

539.1
385
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всероссийская школа по теоретической ядерной физике
«Некоторые вопросы экспериментальных
исследований в области физики высоких энергий»

Г. М. ВАГРАДОВ

О РАССЕЯНИИ ПИ-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ $\Delta(1236)$ -РЕЗОНАНСА

(Конспекты лекций)

МОСКВА — 1975

539.1
B-85

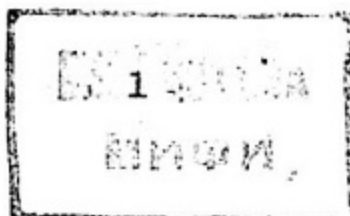
О РАССЕЯНИИ ПИ-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В
ОБЛАСТИ Δ (1236) - РЕЗОНАНСА

Г.М.Ваградоэ

1. Введение

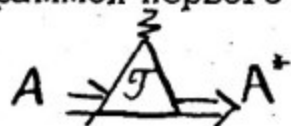
До настоящего времени в исследованиях по структуре ядер в качестве пробных частиц редко использовались мезоны. Это объясняется прежде всего тем, что на имевшихся установках не было достаточно интенсивных мезонных пучков. Теперь создание сильноточных ускорителей снимает эту трудность и в результате открываются перспективы более глубокого изучения как элементарных процессов, так и мезоядерных взаимодействий. Такие ускорители находятся в стадии запуска в США, Канаде, Швейцарии; у нас в стране в ближайшие годы будут получены интенсивные мезонные пучки в Дубне, ведется строительство сильноточного линейного ускорителя в Красной Пахре. В научных программах этих экспериментальных комплексов важное место отводится работам по исследованию пион-ядерных взаимодействий.

Прежде чем перейти непосредственно к нашей теме полезно для сравнения рассмотреть вопрос о том, какую информацию можно получать из данных по столкновениям различных частиц с ядрами.



а) для изучения структуры ядер наиболее удобными с теоретической точки зрения являются частицы, взаимодействующие с нуклонами только через электромагнитное поле :

α - кванты, электроны и μ - мезоны. Это взаимодействие хорошо известно, а из-за его относительной слабости при описании ядерных процессов с его участием достаточно ограничиться простыми приближениями. Так амплитуда поглощения f - кванта ядром определяется с высокой степенью точности диаграммой первого порядка по заряду протона :



Здесь вершина $\mathcal{T}$ полностью определяется ядерной динамикой, а это означает, что информация о структуре ядра может быть выделена в "чистом" виде. Аналогичная картина имеет место и для других электромагнитных зондов.

Однако с другой стороны, именно слабость этого взаимодействия и создает значительные практические трудности в наблюдении ядерных переходов при столкновении с электронами и Σ -мезонами : здесь основную роль играют такие глобальные характеристики ядра, как распределение заряда , структурные же эффекты сильно подавлены.

б) Столкновения с нуклонами и ядрами (d , ^3He , t , α и тяжелые ионы) служат важными источниками информации о ядерной структуре. Задача о таких столкновениях с

точки зрения проблемы многих тел кажется столь же безнадежной, как и определение свойств ядер из решения уравнения Шредингера для системы из A ($A > 2$) нуклонов. И тем не менее в ядерной физике разработаны модельные приближения, с помощью которых удастся описать широкий круг явлений. Здесь прежде всего имеется в виду метод оптического потенциала, введение которого существенно упростило рассмотрение систем сильно взаимодействующих частиц. Как мы увидим ниже, этим методом можно воспользоваться и для пион-ядерных реакций.

в) Столкновение других барионов ($\bar{p}, \Lambda, \Sigma$) с ядрами пока представляют интерес только для получения сведений об их взаимодействии с нуклонами. Известно, что они сильно поглощаются ядрами, и следовательно, особую роль должен играть хвост ядерной плотности. Это и позволяет использовать здесь весьма грубые предположения о структуре ядра.

г) Что касается K - мезонов, то пока имеется очень мало данных и KN - взаимодействиях. Они также сильно поглощаются на поверхности ядра тем, где его плотность составляет 10-15% от плотности в центре.

2. Общие свойства пион-ядерных взаимодействий

Из того факта, что пионы обладают изоспином $T = 1$ и являются псевдоскалярными бозонами, вытекают следующие

шие отличительные особенности пион-ядерных взаимодействий.

1) Возможны реакции двойной перезарядки с изменением проекции изоспина ядра $\Delta T_3 = \pm 2$. Таким образом можно получать экзотические ядра (например, в реакции $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{12}\text{O}$), которые трудно образовать другими способами. Кроме того, должны наблюдаться резонансы, отвечающие так называемым двойным аналоговым состояниям, которые по своей конфигурации ничем не отличаются от начальных, кроме замены двух нейтронов на два протона. Такие состояния еще не обнаружены на опыте, по-видимому, из-за малости сечения [1].

