

ми ядрами. Скорость захвата нейтронов в  $s$ -процессе меньше скорости  $\beta$ -распада ядер. В  $r$ -процессе эти скорости могут быть одного порядка, однако классический  $r$ -процессом наз. захват нейтронов, скорость к-рого превышает скорость  $\beta$ -распада. В результате  $r$ -процесса образуются нейтронно-избыточные ядра. Процессы медленного и быстрого захвата нейтронов могут объяснить происхождение всех тяжёлых элементов, вплоть до трансурановых. Для образования нек-рых промежуточных (т. н. обойдённых) элементов важную роль может играть облучение вещества мощным потоком нейтрино от коллапсирующего ядра звезды (см. *Нуклеосинтез, Распространённость элементов*).

Справедливость осн. положений Я. а. подтверждается сравнением предсказаний теории эволюции звёзд с наблюдениями, объяснением особенностей кривых распространённости хим. элементов. Важным аргументом являются нейтринные наблюдения Солнца; имеющиеся расхождения между наблюдаемым нейтринным потоком и предсказаниями «стандартной» модели Солнца, скорее всего, объясняются эффектами взаимодействия нейтрино с солнечным веществом. Наблюдения нейтрино от вспышки Сверхновой 1987 А подтвердили справедливость осн. положений теории о роли взаимодействий элементарных частиц в ходе коллапса ядра звезды. Эти наблюдения, а также проверка теории эволюции красных гигантов (см. *Красные гиганты и Сверхгиганты*) и белых карликов позволяют получить важные ограничения на свойства нейтрино (напр., магн. момент нейтрино должен быть меньше  $10^{-11}$  магнетона Бора).

Помимо проблемы первичного нуклеосинтеза, к Я. а. примыкают и более фундам. задачи космологии, тесно связанные с теорией взаимодействий элементарных частиц, в частности проблемы *первичных флуктуаций* (ведущих к образованию структуры Вселенной), проблема *скрытой массы* во Вселенной, проблема фундам. поля, приводящего к инфляционной стадии расширения Вселенной (см. *Раздувающаяся Вселенная*).

К актуальным нерешённым задачам Я. а. следует отнести проблему локализации  $r$ -процесса в нуклеосинтезе (тесно связанную с проблемой механизма взрыва сверхновых звёзд), ядерные процессы в аккреционных дисках (см. *Аккреция*) активных ядер галактик и квазаров, а также в источниках гамма-всплесков. С. И. Блинников.

**ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ** — см. *Изомерия ядерная*.

**ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ** — теоретич. модель неограниченного ядерного вещества, содержащего  $N$  нейтронов и  $Z$  протонов:  $N \rightarrow \infty$ ,  $Z \rightarrow \infty$ , так что  $A = N + Z \rightarrow \infty$  при  $N/Z = \text{const}$ , с выключенным кулоновским взаимодействием между протонами. Представление о Я. м. было введено с целью построения микроскопич. теории ядер атомных исходя из взаимодействия свободных нуклонов, к-рое предполагается известным.

Отличит. чертой ядерных сил является т. н. свойство насыщения, благодаря к-рому тяжёлые ядра во многом подобны жидкой капле, имеющей почти пост. плотность внутри объёма с резким обрывом в поверхностной области (см. *Капельная модель ядра*). Для изучения объёмных свойств такой капли естественно в качестве первого приближения рассмотреть неогранич. ферми-жидкость (см. *Квантовая жидкость*). В конечных ядрах кулоновское взаимодействие играет второстепенную роль по сравнению с ядерным. В то же время при  $Z$  и  $A \rightarrow \infty$  кулоновская энергия растёт пропорционально  $Z^2/A^{1/3}$ , а ядерная энергия растёт с  $A$  лишь линейно. Это делает систему неустойчивой и вынуждает при рассмотрении Я. м. пренебрегать кулоновским взаимодействием.

