

между электродами (пробеги l у осколков меньше, чем у α -частиц, и плотность ионизации для них в начале трека больше, чем в конце, а для α -частиц — наоборот). Для медленных нейтронов $\eta \sim \epsilon_n^{-1/2}$ и имеет резонансные максимумы в области $\epsilon_n \sim 0,5-100$ эВ. Для быстрых нейтронов эффективность камер деления ещё меньше ($\sim 10^{-5}$ на 1 слой). Быстрые нейтроны удобнее регистрировать радиаторами из ^{238}U или ^{232}Th , у к-рых σ_f для тепловых нейтронов $< 10^{-5}$ бари (см. *Деление ядер*).

Наиб. простой способ регистрации осколков и их пространств. распределений — по дефектам образованных осколками в приповерхностных слоях нек-рых твёрдых прозрачных материалах (см. *Диэлектрический детектор*). Т. к. эффективность у камер деления низкая, они используются для детектирования интенсивных потоков нейтронов, напр. в системах управления ядерными реакторами.

Радиационный захват нейтронов (n, γ) стабильными ядрами (практически всеми и при любых ϵ_n) сопровождается мгновенным γ -излучением ($\tau \sim 10^{-14}$ с). При $\epsilon_n \sim 1-10$ МэВ Н. д. имеет радиатор, содержащий ядра с большим сечением реакции (n, γ), окружённый сцинтилляц. детекторами γ -лучей. Нейтроны с ϵ_n до неск. десятков кэВ детектируют по мягким γ -лучам ($\epsilon_\gamma = 478$ кэВ) от реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$. Регистрация γ -квантов позволяет использовать толстые радиаторы; $\eta \sim 1\%$. Для резонансных нейтронов удобен Н. д. с радиатором, содержащим смесь ядер лантаноидов, обладающих большим сечением $\sigma(n, \gamma)$, с небольшим кол-вом воды. Замедление нейтронов в воде позволяет сгладить зависимость $\eta(\epsilon_n)$, имеющую без воды вид частоты из множества отд. максимумов (нейтронные резонансы, см. *Нейтронная спектроскопия*). Ядра лантаноидов после захвата нейтрона излучают каскад γ -квантов. Это позволяет, включив отд. секции сцинтилляц. детектора γ -квантов в схему совпадений, снизить фон при $\eta \sim 30\%$ и $\tau \sim 10^{-6}-10^{-7}$ с.

Радиоактивные индикаторы. Захват нейтрона стабильными ядрами часто приводит к образованию β -активных ядер. Облучённые нейтронами вещества (индикаторы) в виде тонких фольг (Au, In, Ag, Cu и т. д.) помещаются перед детектором β -частиц. Если период полураспада $T_{1/2}$ значительно больше времени облучения индикатора, то по величине β -активности можно определить кол-во нейтронов, попавших в индикатор за время облучения. Измерения абс. β -активности требуют знания телесного угла, поглощения и рассеяния β -частиц в самом индикаторе и стенках детектора. Для относит. измерений нейтронных потоков достаточно ограничиться измерениями β -активности индикаторов в тождеств. условиях. Так измеряют, напр., пространств. распределение нейтронов в активной зоне реактора. Для измерения интенсивности слабых нейтронных потоков пользуются радиохимич. методом, основанном на *Сциларда — Чалмерса эффекте*. Для детектирования быстрых нейтронов используют реакции (n, p); ($n, 2n$); (n, α), пороги к-рых ~ 10 МэВ, а сечения $\sim 0,5$ барна, приводящие к образованию β -активных ядер. Бета-распад короткоживущих ядер радиатора ($T_{1/2} \lesssim 1$ с) вызывает электрич. ток в т. н. датчиках прямой зарядки, применяемых для детектирования интенсивных потоков нейтронов.

