Если бы эти моменты были аддитивны, то магнитный момент дейтрона был бы равен $\mu_d = 2{,}79 - 1{,}91 = 0{,}88$,

---

*) Изотоп $^{50}_{23}$V β^--радиоактивен, но период полураспада для него равен $6 \cdot 10^{15}$ лет, т. е. очень велик. По этой причине он и отнесен нами к стабильным изотопам.

тогда как опыт дает $\mu_d = 0{,}86$. Это расхождение далеко выходит за пределы погрешностей. Неаддитивность магнитных моментов находит свое истолкование в нецентральности сил, действующих между нуклонами.

§ 69. Четность. Закон сохранения четности

1. Понятие *четности* возникает в связи с операцией *инверсии*. При инверсии относительно начала координат знаки декартовых координат всех частиц системы меняются на противоположные, т. е. x, y, z переходят в $-x$, $-y$, $-z$ или $\boldsymbol{r}$ заменяется на $-\boldsymbol{r}$. В дальнейшем для сокращения записи под $\boldsymbol{r}$ обычно будет пониматься радиус-вектор не одной частицы, а совокупность радиус-векторов частиц всей системы. Если же в рассуждении требуется явно указать, что частиц несколько, то мы (также для сокращения записи) ограничимся случаем двух частиц, нумеруя их индексами 1 и 2. Это не вводит никаких ограничений. *Оператор инверсии* обозначается через $\widehat{P}$. Таким образом, по определению $\widehat{P}\psi(\boldsymbol{r}) = \psi(-\boldsymbol{r})$. Операцию инверсии $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$ можно представить как зеркальное отражение относительно плоскости, проходящей через начало координат, с последующим поворотом на 180° вокруг оси, перпендикулярной к этой плоскости.

Найдем прежде всего собственные значения P оператора $\widehat{P}$. Они определяются уравнением

$$\widehat{P}\psi(\boldsymbol{r}) = P\psi(\boldsymbol{r}).$$

Повторное применение оператора $\widehat{P}$ дает

$$\widehat{P}^2\psi(\boldsymbol{r}) = P\widehat{P}\psi(\boldsymbol{r}) = P^2\psi(\boldsymbol{r}).$$

Но оператор $\widehat{P}^2$ есть тождественное преобразование, при котором ничего не меняется. Значит, $\psi(\boldsymbol{r}) = P^2\psi(\boldsymbol{r})$, а потому $P^2 = 1$, $P = \pm 1$. Таким образом, собственные значения оператора $\widehat{P}$ будут $+1$ и -1. В соответствии с этим собственные функции оператора $\widehat{P}$ разделяются на *четные* и *нечетные*. Четная функция определяется соотношением $\psi(\boldsymbol{r}) = \psi(-\boldsymbol{r})$, а нечетная — соотношением $\psi(\boldsymbol{r}) = -\psi(-\boldsymbol{r})$. Число P принято называть *четностью* функции $\psi(\boldsymbol{r})$ или состояния системы. Для четных функций $P = +1$, для нечетных $P = -1$.

2. В уравнении Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \widehat{\mathscr{H}}\Psi \tag{69.1}$$