

бражения на раал. участках плёнки, или подсчётом числа треков на трековом детекторе.

Лит.: Трюфяков Н. Д., Штань А. С., Основы нейтронной радиографии, М., 1975; Флеров Г. Н., Берзина И. Г., Радиография минералов, горных пород и руд, М., 1979. Ю. С. Заматин.

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность исследований энергетич. зависимости раал. процессов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами и свойств образовавшихся возбуждённых состояний ядер. Специфич. особенность взаимодействия нейтронов с ядрами связана с отсутствием заряда. Отсюда протекание реакции при низких энергиях нейтронов $\mathcal{E}_n < 1$ МэВ.

Упругое рассеяние нейтронов (n, n') происходит на всех ядрах и при любых энергиях с заметной вероятностью. При \mathcal{E}_n ниже энергии первого возбуждённого уровня ядра-мишени возможны также неупругие экзотермич. ядерные реакции: радиац. захват нейтрона (n, γ), реакции с вылетом протонов (n, p) и α -частиц (n, α), деление ядер (n, f).

Характерная особенность зависимости сечения ядерных реакций от энергии нейтрона $\sigma(\mathcal{E}_n)$ — наличие резонансов (рис. 1). Каждому резонансу соответствует образование определённого состояния *составного ядра*

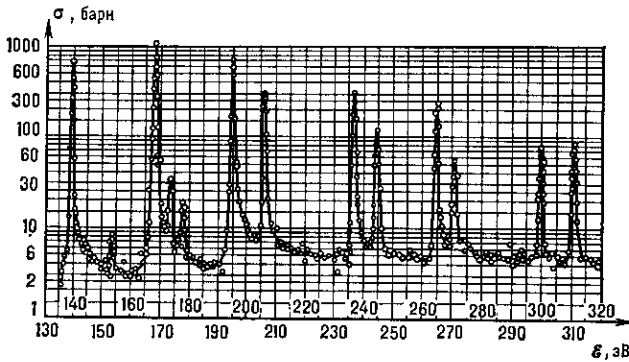
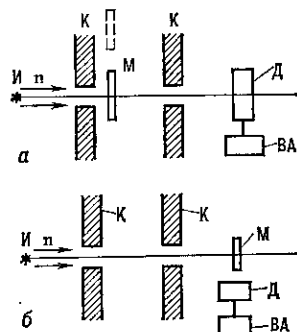


Рис. 1. Нейтронные резонансы.

(компаунд-ядра) с массовым числом $A + 1$ (A — массовое число ядра-мишени) и энергией возбуждения, равной $\mathcal{E}_{св} + \mathcal{E}_0 A / (A + 1)$, где $\mathcal{E}_{св}$ — энергия связи нейтрона в ядре, \mathcal{E}_0 — кинетич. энергия нейтрона в максимуме резонанса. Сечение образования составного ядра σ_c в области резонанса описывается *Брейта — Вигнера формулой*:



$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \frac{g \Gamma_n \Gamma}{(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Здесь $2\pi\lambda = \lambda = 2,86 \times 10^{-11} \mathcal{E}_n^{-1/2}$ — длина волны де Бройля нейтрона (в м), g — статистич. фактор,

Рис. 2. Схемы экспериментов для измерения нейтронных сечений: а — полного, б — парциальных.

зависящий от спинов исходного и составного ядер, Γ — полная ширина резонанса, связанная со временем жизни τ образовавшегося возбуждённого состояния ядра соотношением $\Gamma = \hbar/\tau$ (для большинства ядер $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-18}$ с). Вероятность распада составного ядра по тому или иному каналу i определяется парциальными ширинами — нейтронной шириной Γ_n в случае вылета нейтрона (упругое рассеяние), радиационной Γ_γ (вылет γ -квантов), делительной Γ_f и т. д. Полная ширина равна сумме парциальных ширин для данного резонанса:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \Gamma_\alpha + \dots$$

Сечение реакции с распадом по каналу i :

$$\sigma_i = \sigma_c \Gamma_i / \Gamma.$$

Полное нейтронное сечение:

$$\sigma_t = \sigma_n + \sigma_\gamma + \sigma_\alpha + \sigma_f + \dots$$

Эксперим. исследование зависимостей $\sigma_i(\mathcal{E}_n)$ и $\sigma_t(\mathcal{E}_n)$ позволяет определить характеристики состояний, образующихся при захвате нейтрона: энергию, полную и парциальные ширины, спин I , чётность π (I^π).

