### Лекция 8. Трехнуклонная система в рамках дибарионной модели ядерных сил

#### 8.1. ТРЕХНУКЛОННАЯ СИСТЕМА В РАМКАХ ДИБАРИОННОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим описание системы трех нуклонов в рамках дибарионной концепции ядерных сил [1]. Поскольку каждая пара нуклонов может находиться в двух состояниях, принадлежащих разным подпространствам: в *NN* канале и в дибарионом канале ( $6q+\sigma$ ), полное гильбертово пространство для трехчастичной системы является прямой суммой общего внешнего пространства состояний трех нуклонов  $\mathcal{H}^{ex}$  и трех внутренних пространств  $\mathcal{H}^{in}$  (i = 1, 2, 3):

$$\mathcal{H}_{3} = \mathcal{H}^{ex} \oplus \sum_{i} \mathcal{H}_{i}^{in}$$
(1)

Каждое пространство  $\mathcal{H}_{i}^{in}$  есть прямое произведение внутреннего (6*q*+ $\sigma$ ) пространства, связанного с парой нуклонов *j* и *k*, и пространства функций, описывающих движение третьего нуклона *i*. Здесь мы используем общепринятую нумерацию для набора трех частиц (*ijk*) = (123),(231),(312). Состояние в полном трехчастином пространстве (1) теперь записывается в виде четырехкомпонентного столбца Фока:

$$\Psi_{3} = \begin{pmatrix} \Psi^{3N} \\ \Psi_{1}^{6q+\sigma} \\ \Psi_{2}^{6q+\sigma} \\ \Psi_{2}^{6q+\sigma} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \Psi^{3N} \\ \Psi_{1} \\ \Psi_{2} \\ \Psi_{2} \end{pmatrix},$$
(2)

где для краткости мы будем опускать "6q+ $\sigma$ " в обозначении внутренних компонент. Полный гамильтониан  $H_3$  такой четырехканальной системы, действующий в  $\mathcal{H}$ , записывается в матричном виде [1]:

$$H_{3} = \begin{pmatrix} H^{3N} & H^{3N \to 1} & H^{3N \to 2} & H^{3N \to 3} \\ H^{1 \to 3N} & H^{1} & 0 & 0 \\ H^{2 \to 3N} & 0 & H^{2} & 0 \\ H^{3 \to 3N} & 0 & 0 & H^{3} \end{pmatrix}$$
(3)

Здесь предполагается, что нет никаких прямых переходов между различными внутренними каналами  $\mathcal{H}_{i}^{in}$  и  $\mathcal{H}_{j}^{in}$  при  $i \neq j$  (на соответствующих местах в матрице гамильтониана (3) стоят нули).

Операторы  $H^{3N \to i}$ , связывающие внешний 3N канал с внутренними дибарионными каналами, описывают переходы пары нуклонов (*jk*) в состояние одетого мешка  $6q+\sigma$  и не затрагивают третий нуклон *i*. Фактически это двухчастичные операторы перехода  $H^{NN,6q+\sigma}$ , определенные в разделе 7.1, дополненные единичным оператором в пространстве переменных третьего нуклона:

$$H^{3N \to i} = H^{NN, 6q + \sigma}(jk) \otimes \mathbf{I}_i \tag{4}$$

Внешний гамильтониан  $H^{3N}$  действует в трехнуклонном внешнем пространстве  $\mathcal{H}$  и включает полную кинетическую энергию трех нуклонов и внешние (периферические) *NN*взаимодействия:

$$H^{3N} = T + \sum_{i < j} v_{ij}^{ex}.$$
 (5)

Трехчастичный гамильтониан внутреннего (дибарионного) канала *H<sub>i</sub>* равен сумме двухчастичного внутреннего гамильтониана  $H^{6q+\sigma}$  для пары (*jk*), определенный в разделе 7.1, и оператора, описывающего относительное движение третьего нуклона (*i*) (в простейшей версии – это оператор кинетической энергии *t<sub>i</sub>*). Точнее говоря,

$$H_{i} = H^{6q+\sigma}(jk) \otimes \mathbf{I}_{i} + \mathbf{I}_{jk} \otimes t_{i}$$
(6)

где  $I_i$  и  $I_{jk}$  — единичные операторы в соответствующих пространствах.

Запишем четырехкомпонентное уравнение Шредингера для гамильтониана (3):

$$H_3\Psi_3 = E\Psi_3 \tag{7}$$

и исключим из него три внутренних канала. Благодаря форме матричного гамильтониана (отсутствию прямой связи между внутренними каналами) это легко сделать, и в результате мы получим эффективное уравнение Шредингера для внешней компоненты волновой функции  $\Psi^{3N}$ :

$$H_3^{eff}(E)\Psi^{3N} = E\Psi^{3N}$$
(8)

с эффективным зависящим от энергии гамильтонианом

$$H_{3}^{eff}(E) = H^{3N} + \sum_{i} H^{3N \to i} G_{i}(E) H^{i \to 3N}, \qquad (9)$$

где  $G_i(E)$  — резольвента внутреннего гамильтониана  $H_i$ , которая равна свертке резольвенты парного внутреннего гамильтониана  $g_{jk}^{in}(z) = (z - H^{6q+\sigma}(jk))^{-1}$  и резольвенты свободного гамильтониана третьего нуклона  $g_i^0(E) = (E - t_i)^{-1}$ :

$$G_{i}(E) = (E - H_{i})^{-1} = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} g_{jk}^{in}(z) g_{i}^{0}(E - z) dz = g_{jk}^{in}(E - t_{i}) \otimes \mathbf{I}_{i}.$$
(10)

Таким образом, эффективный гамильтониан во внешнем 3N канале имеет вид

$$H_{3}^{eff}(E) = T + \sum_{jk} \{ v_{jk}^{ex} + W_{jk}(E) \}.$$
 (11)

т.е. полное взаимодействие во внешнем 3N канале равно сумме трех двухчастичных периферических потенциалов  $v_{jk}^{ex}$  и трех двухчастичных эффективных взаимодействий  $W_{jk}$ , в которых парная энергии должна быть заменена на  $E-t_i$ .

