Лекция 4. Взаимодействие составных частиц, кварковая модель и Московский *NN*-потенциал

Взаимодействие составных частиц и принцип Паули. Притяжение вместо отталкивания. Московский *NN*-потенциал. Обобщенная модель Московского *NN*-потенциала. Возбуждение роперовского резонанса *N**(1440) в *NN*-рассеянии при высоких энергиях. Важные следствия для ядерной физики в целом.

4.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ И ПРИНЦИП ПАУЛИ

Чтобы материал этой главы был более понятен, мы начнем изложение с общего описания взаимодействия составных частиц (ядерных кластеров) в ядерной физике с точки зрения принципа Паули, играющего важнейшую роль во взаимодействии составных частиц. Как будет показано ниже, эффекты принципа Паули вполне сходны с проявлениями отталкивающего кора во взаимодействии составных частиц, и поэтому на основе только наблюдаемых свойств, характерных для короткодействующего отталкивающего кора, порой сложно сказать, с чем они связаны — с природой взаимодействия (например, с обменом векторными мезонами) или с действием принципа Паули.

4.1.1. Стационарный узел волновой функции относительного движения кластеров вместо отталкивающего кора

В ядерной физике легких кластеров еще с начала 70-х годов прошлого века было известно, что принцип Паули во взаимодействии двух легких ядер (например, во взаимодействии

двух α-частиц) может проявлять себя либо через сильный отталкивающий кор (см. Рис. 4.1 слева), либо через глубокое притяжение с запрещенными состояниями (см. Рис. 4.1 справа).

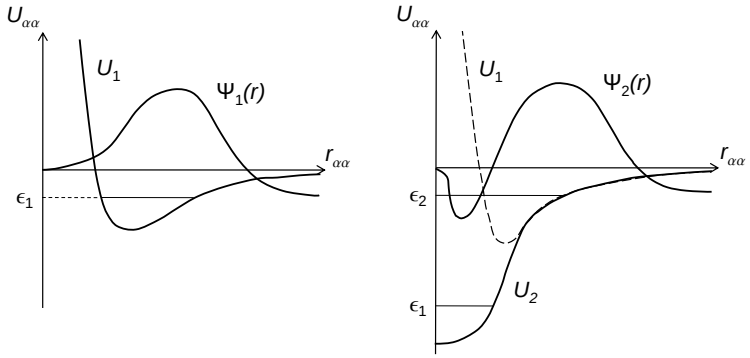


Рис. 4.1. Слева: потенциал взаимодействия с отталкивающим кором $U_1(r)$ и соответствующая ему волновая функция относительного движения двух кластеров $\Psi_1(r)$. Справа: глубокий притягивающий потенциал $U_2(r)$ с запрещенным принципом Паули сильно связанным состоянием ϵ_1 и соответствующая этому потенциалу волновая функция относительного движения двух кластеров $\Psi_2(r)$.

Физической причиной отталкивающего кора при взаимодействии двух легких ядер является тот факт, что сталкивающиеся частицы состоят из фермионов (нуклонов), для которых принцип Паули приводит к картине Ферми-заполнения, изображенной на Рис. 4.2.

Для свободного Ферми-газа имеем:

$$\varepsilon_F = \frac{k_F^2}{2m}, \quad N = \frac{\Omega k_F^3}{3\pi^2}, \tag{1}$$

где N— общее число частиц и Ω — объем системы, так что плотность частиц равна $\rho=N/\Omega$. Тогда зависимость энергии

Ферми ε_F от плотности имеет вид $\varepsilon_F \sim \rho^{2/3}$, т.е. чем больше плотность частиц в системе, тем выше ее энергия Ферми.

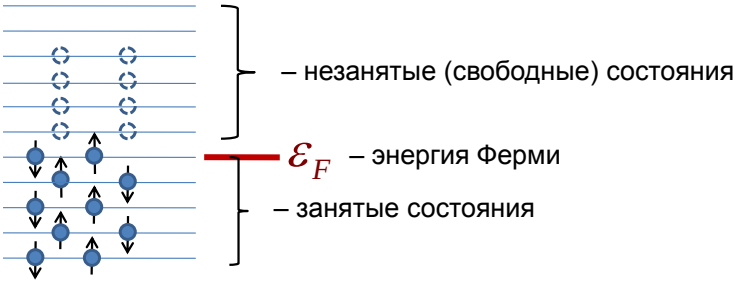


Рис. 4.2. Картина Ферми-заполнения в идеальном Ферми-газе.

Поэтому, когда два фермионных кластера входят друг в друга, плотность в среднем удваивается, и энергия Ферми растет в $2^{2/3} \sim 1.6$ раза. Это означает, что сильно растет общая кинетическая энергия системы, и поэтому при фиксированной полной энергии системы частицы должны отталкиваться друг от друга (потенциал с отталкивающим кором) [1-4]. Так люди думали до 1971 года. Но оказалось, что это совершенно не обязательно!

4.1.2. Притяжение вместо отталкивания?

Если притягивающий потенциал также сильно растет при сближении кластеров (например, при фиксированной средней энергии притяжения между каждой парой частиц, составляющих оба кластера, полная сила притяжения между двумя кластерами с числом частиц n_1 и n_2 соответственно растет как произведение $n_1 n_2$), то рост кинетической энергии (положительной) будет происходить за счет роста (по абсолютной величине) отрицательной потенциальной энергии взаимодействия двух сталкивающихся объектов, так что

$$T + U = E = \text{const}. \qquad (2)$$

Поэтому можно построить чисто притягивающий потенциал, который будет давать те же результаты для рассеяния частиц, что и потенциал с отталкивающим кором.

На Рис. 4.3 слева показан потенциал взаимодействия $U_1(r)$ с жестким (бесконечным) кором в точке $r = r_C$ и соответствующая ему волновая функция относительного движения двух кластеров $\Psi_1(r)$. При $r \le r_C$ $\Psi_1(r) = 0$. На Рис. 4.3 справа показан глубокий притягивающий потенциал взаимодействия $U_2(r)$, для которого существует глубоколежащее связанное состояние (запрещенное по каким-либо причинам) и физически разрешенное возбужденное состояние, ортогональное к этому нижележащему запрещенному. Благодаря ортогональности в волновой функции разрешенного состояния $\Psi_2(r)$ возникает узел (точка, где функция обращается в ноль), положение которого может точно совпасть с радиусом отталкивающего кора в модели, показанной на Рис. 4.3 слева.

