

Лекция 6. Кварковая и дибарионная модели ядерных сил

Нуклон-нуклонное взаимодействие на основе обмена голдстоуновскими бозонами между кварками. Кумулятивные процессы на ядрах. Ядерные силы на малых и средних расстояниях. t - и s -канальные особенности релятивистских диаграмм Фейнмана. Дибарионный механизм рождения скалярного поля в NN -системе. Эффекты сильного σ -поля, окружающего шестикварковый мешок. Перенормировка массы.

6.1. НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ОСНОВЕ ОБМЕНА ГОЛДСТОУНОВСКИМИ БОЗОНАМИ МЕЖДУ КВАРКАМИ

6.1.1. Симметрия шестикварковой волновой функции

Рассмотрим вначале разложение теоретико-группового представления пространственной симметрии многокварковой волновой функции для двух невзаимодействующих нуклонов на неприводимые представления группы перестановок шести кварков (фермионов). Это разложение имеет вид (см. Рис. 1):

$$[3] \times [3] = \sqrt{\frac{1}{9}}[6] + \sqrt{\frac{8}{9}}[42]. \quad (1)$$

Таким образом, в области перекрывания нуклонов, при $r_{NN} < 1.2$ Фм, т.е. именно там, где должна действовать максимальная притягивающая сила между нуклонами, доминирующая пространственная симметрия шестикварковой волновой функции — это смешанная симметрия $|s^4 p^2 [42]_x\rangle$.

$$\begin{aligned}
 A \left[\begin{array}{c} \text{[Diagram: Two nucleons, one s-orbit, one p-orbit]} \\ \text{[Diagram: Two nucleons, one s-orbit, one p-orbit]} \end{array} \right] &= \sqrt{\frac{1}{9}} \begin{array}{c} \text{[Diagram: Symmetric spatial, antisymmetric spin]} \\ \text{[Diagram: Symmetric spatial, antisymmetric spin]} \end{array} + \sqrt{\frac{8}{9}} \begin{array}{c} \text{[Diagram: Symmetric spin, antisymmetric spatial]} \\ \text{[Diagram: Symmetric spin, antisymmetric spatial]} \end{array} \\
 \begin{array}{c} \text{[Diagram: Young diagram for [3]_r} \\ \text{[Diagram: Young diagram for [3]_r} \end{array} \times \begin{array}{c} \text{[Diagram: Young diagram for [3]_r} \\ \text{[Diagram: Young diagram for [3]_r} \end{array} &= \sqrt{\frac{1}{9}} \begin{array}{c} \text{[Diagram: Young diagram for [6]_r} \\ \text{[Diagram: Young diagram for [6]_r} \end{array} + \sqrt{\frac{8}{9}} \begin{array}{c} \text{[Diagram: Young diagram for [42]_r} \\ \text{[Diagram: Young diagram for [42]_r} \end{array} \\
 [3]_r \times [3]_r &= \sqrt{\frac{1}{9}} [6]_r + \sqrt{\frac{8}{9}} [42]_r
 \end{aligned}$$

Рис. 6.1. Иллюстрация разложения пространственной симметрии кварковой функции для двух не взаимодействующих нуклонов на неприводимые представления группы перестановок шести кварков.

Легко понять, что пространственная волновая функция двух тождественных фермионов (например, кварков), один из которых находится на s -орбите, а другой на p -орбите, является антисимметричной, т.е. меняет знак при их взаимной перестановке!

Но здесь возникает важный вопрос: какие шестикварковые волновые функции получаются при включении кварк-кварковых (qq) взаимодействий?

Мы рассмотрим в этой главе взаимодействие двух нуклонов, когда составляющее их qq -взаимодействие берется в форме обмена голдстоуновскими бозонами (Goldstone Boson Exchange — GBE). Напомним, что октет голдстоуновских бозонов — это три π -мезона, три K -мезона и два η -мезона (η и η'). Они связаны с моделью Намбу–Голдстоуна для спонтанного нарушения киральной симметрии в кварковом мире (см. [1]). Для обычных (не странных) кварков, из которых состоят нуклоны, основным будет *только обмен пионами*. И кажется, что мы снова возвращаемся к основной идее Юкавы об обмене пионами, но теперь уже

не между нуклонами, а между кварками. Но на самом деле это не совсем так!

6.1.2. Взаимодействие кварков через обмен голдстоуновскими бозонами

Модель барионов и теория спектров их возбужденных состояний на основе GBE между кварками была предложена Л. Я. Глоzmanом (университет Граца, Австрия) в конце 90-х годов XX века [2].

Идея GBE следующая. Исходный лагранжиан КХД для безмассовых кварков является кирально-инвариантным, т.е. спиральность таких кварков (левая или правая) сохраняется и не может, вообще говоря, переходить одна в другую без рождения новых частиц. В пределе безмассовых кварков (т. наз. киральный предел) пионы также должны быть безмассовыми: $m_\pi = 0$. Однако на самом деле кварки имеют массу (токовая масса легких кварков $m_q^0 = 3\text{--}5$ МэВ, а конституэнтная масса $m_q \approx 330$ МэВ), и пионы тоже имеют массу $m_\pi \approx 140$ МэВ.

При этом масса кварка приобретает за счет специального механизма спонтанного нарушения киральной симметрии (т.е. теперь левые кварки могут перемешиваться с правыми). Но в этом механизме, предложенном Голдстоуном, и сами бозоны — переносчики сильного взаимодействия (октет голдстоуновских бозонов: π , K , η) также приобретают массу. Таким образом, происхождение масс кварков и голдстоуновских бозонов является общим и неразрывно связано со спонтанным нарушением киральной симметрии. Отсюда остается один шаг до трактовки взаимодействия кварков через обмен голдстоуновскими бозонами π , K , η .

Модель кварк-кваркового взаимодействия, предложенная Глозманом, смогла очень хорошо описать спектры возбужденных барионов [3], но ценой изменения знака юкавского кварк-кваркового потенциала на малых расстояниях (см. Рис. 6.2).

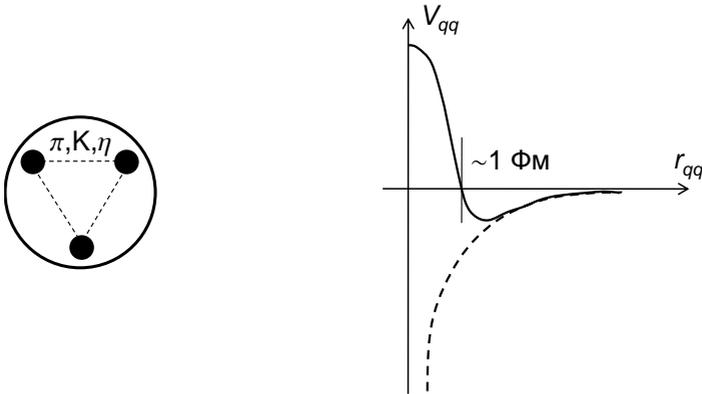


Рис. 6.2. Обмен голдстоуновскими бозонами между валентными кварками в нуклоне. Слева: схематическое изображение нуклона в модели Глозмана. Справа: кварк-кварковый потенциал в модели Глозмана (сплошная кривая) и Юкавский ОРЕ-потенциал qq -взаимодействия $g_{qq} e^{-m_{\pi} r_{qq}} / m_{\pi} r_{qq}$ (штриховая кривая).

6.1.3. Нуклон-нуклонное взаимодействие в модели GBE

Рассмотрим в этом подходе взаимодействие двух нуклонов (см. Рис. 6.3).