Рассматривают как симметричную ( $N/Z=1$ ), так и несимметричную ( $N/Z \neq 1$ ) Я. м. Частным случаем Я. м. в природе можно считать нейтронную материю ( $N=A$ ;  $Z=0$ ), согласно существующим представлениям составляющую осн. часть нейтронной звезды.

Наиб. детально разработана теория симметричной Я. м. Её осн. задача — расчёт равновесной ядерной плотности

$\rho_0$  и энергии связи, приходящейся на 1 нуклон,  $\mathcal{E}_0/A$  (совпадающей с химическим потенциалом системы  $\mu_0$ ), исходя из потенциала нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия, построенного на основе данных по рассеянию свободных нуклонов. Обычно сначала плотн.  $\rho$  рассматривается как свободный параметр и рассчитывается зависимость величины  $\mathcal{E}/A$  от  $\rho$  (рис. 1). Минимум на этой кривой

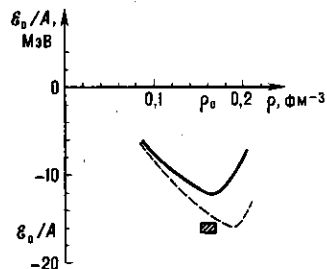


Рис. 1. Зависимость энергии связи от плотности ядерной материи; сплошная линия — расчёт по методу Бракнера с учётом только 2-частичных корреляций; штриховая — то же, с учётом и 3-частичных корреляций. Заштрихованный прямоугольник изображает область экспериментальных равновесных значений  $\rho_0$  и  $\mathcal{E}_0/A$ .

определяет равновесные плотн.  $\rho_0$  и энергию  $\mathcal{E}_0/A$ . Анализ энергий связи и размеров всей совокупности известных атомных ядер и их экстраполяция на случай  $A \rightarrow \infty$  позволяет приближённо найти  $\rho_0 \approx 0,16 \text{ Фм}^{-3}$ ,  $(\mathcal{E}_0/A) \approx -16 \text{ МэВ}$ .

Первые попытки построения теории Я. м. относятся к кон. 30-х гг. 20 в. Однако в то время о взаимодействии свободных нуклонов было известно мало, и в расчётах использовались потенциалы, к-рые позволяли применять методы *возмущенной теории*. Более реалистич. NN-потенциалы были построены в 50-х гг., когда были получены достаточно точные эксперим. данные по рассеянию нуклонов с энергиями  $\mathcal{E} \leq 300 \text{ МэВ}$ . Хотя процедура восстановления потенциала из данных по рассеянию не является однозначной, осн. черты потенциала удалось установить. NN-потенциал содержит неск. компонентов: центральный  $V_C$ , тензорный  $V_T$ , спин-орбитальный  $V_{LS}$  и квадратичный спин-орбитальный  $V_{LL}$ .

Наиб. важный из них — центральный — является комбинацией сильного отталкивания нуклонов на малых расстояниях (отталкивательная сердцевина — «кор», от англ. core) и притяжения — на больших (рис. 2). Сущест-



Рис. 2. Схематический вид центрального NN-потенциала с жёстким кором (сплошная линия) и с мягким кором (штриховая линия);  $r$  — расстояние между нуклонами,  $r_c$  — радиус жёсткого кора.

вуют модели NN-взаимодействия с «жёстким» (бесконечным) кором и более реалистич. модели с «мягким» (конечным) кором. С кон. 50-х гг. до нач. 80-х гг. популярны были феноменологич. потенциалы Хаммады — Джонстона с жёстким кором и потенциал Рейда — с мягким. Часто использовался и полуфеноменологич. потенциал «однобозонного обмена», основанный на представлениях полевой теории мезон-нуклонного взаимодействия.

Особенность ядерных сил, заключающаяся в сильном отталкивании нуклонов на малых расстояниях, делает неприменимыми подходы к теории Я. м., основанные на теории возмущений. Особенно это очевидно для потенциалов с жёстким кором, для к-рых первое же приближение в теории возмущений приводит к бесконечным резуль-