Поскольку эффективное взаимодействие двух частиц зависит от энергии (импульса) третьей частицы, то описание трехчастичной системы в импульсном представлении оказывается много проще. Мы используем следующие обозначения для импульсов:  $p_i$  — относительный импульс пары (*jk*),  $q_i$  — якобиевский импульс *i*-той частицы. В импульсных переменных эффективный парный потенциал W(E) в 3*N*-системе просто связан с двухчастичным эффективным потенциалом w(E) дибарионной модели (14):

$$W_{jk}(E) \equiv W_{i}(E) = \delta(q_{i} - q_{i}) w_{jk}(E - q_{i}^{2} / (2\bar{m}), \qquad (12)$$

где  $\overline{m} = m_N m_{6q} / (m_N + m_{6q})$  — приведенная масса нуклона и одетого мешка (дибариона). В результате эффективный парный потенциал в 3N системе сводится к сумме двухчастичных сепарабельных членов, аналогичных (12)), с константами, зависящими теперь (т.е. в присутствии третьей частицы) не только от полной энергии системы, но и от импульса третьей частицы  $q_i$ :

$$W_{i}(\boldsymbol{p}_{i}, \boldsymbol{p}_{i}, \boldsymbol{q}_{i}, \boldsymbol{q}_{i}; E) = \delta(\boldsymbol{q}_{i} - \boldsymbol{q}_{i})$$

$$\times \sum_{S_{i}J_{i}M_{i}L_{i}L_{i}} Z_{S_{i}L_{i}}^{J_{i}M_{i}}(\boldsymbol{p}_{i})\lambda_{SLL}^{J}(E - \frac{q_{i}^{2}}{2\overline{m}})Z_{S_{i}L_{i}}^{J_{i}M_{i}}(\boldsymbol{p}_{i}), \qquad (13)$$

где  $\overline{m} = m_N m_{6q} / (m_N + m_{6q})$  — приведенная масса нуклона и одетого мешка (дибариона).

Здесь следует особо подчеркнуть, что, хотя эффективное взаимодействие имеет вид суммы трех парных членов, каждый член эффективного взаимодействия  $w_{jk}$  включает зависимость от кинетической энергии третьей частицы, т.е., вообще говоря, является трехчастичной силой. Поэтому можно сказать, что в рамках дибарионной концепции в системе трех нуклонов не существует чисто двухчастичных сил за исключением периферической части взаимодействия  $v^{ex}$ , обусловленной мезонным обменом.



Рис. 8.1. Различные взаимодействия в 3N системе для одной из возможных комбинаций трех нуклонов (1+23): периферическое двухнуклонное взаимодействие  $v_1^{ex}$ , обусловленное одно- и двухпионным обменом, эффективное парное взаимодействие  $W_1(E)$ , индуцированное рождением промежуточного дибариона  $6q+\sigma$  и новая трехчастичная сила  $W_1^{3BF}$ .

Однако в рамках дибарионной модели появляются также дополнительные трехчастичные силы нового типа, обусловленные мезонным обменом между одетым мешком и третьим нуклоном, которые мы не включили в гамильтониан (3). Эти силы должны быть добавлены в эффективное взаимодействие в 3*N*-канале (см. следующий раздел). Рис. 8.1 иллюстрирует общую картину различных взаимодействий, возникающих при этом в 3*N*-системе.

# 8.2. НОВЫЕ ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ СИЛЫ В ДИБАРИОННОЙ МОДЕЛИ И СВОЙСТВА ТРЕХНУКЛОННОЙ СИСТЕМЫ

Дибарионная модель неизбежно приводит к появлению новых скалярных и спин-орбитальных трехчастичных сил, которые могут кардинально изменить всю ядерную динамику. Это легко понять из общих соображений.

Более 50 лет назад японские теоретики Фуджита и Миязава предложили модель трехнуклонной силы, индуцированной образованием промежуточной Δ-изобары [2] (см. Рис. 8.2).



Рис. 8.2. Диаграмма, иллюстрирующая механизм Фуджиты– Миязавы для З*N*-силы.

Основная идея, стоящая за таким механизмом, тесно связана с тем фактом, что вершина  $\pi N\Delta$ -имеет дополнительный множитель 3 по сравнению с вершиной  $\pi NN$ . Этот множитель обусловлен коэффициентами Клебша–Гордана для сложения спинов и изоспинов пионов и нуклонов в состояние с квантовыми числами  $\Delta$ -изобары: ST = (3/2, 3/2). Поэтому механизм с промежуточной  $\Delta$ -изобарой, показанной на Рис. 8.2, имеет большой дополнительный фактор усиления.

Проведенные расчеты показали, что такие трехнуклонные силы могут качественно объяснить многие эффекты, которые нельзя объяснить с помощью только парных сил. Однако получить хорошее согласие с экспериментальными данными с использованием сил Фуджиты–Миязавы не всегда удается. В частности, эти силы вообще не включают спин-орбитальных трехчастичных компонент (поскольку они обусловлены только однопионным обменом), тогда как для объяснения экспериментальных данных по *pd-* и *nd*-рассеянию требуются именно трехчастичные спин-орбитальные силы.

