

### 8.5. ЗАВИСИМОСТЬ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ПОТЕНЦИАЛА ОТ РАССТОЯНИЯ

Рассмотрим теперь важный и нерешенный пока вопрос о зависимости основного члена в нуклон-нуклонном ( $NN$ ) потенциале от расстояния между нуклонами. Поскольку этот потенциал нельзя вывести из теории, то, исходя из разумной формы потенциала, подбирают ее так, чтобы описать экспериментальные данные, касающиеся  $NN$ -рассеяния при низких энергиях (от 0 до  $\sim 350$  МэВ), а также известные из опыта свойства ядерной материи (энергия насыщения, плотность насыщения, энергия и сжимаемость симметричной ядерной материи, свойства дейтрона и т.д.).

К числу потенциалов, наиболее хорошо описывающих данные о фазах рассеяния, относится потенциал Рейда [478]. Он представляет собой суперпозицию членов типа потенциала Юкава (см. в следующем разделе) и носит чисто феноменологический характер. Этот потенциал не записывается в общем виде (8.3.8) и выражается как совокупность независимых частей, соответствующих различным парциальным волнам. Потенциал Рейда приводит к сравнительно «мягкому» уравнению состояния, так как при ядерных плотностях энергия системы в среднем соответствует притяжению.

Более поздний и детальный анализ  $NN$ -взаимодействия, выполненный в ряде работ [64, 444, 445, 595], показал, что уравнение состояния конденсированного вещества при плотностях  $10^{14} - 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> должно быть гораздо более «жестким», чем то, которое получается с применением потенциала Рейда. Такие «жесткие» уравнения состояния получаются с потенциалами, для которых средняя энергия системы при ядерных плотностях определяется в основном областью притяжения, а при больших плотностях — областью отталкивания. Уравнение состояния, выведенное в работах [207, 351] с учетом двух- и трехнуклонных взаимодействий, соответствует большей жесткости, чем в теории, основанной на потенциале Рейда, хотя и мягче, чем в более ранних моделях [444, 445], использующих только двухнуклонное взаимодействие.

Уравнения состояния с более высокой жесткостью приводят к важным изменениям наших представлений о внутреннем строении и массах тяжелых нейтронных звезд. В частности, поскольку энергия взаимодействия при плотностях, превышающих ядерные, определяется отталкиванием, соответствующее давление способствует повышению устойчивости звездного вещества против гравитационного коллапса. В результате при более «жестких» уравнениях состояния максимальные массы звезд получаются больше, чем при «мягких» уравнениях состояния. Кроме того, при большей жесткости плотность в центре звезды ниже, ее радиус больше, а кора толще. Эти различия существенны для определения предельной массы нейтронных звезд, их поверхностных потенциалов, моментов инерции, частот прецессии и других величин, которые могут быть косвенно связаны с данными наблюдений.

Эти вопросы будут рассмотрены в гл. 9 и 10, но прежде мы дадим простое количественное описание того, как можно выбрать нуклон-нуклонный потенциал, чтобы использовать его затем в многочастичных вычислениях

и получить уравнение состояния. И *выбор* потенциала, и метод его использования в достаточно точном многочастичном расчете — проблемы пока еще не решенные. Предлагаемое нами обсуждение, в лучшем случае, можно рассматривать как иллюстративный пример. Мы возьмем простую форму  $V(r) = V_1(r)$ , пренебрегая взаимодействиями, зависящими от спина и изоспина. Вместо точного вычисления функции  $W(k, x)$  будет предложено вычисление плотности энергии взаимодействия  $\varepsilon \equiv (W + mc^2)n$  для системы тождественных нуклонов с массой  $m$  и концентрацией  $n$  без учета зависимости  $W$  от  $x$ .

## 8.6. ПОТЕНЦИАЛ ЮКАВЫ

В 1935 г. Юкава выдвинул смелую гипотезу, согласно которой ядерные силы могут возникать вследствие обмена виртуальными частицами, названными *мезонами*, подобно тому как электромагнитные силы возникают вследствие обмена виртуальными фотонами. Конечный радиус действия ядерных сил можно объяснить, если полагать, что мезон имеет ненулевую массу покоя в отличие от безмассового фотона, который переносит далекодействующие электромагнитные силы.

В приложении Г рассмотрен классический вариант теории массивных скалярных и векторных полей. Скалярное (однокомпонентное) поле соответствует квантам со спином 0, а векторное поле (с тремя независимыми компонентами) — квантам со спином 1. В пределе медленно движущихся частиц с «зарядом»  $g$ , взаимодействующих благодаря скалярным или векторным полям, мы показываем, что энергия взаимодействия равна

$$V_{12} = \pm g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}, \quad (8.6.1)$$

где  $\mu$  — обратная комптоновская длина волны квантов поля. Эта энергия соответствует члену  $V_1(r)$  в формуле (8.3.8), причем  $V_i(r) = 0$  при  $2 \leq i \leq 6$ . Здесь знак плюс (сила отталкивания) отвечает векторному полю, а минус (притяжение) — скалярному полю. Заметим, что для получения радиуса действия  $1/\mu \sim 1,4$  Фм необходима масса квантов  $\sim 140$  МэВ (если считать, что радиус действия сил сравним с комптоновской длиной волны мезона). Эта величина как раз совпадает с массой *пиона*. Пионы обладают нулевым спином, и потому пионный обмен обуславливает основную часть силы ядерного притяжения. Применяя выражение (8.6.1) для описания экспериментальных данных при низких энергиях<sup>1)</sup>, можно показать, что  $g^2/\hbar c \sim 10$ . Поэтому ядерные взаимодействия называются сильными (в электромагнетизме  $e^2/\hbar c \approx 1/137$ ).

<sup>1)</sup> Например, данные об упругом  $pp$ - и  $\pi N$ -рассеянии при низких энергиях ( $\sim 100$  МэВ) можно описать с помощью потенциала однопионного обмена при  $g^2/\hbar c \approx 15$  (см., например, книгу Перкинса [454]).