

цент, описывающий сложение угл. моментов в собств. системе координат, Q_0 — внутр. *квадрупольный электрический момент ядра*. Ядра лантаноидов с параметром *квадрупольной деформации* $\beta_2 \sim 0,3$ имеют $Q_0 \sim 8 \cdot 10^{-24}$ см². Для состояний с $I \gg K$ наиб. вероятные переходы с $|\Delta I| = 2$ происходят между уровнями с одинаковой сигнатурой. Переходы с $|\Delta I| = 1$ между уровнями с разной сигнатурой в $(K/I)^2$ раз менее вероятны. Из (9) следует, что отношение вероятностей *E2*-переходов определяется только геом. фактором сложения угл. моментов начального и конечного состояний. Эти правила для низших вращат. уровней хорошо деформированных ядер выполняются с точностью до неск. процентов.

Переходы *M1* зависят не только от коллективного гиромагн. отношения g_R (см. ниже), но и от внутр. *g*-фактора (g_K) нуклонов. Для полос с $K > 1/2$ приведённые вероятности *M1*-переходов:

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 \langle I_i K_i; 10/I_f K_f \rangle^2, \quad (10)$$

где M — масса нуклона (в полосе с $K = 1/2$ B зависит дополнительно от т.н. магн. параметра развязывания). Соотношение (10) выполняется для низших уровней полос с $K > 1/2$ с точностью до неск. процентов. Измеряя вероятности *M1*-перехода и зная статич. магн. момент ядра, можно найти g_R для нечётных ядер. Для низших состояний чётно-нечётных ядер g_R находят по величине статич. магн. момента, определяемого по прецессии возбуждённого состояния 2^+ в магн. поле (см. *Ядерный магнитный резонанс*).

Переходы между уровнями разл. полос менее вероятны, т. к. происходят между разл. одночастичными состояниями. Для них возникает дополнит. правило отбора:

$$|K_i - K_f| \leq L, \quad (11)$$

к-рое является следствием приближённого сохранения K . Переходы, для к-рых условие (11) не выполняется, наз. *К-запрещёнными*, а величина $|K_i - K_f| - L$ наз. порядком *К-запрета*. Хотя правило (11) не является строгим из-за приближённого характера адиабатичности (см. ниже), тем не менее интенсивность *К-запрещённых* переходов ослаблена ($\sim 10^2$ на каждый порядок *К-запрета*).

Существование в *деформированных ядрах* приближённых (асимптотич.) квантовых чисел N, n_z, Λ, Σ (где $N = n_z + n_{\perp}$ — гл. осцилляторное квантовое число; n_z — квантовое число, определяющее колебание нуклона вдоль оси z' ; n_{\perp} — в плоскости, перпендикулярной z' ; Λ — проекция орбитального момента нуклонов на z' ; Σ — проекция спина нуклона на z') также приводит к дополнит. правилам отбора для вероятностей одночастичных переходов (табл.).

Асимптотические правила отбора для «облегчённых» дипольных переходов

| Переход | ΔK | ΔN | Δn_z | $\Delta \Lambda$ | $\Delta \Sigma$ |
|-----------|------------|------------|--------------|------------------|-----------------|
| <i>E1</i> | 0 | ± 1 | ± 1 | 0 | 0 |
| » | ± 1 | ± 1 | 0 | ± 1 | 0 |
| <i>M1</i> | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| » | ± 1 | 0 | 0 | 0 | ± 1 |
| » | ± 1 | 0 | ± 1 | = 1 | 0 |

Правила отбора по асимптотич. квантовым числам не являются строгими. Однако их нарушение в «затруднённых» переходах уменьшает вероятность последних в $10-100$ раз по сравнению с «облегчёнными» переходами.