Детектирование ультрахолодных нейтронов ($\epsilon_n < 5-10^{-8}$ эВ) затруднено тем, что такие нейтроны эффективно отражаются от поверхности радиаторов, проникая вглубь на малую глубину (~ 150 Å), на к-рой вероятность захвата нейтрона незначительна. Поэтому их предвартельно ускоряют в гравитац. и магн. полях, механич. ударом от движущихся поверхностей или с помощью неупругого рассеяния на ядрах Н. Отражение нейтрона становится несущественным, если детектор движется навстречу нейтрону со скоростью, намного превышающей скорости нейтронов. При этом детектируются нейтроны сколь угодно малых энергий, т. е.

практически «стоячие» нейтроны с $\eta \sim 100\%$ (см. *Ультрахолодные нейтроны*).

Детектирование нейтронов сверхвысоких энергий ($\epsilon_n > 1$ ГэВ) осуществляется т. н. адронным калориметром с установленным перед ним магнитом, поле к-рого «очищает» пучок нейтронов от фона заряж. частиц. Импульс от калориметра пропорц. ϵ_n с разрешением по энергии $\Delta\epsilon_n \approx 0,8\epsilon_n^{1/2}$ при $\eta \sim 100\%$. Идентификация нейтрона происходит по срабатыванию схемы антисовпадений калориметра с установленным перед ним детектором заряж. частиц (сцинтиллятор, пропорц. камера и т. д.) и по форме ливня (эл.-магн. ливни, вызванные γ -квантами таких же энергий, значительно плотнее и уже адронных, см. *Ионизационный калориметр*).

Пространственное распределение нейтронов измеряется системами идентичных Н. д. или детекторами, в к-рых координата попадания нейтрона определяется по амплитуде, фронту или длительности электрич. сигнала. Такие системы бывают одно- и многомерные и оснащаются малыми ЭВМ.

Лит. см. при ст. *Нейтронная физика, Детекторы*.
А. В. Стрежков.

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ — сверхплотные звёзды, вещество к-рых состоит в основном из нейтронов. Существование Н. з. было предсказано в 30-х гг. 20 в., вскоре после открытия нейтрона. Однако только в 1967 они были обнаружены в виде импульсных источников радиоизлучения — *пульсаров*. Затем было установлено, что Н. з. входят в состав нек-рых двойных звёзд, где они проявляют себя как *рентгеновские пульсары* (открыты в 1971), как квазипериодич. вспышечные источники рентг. излучения — *барстеры* (1975) и как источники редких аperiodич. рентг. вспышек — *транзиенты*. Неск. десятков ярких квазистационарных источников рентг. излучения в *Галактике*, возможно, также связаны с Н. з. в двойных системах. На одной из стадий существования Н. з. являются, по-видимому, источниками космич. *гамма-всплесков*. К 1987 открыто ок. 1000 Н. з., из них ок. 400 в виде обычных радиопульсаров, ок. 20 в виде рентг. пульсаров, ок. 50 в виде барстеров и транзиентов и ок. 400 в виде источников гамма-всплесков.

Плотность и масса Н. з. Теория строения звёзд приводит при известных физ. свойствах звёздного вещества к однозначной зависимости массы холодной, невращающейся и немагн. звезды от её центр. плотности ρ_c . На графике этой зависимости (рис. 1) можно выделить два участка, соответствующие устойчивым равновесным



состояниям звёзд с резко различающимися значениями ρ_c . Участок $\rho_c < \rho_{c,w}$ описывает *белые карлики*, а участок $\rho_{c,min} < \rho_c < \rho_{c,max}$ — Н. з. Плотность Н. з. монотонно уменьшается от центра к периферии, тем не менее плотность большей части вещества близка по порядку величины к плотности атомных ядер ($\rho_n = 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см³).

Внутр. строение Н. з. определяется гл. обр. зависимостью давления P холодного вещества от ρ , т. е. *уравнением состояния* $P(\rho)$ при $T = 0\text{K}$, а также условиями гидростатич. равновесия вещества с учётом эффектов общей теории относительности (ОТО). Эффекты, связанные с распределением темп-ры и др. специфич. свойств Н. з., учитываются в послед. более высоких приближениях теории строения Н. з. Именно эффекты ОТО: