

С феноменологич. точки зрения 0^+ рассматривается как состояние ядра $A(N-1, Z+1)$, принадлежащее тому же изомультиплету, что и осн. состояние ядра $A(N, Z)$, т. е. отвечающее тому же изоспину $T=(N-Z)/2$, но отличающееся от последнего проекцией изоспина T_z : для $A(N, Z)$ $T_z=T$, для аналогового Г. р.

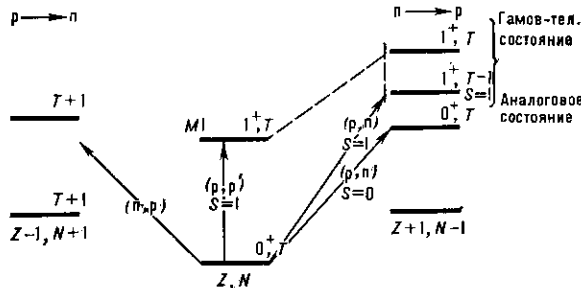


Рис. 5. Схема возбуждения зарядово-обменных и нейтральных резонансов.

$T_z=T-1$. Такая схема соответствует приближённому сохранению в ядерных процессах изоспиновой симметрии (парушаемой эл.-магн. поправками).

Наряду с энергией Г. р., к-рая отсчитывается от осн. состояния ядра $A(N, Z)$, важной характеристикой зарядово-обменных Г. р. является величина матричного элемента μ β -перехода в осн. состоянии ядра $A(N, Z)$. Энергия аналогового Г. р. определяется разностью кулоновских энергий $\Delta\epsilon_K$ ядер $A(N-1, Z+1)$ и $A(N, Z)$:

$$\epsilon(0^+) = \Delta\epsilon_K \approx 1,444 ZA^{-1/3} + 1,27 \text{ (МэВ)}, \quad (3)$$

а μ с точностью до 1—2% исчерпывает правило сумм, что связано с приближённым сохранением изоспина:

$$M^2(0^+) \approx N - Z. \quad (4)$$

Энергия гамов-теллеровского резонанса в ср. ядрах лежит на 2—4 МэВ выше $\epsilon(0^+)$ и приближается к $\epsilon(0^+)$ с ростом A и $N-Z$. Для тяжёлых ядер (Pb—U) энергии $\epsilon(0^+)$ и $\epsilon(1^+)$ практически совпадают, что может означать приближённую реализацию т. н. спин-изоспиновой (вигнеровской) симметрии в тяжёлых ядрах (см. Унитарная симметрия). Гамов-теллеровский Г. р. исчерпывает ок. 60% своего правила сумм. Причиной может быть переход в более сложные 1^+ состояния (2ч—2д) либо влияние далёких по энергии, но сильно коллективных состояний, описывающих виртуальные возбуждения самих нуклонов ядра. Если T —изоспин аналогового Г. р. ядра $A(N, Z)$, то гамов-теллеровский Г. р. того же ядра имеет изоспин $T-1$.

Наряду с аналоговым и гамов-теллеровским Г. р. в реакциях (p, n) при энергии протонов ~ 200 МэВ наблюдаются также Г. р. положительно заряж. ветви возбуждений средних и тяжёлых ядер с $L=1, S=1$ и $L=2, S=1$. Первые имеют квантовые числа $I^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$, вторые — $1^+, 2^+, 3^+$. Для ветви $\Delta Q = -1$ наблюдались: в реакции (π^-, π^+) Г. р. 0^+ ($2\hbar\omega$); в β -распаде протонно-избыточных ядер -1^+ ; в μ -захвате на ядре $^{40}\text{Ca} - 1^-$ ($S=0, L=1$), являющийся отрицат. изотопич. аналогом электрического дипольного Г. р. (рис. 5).

Распад, формирование Г. р. Как правило, Г. р. расположены при энергиях возбуждения, превышающих пороги испускания частиц из ядра, и, следовательно, распадаются преим. с вылетом нуклонов или лёгких ядер. Самые лёгкие ядра распадаются преим. с испусканием α -частиц; с ростом A возрастает доля протонного канала, однако с увеличением Z он обрезается кулоновским барьером ядра. Тяжёлые ядра распадаются в основном с испусканием нейтронов. Наблюдается также деление ядра из Г. р. $E1$ и $E2$. Распад аналоговых Г. р. идёт как с вылетом протонов, так и по нейтронному каналу (запрещённому при строгом сохранении изоспина).