Реакции перезарядки типа $A(\pi^\pm, \pi^0)B$ с изменением $\Delta T_3 = \pm 1$ могут дать дополнительную информацию об изоспиновых свойствах ядер. Обычно для изучения этих свойств анализируются реакции с нуклонами, а это при обработке экспериментальных данных, как правило, требует использования тех или иных допущений о роли составных систем ядро-нуклон. В случае пионов перезарядка происходит прямым образом, минуя стадию образования промежуточного ядра.

2) Пионы не обладают спином, и поэтому анализ реакций упрощается.

3) При низких энергиях до 50-70 Mev пионы слабо взаимодействуют с нуклонами и могут служить зондами

ядерной структуры.

4) В области $(3,3)$ – резонанса¹⁾ пионы сильно поглощаются ядром, так что его можно считать черным диском. Это позволяет простым путем определить волновые функции пиона, а затем использовать их при описании реакций (например, в приближении искаженных волн).

Имеется еще одна не так четко выраженная особенность, связанная с тем, что взаимодействие между нуклонами осуществляется, в частности, через обмен пионами. Если внешний пион попадает в ядро, то он становится как бы равноправным участником такого обмена. Не исключено, что при этом могут возникать возбуждения, обусловленные какими-то коллективными свойствами внутриядерного поля. Этот вопрос пока не исследовался, но на возможность образования в системе нуклонов особого пионного конденсата было указано А.Б.Мигдалом.

Сделаем теперь краткий обзор уже имеющихся экспериментальных данных по пион-ядерному взаимодействию.

а) Пионные атомы. Экспериментально определялись энергии ΔE и ширины Γ боровских переходов в пи-меза-

¹⁾ Так мы будем называть первый резонанс πN -рассеяния в состоянии с изоспином $I = 3/2$ и полным моментом $J = 3/2$ при энергии 180 Mev в лабораторной системе и шириной порядка 120 Mev . Чаше его называют δ (1236) – резонансом.

атомах. Поскольку пион почти в 300 раз тяжелее электрона, его траектория в мезоатоме искажается ядерными силами, а, следовательно, величины ΔE и Γ должны отличаться от электромагнитных. На основе таких данных феноменологически вводится оптический потенциал^{/2/}. Сравнение с теоретическими расчетами может служить проверкой правильности наших представлений о мезон-нуклонных взаимодействиях и структуре ядра^{/3/}.

б) Упругое рассеяние и полное сечение. Особый интерес представляют эксперименты по пион-ядерному рассеянию в области (3,3) – резонанса (энергии пиона от 100 до 300 Mev)^{/4/}. Здесь из-за сильного поглощения упругое рассеяние чувствительно, в основном, к распределению плотности ядра.

Имеются также данные по сечениям пион-ядерных реакций^{/5/}. Вблизи (3,3) – резонанса наблюдается пик, по величине приблизительно равный модифицированному геометрическому пределу $\pi(R + \lambda)^2$.

Пожалуй, наиболее интересной стороной в сечениях реакций в этой области является положение и ширина резонанса в зависимости от массового числа A. Относительно ширины пока известно мало, но из экспериментов следует, что пик резонанса сдвигается в сторону меньших энергий относительно его положения в πN – рассеянии. Для ^{12}C этот сдвиг составляет приблизительно 30 Mev. Заметим,

что простейший оптический потенциал дает слишком большое смещение резонанса в сторону меньших энергий /6/.

Измерялись сечения реакций с π^+ и π^- при более высоких энергиях (0,5 - 1,2 GeV) с целью определения разности нейтронных и протонных распределений плотности. Однако точность измерений оказалась недостаточной для каких-либо определенных выводов.

в) Реакция зарядового обмена. Ожидается, что отношение сечений перезарядки $\sigma(\pi^+\pi^0)/\sigma(\pi^-\pi^0)$ чувствительны к той же разности $\Delta\rho(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) - \rho_p(\vec{r})$. Но пока отсутствуют сколько-нибудь надежные данные.

Вместо детектирования конечного π^0 -мезона можно наблюдать эмиссию запаздывающего протона, из аналогового состояния в реакции $A(\pi^+\pi^0\tilde{p})B[8]$.

