

**НЕЙТРОННО-ДЕФИЦИТНЫЕ ЯДРА** — атомные ядра, имеющие меньшее число нейтронов ( $N$ ) по сравнению со стабильными ядрами с тем же  $Z$  (число протонов), наиболее распространёнными в природе. Н. я. нестабильны и испытывают *бета-распад*, сопровождающийся испусканием позитронов ( $\beta^+$ -распад) или захватом электронов с вдутой. электронных оболочек (см. *Электронный захват*). По мере уменьшения числа нейтронов Н. я. становятся всё менее устойчивыми: энергия, выделяющаяся при их распаде, увеличивается, а *период полураспада* уменьшается. Н. я. получают в ядерных реакциях, приводящих к уменьшению отношения  $N/Z$ , напр., в реакциях ( $\gamma$ ,  $n$ ), ( $\gamma$ ,  $2n$ ), ( $p$ ,  $n$ ), ( $p$ ,  $2n$ ).

Ю. С. Замятин.

**НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫЕ ЯДРА** — атомные ядра с более высоким числом нейтронов ( $N$ ) по сравнению со стабильными ядрами с тем же  $Z$  (число протонов), наиб. распространёнными в природе. Н. я. нестабильны и испытывают *бета-распад*, испуская электроны ( $\beta^-$ -распад). По мере увеличения числа нейтронов Н. я. становятся всё менее устойчивыми: энергия  $\beta^-$ -распада возрастает, а *период полураспада* уменьшается. Обычно Н. я. образуются путём захвата нейтрона (или последоват. захвата неск. нейтронов) ядром, напр. в *ядерных реакторах*, а также при *делении ядер* тяжёлых элементов, имеющих более высокое отношение  $N/Z$ , чем ядра элементов середины периодич. системы элементов.

Ю. С. Замятин.

**НЕЙТРОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ** — приборы для регистрации и определения энергетич. спектра нейтронов. *Нейтроны* не обладают электрич. зарядом и не оставляют после себя следов (треков) из ионизир. и возбуждённых частиц, появление к-рых вызывает срабатывание большинства *детекторов* частиц. Поэтому Н. д. всегда содержит нек-рое вещество — радиатор (конвертер), ядра к-рого при взаимодействии с нейтронами порождают зарядк. частицы или  $\gamma$ -кванты. Для детектирования нейтронов используются разл. виды взаимодействия нейтронов с ядрами.

**Упругое рассеяние нейтронов на ядрах.** Нейтроны, упруго рассеиваясь на ядрах, передают им кинетич. энергию (энергию отдачи), к-рая зависит от параметра удара, массы ядра и энергии налетающего нейтрона. Для лёгких ядер ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $\text{He}$ ) доля передаваемой энергии высока. При центр. ударе нейтрон передаёт протону всю энергию. Для регистрации ядер отдачи используются обычно пропорциональные счётчики, наполненные  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$  и  $^4\text{He}$  до давлений  $p$  в неск. атмосфер. Их эффективность  $\eta$  велика ( $\eta \sim 10^{-2} - 10^{-4}$  для  $\mathcal{E}_n \sim 0,01 - 20$  МэВ). Этим методом можно регистрировать только нейтроны с  $\mathcal{E}_n \gtrsim$  неск. десятков кэВ, т. к. слабую ионизацию от ядер отдачи трудно выделить над шумами аппаратуры и фоном от  $\gamma$ -квантов. Для восстановления спектра регистрируемых нейтронов необходимо измерять помимо энергии протона угол между траекториями нейтрона и протона. Это осуществляется в трековых детекторах — пропорц. и пузырьковых камерах, годоскопах счётчиков, фотоэмульсиях и т. д.

Для детектирования нейтронов больших энергий обычно используются *сцинтилляционные детекторы* с органич. сцинтилляторами (содержащие много водорода) значит. размеров, в к-рых пробег протонов отдачи  $l$  велики (напр., при  $\mathcal{E}_n \sim 100$  МэВ в воде  $l = 10$  см). Спектры нейтронов больших энергий измеряются по отклонению протонов отдачи в магн. поле. Однако этот метод пригоден только для интенсивных потоков нейтронов, т. к. толщина радиатора должна быть мала, чтобы в нём протоны отдачи не испытывали заметного торможения; достаточно малым должен быть и используемый телесный угол, в к-ром протоны вылетают из радиатора. Для  $\mathcal{E}_n \sim 1$  ГэВ регистрация нейтронов по протонам отдачи становится малоэффективной, т. к. сечение упругого рассеяния, продолжаясь монотонно падать, становится меньше сечения *множественного рождения частиц* (см. *Множественные процессы*).

Ядерные реакции с вылетом заряженных частиц. Для детектирования нейтронов обычно применяют 3 реакции (табл.).

