полученные из спектроскопических измерений Q_0^s, измерений времени жизни вращательных состояний Q_0^r и данных о вероятностях возбуждения вращательных состояний кулоновским полем Q_0^q. В квадратных скобках указаны ссылки на литературу.

§ 22. Магнитные моменты и обобщенная модель ядра

Как указывалось в § 16, оболочечная модель ядра сравнительно грубо объясняет магнитные моменты ядер. Учет взаимодействия нуклонов, находящихся вне заполненных оболочек, и отклонений от чистых типов связи (LS или jj) улучшает согласие с экспериментом. Однако магнитные моменты некоторых ядер могут быть объяснены только при учете влияния нуклонов, входящих в состав заполненных оболочек. Такое влияние учитывается в обобщенной модели ядра и можно надеяться, что обобщенная модель ядра даст более полное описание магнитных моментов ядер.

Если ядро обладает аксиальной осью симметрии, то состояние внешнего нуклона характеризуется проекцией (Ω) его момента на эту ось. Тогда в системе, состоящей из одного внешнего нуклона и деформированного остова, оператор магнитного момента в единицах ядерного магнетона будет иметь вид

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = g_\Omega \hat{\Omega} \boldsymbol{n} + g_R \hat{\boldsymbol{R}}, \tag{22,1}$$

где $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор в направлении аксиальной оси; g_Ω — гиромагнитный множитель для нуклона, движущегося в аксиальном поле ядра; $g_R \approx Z/A$ — гиромагнитный множитель, связанный с движением ядра как целого [68] (предполагается, что заряд ядра равномерно распределен по ядру); $\hat{\boldsymbol{R}}$ — оператор момента количества движения остова ядра. Этот оператор выражается через оператор полного момента $\hat{J}$ и оператор момента $\hat{\Omega}\boldsymbol{n}$ внешнего нуклона простым соотношением:

$$\hat{\boldsymbol{R}} = \hat{\boldsymbol{J}} - \hat{\Omega} \boldsymbol{n}. \tag{22,2}$$

Подставляя (22,2) в (22,1), получим:

$$\boldsymbol{\mu} = (g_\Omega - g_R) \hat{\Omega} \boldsymbol{n} + g_R \hat{\boldsymbol{J}} = \left\{ (g_\Omega - g_R) \frac{(\boldsymbol{n}\hat{\boldsymbol{J}})}{J^2} \hat{\Omega} + g_R \right\} \hat{\boldsymbol{J}}. \tag{22,3}$$

Среднее значение оператора магнитного момента (22,3) в состоянии $\Psi^J_{M\Omega}$, когда проекции полного момента и момента внешнего нуклона на ось симметрии ядра совпадают и равны $M = \Omega = J$, будет равно

$$\langle \mu \rangle_J = (g_\Omega - g_R) \frac{J^2}{J+1} + g_R J = g_\Omega J - (g_\Omega - g_R) \frac{J}{J+1}. \tag{22,4}$$

Если движение внешнего нуклона таково, что хорошим квантовым числом является полный момент j нуклона, то гиромагнитное отношение $g_\Omega \approx g_j$

для одного нуклона в оболочечной модели. В этом случае магнитный момент ядра при $j > {}^3/_2$ будет равен

$$\langle\mu\rangle_J = g_j J - (g_j - g_R)\,\frac{J}{J+1}\,. \tag{22,5}$$

При $j = {}^1/_2$ нет прямой связи нуклона с поверхностью и магнитный момент должен совпадать с магнитным моментом одного нуклона $\langle\mu\rangle_j = g_j J$. Случай $j = {}^3/_2$ требует специального рассмотрения [44], так как характер взаимодействия нуклона в состоянии $j = {}^3/_2$ с поверхностью имеет некоторые особенности.

В таблице 11 приведены экспериментальные значения магнитных моментов ядер, обладающих одним нечетным нуклоном, спином ${}^5/_2$ и положительной четностью. Согласно оболочечной модели ядра такие ядра должны были бы иметь магнитный момент:

$$\mu = \begin{cases} 4{,}793, & \text{если число протонов нечетно;} \\ -1{,}913, & \text{если число нейтронов нечетно.} \end{cases}$$

Указанные в таблице теоретические значения вычислены по формуле (22,5) при g_j, взятом из таблицы 9, и $g_R = Z/A$. Из таблицы 11 следует, что учет магнитного момента, вносимого несферическим остовом ядра, значительно улучшает согласие теории с экспериментом.

