

§ 4. Ядерные спины

1. Протон, нейтрон, а также большинство атомных ядер обладают не равным нулю спином, т. е. внутренним моментом количества движения. Подчеркнем существенное отличие микрочастиц с ненулевым спином от вращающихся макроскопических волчков. Вращение макроволчка можно ускорить, замедлить и даже остановить. У спина же микрочастицы можно лишь изменять направление, не меняя его абсолютного значения. В частности, спиновое вращение нуклона или легкого ядра нельзя «остановить». Однако в средних и тяжелых ядрах, как мы увидим в § 7, п. 2, уже начинают проявляться свойства макроскопических волчков.

Напомним, что согласно сказанному в гл. I, § 3, п. 5 квадрат момента (1.28) может иметь только дискретные значения $\hbar^2 J(J+1)$, где J — целое или полуцелое число ($J = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$), а $J_z = J, J-1, \dots, -J$.

За единицу спина всегда принимают постоянную Планка \hbar . Квантовое число J называют значением спина микрочастицы.

2. Для экспериментального определения спинов атомных ядер был предложен целый ряд методов. Более ранние из них связаны с изучением сверхтонкой структуры оптических спектров, более современные основаны на изучении поведения ядер в магнитном поле с помощью радиоспектроскопической техники. Все эти методы базируются на связи спина с магнитным моментом и будут изложены в следующем параграфе. Спины короткоживущих изотопов и ядер в возбужденных состояниях определяются методами ядерной спектроскопии (см., например, гл. VI, § 6, п. 5), а также из ядерных реакций (см., например, гл. IV, § 10) на основе закона сохранения момента количества движения, справедливого не только в классической, но и в квантовой теории.

3. Эксперименты по измерению спинов протона и нейтрона показывают, что обе эти частицы, подобно электрону, имеют спин $1/2$. Спин ядра равен геометрической сумме моментов количества движения протонов и нейтронов, составляющих ядро. Сложение моментов производится в соответствии с формулой (1.31). При этом полный момент каждого нуклона в свою очередь является суммой спинового и орбитального (т. е. связанного с движением нуклона по «орбите» в ядре) моментов, причем орбитальный момент, в противоположность спиновому, может иметь только целые значения.

В отношении спинов различных ядер наблюдаются следующие закономерности:

а) При четном A спины всегда целые, а при нечетном A — всегда полуцелые. Исторически этот факт сыграл решающую роль при переходе от протонно-электронной модели ядра к протонно-нейтронной. Действительно, если бы, например, дейтрон состоял из

двух протонов и электрона, то его спин был бы полуцелым, в то время как экспериментальное значение этого спина равно единице.

б) Спины всех четно-четных ядер в основных состояниях равны нулю. Этот факт трактуется как указание на то, что в отмеченном в § 3, п. 5 явлении спаривания нуклонов участвуют два одинаковых нуклона с противоположно ориентированными моментами количества движения, так что суммарный момент пары оказывается равным нулю.

в) Спины всех известных стабильных ядер не превышают $9/2$, т. е. очень малы по сравнению с суммой абсолютных величин спинов и орбитальных моментов всех входящих в ядро частиц. Этот факт свидетельствует о том, что большинство нуклонов прочно связано в замкнутых оболочках, имеющих нулевой суммарный момент, и не участвует в создании спина ядра.

4. В следующей главе будет показано, что спиновые свойства ядер хорошо объясняются в рамках современных модельных представлений. Природа же спиновых свойств элементарных частиц пока остается во многом загадочной. Прежде всего странным (с привычной макроскопической точки зрения) является само существование ненулевого момента количества движения в низшем энергетическом состоянии, свидетельствующее, по-видимому, о существовании зависящих от скорости сил, энергия которых компенсирует центробежную. Еще более загадочным является полуцелость спинов электронов и нуклонов, указывающая на то, что эти спины хотя бы частично не связаны с обычным вращением материи, поскольку все моменты орбитального типа обязаны быть целыми.

5 В заключение остановимся на некоторых важных особенностях спина частицы, отсутствующих у моментов количества движения макроскопических тел. Одной из таких особенностей являются квантовые флуктуации направления спина. Эти флуктуации проявляются прежде всего в том, что строго фиксированное значение может иметь только одна компонента спина, например J_z . При этом компоненты J_x , J_y флуктуируют вокруг нулевого среднего значения. Из-за флуктуаций вектор спина нельзя точно ориентировать в определенном направлении. Действительно, согласно (1.30) максимальное возможное значение компоненты J_z равно J , так что $(J_z^2)_{\max}$ равно J^2 . В то же время квадрат J^2 всего вектора спина равен $J(J+1)$. Поэтому даже при максимально возможной степени ориентированности спина вдоль оси z квадраты J_x^2 , J_y^2 будут отличными от нуля:

$$J_x^2 + J_y^2 = J^2 - J_z^2 = J.$$

Мерой относительной флуктуации направления спина является величина

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{\sqrt{J^2 - (J_z^2)_{\max}}}{J} = \frac{1}{\sqrt{J}}. \quad (2.9)$$

При малых J флуктуации спина сравнимы с его величиной. В частности, при $J = 1/2$ среднеквадратичные значения всех компонент одинаковы:

$$\langle J_x^2 \rangle = \langle J_y^2 \rangle = \langle J_z^2 \rangle = 1/4.$$

Другая особенность спина ядра и вообще любой микрочастицы состоит в том, что вектор спина является единственной величиной, характеризующей ориентацию частицы. Это неожиданное и сильное утверждение строго доказывается в квантовой теории. Нам придется принять его на веру и ограничиться рассмотрением следствий из него. Эти следствия таковы. Во-первых, из-за только что отмеченных флуктуаций (2.9) направления спина микрочастицу можно ориентировать в пространстве лишь с определенной точностью, которая тем ниже, чем меньше ее спин. Частицу с нулевым спином ориентировать вообще нельзя. Во-вторых, если частица обладает векторными или тензорными характеристиками любой природы, то все они должны выражаться через вектор спина. Так, любая векторная физическая величина A , характеризующая частицу, должна быть пропорциональна J :

$$A = aJ, \quad (2.10)$$

где a — константа, полностью характеризующая вектор A . Любая физическая величина B_{ik} , являющаяся симметричным тензором второго ранга с нулевым следом (т. е. $B_{ii} = 0$), если она характеризует свойства микрочастицы, имеет вид

$$B_{ik} = b \left\{ J_i J_k + J_k J_i - \frac{2}{3} \delta_{ik} J(J+1) \right\}, \quad (2.11)$$

где b — константа, полностью характеризующая тензор B_{ik} . Соотношения (2.10), (2.11) накладывают довольно жесткие ограничения на векторные и тензорные характеристики микрочастиц. Прежде всего из этих соотношений вытекает, что при нулевом спине у частицы не может существовать никаких векторных и тензорных характеристик. Далее, из (2.10) следует, что характеризующие частицу векторы могут быть только аксиальными (или, что то же самое, псевдовекторами). Поэтому, в частности, ядра и элементарные частицы могут иметь магнитные дипольные моменты, но не могут иметь электрических дипольных. Аналогично квадрупольный момент ядра может быть только электрическим, но не магнитным. Более тонким является то обстоятельство, что ненулевой квадрупольный момент возможен лишь при $J \geq 1$. Это следствие из квантовой теории мы можем пояснить лишь указанием на то, что двух проекций спина $1/2$ недостаточно для описания ориентации квадрупольного момента в пространстве. Это соответствует тому, что при $J = 1/2$ равна нулю правая часть (2.11).