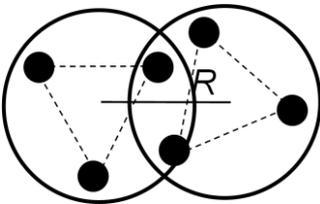


Рис. 6.3. Два нуклона с перекрытыми кварковыми облаками, взаимодействующие посредством обмена голдстоуновскими бозонами.

Вспомним, что NN -система (в s - и d -волнах по относительному движению) может обладать двумя разными пространственными симметриями: $f_1 = [6]$ и $f_2 = [42]$, и рассмотрим далее математическое ожидание шестикваркового гамильтониана для этих состояний:

$$\langle H_1 \rangle = \langle NN, s^6 [6] | H_0 + \sum_{i,j} V_{q_i q_j} | NN, s^6 [6] \rangle, \quad (2)$$

$$\langle H_2 \rangle = \langle NN, s^4 p^2 [42] | H_0 + \sum_{i,j} V_{q_i q_j} | NN, s^4 p^2 [42] \rangle. \quad (3)$$

В работе [4] для этих величин были получены результаты, показанные в Таблицах 6.1а и 6.1б.

Таблица 6.1а. Результаты диагонализации шестикваркового гамильтониана для конфигурации $IS=(01)$. Колонка 1 — базисные состояния, колонка 2 — диагональные матричные элементы (ГэВ), колонка 3 — собственные значения матрицы 5×5 (ГэВ), колонка 4 — вклад нижнего состояния. Из данных колонок 2 и 3 вычтено значение $m_N = 0.939$ ГэВ.

Состояние ($IS=(01)$)	1x1	5x5	нижнее состояние
$ s^6 [6]_o [33]_{FS}\rangle$	2.346	0.910	-0.16578
$ s^4 p^2 [6]_o [33]_{FS}\rangle$	2.842	1.370	0.10189
$ s^4 p^2 [42]_o [51]_{FS}\rangle$	0.942	2.726	-0.97683
$ s^4 p^2 [42]_o [411]_{FS}\rangle$	2.949	2.995	0.05823
$\left \left(\sqrt{\frac{5}{6}} s^5 2s - \sqrt{\frac{1}{6}} s^4 p^2 \right) [6]_o [33]_{FS} \right\rangle$	3.011	4.110	0.06742

Таблица 6.1б. То же, что в Табл. 6.1а, но для конфигурации $IS=(10)$.

Состояние ($IS=(10)$)	1x1	5x5	нижнее состояние
$ s^6 [6]_O [33]_{FS}\rangle$	2.990	1.449	-0.15462
$ s^4 p^2 [6]_O [33]_{FS}\rangle$	3.326	1.928	0.10597
$ s^4 p^2 [42]_O [51]_{FS}\rangle$	1.486	3.203	-0.97751
$ s^4 p^2 [42]_O [411]_{FS}\rangle$	3.543	3.557	0.07550
$\left \left(\sqrt{\frac{5}{6}} s^5 2s - \sqrt{\frac{1}{6}} s^4 p^2 \right) [6]_O [33]_{FS} \right\rangle$	3.513	4.721	0.06121

Основной вывод из этих расчетов состоит в том, что NN -потенциал $V_{NN}(R=0)$ оказывается сильно отталкивающим как для 1S_0 -, так и для 3S_1 -канала: $V_{NN}(R=0) = 830$ МэВ для 3S_1 -канала и 1356 МэВ для 1S_0 -канала (см. Таблицы 6.1). Казалось бы, такие результаты соответствуют уже хорошо известному из мезонной теории отталкивающему кору на малых NN -расстояниях, который с ростом расстояния должен переходить в сильное притяжение, но это, к сожалению, не так, ибо оказывается, что NN -потенциал, полученный в этих кварковых расчетах, является полностью отталкивающим на всех расстояниях. Об этом говорят вычисленные авторами [4] фазовые сдвиги NN -рассеяния (см. Рис. 6.4).

Из фазовых сдвигов, представленных на Рис. 6.4, следует неожиданный на первый взгляд вывод: если спектр возбужденных состояний нуклона, состоящего из трех кварков, хорошо подогнать с помощью некоторой модели qq -сил, например, модели одноглюонного обмена (OGE) или GBE, то для для NN -

взаимодействия, т.е. для bq -системы с той же самой моделью qq -сил мы ничего хорошего не получаем! Точнее говоря, мы получаем только отталкивающий кор на малых расстояниях и никакого притяжения между нуклонами вообще.

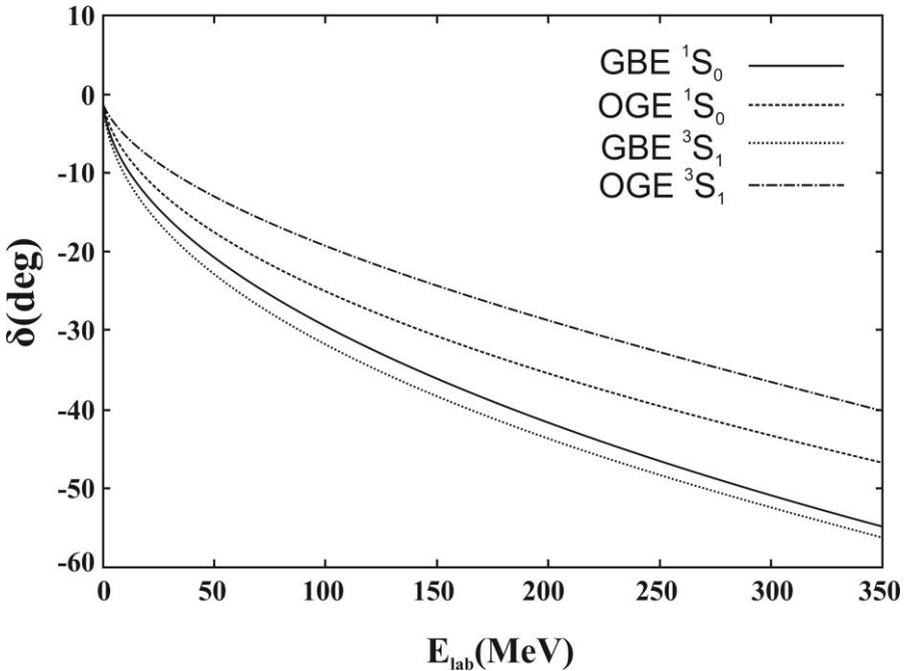


Рис. 6.4. Триpletные (3S_1) и синглетные (1S_0) фазовые сдвиги NN -рассеяния, рассчитанные в модели одноглюонного обмена (OGE) и модели GBE для NN -взаимодействия.

Этот результат выглядит весьма странно, например, как если бы строение атома хорошо описывалось некоторым (кулоновским) взаимодействием, а взаимодействие двух таких атомов было бы невозможно описать с помощью того же кулоновского взаимодействия.

Но, как мы увидим дальше, в дибарионной концепции ядерных сил дело обстоит именно так: qq -взаимодействие в системе, состоящей из двух нуклонов, т.е из шести кварков, оказывается не таким, как qq -взаимодействие в одном нуклоне!

В принципе, проблему NN -взаимодействия в кварковой модели можно решить, если в дополнение к qq -взаимодействию в модели ГВЕ учесть скалярный обмен σ -мезоном между кварками (который дает необходимое дополнительное притяжение). Но тогда нарушится подгонка спектра нуклона, с помощью которой находятся параметры модели ГВЕ.