Отношение приведённых вероятностей двух эл.-магн. переходов мультипольности L с уровня $I_i K_i$ одной

полосы на уровне $I_f K_f$ и $I_j K_j$ другой полосы, если $L \leq K_i - K_f$ или если K_i или $K_j = 0$:

$$\frac{B(L, I_i \rightarrow I_f)}{B(L, I_j \rightarrow I_f)} = \frac{\langle I_i K_i; L K_f - K_i / I_f K_f \rangle^2}{\langle I_j K_j; L K_f - K_j / I_j K_j \rangle^2}. \quad (12)$$

Если $K_i = K_f$, соотношение (12) переходит в правило интенсивностей эл.-магн. переходов внутри полосы. Соотношение (12) выполняется и для облегчённых α -, β -переходов и ядерных реакций передачи нуклонов. Оно является критерием адиабатичности вращения.

Коллективные параметры. Абс. величины энергий уровней и вероятностей переходов *E2* и *M1* зависят от J, g_R и Q_0 . Эти параметры определяются внутр. структурой ядра и, оставаясь приблизительно постоянными внутри полосы (для не слишком больших I), плавно изменяются от ядра к ядру, а в данном ядре — от одной полосы к другой.

Момент инерции J вращающегося ядра можно рассматривать как его реакцию на силы Кориолиса, искажающие движение нуклонов в ср. поле. Сильное влияние на J оказывает взаимодействие нуклонов, приводящее к парным корреляциям с верхн. уровнем возбуждённого типа. В деформир. ядрах пары образуют нуклоны с противоположным знаком Ω . В чётно-нечётных ядрах парные корреляции приводят к характерному спектру одночастичных возбуждённых со значением 2Δ (Δ — энергия корреляции пары). Они мешают нуклонам участвовать во вращении, уменьшая J приблизительно вдвое по сравнению с твердотельным значением:

$$J_T = \frac{2}{5} A_0 \mathcal{M} R_0^2 (1 + 0,32\beta_2), \quad (13)$$

где $R_0 = 1,2 \cdot A^{1/3}$ Ф — среднеквадратичный радиус ядра, $\beta_2 = 1,06 \frac{a-b}{R_0}$ — параметр *квадрупольной деформации* (ядро — эллипсоид вращения с полуосями $a > b$). Для системы не взаимодействующих нуклонов, движущихся в ср. поле, $J = J_T$. Для нечётных и нечётно-нечётных ядер J низших полос в ср. на 20% больше, чем у осн. состояний соседних чётно-нечётных ядер. Это отличие объясняется уменьшением Δ и взаимодействием Кориолиса между одночастичными состояниями.

Парными корреляциями объясняется и отличие величины g_R от значения Z/A , к-рое получилось бы для равномерно заряженного вращающегося твёрдого тела. Для протонов Δ больше, чем для нейтронов, поэтому протоны менее эффективно участвуют во вращении. Это уменьшает g_R по сравнению с $Z/A \sim$ на 20%.

Отклонения от адиабатичности. В действительности адиабатичность вращения нарушается уже в самом начале полосы. Однако отклонения невелики. Так, энергии уровней с $I \leq 10$ во вращат. полосе с $K = 0$ чётно-нечётного ядра

$$\mathcal{E} = A I(I+1) - \mathcal{B} I^2 (I+1)^2, \quad (14)$$

причём отношение постоянных $\mathcal{B}/A \sim 10^{-3}$ для осн. состояний хорошо деформированных ядер.

Осн. источник неадиабатичности ядерного вращения — сила Кориолиса (3). Для нуклона вблизи *ферми-поверхности* $V_K \sim \omega_F$, где ω — частота вращения ядра, $j_F \sim A^{1/3}$ — макс. момент нуклонов у поверхности Ферми. В деформир. ядрах для пары нуклонов $V_K \sim \Delta$. Поэтому осн. параметр неадиабатичности

$$\alpha_{\Delta} = |V_K|/\Delta \sim \omega_F/\Delta. \quad (15)$$

Др. параметры: $\alpha_{\beta} \sim \omega_F/\beta_2 \mathcal{E}_F$ (\mathcal{E}_F — энергия нуклона на поверхности Ферми), описывающий взаимодействие вращения с деформацией; $\alpha_{\omega} \sim V_K/\omega_K \sim \omega/\omega_K$, описывающий взаимодействие вращения с β - и γ -колебаниями (см. *Коллективные возбуждения ядер*) с частотой $\omega_K \sim \Delta$ (в $A^{1/3}$ раз меньше α_{Δ}). Эффекты центро-