Сечение захвата  $\sigma$  и суммарная энергия  $Q$  заряженных частиц для  $\mathcal{E}_n = 25,3$  МэВ

Реакция	$\sigma$ , барн	$Q$ , МэВ
$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ . . . . .	5833	0,764
$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ . . . . .	940	4,785
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . . . . .	3837	2,791 7%
		2,313 93%

Пробег  $l$  в веществе  $\alpha$ -частиц и протонов малы, поэтому ядра  $^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$  обычно вводятся внутрь газоразрядных, сцинтилляц. и др. детекторов. Иногда радиатор в виде твёрдого хим. соединения  $^{10}\text{B}$  наносится тонким слоем на внутр. поверхность газоразрядного детектора, однако из-за сильного поглощения ядер  $^7\text{Li}$  и  $\alpha$ -частиц в самом радиаторе такие Н. д. по эффективности уступают детекторам, наполненным газообразными радиаторами  $^{10}\text{BF}_3$ ,  $^{10}\text{BCl}_3$ ,  $^3\text{He}$ . Из-за «прилипания» электронов к ионам не удаётся создать газовой Н. д. с  $p > 1$  атм. Исключение — Н. д. с  $^3\text{He}$  ( $p \leq 10$  атм), к-рые имеют  $\eta \approx 100\%$  для тепловых нейтронов.

Цилиндрич. газоразрядные Н. д. работают в режимах ионизационной камеры, пропорционального счётчика, Гейгера счётчика и др. Наиб. распространён пропорц. режим, т. к. он позволяет отделить по амплитуде импульсы нейтрона от обычно сопутствующего фона  $\gamma$ -квантов. Импульс на выходе Н. д. (амплитуда  $l \sim 10$  мВ, длительность переднего фронта 1 мкс) запаздывает относительно момента захвата нейтрона на время дрейфа электронов в газе до анода (5 мкс), что определяет разрешающее время  $\tau$  Н. д.

С увеличением  $\mathcal{E}_n$  эффективность падает:  $\eta \sim \mathcal{E}_n^{-1/2}$  для  $\mathcal{E}_n \leq 0,1$  МэВ. Поэтому при регистрации быстрых нейтронов Н. д. окружаются водородсодержащим веществом, в к-ром происходит *замедление нейтронов* (это увеличивает  $\tau$  до 50 мкс). В счётчике Хансена — Мак-Киббена подбором конфигурации замедлителя достигается практически постоянная  $\eta$  в диапазоне  $\mathcal{E}_n \sim 10$  кэВ — 5 МэВ. Энергию детектируемых нейтронов в диапазоне энергии 0,1—2 МэВ можно определить с помощью пропорционального счётчика, наполненного  $^3\text{He}$  по смещению пика амплитудного распределения, соответствующего энергии, выделяемой при реакции  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ ,  $Q = 0,764$  МэВ.

При высоких плотностях  $^3\text{He}$  для регистрации  $p$  и  $t$  используются сцинтилляц. детектором, причём сцинтиллятором служит сам  $^3\text{He}$ . Это приводит и к сокращению  $\tau$  до 10 нс. Сцинтилляц. метод применяется и для регистрации продуктов реакций  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ . При этом порошок  $^{10}\text{B}$  или соединения  $^6\text{Li}$  смешиваются с порошком сцинтиллятора  $\text{ZnS}(\text{Ag})$ . Т. к. такая смесь слабопрозрачна, то её можно использовать только в тонких слоях, т. е. для тепловых нейтронов. Более прозрачны борсодержащие жидкие и пластич. сцинтилляторы и литиевые стёкла.

**Деление ядер под действием нейтронов.** Разлетающиеся осколки деления, обладая большой энергией ( $\sim 80$  МэВ на 1 осколок), образуют на выходе Н. д. импульс с амплитудой в 50—100 раз большей, чем в предыдущих случаях. Радиаторами служат  $^{235}\text{U}$  (сечение деления для тепловых нейтронов  $\sigma_f = 533$  барн),  $^{235}\text{U}$  ( $\sigma_f = 580$  барн),  $^{239}\text{Pu}$  ( $\sigma_f = 750$  барн). Внутр. поверхность ионизац. камеры покрывается тонким слоем делящихся веществ (к а м е р а д е л е н и я). Т. к. пробег осколков в радиаторе мал ( $8 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ ), то даже для толстого слоя  $^{235}\text{U}$  эффективность  $\eta \leq 0,1\%$  для тепловых нейтронов. Для увеличения  $\eta$  камеры делаются многослойными (до 20 слоёв). Для снижения собств. фона от спонтанного  $\alpha$ -распада делящихся ядер оптимизируют давление газа в камере и расстояние