Нейтронный спектрометр. Для измерений энергетич. зависимостей сечений применяют нейтронные спектрометры, гл. обр. спектрометры по времени пролёта (рис. 2). Импульсный источник нейтронов И генерирует нейтроны со сплошным энергетич. спектром в виде короткой вспышки длительностью Δt . При измерении полного сечения σ_t детектор нейтронов Д регистрирует нейтроны при положении мишени М в пучке и вне пучка (К — коллиматоры, рис. 2, а). Временной анализатор ВА фиксирует интервал времени t между вспышкой источника и моментом регистрации нейтрона в детекторе. Энергия нейтрона (в эВ) связана с временем пролёта t (в мкс) соотношением $\mathcal{E}_n = (72,3 L)^2 / t^2$, где L — расстояние между источником нейтронов и детектором (в м). Энергетич. разрешение спектрометра:

$$\Delta \mathcal{E}_n^* / \mathcal{E}_n = 2\Delta t / t = 2\Delta t v / L,$$

v — скорость нейтронов. Т. н. фактор качества, определяемый как $Q / (\Delta t)^2$, где Q — интегральный выход нейтронов из источника, характеризует поток нейтронов на детекторе при заданном энергетическом разрешении.

Нейтронными источниками обычно служат электронные или протонные ускорители с длительностью вспышки $\Delta t \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ с и $Q \sim 10^{14} - 10^{16}$ нейтрон·с⁻¹. Большим выходом нейтронов при более длинной вспышке обладают *импульсные реакторы*, применяемые также в качестве бустеров — размножителей нейтронов от импульсных ускорителей.

Полное сечение σ_t взаимодействия нейтрона с ядром определяется соотношением:

$$N / N_0 = \exp(-n\sigma_t),$$

где N — показания (счёт) детектора с мишенью в пучке, N_0 — вне пучка, n — толщина мишени (число ядер на 1 см²). Для измерения парциальных сечений σ_i детектор D_i , чувствительный только к продуктам i -распада составного ядра, располагается вне пучка нейтронов рядом с мишенью (рис. 2, б). Скорость счёта детектора D_i :

$$N_i = \Pi \eta_i [1 - \exp(-n\sigma_i)] \sigma_i / \sigma_t.$$

Здесь Π — поток нейтронов в заданном интервале энергии, падающий на всю площадь мишени, η_i — эффективность регистрации детектором продуктов реакции.

При изучении реакций с вылетом заряж. частиц (протонов, α -частиц, осколков деления) используют ионизац. детекторы (ионизац. камеры, пропорциональные счётчики и т. д.) с помещёнными внутри них мишенями, расположенные непосредственно в пучке нейтронов. Это возможно благодаря низкой чувствительности таких детекторов к нейтронам и γ -лучам (см. *Нейтронные детекторы*).

Статистические свойства резонансов. Вероятность образования составного ядра зависит от орбитального момента l налетающего нейтрона. Нейтронная ширина для разных l :

$$\Gamma_n(l) \propto \mathcal{E}_n^{1/2} (R/\lambda)^{2l}, \quad (*)$$

где $R \approx 1,3 A^{1/3}$ Фм. При низких энергиях нейтронов ($\mathcal{E}_n \lesssim 1$ кэВ) наблюдаются в основном т. н. s -резонансы ($l = 0$), значительно слабее p -резонансы ($l = 1$); с