На Рис. 6.5 показаны проекции шестикварковой волновой функции в состоянии 3S_1 на NN - и $\Delta\Delta$ -каналы.

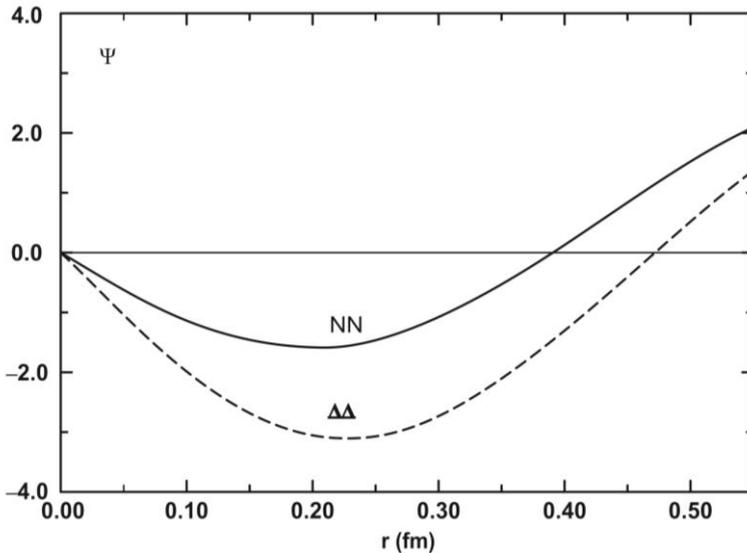


Рис. 6.5. Проекция шестикварковой волновой функции в состоянии 3S_1 на NN - и $\Delta\Delta$ -каналы (сплошная и штриховая кривые, соответственно).

Из этого рисунка можно сделать два важных для нас вывода:

- в области перекрывания нуклонов $\Delta\Delta$ -канал доминирует над NN -каналом, причем отношение весов каналов $W_{\Delta\Delta}/W_{NN} \approx 4 - 5$;
- обе проекции, т.е. NN и $\Delta\Delta$, имеют узел на малых расстояниях (при $r_{NN} \sim 0.4-0.5$ Фм) и формально отвечают возбужденным конфигурациям NN - или $\Delta\Delta$ -системы.

Таким образом, можно было бы ожидать, что большой вклад виртуального $\Delta\Delta$ -канала в NN -системе может привести к возникновению дополнительного эффективного притяжения в ней, этого здесь не происходит (см. Таблицу 6.1), и общее NN -взаимодействие в этой модели оказывается чисто отталкивающим.

Поэтому попробуем пойти по другому пути, чтобы найти, откуда может возникнуть дополнительное NN -притяжение на средних расстояниях.

Один из возможных ответов на этот важный вопрос дает новая дибарионная концепция ядерных сил, разработанная в НИИ Ядерной Физики МГУ им. М.В. Ломоносова в последние 20 лет [5]. Однако исторически события развивались по другому сценарию: предшественниками дибарионной концепции были модель составных кварковых мешков (Ю.А. Симонов, ИТЭФ [6]) и Московский NN -потенциал [7], который, в свою очередь, был построен по аналогии с кластер-кластерными взаимодействиями в ядерной физике (см. Лекции 4 и 5). И лишь затем, как обобщение этих моделей, возникла дибарионная концепция ядерных сил.

6.2. КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ И МУЛЬТИБАРИОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ЯДРАХ

Прежде чем перейти к изложению основ дибарионной концепции ядерных сил, мы рассмотрим большой круг ядерно-физических процессов, которые были названы кумулятивными, потому что в них участвуют несколько (или даже много) нуклонов. Впервые такие процессы были предсказаны А.М. Балдиным и др. в ОИЯИ [8] и позднее обнаружены экспериментально также в ОИЯИ [9].

Рассмотрим рассеяние быстрых частиц на ядрах под большими углами в лабораторной системе координат (см. Рис. 6.6). Если энергия налетающего протона T_p много больше средней потенциальной энергии нуклона в ядре $\langle V_N \rangle$ (например, $T_p \sim 7$ ГэВ, в то время как $\langle V_N \rangle \sim 50$ МэВ), то можно считать, что он взаимодействует с отдельным, почти свободным нуклоном ядра-мишени.

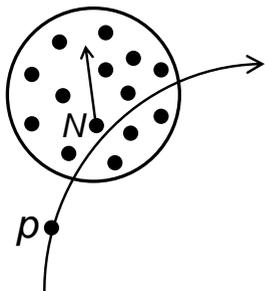


Рис. 6.6. Рассеяние быстрого налетающего протона на ядре с вылетом вторичного нуклона.

На Рис. 6.7 приведен экспериментальный спектр кумулятивных нейтронов, вылетающих при соударении очень быстрого протона с ядром в заднюю полусферу углов (в лабораторной системе), куда, согласно закону сохранения энергии и импульса, вылет нейтронов запрещен [10]. (Термин «кумулятивная части-

ца», например, кумулятивный нейтрон, означает, что частица вылетает в результате кумулятивного процесса, т.е. процесса, затрагивающего несколько нуклонов.)

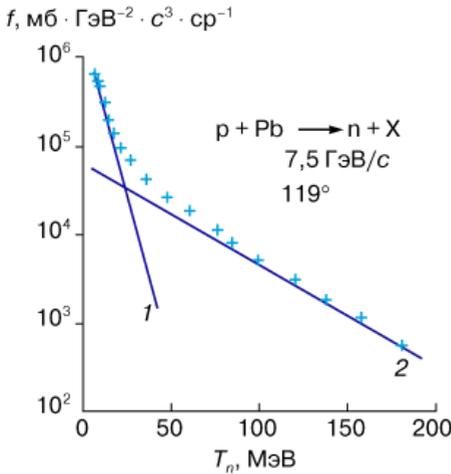


Рис. 6.7. Зависимость инвариантной функции кумулятивных нейтронов (пропорциональной выходу нейтронов) от их кинетической энергии: 1 — испарительные нейтроны, 2 — кумулятивные нейтроны. Шкала ординат логарифмическая.

Чтобы это продемонстрировать, рассмотрим простую задачу столкновения двух шариков одинаковой массы, представляющих нуклоны, с точки зрения законов сохранения импульса (1) и энергии (2):

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \tag{4}$$

$$\vec{p}_0^2 = \vec{p}_1^2 + \vec{p}_2^2, \tag{5}$$

где p_0 — импульс налетающего шарика.

Условие (4), отвечающее закону сохранения импульса, определяет треугольник (см. Рис. 6.8 слева), а условие (5), отвечающее закону сохранения энергии, представляет собой теорему Пифагора, поэтому треугольник должен быть прямоугольным, т.е. его вершина лежит на окружности с диаметром p_0 (см.

Рис. 6.8 справа). Отсюда ясно, что самый большой угол, на который может отклониться падающая частица, равен 90° . Но в этом случае ее импульс будет нулевым.

Следовательно, вылететь назад (в лабораторной системе) частица при такой кинематике не может. Релятивистское рассмотрение превращает окружность в эллипс и лишь усугубляет этот вывод. Любые неупругие процессы также лишь уменьшают максимальный угол вылета вторичного нуклона. Итак, в рамках модели столкновения протона с покоящимся нуклоном, нейтрон не может вылететь назад. Поэтому наблюдаемые быстрые нейтроны, называемые кумулятивными, имеют совершенно другое происхождение.