Теперь посмотрим, какие новые трехчастичные силы предсказывает дибарионная модель. Очевидно, что это силы, действующие между одетым 6q мешком и третьим нуклоном, вызванные мезонными ( $\pi$ - и  $\sigma$ -) обменами.

Мы рассмотрим здесь три типа таких трехчастичных сил: одномезонный обмен ( $\pi$  и  $\sigma$ ) между одетым мешком и третьим нуклоном (см. Рис. 8.3a и 8.3b) и обмен двумя  $\sigma$ -мезонами, показанный на диаграмме 8.3c, где пропагатор третьего нуклона разрывает  $\sigma$ -мезонную петлю в парной двухчастичной силе.

Диаграмма с однопионным обменом между одетым дибарионом и третьим нуклоном (Рис. 8.3а) была рассмотрена в ранней работе Фасано и Ли [3], где было показано, что вклад такого механизма в энергию связи <sup>3</sup>Н очень мал.

Трехчастичные силы, соответствующие диаграммам на Рис. 8.3, в эффективном трехнуклонном гамильтониане имеют вид интегральных операторов с частично факторизованными ядрами:

$$W_{i}^{3BF}(\boldsymbol{p}_{i},\boldsymbol{p}_{i},\boldsymbol{q}_{i},\boldsymbol{q}_{i};E) = \sum_{SS'JMJ'M'LL'} Z_{SL}^{JM}(\boldsymbol{p}_{i})^{-3BF} W_{LL'}^{JJ'}(\boldsymbol{q},\boldsymbol{q}';E) Z_{S_{i}L_{i}}^{J_{i}M_{i}}(\boldsymbol{p}_{i}').$$
(14)

Как видно из (14), матричные элементы от таких трехчастичных сил включают только интегралы перекрывания внешней компоненты 3N функции с форм-факторами потенциала  $Z_{SL}^{JM}(p)$ . Поэтому вклад этих сил пропорционален весу дибарионной компоненты в полной волновой функции. Функции  ${}^{3BF}W_{LL'}^{JJ'}(q,q';E)$  в (14) сводятся к интегралам по импульсу  $\sigma$ -мезона (и в случае  $2\sigma$ -обмена по промежуточному импульсу 6q мешка) от произведения вершин и свертки соответствующих пропагаторов. Подробности их вычисления можно найти в оригинальных статьях [1,4].



Рис. 8.3. Трехчастичные силы, индуцированные рождением дибариона: диаграммы (а) и (b) иллюстрируют одномезонные обмены между дибарионом и третьим нуклоном, диаграмма (c) механизм двухмезонного скалярного обмена.

Окончательно, полный эффективный гамильтониан системы трех нуклонов для внешней 3N компоненты полной волновой функции дибарионной модели имеет вид:

$$H_{3}^{tot} = T + \sum_{i=1}^{3} \left\{ v_{i}^{ex} + W_{i}(E) + W_{i}^{3BF}(E) \right\}.$$
 (15)

Поскольку в одетом дибарионе имеются не три, как в нуклоне, а шесть кварков, запертых в малом объеме, интенсивность мезонного поля в такой системе должна быть существенно выше, чем в нуклоне. Поэтому и мезонный обмен между таким дибарионом и третьим нуклоном должен быть намного интенсивнее, чем мезонный обмен между двумя нуклонами. Однако, из-за того, что время жизни такого промежуточного дибариона относительно мало (или, иначе говоря, мала вероятность его образования), общий вклад даже такого усиленного мезонного обмена может быть не очень существенным.

Конкретные расчеты [5], однако, показали, что интенсивность  $\sigma$ -мезонного обмена между дибарионом и третьим нуклоном достигает огромной величины 1 ГэВ (в терминах потенциала взаимодействия). Поэтому даже при не очень большой примеси дибарионной компоненты в волновых функциях трехнуклонных ядер такие обмены дают очень существенный вклад в энергию связи, даже превосходящий вклад двухчастичных сил. Вклад второй и третьей диаграмм на Рис. 8.3 прямо зависит от константы связи  $\sigma$ -мезона с нуклонами  $g_{\sigma NN}$ , которая не очень хорошо известна: обычно для нее принимают значение в пределах  $g_{\sigma NN} = 8-10$ .

202

### 8.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ТРЕХНУКЛОННЫХ ЯДЕР В РАМКАХ ДИБАРИОННОЙ МОДЕЛИ

В Таблице 8.1 представлены результаты расчетов трехнуклонных ядер <sup>3</sup>Н и <sup>3</sup>Не в рамках дибарионной модели с учетом трехчастичных сил, показанных на Рис. 8.3, в сравнении с результатами, полученными с Аргоннским *NN*-потенциалом (AV18) и трехчастичными силами Urbana IX [1,4].

Таблица 8.1. Результаты расчетов 3*N*-ядер <sup>3</sup>H и <sup>3</sup>He с двух- и трехчастичными силами для двух вариантов дибарионной модели DBM(1) и DBM(2) в сравнении с результатами, полученными на основе *NN*-потенциала AV18 с 3*N*-силой UIX.