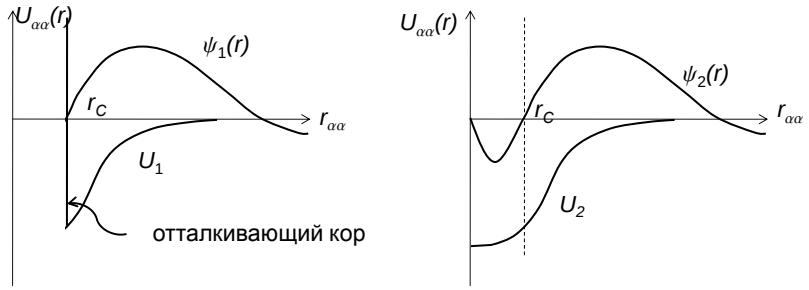


Рис. 4.3. Слева: потенциал с жестким отталкивающим кором $U_1(r)$ и соответствующая ему волновая функция относительного движения $\Psi_1(r)$. Справа: глубокий притягивающий потенциал $U_2(r)$ и отвечающая ему волновая функция разрешенного состояния $\Psi_2(r)$ с узлом в точке $r = r_C$.

При $r \geq r_C$ $\Psi_2(r)$ повторяет функцию $\Psi_1(r)$, найденную для бесконечного отталкивающего (жесткого) кора, если внешний «хвост» потенциала $U_2(r)$ тот же самый, т.е. если $U_2(r) \equiv U_1(r)$ при $r > r_C$.

С другой стороны, если глубина притягивающей ямы U_0 много больше кинетической энергии падающей частицы, т.е. при $E \ll U_0$ (например, при $U_0 = 130$ МэВ и $E < 40$ МэВ), то внутренний узел волновой функции $\Psi_2(r)$ в точке $r = r_C$ будет почти неподвижен при росте энергии, и, следовательно, общая картина рассеяния будет близка к той, которая отвечает жесткому отталкивающему кору при $r = r_C$.

Картина качественно не меняется, если заменить жесткий отталкивающий кор на «мягкий», как показано на Рис. 4.4.

Таким образом, только на основе поведения фазовых сдвигов в ограниченном энергетическом интервале невозможно различить эти две альтернативные модели взаимодействия: модель с отталкивающим кором и модель с сильным притяжением и запрещенным глубоколежащим состоянием.

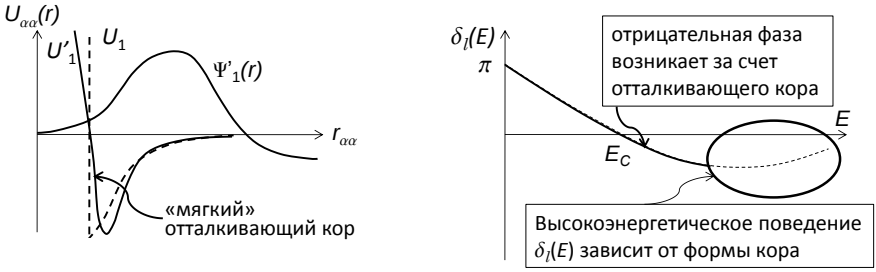


Рис. 4.4. Слева: потенциал $U'_1(r)$с мягким отталкивающим кором и околопороговым связанным состоянием и соответствующая ему волновая функция относительного движения $\Psi'_1(r)$. Справа: поведение фазового сдвига (при $l = 0$) в зависимости от энергии для потенциала $U'_1(r)$, показанного слева.

Однако вплоть до начала 70-х годов XX века в научной литературе господствовало описание взаимодействия на основе потенциалов с отталкивающим кором. И только в начале 70-х годов в работах ученых из МГУ [5-7] было ясно показано, что наблюдаемые фазовые сдвиги для рассеяния легких кластеров вполне возможно описать с помощью модели второго типа, т.е. без отталкивающего кора, но с присутствием запрещенного принципом Паули состояния. Более того, последовательное микроскопическое рассмотрение таких двухкластерных систем как систем из N частиц ясно показало, что именно модель второго (т.е. нетрадиционного) типа является более правильной, поскольку физическая волновая функция относительного движения кластеров должна включать внутренние радиальные узлы, свойственные модели второго типа, так как принцип Паули для фермионов обязан выполняться.

Второе важное различие двух этих моделей связано с зависимостью потенциалов взаимодействия составных частиц от орбитального углового момента l. В конце 60-х годов XX века чисто эмпирически было найдено, что потенциал взаимодействия двух α-частиц имеет общую для всех значений l притягивающую часть, напоминающую притягивающий потенциал в модели свертки, и сильно зависящий от l отталкивающий кор. Причем этот кор необходим для состояний с $l = 0$ и 2, тогда как для $l \geq 4$ никакого кора для описания фазовых сдвигов не требуется. Эта картина идеально соответствует микроскопической модели оболочек для восьминуклонного ядра ^{8}Be, где принцип Паули разрешает только четные парциальные волны в системе $\alpha + \alpha$ (два бозона),

а, кроме того, запрещает три низших по энергии состояния с конфигурациями

$$|s^8[8]\ L=0\rangle,\ |s^6p^2[62]\ L=0\rangle,\ |s^6p^2[62]\ L=2\rangle, \qquad (3)$$

которые включают больше четырех нуклонов на одной 0*s*-орбите. Таким образом, нижайшим разрешенным состоянием в этой системе является состояние с конфигурацией $|s^4p^4[44]\ L=0,2,4\rangle$ с четырьмя осцилляторными квантами возбуждения. При проектировании такой восьминуклонной волновой функции в канал с двумя невозбужденными α-частицами четыре кванта возбуждения переходят на функцию относительного движения α-частиц, т.е. на функцию $\Psi(4S)$ с двумя радиальными узлами при расстояниях около 1 и 2 Фм. При проектировании *D*-волновой конфигурации $|s^4p^4[44]\ L=2\rangle$ на $\alpha\alpha$-канал появляется функция относительного $\alpha\alpha$-движения $\Psi(4D)$ с одним радиальным узлом. И наконец, при проектировании *G*-волновой конфигурации $|s^4p^4[44]\ L=4\rangle$ на $\alpha\alpha$-канал возникает волновая функция $\alpha\alpha$-системы с $L=4$, не имеющая никаких радиальных узлов.

Очень важно, что такая картина волновых функций рассеяния двух α-частиц полностью соответствует эмпирическим потенциалам $\alpha\alpha$-взаимодействия, найденным в конце 1960-х годов [8]. Такое соответствие эмпирических данных с микроскопической моделью для $\alpha\alpha$-системы прямо указывает на истинное происхождение отталкивающего кора в этой системе.

В результате такого анализа для взаимодействия двух α-частиц вместо потенциала с мягким кором был предложен глубокий притягивающий потенциал $U_2(r)$. Фазовый сдвиг $\delta'(E)$ для такого потенциала (в *S*-волне) показан на Рис. 4.5.

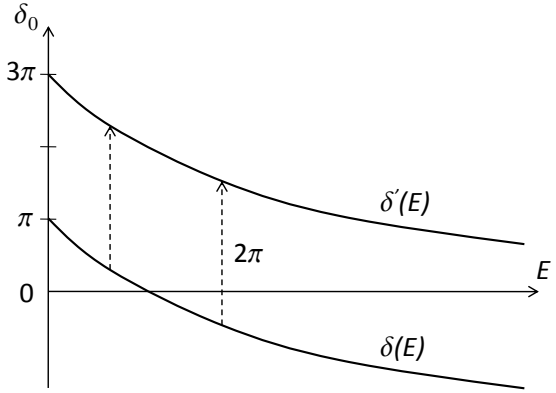


Рис. 4.5. *S*-волновые фазовые сдвиги $\alpha\alpha$-рассеяния. Верхняя кривая $\delta'(E)$ соответствует глубокому чисто притягивающему потенциалу с двумя глубоколежащими запрещенными и одним околопороговым разрешенным уровнями (см. Рис. 4.5б). Нижняя кривая $\delta(E)$ отвечает традиционному $\alpha\alpha$-потенциалу с широким отталкивающим кором.

Было показано, что разность фазовых сдвигов для двух $\alpha\alpha$-потенциалов $\delta'(E) - \delta(E) = 2\pi$ не зависит от энергии. Но изменение фазового сдвига на $n\pi$ при целом n не приводит ни к каким наблюдаемым эффектам, поскольку *S*-матрица при этом не изменяется:

$$S'(E) = e^{2i\delta'} = e^{2i(\delta+2\pi)} = e^{2i\delta} = S(E).$$

4.1.3. Выводы

1. Взаимодействие составных частиц, например, $\alpha + \alpha$, $\alpha + {}^3\mathrm{He}$, $\alpha + d$, $\alpha + N$, $d + {}^3\mathrm{He}$ и т.д., в ядерной физике можно описывать двумя способами:

– посредством мелкого притягивающего потенциала с отталкивающим кором, зависящим от значения углового момента,

– или глубоким потенциалом с запрещенными принципом Паули связанными состояниями.

2. В αα-системе первое разрешенное принципом Паули состояние имеет структуру $|s^4p^4[44],L\rangle$, тогда как два глубоколежащих уровня в *S*-волне, $|s^8[8], L=0\rangle$ и $|s^6p^2[62], L=0\rangle$, и один в *D*-волне, $|s^6p^2[62], L=2\rangle$, строго запрещены принципом Паули.

3. В результате такого микроскопического рассмотрения взаимодействия для всех пар легких кластеров, таких, как $\alpha + \alpha$, $d + \alpha$, $d + t$ и т.п., в 1970-е годы были предложены глубокие потенциалы взаимодействия вообще без отталкивающего кора.

Повторим: такая альтернативная модель взаимодействия (без кора) возможна потому, что взаимодействующие кластеры состоят из фермионов, на которые распространяется принцип Паули.

4.2. МОСКОВСКИЙ *NN*-ПОТЕНЦИАЛ

Попробуем перенести эти идеи на взаимодействие двух нуклонов, т.е. на ядерные силы. Иначе говоря, попробуем заменить отталкивающий кор в *NN*-взаимодействии на глубокий притягивающий потенциал. Почему это возможно?

Нуклоны тоже состоят из фермионов — кварков, и для них также должен действовать принцип Паули, но с учетом цвета кварков. А если учесть цвет, то на одной *s*-орбите может находиться до 12 легких кварков (*u* и *d*), а не 4, как в случае нуклонов. Поскольку в двух нуклонах имеется всего 6 кварков, то кажется, что никаких запрещенных состояний в *NN*-системе нет! Однако в начале 1970-х годов все это было еще плохо по-

нятно, и поэтому авторы (см. [9-11]) действовали в точности так же, как для ядерных кластеров.

В итоге, удалось в самом деле построить чисто притягивающий *NN*-потенциал, где неподвижный узел волновой функции играл роль отталкивающего кора того же радиуса [9-11].

В таком глубоком потенциале дейтрон является уже не основным, а вторым, т.е. возбужденным состоянием, волновая функция которого имеет узел на расстоянии $r_n \approx 0.5$ Фм, т.е. именно там, где в стандартном *NN*-потенциале находится отталкивающий кор (см. Рис. 4.6).

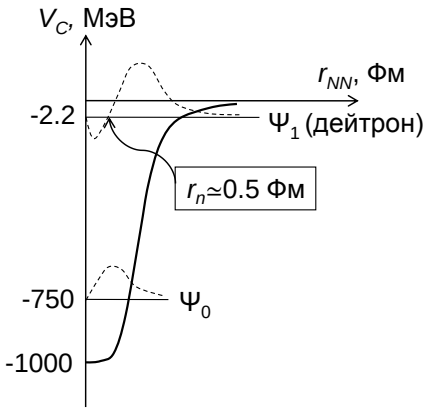


Рис. 4.6. Московский *NN*-потенциал и структура *S*-волновых связанных состояний для него.

Этот новый потенциал *NN*-взаимодействия получил в литературе название Московского потенциала (по месту своего «рождения», так же, как Парижский, Боннский, Наймегенский и др. *NN*-потенциалы). Он имеет очень простую структуру:

$$V(r) = V_c(r) + V_T(r)\hat{S}_{12}, \qquad (4)$$

где

$$V_c(r) = V_0 e^{-\eta_c r^2} + V_1 f(r) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \qquad (5)$$

- центральный *NN*-потенциал и

$$V_T(r) = V_2 \left[1 + 3/\mu r + 3/(\mu r)^2 \right] f^3(r) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \qquad (6)$$

- тензорный *NN*-потенциал. Здесь $f(r) = (1 - e^{-\alpha r})$ –обрезающий множитель, причем параметр α подгоняется под экспериментальные фазовые сдвиги. Московский потенциал включает однопионный обмен с константами $V_1 = V_2$, $\mu = 0.7$ Фм$^{-1}$(точнее, $\mu = \frac{1}{3}\,\mu(\pi^0) + \frac{2}{3}\,\mu(\pi^{\pm}) = 0.6995$ Фм$^{-1}$).

Центральная часть Московского потенциала представляет собой потенциальную яму глубиной около 1 ГэВ (см. Рис. 4.6). В этой глубокой яме имеются два уровня:

– глубокий уровень с энергией связи $\varepsilon_{св} = 442$ МэВ,

– уровень вблизи порога (дейтрон).

Оказалось, что такой простой потенциал описывает фазовые сдвиги *NN*-рассеяния (в каналах $^3S_1$–$^3D_1$ и $^1S_0$) и структуру дейтрона так же или даже лучше, чем традиционные реалистические *NN*-потенциалы с большим числом подгоночных параметров.

Сравним предсказания для этого чисто притягивающего Московского потенциала с тем, что дают стандартные *NN*-потенциалы мезонного обмена, которые мы обсуждали в Лекции 1 (см. Таблицу 4.1 и Рис. 4.7).

Таблица 4.1. Сравнение параметров дейтрона, предсказываемых Московским потенциалом и традиционными реалистическими *NN*-потенциалами, с экспериментальными значениями.

Модель	E_d (МэВ)	P_D (%)	$<r^2>^{1/2}$ (Фм)	Q_d (Фм^2)	A_S	A_S/A_D	μ (μ_N)
RHC	2.2246	6.50	1.9569	0.2770	0.8803	0.0259	0.84
RSC	2.22461	6.47	1.9602	0.2796	0.8773	0.0262	0.8429
Nijmegen	2.224575	5.754	1.966	0.2706	0.8844	0.02524	0.8429
Argonne	2.2250	6.13		0.286		0.0265	0.846
Bonn	2.224575	4.85	1.966	0.270	0.8846	0.0256	0.8521
Moscow	2.22452	5.52	1.966	0.2722	0.8844	0.0255	0.8483
Эксперимент	2.224575 (9)	–	1.9660 (68)	0.2859 (3)	0.8846 (16)	0.0256 (1)	0.857406 (1)

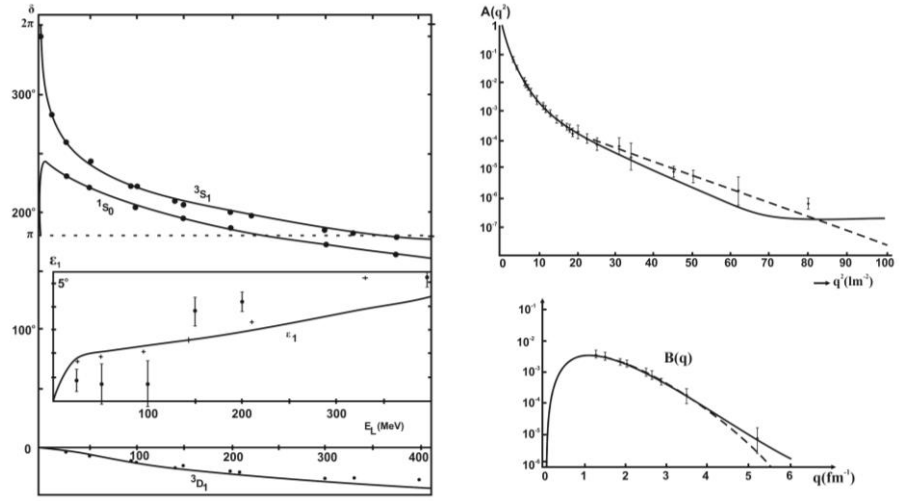


Рис. 4.7. Слева: фазовые сдвиги *NN*-рассеяния в каналах $^3S_1$–$^3D_1$ и $^1S_0$ и параметр тензорного смешивания ε_1 для Московского потенциала в сравнении с результатами фазового анализа (точки с показанными ошибками). Справа: Зарядовый $A(q^2)$ и магнитный $B(q^2)$ форм-факторы дейтрона, вычисленные с дейтронной волновой функцией для Московского потенциала.

Позже модель Московского *NN*-потенциала была обобщена на все парциальные волны [10], и получено прекрасное описание всех фазовых сдвигов *NN*-рассеяния вплоть до энергии 350 МэВ (см. Рис. 4.8 (а), (б) и (в)).

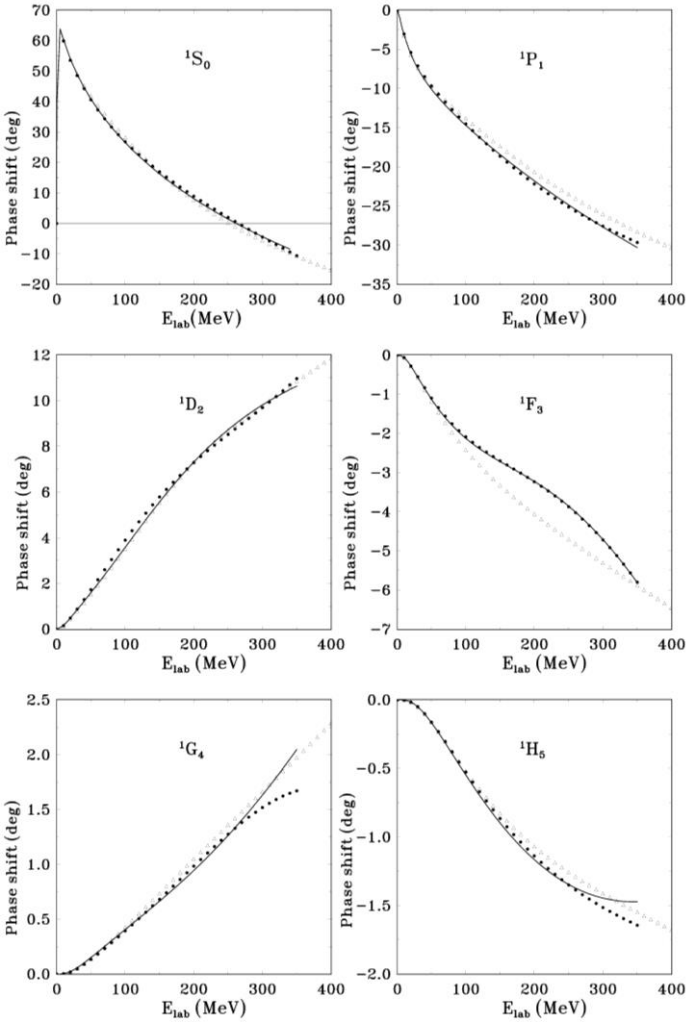


Рис. 4.8(а). Синглетные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния для обобщенной модели Московского потенциала.

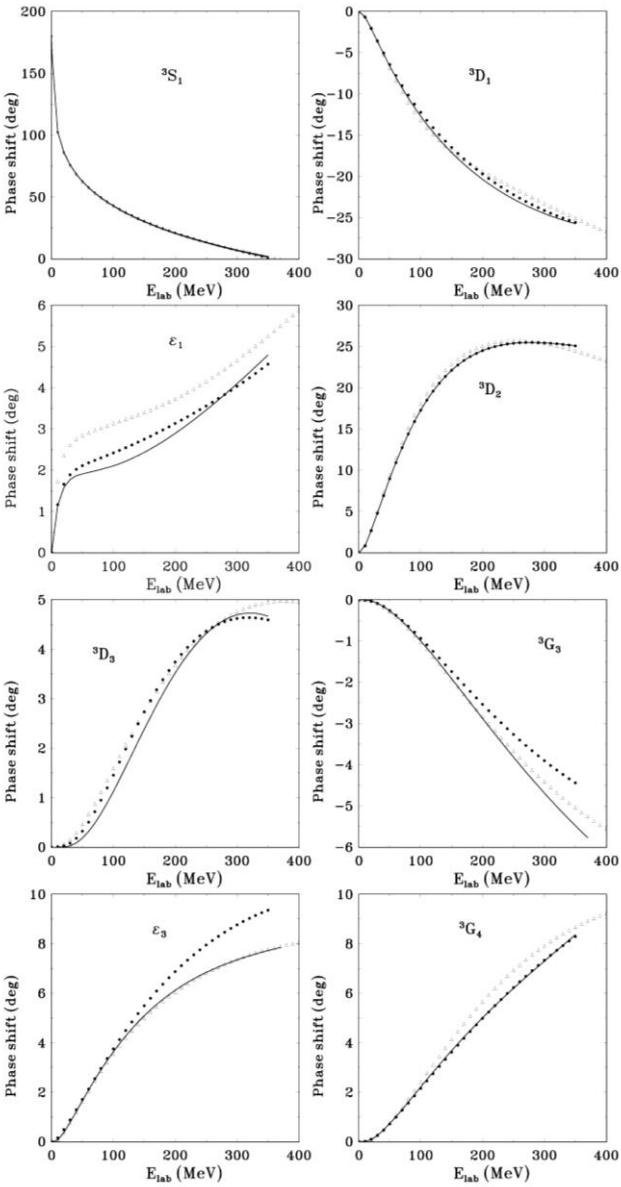


Рис. 4.8(б). Триплетные четные фазовые сдвиги NN-рассеяния для обобщенной модели Московского потенциала.

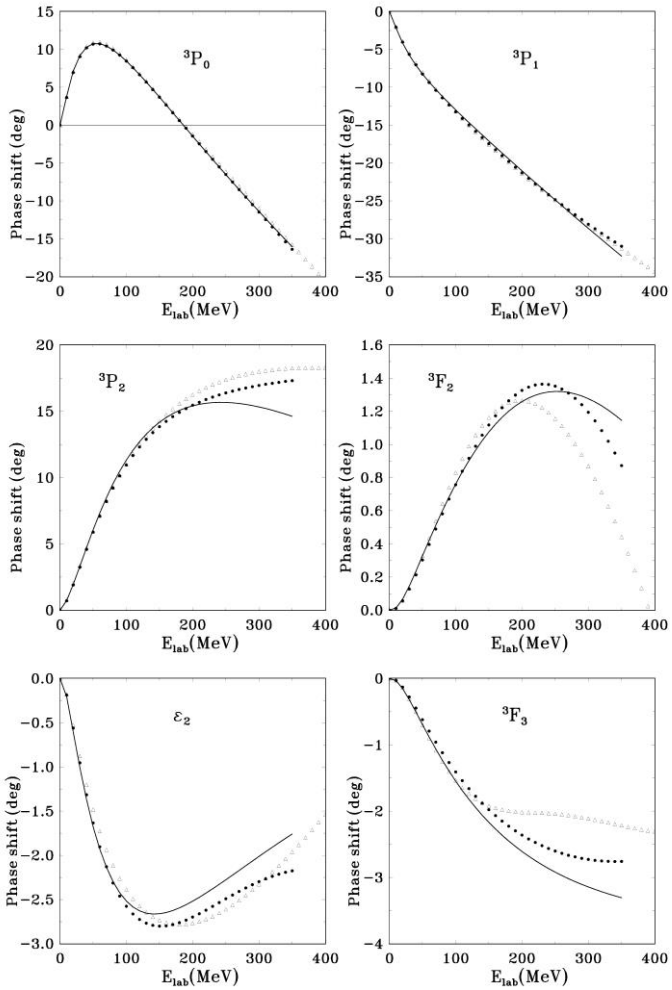


Рис. 4.8(в). Триплетные нечетные фазовые сдвиги NN-рассеяния для обобщенной модели Московского потенциала.

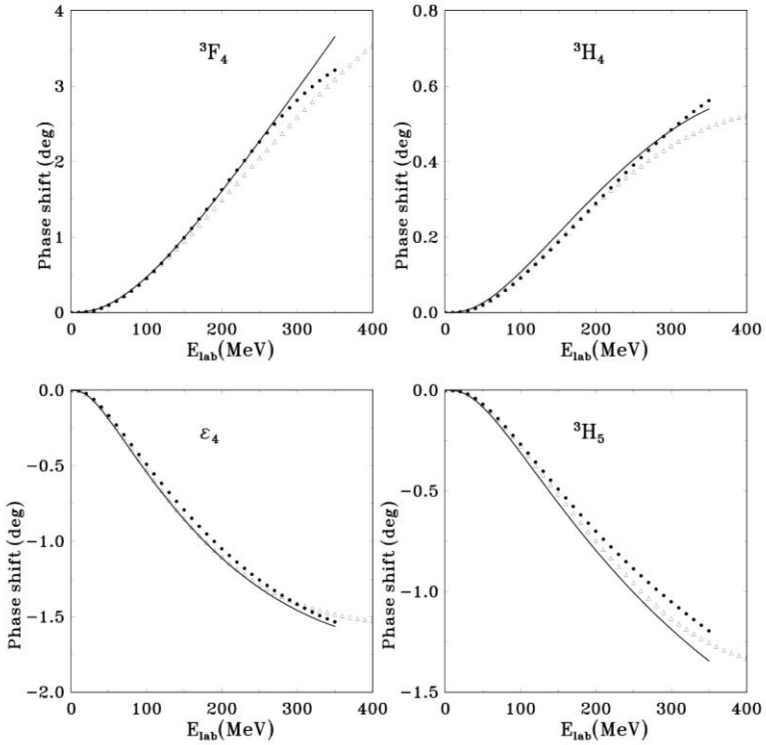


Рис. 4.8(в) (продолжение). Триплетные нечетные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния для обобщенной модели Московского потенциала.

И все было бы хорошо с этой моделью Московского *NN*-потенциала, кроме одного: по смыслу глубокое ненаблюдаемое (запрещенное) состояние в таком потенциале имеет шестикварковую структуру $|s^6[6]\rangle$, которая разрешена (!) принципом Паули, а не запрещена, как в случае нуклонных кластеров. А поскольку это состояние разрешено, то оно должно быть физически реализуемым, т.е. наблюдаемым. Но никакого такого сильно связанного состояния в дейтронном канале не наблюдается! (Именно наличие такого ненаблюдаемого глубокого состояния

рассматривалось как сильный аргумент против концепции Московского потенциала.)

И тогда возникает трудный вопрос: каков физический смысл этого глубокого ненаблюдаемого состояния? Ведь природа просто так ничего не создает! Поиски правильного ответа на этот вопрос заняли более 10 лет и в итоге привели, наконец, к новой *дибарионной концепции ядерных сил*, которая смогла объяснить смысл этого глубокого состояния. Авторы двигались к пониманию природы этого состояния через несколько этапов, изложенных ниже.

Этап 1 (1984–1992 гг.). Было известно, что в кварковой модели величина проекции разных шестикварковых состояний на *NN*-канал (т.е. вес *NN*-компоненты в разных шестикварковых состояниях) сильно различается для состояний смешанной симметрии $|s^4p^2[42]\ L = 0,2\rangle$ и полностью симметричных $|s^6[6]\ L=0\rangle$.

Конкретно, функции перекрывания (форм-факторы *NN* относительного движения) $\chi^{NN}_{[42]}(R) = \langle NN | s^4p^2[42] \rangle$ и $\chi^{NN}_{[6]}(R) = \langle NN | s^6[6] \rangle$ оказались таковы, что $\left|\chi^{NN}_{[42]}(R)\right| \gg \left|\chi^{NN}_{[6]}(R)\right|$, или для весов этих состояний: $W^{NN}_{[42]} \gg W^{NN}_{[6]}$, т.е. вес шестикварковой компоненты смешанной симметрии [42] сильно превышает вес полностью симметричной компоненты [6]. Более того, оказалось, что при учете правильной нормировки *NN*-канала $W^{NN}_{[42]} \approx 1.$

Это позволяет утверждать, что шестикварковая компонента смешанной симметрии — это почти *NN*-компонента, но только переписанная в терминах кварковых переменных и антисимметризованная, т.е.

$$\Psi_{6q}(s^4p^2[42]) \approx A\varphi_N([3])\varphi_N([3])\ \chi_{NN}(2s), \qquad (7)$$

где $\chi_{NN}(2s)$ — узловая функция относительного движения двух нуклонов.

В то же время $\Psi_{6q}(s^6[6])$ имеет совсем другую структуру, которая была известна еще с середины 1970-х годов [12]:

$$|s^6[6]\rangle = \alpha|NN\rangle + \beta|\Delta\Delta\rangle + \gamma|CC\rangle, \qquad (8)$$

причем,$\alpha \sim \beta \sim \gamma$. Здесь $|CC\rangle$ —компонента со скрытым цветом (согласно терминологии, введенной Бродским [13]), т.е. шестикварковое состояние, в целом бесцветное, но включающее два цветных трехкварковых кластера с взаимно дополнительными цветами.

Таким образом, полностью симметричная шестикварковая компонента имеет примерно одинаковые проекции в трех возможных адронных каналах, т.е. по существу отвечает именно сферическому шестикварковому мешку (потому что все шесть кварков находятся на сферически симметричной *S*-орбите — см. Рис. 4.9).

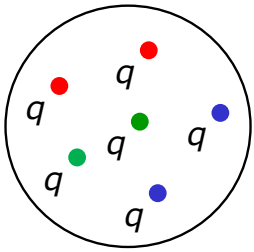


Рис. 4.9. Возможная структура симметричной шестикварковой конфигурации $|s^6[6]\rangle$.

И тогда можно сделать вывод, что ненаблюдаемый нижний уровень в Московском потенциале — это низшее состояние шестикваркового мешка $|s^6[6]\rangle$ (точнее, проекция этого состоя-

ния на NN-канал), а верхний, возбужденный уровень, которому отвечает симметрия $|s^4p^2[42]\rangle$, —это просто NN-компонента. Т.е. это состояния совершенно разной природы, и поэтому они ортогональны друг другу.

Этап 2. В 1992 г. Л.Я. Глозман, В.Н. Померанцев и автор настоящих лекций предложили совсем другую интерпретацию Московского NN-потенциала. Идея была следующая.

В спектре возбужденных состояний нуклона имеется состояние N^* с точно теми же квантовыми числами, что и нуклон: $(J^\pi\ I)_{N^*} = (½^+\ ½)$. Т.е. это как бы двойник нуклона, но его масса $M_{N^*} \approx 1440$ МэВ, тогда как масса нуклона $M_N \approx 940$ МэВ, т.е. он на 500 МэВ тяжелее нуклона. Это возбужденное состояние нуклона было открыто в 1964 г. американским физиком Ропером (в фазовом анализе πN-рассеяния) и с тех пор называется Роперовским резонансом (R).

Поскольку это двойник нуклона, но в 1.5 раза тяжелее, то естественно допустить, что Роперовский резонанс — это монопольное («дыхательное») возбуждение нуклона (см. Рис. 4.10).

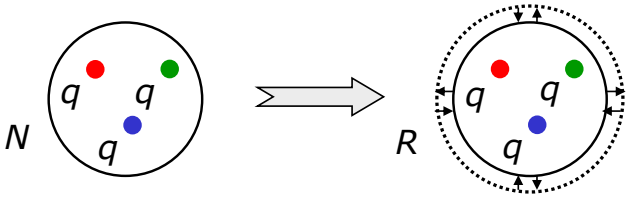


Рис. 4.10. Иллюстрация структуры Роперовского резонанса.

В модели гармонического осциллятора, где невозбужденному нуклону отвечает конфигурация $|(0s)^3[3]\rangle$, Роперовскому резонансу соответствуют конфигурации:

$$\left.\begin{array}{l}\left|(0s)^2-(2s)[3]\right\rangle\\ \left|(0s)-(1p)^2[3]\right\rangle\end{array}\right\}\to R$$ (скалярное $2\hbar\omega$-возбуждение нуклона)

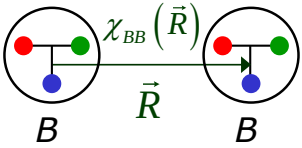
Теория групп показывает, что есть несколько эквивалентных способов записи многокварковой волновой функции для 6q-системы:

$$\left|s^4p^2[42]\right\rangle\approx A\left[\varphi_N\varphi_N\chi_{NN}(2s)\right]=$$
$$=A\left[\varphi_{N^*}\varphi_{N^*}\chi_{N^*N^*}(0s)\right]=A\left[\varphi_N\varphi_{N^{**}}\chi_{NN^{**}}(0s)\right],\qquad(9)$$

где N— нуклон, N^* — $1\hbar\omega$-возбужденный нуклон, N^{**} — $2\hbar\omega$-возбужденный нуклон (Роперовский резонанс). Теперь (т.е. при учете антисимметризации по кваркам) NN-систему можно трактовать как систему связанных каналов:

$$\mathrm{NN}\chi_{\mathrm{NN}}(2s)\Leftrightarrow\mathrm{NR}\chi_{\mathrm{NR}}(0s)\Leftrightarrow\mathrm{N^*N^*}\chi_{\mathrm{N^*N^*}}(0s).\qquad(10)$$

Такое представление показывает несколько возможных способов распределить энергию возбуждения $2\hbar\omega$ в системе по разным степеням свободы (см. Рис. 4.11): по внутренним возбуждениям нуклонов или по их относительному движению.



$$2\hbar\omega=\begin{cases}\underbrace{0\hbar\omega}_{N}+\underbrace{2\hbar\omega}_{R}+\underbrace{0\hbar\omega}_{NR}\\ \underbrace{0\hbar\omega}_{N}+\underbrace{0\hbar\omega}_{N}+\underbrace{2\hbar\omega}_{NN}\end{cases}$$

Рис. 4.11. Возможные возбуждения в NN-системе.

Теперь посмотрим на шкалу энергий в Московском потенциале (Рис. 4.12).

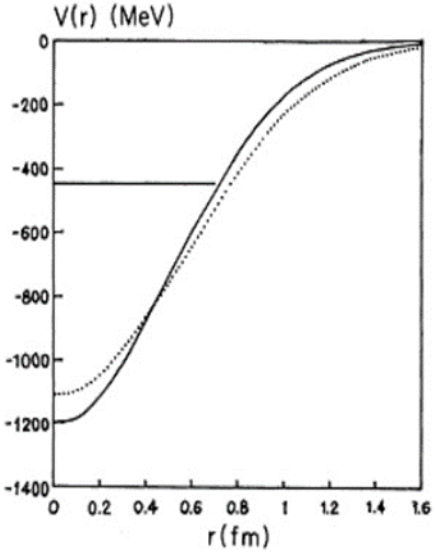


Рис. 4.12. Московский *NN*-потенциал в спин-триплетном канале $^3S_1$-$^3D_1$ (сплошная кривая) и спин-синглетном канале $^1S_0$ (пунктирная кривая) и положение глубокого *S*-волнового уровня.

Хорошо видно, что энергия глубокого уровня $\varepsilon_{0s} \approx 440$ МэВ (точное значение $\varepsilon_{0s} \approx 442$ МэВ). А энергия возбуждения роперовского резонанса $\Delta\varepsilon^* = M_R - M_N = 1370 - 940 = 430$ МэВ, т.е. практически та же самая! Здесь мы использовали значение так называемой энергии комплексного полюса для роперовского резонанса на нефизическом листе, вместо традиционной массы роперовского резонанса $M_R = 1440$ МэВ, которая получается из параметризации Брейта–Вигнера для амплитуды рождения роперовского резонанса на вещественной оси энергий. «Полюсная» масса резонанса лучше соответствует его физической массе, чем «брейт-вигнеровская».

Таким образом, получается точно резонирующая структура:

$$\underbrace{N + N + 2s}_{\substack{\text{второй уровень} \\ \text{в Московском потенциале}}} \quad \leftrightarrow \quad \underbrace{N + R + 0s}_{\substack{\text{нижний уровень} \\ \text{в Московском потенциале}}} \quad ,$$

где $2s$ и $0s$ означают возбуждение, отвечающее функции относительного движения двух трехкварковых кластеров. Таким образом, получается очень сильная связь каналов *NN* и *NR* благодаря скрытому вырождению по энергии.

Оказалось, что эта сильная связь *NN*- и *NR*-каналов ярко проявляется и в экспериментальных данных по высокоэнергетическому *pp*-рассеянию при импульсах 9–30 ГэВ/*c* [14] (см. Рис. 4.13). На всех графиках, представленных на Рис. 4.13, при небольших переданных импульсах хорошо виден пик, отвечающий возбуждению роперовского резонанса. Эти экспериментальные данные ясно подтверждают сильную связь *NN*- и *NR*-каналов, хотя авторы включили в свой анализ и другие нуклонные резонансы.

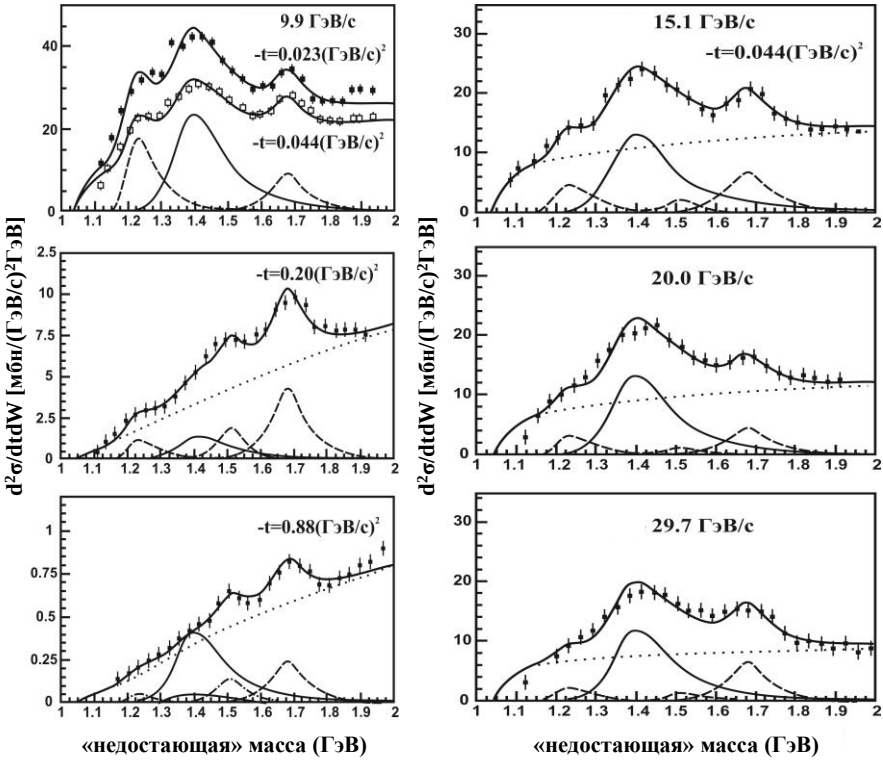


Рис. 4.13. Сечения *pp*-рассеяния при разных значениях энергии соударения и квадрата переданного импульса как функции «недостающей» массы. Сплошные кривые внизу графиков показывают вклад роперовского резонанса. Также показаны вклады других нуклонных резонансов (штриховые кривые) и нерезонансного фона (точечные кривые). Верхние сплошные кривые соответствуют полному расчету с учетом четырех резонансов и фона.

И второй очень важный результат, полученный в этих экспериментах, — это большой вес $\pi^+\pi^-$-распада в скалярной моде для роперовского резонанса $R \to N + \pi^+\pi^-$ (см. Рис. 4.14).

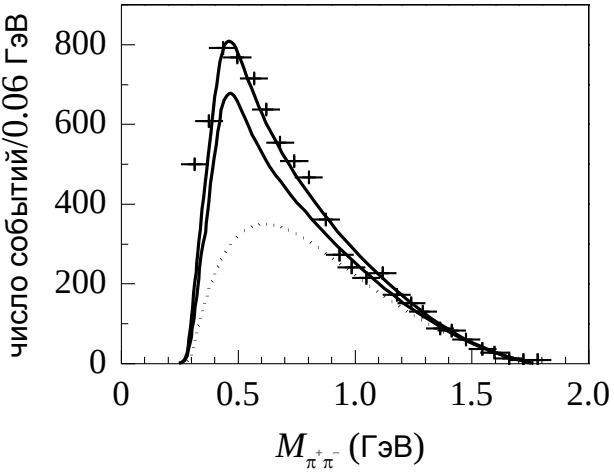


Рис. 4.14. Спектр инвариантных масс дипионов в реакции $pp \to pp\pi^+\pi^-$ при импульсе протонного пучка p = 6.6 ГэВ/c. Верхняя сплошная кривая отвечает подгонке данных с учетом четырех нуклонных резонансов (см. Рис. 4.13), нижняя сплошная кривая — суммарному вкладу нерезонансного фона и роперовского резонанса, и точечная кривая — вкладу нерезонансного фона.

Таким образом, можно заключить, что Московский потенциал описывает взаимодействие не только в системе N+N, но и N+R. Ясно, что это отнюдь не случайное совпадение, а факт, глубоко связанный с природой кварков и кварковой структурой нуклонов.

Теперь, поскольку Московский потенциал очень хорошо описывает наблюдаемые в NN-системе, то сам собой напрашивается очень важный вывод: успех Московского NN-потенциала, т.е. тот факт, что с его помощью получается такое согласованное и единое описание как NN-, так и NR-систем, прямо указывает на то, что в основе этой красивой физики лежит именно кварковая модель, а не игра параметров юкавских потенциалов, отвечающих разным мезонным обменам!

4.3. ФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ МОСКОВСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ В ЦЕЛОМ

NN-потенциал типа Московского неизбежно приводит к существенному увеличению кинетической энергии нуклонов в двухнуклонной системе и в ядрах. Это может иметь многочисленные важные следствия для всей ядерной физики. Приведем пару характерных примеров.

а) В большом числе экспериментов по фрагментации ядер под действием высокоэнергичных дейтронов были измерены импульсные распределения вылетающих в поперечной плоскости ядерных фрагментов от ^{9}Be до ^{24}Mg. При этом было обнаружено, что наблюдаемые ширины этих распределений практически для всех типов фрагментов намного больше тех характерных ширин, которые получаются в случае тепловой эмиссии фрагментов из нагретого составного ядра, получившегося при столкновении. Наблюдаемые импульсные распределения всех фрагментов имеют интенсивные высокоимпульсные «хвосты», несовместимые с принятой картиной образования составного ядра. Такие распределения вылетающих фрагментов по поперечному импульсу можно объяснить эмиссией фрагментов из сильно нагретого компаунд-ядра, т.е. ядра с эффективной температурой много выше той, которая должна устанавливаться в соответствии с общепринятыми предположениями. Вспомним, однако, что средняя кинетическая энергия нуклонов, взаимодействующих посредством *NN*-потенциала типа Московского, сильно увеличена по сравнению с традиционным описанием. Такое увеличение средней кинетической энергии можно трактовать как увеличение эффективной температуры ядерного веще-

ства за счет увеличения средней потенциальной энергии. Дополнительное нагревание ядра за счет роста кинетической энергии при существенном перекрывании волновых функций ядра-снаряда и мишени приводит к его «перегреву» по сравнению с классической картиной. И наличие высокоимпульсных «хвостов» в наблюдаемых распределениях фрагментов является показателем такого «перегрева».

б) Классическая модель ядерных оболочек основана на картине заполнения оболочек, когда какая-то орбита нуклона, движущегося в самосогласованном поле, либо заполнена, либо свободна. Т.е. заполнение оболочек напоминает картину для идеального Ферми-газа, где зависимость числа заполнения от импульса имеет вид ступеньки. С другой стороны, уже в середине 1980-х годов были выполнены эксперименты на ускорителях электронов высокой энергии (NIKHEF и др.) по квазиупругому выбиванию нуклонов быстрыми электронами. Квазиупругий процесс имеет очень простую кинематику (типа соударения двух биллиардных шаров), так что результаты таких экспериментов легко интерпретировать. В результате этих экспериментов было найдено, что орбиты нуклонов вблизи Ферми-поверхности заняты лишь частично, на 60–70%. В современных микроскопических подходах это объясняется влиянием парных корреляций нуклонов вблизи поверхности Ферми. Однако вполне возможно и другое объяснение, основанное на усилении высокоимпульсных компонент в распределении нуклонов ниже поверхности Ферми, которое вызвано ростом средней кинетической энергии нуклонов в рамках новой парадигмы NN-взаимодействия, предполагающей потенциал типа Московского.

4.4. ВЫВОДЫ

Кварковая модель применительно к описанию NN-взаимодействия приводит к удивительным результатам, хорошо подтверждаемым экспериментально. Существование ясной кварковой основы ядерной силы можно было предвидеть уже из простого теоретико-группового анализа симметрии волновых функций NN- и NR-систем и из факта существования Московского NN-потенциала. Однако главный вывод, который можно сделать из такого рассмотрения в рамках кварковой модели, состоит в том, что структура NN-потенциала оказывается тесно связанной с симметрией шестикварковых волновых функций в соответствующих NN-каналах и с образованием промежуточных шестикварковых резонансов (дибарионов). В свою очередь, это позволяет дать ответ на один из основных вопросов теории ядерных сил, на который мезонная теория, ни в форме многочисленных моделей NN-потенциалов однобозонного обмена (Боннского, Наймегенского, Аргоннского и др.), ни в современной форме эффективной теории поля, ответить не может в принципе.

Этот вопрос можно сформулировать так:

– почему ядерная сила столь сложна, или, точнее, почему она столь сложным образом зависит от основных переменных (спина, изоспина, углового момента и расстояния)?

Можно еще заострить этот основной вопрос:

– почему сложность ядерной силы столь велика по сравнению с другими основными силами природы, например, кулоновской или гравитационной?

Кварковая модель позволяет связать характер ядерной силы с нетривиальной структурой многокварковых волновых функций, которая, в свою очередь, обусловлена сложной игрой различных факторов в КХД, лежащей в основе динамики многокварковых систем. В этом смысле сложность ядерной силы отражает сложность КХД описания многокварковой системы.

Литература

1. Intern. Review of Nuclear Physics, Vol. 4, Cluster Models and Other Topics (World Scientific, 1986).
2. P. Swan, Ann. Phys. (N.Y.) **48** (3), 455 (1968).
3. А.И. Базь, Письма в ЖЭТФ **14**, 607 (1971).
4. А.И. Базь, К.А. Гриднев, В.М. Семенов, Известия АН СССР, сер. физ. **38**, 2524 (1974).
5. В.И. Кукулин, В.Н. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, ЭЧАЯ **10**, 1236 (1979).
6. С. Дубовиченко, *Избранные методы ядерной астрофизики*, (LAP Lambert Academic Publ., 2013).
7. V.G. Neudatchin, V.I. Kukulin, A.N. Boyarkina, V.P. Korennoy, Lett. Nuovo Cim. **5** (12), 834 (1972).
8. S. Ali, A.R. Bodmer, Nucl. Phys. A **80** (1), 99 (1966).
9. V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovsky, V.I. Kukulin, N.F. Golovanova, Phys. Rev. C **11**, 128 (1975).
10. V.I. Kukulin, V.N. Pomerantsev, A. Faessler, Phys. Rev. C **59** (6), 3021 (1999).
11. V.M. Krasnopolsky, V.I. Kukulin, V.N. Pomerantsev, P.B. Sazonov, Phys. Lett. B **165**, 7 (1985).
12. V.A. Matveev, P. Sorba, Nuovo Cimento Lett. **20**, 435 (1977).
13. S.J. Brodsky, C.R. Ji, G.P. Lepage, Phys. Rev. Lett. **51**, 83 (1983); S. J. Brodsky et al., Phys. Rev. D **33**, 1406 (1986); Phys. Rev. D **34**, 1460 (1986).
14. H.P. Morsch, P. Zupranski, Phys. Rev. C **71**, 065203 (2005).