

более высокими l резонансы не проявляются. С увеличением ϵ_n роль нейтронов с большими l в образовании составных ядер возрастает. При анализе нейтронных ширин обычно исключают энергетич. зависимость (*) и оперируют с приведёнными нейтронными ширинами Γ^l для $\epsilon_n = 1$ эВ.

Для данного ядра Γ_n^l существенно меняются от резонанса к резонансу. Эксперим. данные о флуктуациях s -резонансов подтверждают высказанные С. Е. Портером (С. Е. Porter) и Р. Г. Томасом (R. G. Thomas) аргументы в пользу гауссовского распределения амплитуд приведённых ширин $(\Gamma_n^0)^{1/2}$ при нулевом ср. значении. Отсюда следует т. н. χ^2 -распределение с одной степенью свободы ($\nu = 1$) для Γ_n^0 (распределение Портера — Томаса):

$$P(x) = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x/2),$$

где $x = \Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$.

Аналогичными статистич. свойствами обладают и др. ширины (др. каналы распада). Распределение Портера — Томаса справедливо для ширин, характеризующих вероятности γ -переходов с резонансных состояний, имеющих одинаковые спины и чётность, на один и тот же уровень. Полная радиац. ширина практически не меняется от резонанса к резонансу для тяжёлых ядер, т. к. является суммой большого числа независимо флуктуирующих величин. Для Γ_γ справедливо χ^2 -распределение с числом степеней свободы $\nu \approx 50$. Для Γ_f и Γ_a характерны $\nu \approx 2-4$.

Энергетич. интервалы D между соседними резонансами с одинаковыми l и π распределены широко:

$$P(y) = (\pi y/2) \exp(-\pi y^2/4),$$

где $y = D/\langle D \rangle$, причём ср. значение $\langle D \rangle$ уменьшается с ростом A от 10^2 эВ для $A \approx 30$ до 1 эВ для $A \approx 240$. Для соседних ядер-мишеней $\langle D \rangle$ систематически больше для чётных A по сравнению с нечётными из-за меньшей энергии возбуждения ядра. Для магических ядер $\langle D \rangle$ существенно возрастает.

Силовая функция. Ср. значения $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ и $\langle D \rangle$ коррелируют между собой: если каждая из них может отличаться для соседних ядер в десятки раз, то отношение $S_0 = \langle \Gamma_n^0 \rangle / \langle D \rangle$ наз. нейтронной силовой ф-цией, изменяется с A слабо и плавно. Силовая ф-ция S_0 имеет максимумы в областях $A \approx 50$ и ≈ 150 ($S_0 \approx 4 \cdot 10^{-4}$) и минимум при $A \approx 100$ ($S_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$).

Для $l = 1$ силовая ф-ция S_1 имеет близкие значения и максимумы при $A \approx 100$ и ≈ 240 . На зависимости силовой ф-ции от A в значит. степени базировалась оптическая модель ядра. Силовая ф-ция непосредственно связана с усреднённым по резонансам сечением образования составного ядра. Для s -резонансов:

$$\langle \sigma_c \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{\epsilon_n} S_0.$$

Сходная зависимость справедлива для др. l .

Полное нейтронное сечение σ_t помимо σ_c содержит сечение т. н. потенциального рассеяния $\sigma_p = 4\pi R^2$, слабо зависящее от энергии нейтронов. Величина R' примерно равна радиусу ядра $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,3 \times 10^{-13}$ см — размер нуклона), но на плавную зависимость от A накладываются периодич. отклонения, объясняемые в рамках оптической модели ядра.

Сверхтонкие взаимодействия. Информация о составных возбуждённых ядрах даёт также изучение т. н. сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах. Магн. моменты возбуждённых состояний μ_n ядра могут быть определены измерением сдвига $\Delta \epsilon_0$ резонансной энергии при поляризации ядер мишени (см. Ориентированные ядра):

$$\Delta \epsilon_0 \approx f_n H (\mu_0 - \mu_n),$$

где f_n — степень поляризации ядер, H — магн. поле на ядре и μ_0 — магн. момент ядра-мишени. Однако величина $\Delta \epsilon_0 \ll \Gamma$ ($\Delta \epsilon_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ эВ при $f_n = 1$, $H = 10^6$ Э, $\mu_0 = \mu_n$ равной одному ядерному магнетону). Это осложняет измерение и ограничивает число доступных изучению ядер. Величины μ_n определены для ряда резонансов лантаноидов (Tb, Dy, Ho и Er). При этом ср. значение $\langle \mu_n / \Gamma \rangle = 0,34 \pm 0,22$, что согласуется с расчётами в рамках статистической модели ядра.

Электрич. сверхтонкое взаимодействие позволяет получить информацию об изменении распределения заряда в ядре при его возбуждении до энергии, равной энергии связи нейтрона. Т. н. хим. сдвиг нейтронного резонанса, характеризующий изменение энергии резонанса при переходе от одного хим. соединения к другому, определяется выражением:

$$\Delta \epsilon_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r^2 \rangle.$$

Здесь $\Delta \rho_e(0)$ — разность электронных плотностей в местах нахождения ядра в этих соединениях, Z — ат. номер, e — элементарный заряд, $\Delta \langle r^2 \rangle$ — изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра. Величина сдвига $\Delta \epsilon_0$ того же порядка, что и в случае магн. взаимодействия. Для изотопов U оказалось, что $\langle r^2 \rangle$ несколько меньше $\langle r^2 \rangle_0$ (невозбуждённого ядра) для резонансов с малой делительной шириной Γ_f и они примерно равны в случае $\Gamma_f > \Gamma_{f/2}$.

Несохранение чётности. В нейтронных резонансах слабое взаимодействие проявляется в виде эффектов несохранения пространств. чётности. Смешивание за счёт слабого взаимодействия состояний составного ядра с разной чётностью (s - и p -резонансы) приводит к различию в сечении p -резонанса для нейтронов с поляризацией параллельно (+) или антипараллельно (—) импульсу:

$$\sigma_{\pm}^p(\epsilon_n) = \sigma_c^p(\epsilon_n)(1 \pm \mathcal{P}).$$

Здесь σ_c^p — Брейта — Вигнера сечение для неполяризов. нейтронов; \mathcal{P} — коэф. асимметрии, зависящий от матричного элемента смешивания состояний разной чётности и от параметров резонансов. Экспериментально эффект был обнаружен на ядрах ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{139}La . Наиб. значение $\mathcal{P} \approx 9 \cdot 10^{-2}$ наблюдалось у ^{139}La .

Быстрые нейтроны ($0,1 < \epsilon_n < 20$ МэВ). Кроме метода времени пролёта широко применяются монохроматич. пучки нейтронов, получаемые на электростатич. ускорителях в реакциях $^2\text{H}(d, n)$, $^3\text{H}(d, n)$, $^7\text{Li}(p, n)$ и др. Помимо характерных для медленных нейтронов упругого рассеяния и радиац. захвата существенный вклад в сечение для средних и тяжёлых ядер дают неупругое рассеяние ($n, n' \gamma$), реакции (n, p), (n, α), а при $\epsilon_n \geq 10$ МэВ — реакции ($n, 2n$), (n, pn) и др. Отд. резонансы наблюдаются только для ядер с $\langle D \rangle \geq 10$ кэВ, чаще изучается усреднённое сечение.

Лит.: Пикельнер Л. В., Попов Ю. П., Шарпов Э. И., Светосильная нейтронная спектроскопия ядер, «УФН», 1982, т. 137, с. 39. Л. В. Пикельнер.

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА — совокупность исследований строения вещества с помощью нейтронов (нейтронного излучения), а также исследования свойств самих нейтронов (их внутр. структуры, процессов распада, эл.-магн. характеристик). В Н. ф. в основном используются нейтроны с энергиями ϵ_n от 10^7 эВ до 10^{-7} эВ (длины волн де Бройля λ от 10^{-12} до 10^{-8} см). Соответственно этому диапазону энергий и длин волн исследуются микроробъекты размерами от 10^{-12} см при характеристич. энергиях возбуждения 10^6-10^7 эВ (атомные ядра) до видимых в оптич. микроскоп объектов размерами $\sim 10^{-4}$ см (напр., молекулы биополимеров). Отсутствие у нейтрона электрич. заряда и соответственно кулоновского взаимодействия с ядрами и электронами