Модель	E	PD	Ps'	$P_{\rm db}$	Вклады в <i>Н</i> (МэВ)				
	(МэВ) (%) (%)	(%)	(%)	Т	<i>T</i> + <i>V</i> <sub>2N</sub>	V <sub>3N</sub>			
зΗ									
DBM(1)	-8.482	6.87	0.67	10.99	112.8	-1.33	-7.15		
DBM(2)	-8.481	7.08	0.68	7.39	112.4	-3.79	-4.69		
AV18+UIX	-8.48	9.3	1.05	-	51.4	-7.27	-1.19		
<sup>3</sup> He									
DBM(1)	-7.772	6.85	0.74	10.80	110.2	-0.90	-6.88		
DBM(2)	-7.789	7.06	0.75	7.26	109.9	-3.28	-4.51		
AV18+UIX	-7.76	9.25	1.24	_	50.6	-6.54	-1.17		

В расчетах было использовано два варианта модели DBM(1) и DBM(2) с разной параметризацией переходных вершин. Для этих вариантов модели значения константы  $g_{\sigma NN}$ , подогнанные под точную энергию связи ядра <sup>3</sup>H, составляют 9.577 и 8.673, соответственно. Важно, что эти значения для константы  $g_{\sigma NN}$  находятся в принятых допустимых пределах. Расчеты ядра <sup>3</sup>He выполнены уже без каких-либо свободных параметров. Третий столбец в Таблице 8.1 показывает вес (в %) Dволновых компонент  $P_D$  в волновых функциях <sup>3</sup>H и <sup>3</sup>He, четвертый столбец дает вес S-компонент смешанной симметрии [21]  $P_{S'}$ , пятый столбец показывает общий вес дибарионных компонент в трехнуклонных волновых функциях, шестой, седьмой и восьмой столбцы отражают соответственно вклад кинетической энергии, гамильтониана с учетом только парных сил и отдельно трехчастичных сил в математическое ожидание полного трехчастичного гамильтониана ядер <sup>3</sup>H и <sup>3</sup>He.

Из таблицы хорошо видно, что, в то время как в рамках традиционной модели ядерных сил парные NN-силы дают основной вклад (~90%) в полную энергию связи трехчастичных ядер, а на долю традиционных 3N-сил приходится только 10-12%, в дибарионной модели почти все наоборот: парные силы обеспечивают меньше половины полной энергии связи, а 3Nсилы, обусловленные скалярным обменом между нуклоном и дибарионом, дают более 50%. Иными словами, меняется вся основная парадигма описания ядерной структуры. В традиционной парадигме считается, что парные силы между нуклонами дают основной вклад в энергию связи ядер, а многочастичные (3N-, 4N- и т.д.) силы дают только небольшую поправку. В дибарионной модели, напротив, как мы видим на примере трехчастичных ядер, парные и трехчастичные силы дают почти равные вклады. Это означает, что должно существенно измениться уравнение состояния для ядерной материи при высокой плотности. Более того, поскольку с увеличением плотности ядерного вещества вклад тройных сил растет быстрее вклада парных сил (согласно теореме вириала), то вполне возможен фазовый переход в новое сверхплотное состояние, при котором большая часть нуклонов образуют дибарионы, которые, будучи бозонами, в свою очередь могут испытывать Бозе-конденсацию, дополнительно усиливающуюся сильным скалярным полем вокруг дибарионов. Такой переход в сверхплотную материю был предсказан Ли и Виком много лет назад [6,7].

Возникает, однако, вопрос, в какой мере эти предсказания дибарионной модели выполняются в реальности. Иными словами, не являются ли эти предсказания неоправданными экстраполяциями, не имеющими отношения к действительности.

Таблица 8.2. Сравнение вкладов отдельных членов (в КэВ) в разность  $\Delta E_{\rm C}$  энергий связи ядер <sup>3</sup>Н и <sup>3</sup>Не для дибарионной и традиционной (AV18 + UIX) моделей ядерных сил.

Тип поправки	DBM(1)	<b>DBM(2)</b>	AV18 +UIX
Кулоновское взаимодей- ствие (КВ) между точечны- ми зарядами протонов	598	630	677
КВ между точечными заря- дами протонов и дибариона	840	782	-
КВ для размазанного заряда протонов	547	579	648
КВ для размазанного заряда протонов и дибариона	710	692	-
Разность масс нейтрона и протона	46	45	14
Нарушение зарядовой сим- метрии	0	0	65
Взаимодействие магнитных моментов и спинорбитальных сил	17	17	17
Общий вклад	773	754	754

Для проверки таких предсказаний было выполнено много различных расчетов, результаты которых тщательно сравнивались с экспериментальными данными. Результаты одного из таких сравнений показаны в Таблице 8.2. В таблице приведены вклады отдельных членов в кулоновскую разность энергий связи ядер <sup>3</sup>H и <sup>3</sup>He:  $\Delta E_C = E({}^{3}\text{He}) - E({}^{3}\text{H})$ , экспериментальное значение которой  $\Delta E_C$  (эксп.) = 764 КэВ. Поскольку кулоновское взаимодействие в ядре <sup>3</sup>H отсутствует, эта величина является электромагнитной поправкой к энергии связи <sup>3</sup>He, где основную роль играет кулоновская энергия взаимодействия двух протонов.

Из таблицы хорошо видно, что основной вклад в разность  $\Delta E_{\rm C}$  дает кулоновское взаимодействие двух протонов, а также кулоновское взаимодействие заряженного дибариона со вторым протоном в <sup>3</sup>He. Понятно, что этот последний вклад отсутствует в традиционных моделях ядерных сил (см. третий столбец в Таблице 8.2).

Экспериментально наблюдаемое значение кулоновской разности  $\Delta E_{\rm C}$  объясняется в рамках традиционных моделей только за счет существенной разности длин *pp-* и *nn*-рассеяния (см. строку «нарушение зарядовой симметрии» в Таблице 8.2), а именно, если принять для нейтрон-нейтронной длины рассеяния значение  $a_{nn} = -18.7 \text{ }$  Фм, что противоречит значению  $a_{nn} = -16.3 \text{ }$  Фм, найденному из экспериментов по *nd*-развалу [8].