Изучение каналов распада Г. р. позволяет выяснить его формирование, изучить его связь с др. возбуждениями ядра, получить информацию о поведении кулоновского барьера при колебаниях ядра, распада Г. р. дают информацию о вкладе различных одночастичных состояний в структуру коллективного состояния.

Взаимодействие ядра с внеш. полем с образованием Г. р. разделяется на ряд этапов. На 1-м этапе происходит рождение частично-дырочного возбуждения, отвечающего состояниям $1\text{ч}—1\text{д}$ над поверхностью Ферми исходного ядра. На 2-м этапе возбуждённая пара взаимодействует с нуклонами ядра, образуя другое ($1\text{ч}—1\text{д}$) состояние или две частично-дырочных пары ($2\text{ч}—2\text{д}$ -состояние). Далее образуются ($3\text{ч}—3\text{д}$) и более сложные конфигурации, пока не установится статич. равновесие.

Полная ширина Г. р. (Γ) обусловлена двумя процессами: прямым распадом в область непрерывного спектра (Γ^\uparrow) Γ^\uparrow и распадом ($1\text{ч}—1\text{д}$)-конфигураций на более сложные многочастичные (Γ^\downarrow). Смешивание со сложными конфигурациями приводит к потере когерентности и образованию состояний составного ядра. Макроскопически Γ^\downarrow связано с «ядерной вязкостью», приводящей к затуханию колебаний ядра. При распаде лёгких ядер в полной ширине Г. р. преобладает Γ^\uparrow , для тяжёлых — Γ^\downarrow , причём для последних в случае $E1$ $\Gamma^\downarrow \sim 80—90\%$ от полной ширины.

Экспериментальные методы. Г. р. возбуждаются за счёт эл.-магн. и сильного взаимодействий частиц с ядром. При взаимодействии γ -квантов с энергией 10—25 МэВ с ядром избирательно возбуждается Г. р. $E1$, т. к. длина волны γ -квантов $\lambda \gg R$, а Г. р. высших мультипольностей подавлены в отношении $(R/\lambda)^{2(L-1)}$.

Осн. метод изучения др. Г. р. — неупругое рассеяние частиц. Напр., при неупругом рассеянии быстрых электронов возбуждаются все Г. р. с $\Delta T=0$ и $\Delta T=1$, но имеет место высокий уровень фона. В неупругом рассеянии протонов также могут возбуждаться все виды Г. р., однако кинематич. особенности реакции при энергии протонов $E_p \leq 40—50$ МэВ уменьшают вероятность возбуждения Г. р. с $\Delta T=1, S=1$. Г. р. выделяются над фоном (связанным с прямым выбиванием протонов из ядра) при $E_p > 100$ МэВ.

Наилучшие результаты для изучения изоскалярных Г. р. даёт рассеяние α -частиц и ядер ^6Li с энергией > 100 МэВ (рис. 4). В этих процессах запрещено возбуждение Г. р. с $\Delta T=1$ (а в случае ^6Li имеет место значит. снижение фона).

Для изучения зарядово-обменных резонансов используют реакции перезарядки нуклонов. В реакции (p, n) возможно возбуждение состояний как с $S=0$, так и $S=1$, причём первые возбуждаются при энергиях $E_p \leq 40$ МэВ, а вторые при $E_p \sim 100—200$ МэВ. В реакции ($^6\text{Li}, ^6\text{He}$) возможно лишь образование Г. р. с $S=1$.

Для изучения Г. р. нейтральной ветви использовались также реакции (d, d'), ($^3\text{He}, ^3\text{He}'$), рассеяние лёгких и тяжёлых ионов, в положит. ветви — (π^+, π^0), ($^3\text{He}, ^3\text{H}$), в отрицат. ветви ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) — (p, p), (π^-, π^+), μ -захват и β -распад протонно-избыточных ядер.

Лит.: Наумов Ю. В., Крафт О. Е., Изоспин в ядерной физике, Л., 1972; Айзенберг И., Грайнер В., Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1975; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Берчт Дж. Ф., Колебания атомных ядер, пер. с англ., «В мире науки», 1983, № 7, с. 16.

Ю. В. Гапонов, С. П. Камерджигов, А. А. Оглоблин.

ГИГАНТСКИЕ СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРА — возникают, когда оптически создаваемый экситон рождается в связанном состоянии. Это может быть связанное состояние экситона с примесным центром (экситонно-примесный комплекс — ЭПК) либо с др. квазичастицей (с др. экситоном, магноном, фононом и др.). Необходимо только, чтобы энергия связи $\epsilon_{\text{св}} \ll \epsilon_{\text{э}}$, где $\epsilon_{\text{э}}$ — ширина экситонной зоны (рис.).