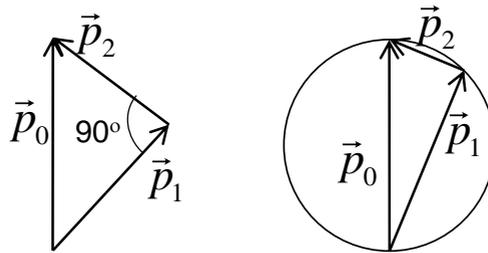


Рис. 6.8. Кинематика квазисвободного рассеяния падающего быстрого протона на отдельном нуклоне в ядре-мишени.

Теперь посмотрим на экспериментальные данные по кумулятивному рождению быстрых адронов π^- , π^+ , K^- , K^+ и т.д. На Рис. 6.9 показана зависимость инвариантных функций различных кумулятивных частиц от так называемого кумулятивного числа α (означает эффективное число нуклонов в ядре-мишени, на которых рождаются данные вторичные частицы). На нижней шкале абсцисс показан импульс кумулятивных протонов при соответствующем значении α . Из рисунка хорошо видно, что

под большим углом $\theta = 119^\circ$ вылетает много разных частиц с большими энергиями. Как это можно понять?

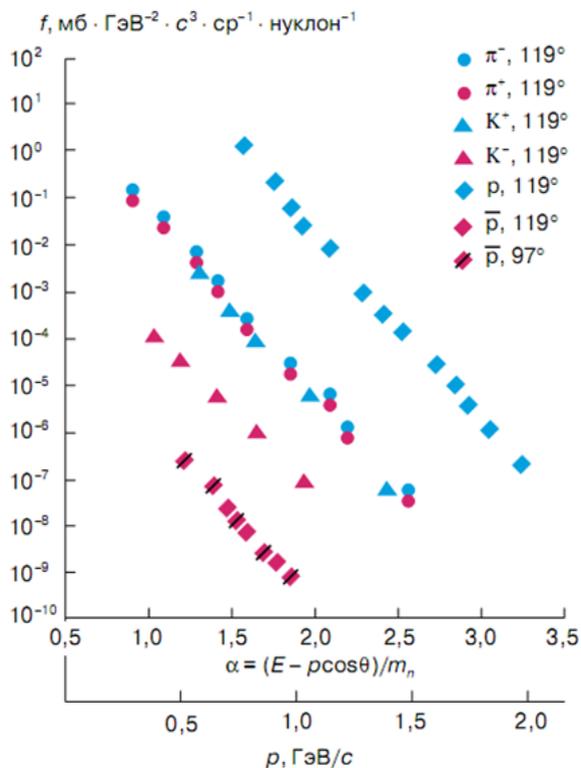


Рис. 6.9. Зависимость выхода различных кумулятивных частиц от значения параметра α . Нижняя шкала абсцисс — импульс кумулятивных протонов.

Если предположить, что падающий быстрый протон сталкивается в ядре не с отдельным нуклоном, а с какой-то гипотетической тяжелой частицей, то под большими углами могут вылетать разные частицы. Причем чем больше масса этой гипотетической частицы, тем меньше энергии идет на ее отдачу, и, следовательно, больше энергии остается на рождение других частиц. Можно также вычислить минимальную массу объекта, с

которым должен столкнуться налетающий протон, чтобы под данным углом могла вылететь кумулятивная частица с заданной энергией.

Таких процессов кумулятивного рождения было изучено множество. В итоге всех этих исследований были найдены две основные закономерности кумулятивных процессов:

1) при столкновении высокоэнергичного адрона с ядром сечения рождения вторичных частиц, вылетающих под задними углами, в зависимости от величины их импульса p (или кумулятивного числа α) имеют универсальный наклон (см. Рис. 6.9), который слабо зависит от угла вылета, но не зависит от сорта вылетающей вторичной частицы (закон *скэйлинга*);

2) наклон для сечения рождения быстрых вторичных частиц *при данном угле вылета* не зависит ни от типа налетающего адрона, ни от его энергии (закон *суперскэйлинга*) [10,11].

Фактически эти закономерности означают, что свойства вторичных частиц зависят почти полностью только от свойств порождающей их ядерной среды.

Полученные результаты по скэйлингу и суперскэйлингу можно сформулировать следующим образом. Налетающая быстрая частица встречает в ядре-мишени не только одиночные нуклоны (как следовало бы из обычной оболочечной модели или из модели независимых частиц), но и многонуклонные агрегаты — сильно связанные кластеры из двух и большего числа частиц, которые участвуют в столкновении как единое целое, т.е. как одна тяжелая частица. Более того, законы скэйлинга и суперскэйлинга для вылета новых частиц, родившихся в процессе столкновения, говорят нам о том, что эти вторичные частицы рождаются именно из возбуждения падающим быстрым адро-

ном такого многонуклонного агрегата — назовем его *мультибарионом* — в одно из его возбужденных состояний.

Вернемся снова к трактовке кумулятивных процессов. Мы уже обсудили высокую вероятность образования одетых дибарионов в обычных ядрах. Подобный процесс слияния дибариона с одним из окружающих его нуклонов ядра (который сильно облегчается скалярным обменом между дибарионом и третьим нуклоном) приводит к образованию трехбарионных резонансов — трибарионов, а затем и тетрабарионов. Детальный анализ многих кумулятивных и вообще высокоэнергетических процессов в ядрах показал, что вероятность образования трибарионов в ядрах невелика (их вес составляет всего 0.2–0.9%), тогда как вес тетрабарионов намного больше. В частности, вес тетрабарионной (12-кварковой) компоненты в α -частице составляет 16–18% [12]. При этом, помимо кумулятивных процессов, многие процессы рассеяния быстрых электронов на ядре ${}^4\text{He}$ можно объяснить, только если допустить относительно высокий вес 12 q -компоненты в волновой функции α -частицы.

Интересно, что в самом начале «кумулятивной эры», в конце 50-х годов XX века, Д.И. Блохинцев предложил оригинальную модель ядерных флуктонов [13], в которой такие мультибарионные ассоциации образуются во всех ядрах в результате случайных флуктуаций в движении нуклонов внутри ядра. Однако, ясно, что если квазисвободные нуклоны в ядре в силу обычных флуктуаций в их движении даже и окажутся близко друг к другу, то они не будут работать как единое целое в процессах столкновения с налетающей быстрой частицей. Для этого нужны очень мощные силы, действующие внутри мультибарионного кластера (многокваркового мешка). Тем не менее, мо-

дель флуктонов Д.И. Блохинцева указала теоретикам направление поисков, которые и привели к открытию дибарионов в последние годы.

Теперь подойдем к этой проблеме совсем с другой стороны. Посмотрим, как нуклоны могут ассоциироваться друг с другом в обычных ядрах. Для этого нужно рассмотреть ядерные силы на малых расстояниях.

6.3. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ НА МАЛЫХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ РАССТОЯНИЯХ

Мы уже хорошо знаем, что при межнуклонных расстояниях $r_{NN} > 1.2\text{--}1.4$ Фм нуклон-нуклонное взаимодействие объясняется одно- и двухпионным обменом (Юкавская картина). Однако при $r_{NN} < 1.2$ Фм (т.е. на малых и средних расстояниях) два нуклона перекрываются друг с другом, и природа их взаимодействия определяется динамикой составляющих их кварков (см. Рис. 6.10).

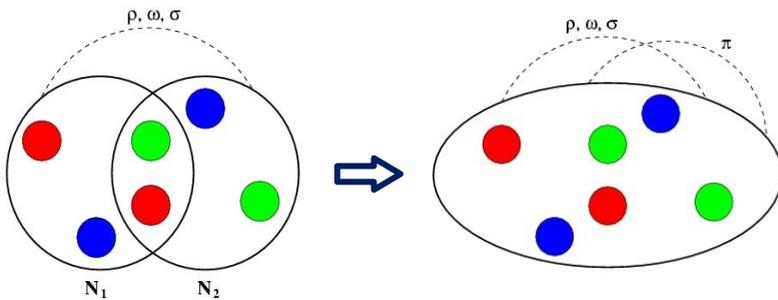


Рис. 6.10. Переход от двух перекрытых трехкварковых кластеров (нуклонов) при $r_{NN} < 1.2$ Фм к единому шестикварковому мешку, одетому мезонными полями.

Качественная картина столкновения двух нуклонов в рамках дибарионной концепции ядерных сил изображена на Рис. 6.11.

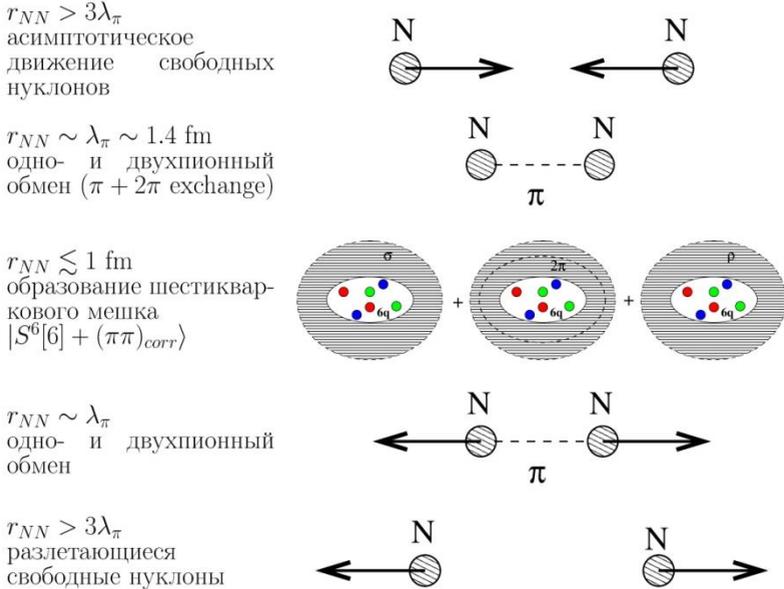


Рис. 6.11. Последовательные стадии соударения двух нуклонов.

Последовательные стадии столкновения двух нуклонов можно описать следующим образом. На первой стадии нуклоны движутся свободно навстречу друг другу (в системе центра масс). При сближении на расстояние $r_{NN} \approx 2 \text{ Фм}$ они обмениваются одним или двумя пионами. При дальнейшем сближении нуклонов до расстояния $r_{NN} < 1 \text{ Фм}$ их кварковые остовы начинают перекрываться, и образуется единый шестикварковый мешок смешанной симметрии $|s^4p^2[42]\rangle$. На следующей стадии этот вытянутый мешок излучает скалярное поле и стягивается в очень плотный шестикварковый объект, окруженный сильным скалярным полем, со структурой $|s^6[6] + \sigma\rangle$. Затем процесс идет в об-

ратном порядке до стадии разлета свободных нуклонов. При этом всю динамику столкновения определяет стадия образования единого шестикваркового мешка. Именно этот механизм и лежит в основе дибарионной модели ядерных сил.

Имеются также неявные, но весьма убедительные аргументы в пользу участия промежуточных дибарионов в сильном взаимодействии нуклонов на малых расстояниях. Эти аргументы связаны с искусственно завышенными значениями констант обрезания во всех мезон-нуклонных вершинах $\Lambda_{\pi NN}$, $\Lambda_{\rho NN}$, $\Lambda_{\pi N\Delta}$, принятыми в традиционных моделях ядерных сил. Высокие значения констант обрезания ($\Lambda > 1.2$ ГэВ) означают, что нуклоны могут обмениваться мезонами вплоть до таких малых взаимных расстояний, которые уже соответствуют сильному перекрытию кварковых остовов нуклонов. Такие большие значения констант обрезания Λ сильно превосходят реальные физически приемлемые значения этих параметров, поэтому это завышение просто моделирует на языке мезон-обменных сил тот вклад в NN -взаимодействие на малых расстояниях, который необходим для описания экспериментальных данных при больших энергиях или больших передачах импульса. Иными словами, при таком искусственном завышении мезон-нуклонных вершинных функций на малых расстояниях NN -потенциал искусственно «обогащается» высокоимпульсными компонентами, которые отсутствуют при выборе нормальных (низких) значений Λ .

6.4. t- И s-КАНАЛЬНЫЕ МЕХАНИЗМЫ NN- ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Прежде чем двигаться дальше, рассмотрим основные типы релятивистских диаграмм Фейнмана. Это будет важно для понимания того, чем обычные мезонные обмены между нуклонами отличаются от механизмов, обусловленных рождением промежуточных шестикварковых состояний.

В первой лекции мы получили потенциал однопионного обмена Юкавы, описывающий взаимодействие двух нуклонов, которое можно изобразить следующей диаграммой Фейнмана (см. Рис. 6.12 слева):

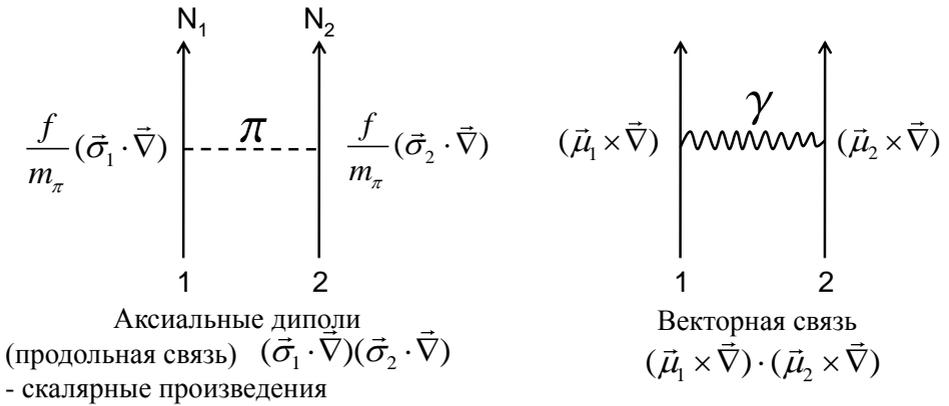


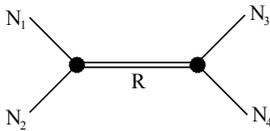
Рис. 6.12. Слева — взаимодействие двух аксиальных диполей путем обмена псевдоскалярным пионом, справа — обмен векторным γ -квантом.

В импульсном представлении потенциал Юкавы имеет вид:

$$V_{\pi}(\vec{q}) = \int d^3r e^{-i\vec{q}\vec{r}} V_{\pi}(\vec{r}) = -\frac{f^2}{m_{\pi}^2} \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q})}{q^2 + m_{\pi}^2} (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2). \quad (6)$$

Хорошо видно, что при $q = \pm im_\pi$ мы получаем полюса в комплексной q -плоскости, т.е. по переданному (трехмерному) импульсу. Поэтому, чем легче обмениваемая частица с массой m , тем ближе к физической области расположены эти полюса в q -плоскости. И в пределе $m_\pi \rightarrow 0$ (т.е. для безмассовых мезонов) полюса выходят на физическую ось импульсов.

Теперь рассмотрим совершенно другую картину, когда взаимодействие двух частиц (например, нуклонов) осуществляется через образование промежуточного резонансного состояния:



$$V_{\text{res}}(\vec{r}, \vec{r}'; E) \sim \varphi^*(\vec{r}) \frac{g^2}{E - E_0 + i\Gamma/2} \varphi(\vec{r}'),$$

где $\varphi(\vec{r}), \varphi(\vec{r}')$ — так называемые формфакторы, $g^2/(E - E_0 + i\Gamma/2)$ — функция Грина (пропагатор) промежуточного резонанса. Такой потенциал является нелокальным и зависит явно от энергии, причем полюсным образом, $E_{\text{res}} = E_0 + i\Gamma/2$.

Теперь обобщим это рассмотрение на релятивистскую область. Рассмотрим взаимодействие частицы a с массой m и частицы b с массой M .

$$a(q) + b(p) \rightarrow a'(q') + b'(p'),$$

где q, p и q', p' — 4-импульсы частиц в начальном и конечном состояниях.

Английский теоретик Мандельштам ввел следующие кинематические переменные, удобные для релятивистского описания рассеяния частиц:

$$s = (p + q)^2 = (p' + q')^2, \quad (7)$$

$$t = (q' - q)^2 = (p' - p)^2, \quad (8)$$

$$u = (p - q')^2 = (p' - q)^2. \quad (9)$$

Для рассеяния с начальными и конечными импульсами на массовой поверхности выполняются равенства $q^2 = q'^2 = m^2$; $p^2 = p'^2 = M^2$. Эти мандельштамовские переменные связаны с массами участвующих в процессе частиц следующим образом:

$$s + t + u = 2(m^2 + M^2). \quad (10)$$

В системе центра масс частиц a и b полная энергия W равна:

$$W = \sqrt{s} = E + \omega, \quad E = \sqrt{\vec{q}^2 + M^2}, \quad \omega = \sqrt{\vec{q}^2 + m^2}, \quad (11)$$

а переменные t и u связаны с углом рассеяния:

$$t = -2\vec{q}^2(1 - \cos \theta), \quad u = (E - \omega)^2 - 2\vec{q}^2(1 + \cos \theta). \quad (12)$$

Итак, в релятивистской физике мы имеем энергетическую переменную s — квадрат полной энергии, и t — квадрат переданного импульса. Поэтому в релятивистской мезонной теории юкавскому механизму соответствуют полюса по переменной t , например,

$$F_{Yuk}(t) \sim \frac{\alpha^2}{t - t_0}, \quad (13)$$

а резонансному механизму отвечают полюса по переменной s :

$$F_{res} \sim \frac{\beta^2}{s - s_0}. \quad (14)$$

В соответствии с этим, мы будем дальше говорить об s - или t -канальных особенностях. s -канальная особенность отвечает образованию промежуточного состояния (резонанса) с массой $\sqrt{s_0}$, а t -канальная особенность описывает обмен частицей с массой $\sqrt{t_0}$.

На диаграммном языке основное нуклон-нуклонное взаимодействие представляется суммой t -канальных (т.е. юкавских) и s -канальных обменов:

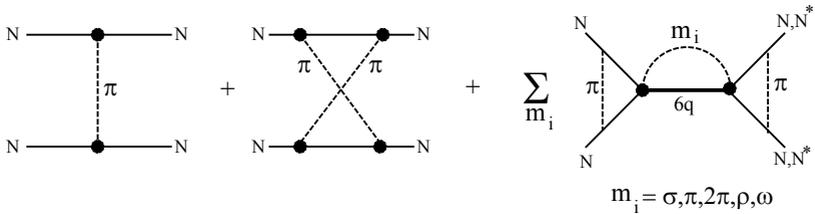


Рис. 6.13. Диаграммное представление полного NN -взаимодействия через суперпозицию t - и s -канальных вкладов.

На Рис. 6.13 две первые диаграммы представляют t -канальные обмены одним и двумя пионами, а диаграммы справа под знаком суммы – s -канальный механизм взаимодействия нуклонов через образование промежуточного дибариона, одетого различными мезонными полями.

Сравним теперь эту картину барион-барионного взаимодействия с современной картиной электрон-позитронного взаимодействия в электрослабой теории Вайнберга–Салама [14] (см. Рис. 6.14).

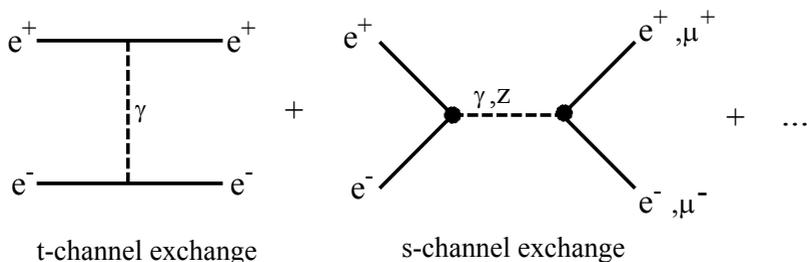


Рис. 6.14. Электрон-позитронное взаимодействие в электрослабой теории Вайнберга–Салама.

На Рис. 6.14 левая диаграмма показывает обычное e^+e^- -взаимодействие за счет t -канального обмена одним фотоном, т.е. дальнедействующее кулоновское взаимодействие, а правая — короткодействующее e^+e^- -взаимодействие через s -канальный обмен фотоном или Z -бозоном. Так же, как в случае барион-барионного взаимодействия, при малых передачах импульса доминирует t -канальный обмен виртуальным фотоном, тогда как при больших переданных импульсах в игру вступает s -канальный обмен виртуальным фотоном или Z -бозоном, который может породить большое число различных частиц, от лептонов ($e^+e^-, \mu^+\mu^-$) до мезонов и барионов (например, $p\bar{p}$). Поэтому, точно так же, как в случае барион-барионного взаимодействия, если во взаимодействии лептонов не учитывать s -канальный обмен, то мы потеряем большой класс важных событий, связанный с рождением новых частиц в e^+e^- -столкновениях при энергиях 2–4 ГэВ. Отметим, что именно на основе такого s -канального механизма рождения новых частиц работают современные e^+e^- -коллайдеры, в частности, широко используемые установки BES-II и BES-III в Пекинском институте физики высоких энергий.

Подводя итог обсуждению этой аналогии дибарионной модели с электрослабым взаимодействием, можно сказать, что включение в схему барион-барионного взаимодействия s -канального обмена через промежуточный дибарион, в дополнение к стандартному t -канальному обмену одним или несколькими мезонами, завершает список основных механизмов взаимодействия барионов на больших и малых расстояниях.

6.5. ДИБАРИОННЫЙ МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В NN -СИСТЕМЕ

Теперь вернемся к NN -взаимодействию на коротких расстояниях, обусловленному обменом промежуточным дибарионом. Рассмотрим, что происходит с системой двух нуклонов, когда они сближаются на расстояние $r_{NN} < 1.2$ Фм и начинают сильно перекрываться (см. Рис. 6.11). Как уже говорилось выше, при этом образуется единая шестикварковая система с доминирующей смешанной симметрией $|s^4 p^2 [42] LST\rangle$, где четыре кварка находятся на основной невозбужденной $0s$ -орбите, а два кварка — на возбужденной $1p$ -орбите. Но поскольку принцип Паули не запрещает шести цветным кваркам занимать нижнюю $0s$ -орбиту, вполне возможен процесс перехода двух p -кварков на невозбужденную $0s$ -орбиту с излучением двух s -волновых пионов. Этот момент требует особого объяснения. Кварк, находящийся на s -орбите, может излучить пион, но спин кварка должен при этом перевернуться, а пион, согласно закону сохранения четности, должен быть p -волновым, т.е. иметь угловой момент $l_\pi = 1$. Именно такие p -волновые пионы составляют пионное облако нуклона, поскольку их поглощение и излучение не меняет четность нуклона. Однако, когда кварк переходит с p -орбиты на s -

орбиту, четность системы сохраняется при излучении s -волнового пиона. Тогда два s -волновых пиона могут образовать легкий скалярный σ -мезон, основная мода распада которого — распад именно на два s -волновых пиона.

В результате таких виртуальных переходов вокруг шестикваркового мешка образуется мезонная «шуба», в которой могут находиться разные мезоны, но основной ее компонентой являются легкие скалярные σ -мезоны (см. Рис. 6.15 и 6.16).

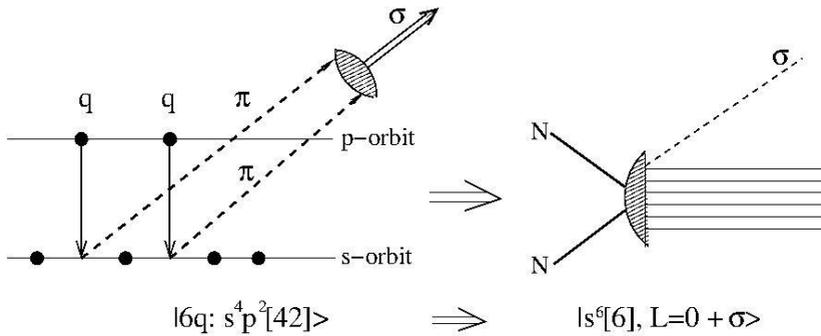


Рис. 6.15. Излучение двух s -волновых пионов из шестикварковой конфигурации $|s^4 p^2 [42]\rangle$, в результате которого получается полностью симметричная конфигурация $|s^6 [6]\rangle$ и скалярный σ -мезон, который образует «шубу» такого дибариона.

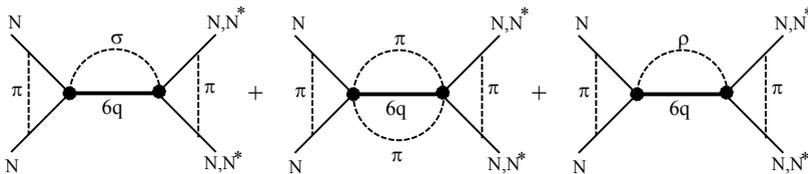


Рис. 6.16. Диаграммы, иллюстрирующие образование промежуточного одетого дибариона на малых и средних межнуклонных расстояниях.

Таким образом, подобно тому как вокруг свободного нуклона образуется виртуальное облако пионов, которое определяет взаимодействие нуклонов с другими нуклонами в ядрах (на больших расстояниях), вокруг шестикваркового дибариона образуется виртуальное облако скалярных σ -мезонов, которое определяет взаимодействие этого дибариона с окружающими его нуклонами. Однако имеются и отличительные черты этого σ -облака, связанные с сильным взаимодействием этих скалярных мезонов с самим шестикварковым мешком, который их рождает.

6.5. ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОГО σ -ПОЛЯ, ОКРУЖАЮЩЕГО ШЕСТИКВАРКОВЫЙ МЕШОК

Сильное σ -поле приводит к следующим нелинейным эффектам:

- (частичному) восстановлению киральной симметрии в одетом мешке;
- сдавливанию мультикваркового мешка за счет сильного «давления» скалярного поля;
- усилению скалярных кварк-кварковых корреляций в мешке.

Благодаря высокой пространственной симметрии $6q$ -мешка в конфигурации ($s^6[6]L_q=0$), σ -поле обладает сферической симметрией ($L_\sigma=0$) и поэтому «толкает» кварки к центру мешка (см. Рис. 6.17), что приводит к сильному эффективному притяжению между всеми шестью кварками в одетом мешке. Конечным результатом этого межкваркового притяжения в единой шестикварковой системе является сильное притяжение между двумя нуклонами в NN -канале.

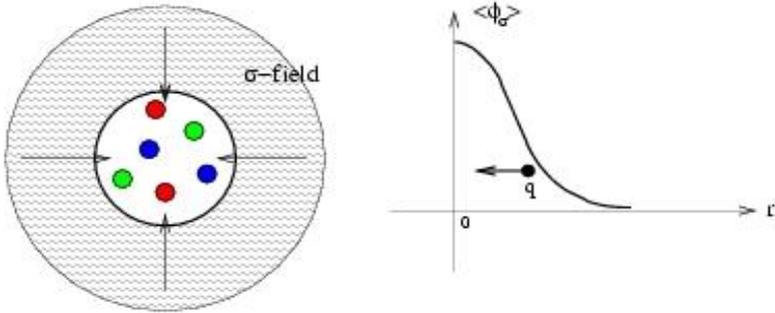


Рис. 6.17. Сжатие симметричного шестикваркового мешка $|s^6[6]\rangle$ окружающей его мезонной «шубой» из легких скалярных σ -мезонов.

Такое сильное взаимодействие, индуцированное σ -полем в симметричном шестикварковом мешке, приводит к потере массы мешка, т.е. к сильному снижению массы одетого мешка. С одной стороны, эту потерю массы можно трактовать как обычный релятивистский эффект дефекта массы, хорошо известный в ядерной физике. С другой стороны, такой эффект может сигнализировать о частичном восстановлении киральной симметрии в одетом дибарионе.

Подобный эффект перенормировки массы кваркового мешка за счет сильного скалярного поля легко проиллюстрировать на примере Роперовского резонанса $N^*(1440)$, где все происходит аналогично, но только в трехкварковом мешке. В самом деле, Роперовский резонанс $N^*(1440)$ представляет собой монопольное возбуждение нуклона с энергией возбуждения $\Delta E = 0.5$ ГэВ. В кварковой оболочечной модели этот резонанс имеет структуру $|sp^2[3]L=0\rangle$, аналогичную структуре дибариона $|s^4p^2[42]\rangle$ с двумя возбужденными кварками на p -орбите. Эти два p -кварка в Роперовском резонансе, так же, как в дибарионе,

скачком переходят на нижнюю s -орбиту, излучая скалярный σ -мезон. Этот σ -мезон образует мезонную шубу вокруг трехкваркового кора, которая сильно его сжимает, что приводит к сильной перенормировке массы. В итоге наблюдаемая масса Роперовского резонанса равна 1440 МэВ, а не 2 ГэВ, как это следует из кварковой оболочечной модели, т.е. «потеря массы» для Роперовского резонанса составляет около 0.5 ГэВ. Ясной иллюстрацией роли такого σ -мезонного механизма в динамике Роперовского резонанса является то, что σ -мезонная мода распада является практически доминирующей модой его распада.