Следует особо подчеркнуть, что количественное объяснение кулоновской разности  $\Delta E_{\rm C}$  в трехнуклонных ядрах достигается в рамках дибарионной модели без привлечения какихлибо свободных параметров или дополнительных предположений.

Интересно, что имеется аналогичная трудность при объяснении кулоновских энергий ядер по всей периодической системе — так называемый парадокс (или аномалия) Нолена-Шиффера [9]. Он заключается в том, что наблюдаемая разность энергий изобар-аналоговых состояний элементов периодической системы оказывается примерно на 15% больше предсказаний ядерных моделей, основанных на традиционных ядерных силах. Этот парадокс, для которого к настоящему времени предложено несколько объяснений (ни одно из которых не является общепринятым), известен еще с середины 1960-х годов. Новый вклад, который дает дибарионная модель ядерных сил за счет дополнительного кулоновского взаимодействия между заряженными дибарионами и протонами, должен быть существенным для всех ядер, где полный вклад дибарионной компоненты по оценкам составляет ~ 10-12%. Таким образом, дибарионная модель не только объясняет кулоновскую разность  $\Delta E_{\rm C}$  энергий трехнуклонных ядер, но и предлагает естественное объяснение парадокса Нолена-Шиффера, касающегося всей периодической систе-МЫ.

Наряду с кулоновской разностью, большой интерес представляет функция *pp*-корреляции в координатном или импульсном представлении. Ее обычно определяют как функцию распределения по относительному расстоянию между протонами в ядре. На Рис. 8.4 показано сравнение функций *pp*-корреляции в ядре <sup>3</sup>Не, рассчитанных в рамках дибарионной модели и с использованием Боннского *NN*-потенциала.



Рис. 8.4. Двухпротонная плотность в <sup>3</sup>Не (сплошная кривая) и двухнейтронная плотность в <sup>3</sup>Н (штриховая кривая) для дибарионной модели в сравнении с двухпротонной плотностью в <sup>3</sup>Не для Боннского *NN*-потенциала (треугольники).

Хорошо видно, что в целом, за исключением самых малых межпротонных расстояний, согласие между двумя альтернативными моделями ядерных сил хорошее. Петля на малых расстояниях в двухпротонной плотности, рассчитанной в рамках дибарионной модели, обусловлена узлом волновой функции относительного движения. Этот стационарный узел в волновой функции играет роль отталкивающего кора, который имеется в традиционных *NN*-потенциалах. Это различие в функциях корреляции на малых расстояниях сказывается только в процессах с большими передачами импульса.

# 8.4. ОБЗОР СОВРЕМЕННОЙ СИТУАЦИИ С ОПИСАНИЕМ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ КОМПОНЕНТ 2*N*- И 3*N*-СИЛ

Мы начнем этот раздел с дискуссии о том, насколько хорошо современные модели 2*N*- и 3*N*-сил описывают экспериментальные данные, связанные с короткодействующими компонентами ядерных сил. Многие современные эксперименты ясно демонстрируют наличие весьма жестких высокоимпульсных компонент волновых функций нуклонов в ядрах с характерными импульсами выше импульса Ферми в ядрах, который в среднем составляет 350 МэВ/*c*.



Рис. 8.5. Эмпирическое импульсное распределение дейтронов (слева) и протонов (справа) в <sup>3</sup>Не. Сплошные и точечные кривые показывают результаты расчетов с Парижским и Боннским *NN*-потенциалами, соответственно.

На Рис. 8.5 показаны экспериментальные и теоретические импульсные распределения дейтронов (слева) и протонов (справа) в ядре <sup>3</sup>Не. Хорошо видно, что, начиная с импульсов порядка 350 МэВ/с, наблюдаемые импульсные распределения сильно превышают распределения, получающиеся из волновых функций <sup>3</sup>Не, рассчитанных в рамках традиционных моделей *NN*- и 3*N*-сил. Аналогичные выводы можно извлечь из Рис. 2.8 и 2.9 (см. Лекцию 2), где показаны дифференциальные сечения и анализирующие способности для упругого *pd*-рассеяния при низких и средних энергиях столкновения.

Таким образом, расчеты на основе трехчастичных уравнений Фаддеева с использованием традиционных *NN*потенциалов хорошо воспроизводят экспериментальные данные рассеяния на малые углы, в то время как имеется систематическая недооценка для данных при больших углах рассеяния, где переданные импульсы уже велики. При этом учет трехчастичных сил не приводит к согласию теоретических результатов с экспериментом.

Однако наиболее однозначную информацию о высокоимпульсных компонентах волновых функций нуклонов в ядрах дают эксперименты типа  $A(e,e^{2}NN)$  по прямому выбиванию пары нуклонов из ядра быстрым электроном с энергией больше 700 МэВ. Такие эксперименты были проведены в нескольких местах: на известном голландском ускорителе NIKHEF [10], в немецком ускорительном центре в Майнце [11] и в Джефферсоновской национальной лаборатории (США), где идут эксперименты с высокоинтенсивным пучком электронов с энергией вплоть до 12 ГэВ [12]. Для выделения высокоимпульсных компонент ядерных волновых функций регистрируются на совпадения два конечных быстрых нуклона с импульсами, превышающими средний импульс Ферми (350 МэВ/с). Ясно, что из-за малости электромагнитной константы взаимодействия  $\alpha = 1/137$  в таком процессе должны доминировать однофотонные события. Тогда выбивание двух нуклонов быстрым электроном можно представить как два последовательных события: сначала выбивание одного быстрого нуклона падающим электроном, а затем подхват второго быстрого нуклона первым, что, конечно, предполагает сильную высокоимпульсную корреляцию между нуклонами.

Именно в соответствии с таким трехчастичным механизмом группой Бохум–Краков [13] были выполнены расчеты выбивания пары нуклонов из ядра <sup>3</sup>Не на основе уравнений Фаддеева. Однако, как показывает сравнение результатов этих расчетов для процесса <sup>3</sup>Не(e,e'pp) с экспериментом (см. Рис. 8.6 сверху), такой сценарий работает только при небольших недостающих импульсах (определение см. ниже), но при недостающих импульсах, превышающих импульс Ферми, теория дает сильно заниженные теоретические сечения по сравнению с экспериментальными данными.

Недостающим импульсом  $p_m$  (missing momentum) в таких многочастичных процессах называется не измеряемый непосредственно импульс частицы, вылетающей из зоны реакции, который восстанавливается из измеренных данных по законам сохранения. Например, для процесса <sup>3</sup>He(*e*,*e*'*pp*)  $p_m$  — это импульс нейтрона, оставшегося от ядра <sup>3</sup>He после выбивания двух быстрых протонов, импульсы которых измеряются.



Рис. 8.6. Усредненное сечение реакций выбивания двух нуклонов быстрым электроном из ядра <sup>3</sup>Не в зависимости от «недостающего» импульса  $p_m$  для реакций <sup>3</sup>Не(*e*,*e*'*pp*) (сверху) и <sup>3</sup>Не(*e*,*e*'*pn*) (снизу). Экспериментальные данные взяты из работ [10,11], расчеты сделаны группой Бохум–Краков [13] без учета (сплошная кривая) и с учетом (штриховая кривая) мезонобменных токов.

Теоретически возможны две основные причины такого сильного расхождения теоретических предсказаний с экспериментом: – неправильное off-shell поведение используемых в расчетах *NN*-потенциалов;

 неверный принятый механизм всего процесса (предположение о последовательном выбивании двух протонов).

В частности, большие импульсы  $p_m$  отвечают большим импульсам нейтрона отдачи, которые он имел до момента выбивания двух быстрых протонов в <sup>3</sup>He. Поэтому вполне возможен другой механизм этого процесса, когда налетающий электрон выбивает нейтрон из трехчастичной короткодействующей корреляции в <sup>3</sup>He, обусловленной трехчастичными силами между дипротонным дибарионом и оставшимся нейтроном. Такая нестандартная трехчастичная сила, вызванная скалярным обменом, является короткодействующей и достаточно большой, чтобы привести к «жесткой» трехнуклонной корреляции между дипротонной парой и нейтроном. Этот новый механизм еще предстоит проверить в детальных расчетах.

Напротив, при выбивании быстрой *pn*-пары теория дает сильное завышенное сечение по сравнению с экспериментальным при малых значениях недостающего импульса и примерное согласие при больших  $p_m$  (см. Рис. 8.6 снизу). Ясно, что механизм этой реакции должен быть другим. К сожалению, расчеты этого процесса в рамках дибарионной модели пока не сделаны, так что окончательных выводов в настоящий момент сделать нельзя. Можно лишь сказать, что традиционные модели ядерных сил, судя по результатам этих экспериментов, не дают правильных высокоимпульсных компонент 2N- и 3N-сил и нуждаются в существенной ревизии.

Еще один эксперимент, который дает важную количественную информацию о малонуклонных корреляциях в <sup>3</sup>Не и других легких ядрах, — это измерение сечений процесса  ${}^{3}\text{He}(\gamma,NN)$  с реальными  $\gamma$ -квантами в JLab [12]. Теория этого процесса была развита известным французским теоретиком Лаже [14], который использовал длинный ряд диаграмм, дающих вклад в полное сечение процесса (см. Рис. 8.7).



Рис. 8.7. Диаграммы, использованные в расчетах сечения реакции <sup>3</sup>He( $\gamma$ ,NN) в модели Лаже [14].

Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными, приведенное на Рис. 8.8–8.10, показывает, что модель Лаже, которая учитывает все основные механизмы такого процесса, принятые в рамках традиционных подходов, не способна даже качественно передать основные зависимости, наблюдаемые в эксперименте.



Рис. 8.8. Полное сечение трехнуклонного фоторасщепления <sup>3</sup>Не, проинтегрированное по аксептансу детектора CLAS, в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов (точки — данные JLab [12]) в сравнении с расчетами в модели Лаже [14] (сплошная кривая). Также показаны вклады диаграмм модели Лаже, учитывающих взаимодействие  $\gamma$ -квантов только с одним и двумя (штриховая кривая) и только с тремя нуклонами (точечная кривая).



Рис. 8.9. Сечение трехнуклонного фоторасщепления <sup>3</sup>Не в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов в кинематике, когда нейтрон является спектатором, в сравнении с расчетами в модели Лаже. Штрих-пунктирной кривой показан вклад диаграмм, учитывающих взаимодействие  $\gamma$ -квантов только с одним нуклоном. Остальные обозначения такие же, как на Рис. 8.8.



Рис. 8.10. Полное сечение квази-двухчастичного фоторасщепления <sup>3</sup>Не в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов в сравнении с расчетами в модели Лаже. Обозначения такие же, как на Рис. 8.8.

Особенно неадекватное описание получается для угловых зависимостей вылетающих быстрых нуклонов при всех измеренных энергиях  $\gamma$ -квантов — см. Рис. 8.11. Даже беглый взгляд на этот рисунок показывает, что в эксперименте виден пик вылетающих протонов под небольшими углами вылета частиц, который с ростом энергии  $\gamma$ -квантов делается все выше и выше. Эта особенность поведения совершенно отсутствует в теоретических результатах Лаже. Такое поведение экспериментальных сечений для вылета протонов указывает на то, что основной механизм реакции должен быть близким к квази-свободному фотопоглощению падающего фотона одним или двумя нуклонами в ядре <sup>3</sup>He.



Рис. 8.11. Дифференциальное сечение квази-двухчастичного фоторасщепления <sup>3</sup>Не, проинтегрированное по аксептансу детектора CLAS, для энергий  $\gamma$ -квантов в различных интервалах от 0.35 до 1.3 ГэВ. Слева: данные в интервалах до 0.75 ГэВ сравниваются с результатами Лаже (сплошные и пунктирные кривые — расчеты в полной и приближенной модели Лаже, соответственно). Справа: показаны только экспериментальные данные без теоретических результатов из-за очень больших расхождений теории с экспериментом.

Однако поглощение  $\gamma$ -кванта свободным нуклоном без его возбуждения запрещено законами сохранения энергии и импульса. С другой стороны, возбуждение нуклона при поглощении высокоэнергетичного фотона неизбежно приводит к испусканию мезона, а эксперимент ставился так, чтобы в конце наблюдались только три нуклона, и не было бы никаких других частиц. Поэтому единственная возможность выполнить законы сохранения — это предположить поглощение родившегося мезона соседними нуклонами в ядре. В модели Лаже эти процессы реабсорбции мезона были учтены — см. диаграммы с, d, g, h, I на Рис. 8.7. К сожалению, вероятность такой реабсорбции оказывается очень малой, так что в результате теоретическое сечение оказывается существенно ниже экспериментального.

Имеется очень много других подобных расхождений, особенно ярко проявляющихся при высоких импульсах вылетающих из ядер нуклонов. Можно предположить, что большинство подобных расхождений обусловлены игнорированием важной степени свободы, которая присутствует во всех ядрах и связана с высокими импульсами нуклонов. Такой неучтенной степенью свободы вероятнее всего является образование промежуточных мультибарионов, т.е. многокварковых мешков, окруженных сильными мезонными полями (в полной аналогии с нуклонами, которые по современной интерпретации представляют собой трехкварковые кластеры, тесно связанные с мезонными полями). Из всех возможных мультибарионов особо выделяются дибарионы — шестикварковые объекты, имеющие, по всей видимости, максимальную вероятность рождения в обычных ядрах. Тогда наиболее естественное объяснение большого переднего пика в сечениях вылета нуклонов в рамках дибарионной модели для описанных выше экспериментов <sup>3</sup>He( $\gamma$ ,  $n\vec{p}$ )p получается, если предположить, что высокоэнергичный фотон поглощается невозбужденным дибарионом, вероятность которого в ядре <sup>3</sup>He, согласно расчетам [1], составляет 10–12%. При поглощении  $\gamma$ -кванта с энергией 0.35–0.75 ГэВ невозбужденные дибарионы (в <sup>3</sup>He имеются синглетный <sup>1</sup>S<sub>0</sub> и триплетный <sup>3</sup>S<sub>1</sub>–<sup>3</sup>D<sub>1</sub> дибарионы) с большой вероятностью перейдут в возбужденные дибарионы <sup>1</sup>D<sub>2</sub>, <sup>3</sup>D<sub>3</sub> и <sup>3</sup>F<sub>3</sub>, которые уже довольно хорошо известны экспериментально, и для которых существует канал распада на два высокоэнергетических нуклона:  $D \rightarrow N + N$ . Тогда именно эти быстрые нуклоны и будут видны в экспериментальных угловых распределениях, показанных на Рис. 8.11.

Интересно, что очень похожий процесс рождения промежуточного  $0(3^+)$ -дибариона (в *NN*-канале  ${}^3D_3$ ) при поглощении  $\gamma$ -кванта с энергией 400–600 МэВ был детально исследован много лет назад японскими экспериментаторами в реакции  $d(\gamma,p)n$ , в которой измерялась спиновая поляризация вылетающих протонов в зависимости от энергии  $\gamma$ -кванта [15]. Использованная авторами модель описания полученных ими данных включала два механизма: прямое поглощение фотона на виртуальном нуклоне в дейтроне и резонансный механизм с рождением промежуточного дибариона и его последующим распадом на *pn*-пару. При этом параметры промежуточного дибариона подгонялись под экспериментальные данные по спиновой поляризации вылетающих протонов. Оказалось, что найденные таким образом параметры (масса и квантовые числа)  $0(3^+)$ -дибариона весьма точно соответствуют теоретическим предсказаниям для этого дибариона, сделанным еще в 1964 году, а также очень близки к параметрам, извлеченными из недавних экспериментов коллаборации WASA@COSY, выполненных в  $4\pi$ -геометрии с очень высокой статистикой. Мы еще вернемся к обсуждению этих работ в Лекции 11.

Таким образом, многочисленные экспериментальные данные, которые не объясняются в рамках традиционных моделей ядерных сил, могут найти свое естественное объяснение на основе дибарионной модели. К сожалению, количественных расчетов в рамках этой модели выполнено пока немного, однако на многие важные вопросы эта модель может уже сейчас ответить хотя бы качественно. Рассмотрим некоторые из этих вопросов подробнее.