Таблица 11. Магнитные моменты ядер, обладающих спином ${}^5/_2$

Ядра с нечетным числом протонов			Ядра с нечетным числом нейтронов		
	Эксперимент	Теория		Эксперимент	Теория
Al^{27}	3,64	3,77	Mg^{25}	−0,86	−0,67
Sb^{121}	3,36	3,73	Mo^{95}	−0,91	−0,81
Cs^{131}	3,48	3,73	Pd^{105}	−0,6	−0,81
Pr^{151}	3,9	3,73	Cd^{111}	−0,7	−0,81
Re^{187}	3,20	3,71			

Для ядер, сильно отличающихся от сферических, предположение о сохранении полного момента отдельного нуклона выполняется плохо. Поэтому при вычислении полного магнитного момента ядра надо пользоваться формулой (22,4), где гиромагнитное отношение g_Ω следует определять формулой

$$g_\Omega = \frac{1}{\Omega}\,\langle g_s \hat{s}_\xi + g_l \hat{l}_\xi \rangle, \tag{22,6}$$

здесь g_s и g_l — соответственно спиновый и орбитальный гиромагнитные множители нуклона; $\hat{s}_\xi$ и $\hat{l}_\xi$ — проекции на аксиальную ось ядра операторов соответствующих моментов количества движения. Усреднение в (22,6) должно выполняться на волновых функциях нуклона, движущегося в поле аксиально-симметричного ядра. Поскольку волновая функция будет зависеть от деформации ядра β_0, то и величина g_Ω будет функцией β_0. Возможно, что именно этот эффект ответственен за большую разницу в магнитных моментах ядер Eu^{151} и Eu^{153}. Магнитный момент Eu^{151} в ядерных магнетонах равен 3,6, а магнитный момент Eu^{153} равен 1,6, при этом величина β_0 у ядра Eu^{153} примерно в 2 раза превышает β_0 для ядра Eu^{151}.

В последнее время появились работы [35,69], в которых делается попытка экспериментального исследования каждого из гиромагнитных отношений g_Ω и g_R, входящих в формулу (22,6). Используя экспериментальные значения магнитных моментов в основном состоянии и значения вероятностей дипольных магнитных переходов между ротационными уровнями, зависящие от $(g_\Omega - g_R)^2$ (см. § 77), можно вычислить обе величины g_Ω и g_R, если сделать предположение о знаке $g_\Omega - g_R$. Для некоторых переходов знак $g_\Omega - g_R$ можно определить из угловой корреляции γ-квантов двух последующих переходов. В таблице 12 приведены полученные в работах [35,69] результаты.

Если оценки величин g_Ω и g_R, приведенные в таблице 12, подтвердятся дальнейшими исследованиями, то они будут указывать на грубость приближения, при котором принимается, что $g_R = Z/A \approx 0,40$.

В последнем столбце таблицы 12 приведены значения g_j согласно модели оболочек. Эти величины, относящиеся к сферической яме, значительно отличаются от измеренных g_Ω, относящихся к движению частицы в аксиальном поле.

Таблица 12. Значения гиромагнитных множителей g_Ω и g_R

Ядро	Спин	μ	$(g_\Omega - g_R)^2$	g_Ω	g_R	g_j
Ta^{181}	$\frac{7}{2}$	2,1	0,202	0,70	0,25	0,49 $(g_{7/2})$
Au^{197}	$\frac{3}{2}$	0,19	0,149	− 0,061	0,32	0,12 $(d_{3/2})$
Re^{185}	$\frac{5}{2}$	3,17	1,17	1,53	0,53	1,99 $(d_{5/2})$
Re^{187}	$\frac{5}{2}$	3,20	1,32	1,63	0,52	1,99 $(d_{5/2})$
Ir^{193}	$\frac{3}{2}$	0,17	$4 \cdot 10^{-4}$	0,12	0,10	0,12 $(d_{3/2})$

§ 23. Малые возбужденные состояния атомных ядер

Любое возбужденное состояние ядра является квазистационарным, так как возможен спонтанный переход из этого состояния в другие состояния ядра с меньшей энергией с одновременным испусканием