Ясно, что эффект перенормировки массы в шестикварковой системе будет существенно больше, чем в трехкварковой, и, соответственно, сдвиг массы для одетого симметричного шестикваркового мешка $|s^6[6]+\sigma\rangle$ будет заметно больше 0.5 ГэВ, по видимому, порядка 0.9–1 ГэВ. Имеющиеся расчеты массы шестикваркового мешка $|s^6[6]\rangle$ в рамках кварковой модели дают величину порядка 2,8 ГэВ (без учета σ -поля). Таким образом, масса одетого $6q$ -мешка должна составлять около 1,9 ГэВ, что близко к $2N$ -порогу. Это можно интерпретировать как сильное дополнительное притяжение в NN -системе, индуцированное образованием одетого σ -полем симметричного шестикваркового мешка $|s^6[6]\rangle$.

На диаграммном языке этот механизм можно интерпретировать, как показано на Рис. 6.18. Этот чисто дибарионный механизм может очень естественно объяснить сильное притяжение нуклонов на средних расстояниях $r_{NN} \sim 0.7\text{--}0.9$ Фм, которое в традиционных моделях мезонного обмена объясняется фиктивным обменом σ -мезоном.

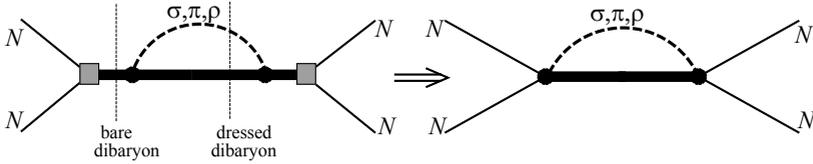


Рис. 6.18. Образование мезонных петель в промежуточном шестикварковом дибарионе.

Интересно, что в более хорошо разработанных моделях однобозонного обмена это основное нуклон-нуклонное притяжение объясняется рождением двух промежуточных Δ -изобар, которые одновременно порождают 2π -обмен с сильной $\pi\pi$ -корреляцией (см. Рис. 2.2 в Лекции 2), что в результате и приводит к эффективному NN -притяжению на средних расстояниях. Этому механизму в дибарионном подходе отвечает разложение дибарионного пропагатора по двухбарионным петлям, включая $\Delta\text{-}\Delta$, $N\text{-}R$, $N\text{-}\Delta$ и другие каналы (см. Рис. 6.19). Во многих работах, отрицающих существование дибарионов и дибарионной моды в NN -взаимодействии, вместо них рассматриваются адронные конфигурации $\Delta\text{-}\Delta$, $N\text{-}R$, $N\text{-}\Delta$ и другие с массой вблизи соответствующего порога. Однако микроскопическое рассмотрение таких конфигураций в рамках кварковой модели [15] ясно показало, что в связанных состояниях среднее расстояние между частицами (барионами) не превышает 1 Фм, так что два бариона в этих конфигурациях сильно перекрываются друг с другом. Поэтому такие состояния являются ничем иным, как компонентами промежуточного одетого дибариона, типа петель, показанных на Рис. 6.19.

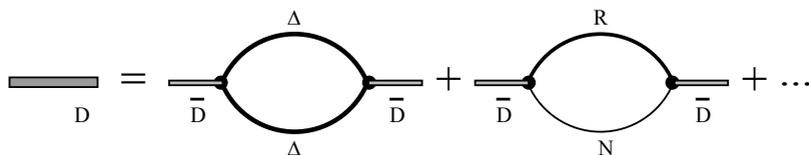


Рис. 6.19. Разложение полного дибарионного пропагатора по Δ - Δ , N - R и т.п. петлевым диаграммам в уравнении Дайсона.

6.7. ВЫВОДЫ

В этой лекции мы показали, что основная сила притяжения на расстояниях $r_{NN} \sim 0.7\text{--}0.9$ Фм связана с рождением в промежуточном шестикварковом состоянии легкого скалярного σ -мезона, которое сопровождается частичным восстановлением киральной симметрии, что соответствует фазовому переходу в шестикварковой системе. Таким образом, основное притяжение между нуклонами возникает за счет этого фазового перехода, что и приводит при описании взаимодействия в терминах только нуклонных переменных к сложной, нелокальной и зависящей от энергии форме NN -потенциала.

Дибарионная модель ядерных сил впервые смогла объяснить непротиворечивым образом причину и механизм сильного NN -притяжения на средних расстояниях $r_{NN} \sim 0.7\text{--}0.9$ Фм, т.е. именно того притяжения, которое держит нуклоны в ядрах вместе, не позволяя им разлетаться из-за большой кинетической энергии ферми-заполнения. Базовый механизм этой силы скрыт глубоко в недрах фундаментальной КХД и неразрывно связан с фазовым переходом, который обусловлен частичным восстановлением киральной симметрии лагранжиана КХД, нарушенной в мире наблюдаемых адронов (барионов и мезонов). Проявлению этих важных эффектов, их экспериментальной проверке и по-

строению теоретических моделей посвящены следующие Лекции в этой книге.

Литература

1. О бозонах Намбу-Голдстоуна и их связи со спонтанным нарушением симметрии см. работы: Y. Nambu, Phys. Rev. **117**, 648 (1960); J. Goldstone, Nuovo Cimento **19**, 154 (1961); J. Goldstone, J. Salam, S. Weinberg, Phys. Rev. **127**, 965 (1962).
2. L. Ya. Glozman, Z. Papp, W. Plessas, K. Varga, R.F. Wagenbrunn, Phys. Rev. C **57**, 3406 (1998); Phys. Rev. C **61**, 019803 (1999).
3. L. Ya. Glozman, Z. Papp, W. Plessas, R.F. Wagenbrunn, Nucl. Phys. A **623**, 90c (1997); L. Ya. Glozman, D.O. Riska, Phys. Rep. **268**, 263 (1996).
4. F. Stancu, S. Pepin, L. Ya. Glozman, Phys. Rev. C **56**, 2779 (1997), Erratum: **59**, 1219 (1999).
5. V.I. Kukulín, V.N. Pomerantsev, Phys. At. Nucl. **72**, 1786 (2009); V.I. Kukulín, Phys. At. Nucl. **74**, 1567 (2011).
6. Yu. A. Simonov, Phys. Lett. B **107**, 1 (1981); Nucl. Phys. A **416**, 109c (1984).
7. V.I. Kukulín, V.N. Pomerantsev, Nucl. Phys. A **631**, 456 (1998).
8. А.М. Балдин и др., Препринт ОИЯИ Р9-5442 (Дубна, 1970); Краткие сообщения по физике АН СССР, ФИАН № 1, с. 35 (1971).
9. А.М. Балдин и др., Препринт ОИЯИ Р1-5819 (Дубна, 1971); А.М. Балдин, С.Б. Герасимов, Гиордэнеску и др., ЯФ **18**, 79 (1973).
10. Г.А. Лексин, *Ядерный скейлинг*, в книге *Элементарные частицы, III школа физики ИТЭФ*, вып. 2, с. 5 (Атомиздат, М., 1975).
11. А.М. Baldin, Nucl. Phys. A **447**, 203c (1985).
12. L.G. Dakhno, N.N. Nikolaev, Nucl. Phys. A **436**, 653 (1985); А.М. Mosallem, V.V. Uzhinski, Preprint JINR, Dubna, 2002.
13. Д.И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1185 (1957).
14. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967); A. Salam in: *Elementary particle physics*, ed. N. Svartholm (Stokh., 1968), p. 367; Т.-П. Ченг, Л.Ф. Ли, *Калибровочные теории элементарных частиц*, пер. с англ. (М., 1987).
15. A. Valcarce, H. Garsilazo, F. Fernandez, P. Gonzales, *Quark model study of few-baryon systems*, arXiv:0502173 [hep-ph] (2005).