Вернемся снова к традиционной картине ядерных взаимодействий и зададим вопрос: в чем состоит основная трудность при объяснении экспериментальных данных, связанных с большими передачами импульса? Возникающая при этом картина схематически показана на Рис. 8.12. Здесь падающий быстрый электрон (или адрон) передает свой большой импульс одному из нуклонов (первичному нуклону, обозначенному черным кружком) в ядре-мишени, а затем этот первичный нуклон отдает свой большой импульс одному или нескольким вторичным нуклонам через высокоимпульсные компоненты ядерных сил. При этом в большинстве подобных экспериментов регистрируется не один, а несколько быстрых конечных нуклонов.

221



Рис. 8.12. Передача большого импульса от быстрого падающего электрона одному их нуклонов ядра-мишени.

Для этого взаимодействие между нуклонами должно быть способно передать этот большой импульс соседним нуклонам. Но обычный *NN*-потенциал, основанный на традиционной модели сил, такой возможностью не обладает, так как высокоимпульсные компоненты традиционных потенциалов слишком малы для того, чтобы количественно описать имеющиеся экспериментальные данные. Образно говоря, связь между нуклонами в ядре должна быть намного более «жесткой» (или «прочной»), чем обеспечивают современные традиционные модели ядерных сил.

С другой стороны, образование из двух нуклонов внутри ядра компактных и сильно связанных объектов — дибарионов — как раз и означает усиление «прочности» ядерной связи. Здесь возникает интересный вопрос: почему такое усиление внутриядерной связи не приводит к увеличению общей энергии связи ядра, которая известна экспериментально и достаточно хорошо воспроизводится в традиционных моделях сил?

Ответ на этот вопрос совершенно не очевиден, но его можно получить из такого рассуждения. Дело в том, что в дибарионной модели наряду с усилением парных и трехчастичных взаимодействий существенно растет и кинетическая энергия нуклонов (например, в <sup>3</sup>Не она более чем в два раза выше по сравнению с кинетической энергией в традиционной модели). В результате сумма положительной кинетической и отрицательной потенциальной энергии остается такой же, как и в традиционных моделях. Это качественно меняет всю картину ядерной структуры: нуклоны в ядрах взаимодействуют друг с другом намного сильнее, чем в традиционных моделях, одновременно двигаясь внутри ядра намного быстрее, чем обычно считается.

Более того, поскольку дибарионы — это не просто многокварковые мешки, а резонансы с шириной  $\Gamma_D \sim 100$  МэВ, относительно большое время жизни этих резонансов увеличивает вероятность передачи большого импульса от одного нуклона к другому.

В дибарионной модели этот необходимый высокоимпульсный вклад дают промежуточные дибарионы. Таким образом, хотя традиционный взгляд на природу сильного взаимодействия нуклонов в ядрах (основанный на мезонной модели ядерных сил) не предполагает существование промежуточных дибарионов, их вклад в *NN*-взаимодействие на малых расстояниях заменяется в обычных ядерно-физических подходах искусственно усиленным одномезонным обменом, который считается действующим вплоть до расстояний  $r_{NN} \sim 0.15$  Фм, что полностью противоречит физической интуиции и экспериментальным данным по мезон-нуклонному взаимодействию.

#### 8.5. ВЫВОДЫ

В этой лекции мы рассмотрели формализм дибарионной модели применительно к описанию трехнуклонной системы.

Было показано, что явное исключение дибарионной компоненты из соответствующего гильбертова пространства ведет к появлению трехчастичных сил сильно притягивающего характера, зависящих от полной энергии и импульса взаимодействующей пары нуклонов. Эта дополнительная скалярная трехчастичная сила в принципе может объяснить целый ряд парадоксов, найденных в трехнуклонной системе, а возможно и в гораздо более широкой области. Более того, такие многочастичные скалярные силы позволяют перекинуть мостик между традиционными ядерными моделями с явным доминированием именно парных сил между нуклонами и феноменологической моделью Валечка–Серро (т.е. квантовой адродинамикой), в которой исходят из картины релятивистских нуклонов, движущихся в самосогласованном скалярном поле.

#### Литература

- 1. V.N. Pomerantsev et al., *Я*Φ **68**, 1511 (2005).
- 2. J. Fujita and H. Miyazawa, Prog. Theor. Phys. 17, 360 (1957).
- 3. C. Fasano, T.-S.H. Lee, Phys. Lett. B 217, 9 (1989).
- 4. V.I. Kukulin et al., Ann. Phys. (N.Y.) 325, 1173 (2010).
- 5. M.N. Platonova, V.I. Kukulin, J. Phys. Conf. Ser. 381, 012110 (2012).
- 6. T.D. Lee, G.C. Wick, Phys. Rev. D 9, 2291 (1974).
- 7. Э.В. Шуряк, ЖЭТФ 47, 212 (1973).

8. B. Kühn, ЭЧАЯ **6**, 139 (1975); V. Huhn, L. Watzold, Ch. Weber et al., Phys. Rev. C **63**, 014003 (2000).

9. J.A. Nolen, Jr., J.P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Sci. **19**, 471 (1969); M.H. Shahnas, Phys. Rev. C **50**, 2346 (1994).

10. D.L. Groep et al., Phys. Rev. C 63, 014005 (2000).

- 11. D.G. Middleton et al., Phys. Rev. Lett. 103, 152501 (2009).
- 12. S. Niccolai et al., Phys. Rev. C 70, 064003 (2004).

13. J. Golak et al., Phys. Rept. **415**, 89 (2005); R. Skibinski et al., Phys. Rev. C **67**, 054002 (2003).

14. J.M. Laget, Phys. Rep. 69, 1 (1981); Phys. Rev. C 35, 832 (1987); J. Phys. G 14, 1445 (1988).

15. T. Kamae et al., Phys. Rev. Lett. **38**, 468 (1977); T. Kamae, T. Fujita, Phys. Rev. Lett. **38**, 471 (1977).