г) Неупругое рассеяние. Реакции (π, π') с возбуждением ядра могут дать информацию о микроскопической природе уровней в дополнение к той, которая получается из экспериментов (p, p') , (α, α') и т.д. Из данных по (π, π') - рассеянию на ^{12}C с возбуждением первого 2^+ -уровня была определена величина параметра деформации, которая согласуется со значениями, полученными другими методами /9/.

д) Поглощение пионов (π, N) и (π, NN) .

Поглощение низкоэнергичных пионов проходит в основном

через двухнуклонную эмиссию (π , NN), поскольку реакция (π , N) подавлена по кинематическим причинам /10/.

е) Реакции (π , πN). Эти реакции были бы удобны для исследования импульсного распределения нуклонов в ядре поведения амплитуды πN - рассеяния вне массовой поверхности. Однако этот вопрос оказался сложнее, чем ожидалось: в области (3,3) - резонанса для легких ядер экспериментально найденное отношение $\sigma(\pi^-, \pi^- n) / (\sigma(\pi^+, \pi^+ n) + \sigma(\pi^+, \pi^0 p))$ приблизительно равно единице, в то время как импульсное приближение дает 3. Это лишний раз свидетельствует о том, что пион-ядерное взаимодействие нельзя объяснить однократным πN - рассеянием.

3. Теоретические методы

Теоретическое рассмотрение пион-ядерного взаимодействия непосредственно связано с квантовомеханической проблемой многих тел. Даже в простейшем случае столкновения пиона с дейтроном мы имеем дело с задачей трех тел, которая до сих пор не решена точно. Положение осложняется еще и тем, что нам еще недостаточно хорошо известны силы взаимодействия как между пионом и свободным нуклоном, так и между нуклонами ядра. Поэтому мы будем пользоваться различными модельными приближениями, более или менее

хорошо разработанными в сходных задачах.

Феноменологический подход. Как мы уже отмечали, одним из наиболее эффективных методов описания взаимодействия внешней частицы с ядром является приближение оптического потенциала. В случае системы нуклон-ядро с помощью такого потенциала дается описать как оболочную структуру слабых возбуждений ядер, так и упругое рассеяние на ядрах. При этом для его определения не требуется знание сил взаимодействия между нуклонами, предполагается, что "внешний" нуклон движется в некотором среднем поле остальных нуклонов ядра, а все характеристики этого поля находятся феноменологически из сопоставления различных экспериментальных данных.

Аналогичным образом можно поставить и задачу о движении пиона в поле ядра. Чтобы найти волновую функцию

$\varphi(\bar{z})$ пиона в создаваемом ядром оптическом потенциале V_{opt} , необходимо решить уравнение Клейна-Гордона²⁾:

$$[(\omega - V_c)^2 - \hat{p}^2 - \mu^2] \varphi(\bar{z}) = 2\omega V_{opt}(\bar{z}) \varphi(\bar{z}), \quad (1)$$

где μ и ω — масса и энергия пиона, V_c — кулоновский потенциал (уравнение написано для π^- — мезона).

$\hat{p} = -i\nabla$ — оператор импульса.

²⁾ Мы будем пользоваться системой единиц $\hbar = c = 1$.

Для V_{onm} чаще всего используется форма

$$-2\omega V_{\text{onm}} = f_S - \nabla f_P \nabla; \quad (2)$$

$$f_S = b_0 \rho(\bar{z}) + b_1 (\rho_n(\bar{z}) - \rho_p(\bar{z})) + b_2 \rho^2(\bar{z})$$

$$f_P = c_0 \rho(\bar{z}) + c_1 (\rho_n(\bar{z}) - \rho_p(\bar{z})) + c_2 \rho^2(\bar{z}). \quad (3)$$

В выражении (2) член $\nabla f_P \nabla$ отвечает P -волновой части пион-нуклонного взаимодействия и впервые был предложен Кислинггером ^{/12/}. Потенциал в такой форме используется для описания спектра пи-мезон-нуклонов и упругого рассеяния пионов с энергией до 20-30 Mev, причем коэффициенты b_i и c_i играют роль подгоночных параметров ^{/12/}. Оказалось, что b_0 и c_0 по величине приблизительно соответствуют спиновым и изоспиновым средним

πN - амплитудам S - и P -рассеяния, b_1 и c_1 - амплитудам зарядового обмена. Коэффициенты b_2 и c_2 при ρ^2 (так называемые Лоренц-Лоренцовские добавки) содержат мнимости, которые соответствуют процессам поглощения пиона. С ростом энергии b_i и c_i изменяются и в области (3,3) - резонанса в (2) остаются только члены с b_0 и c_0 , которые берутся из фазовых сдвигов S - и P -волн в πN -рассеянии ^{/13/}.

Используются и другие виды потенциала, например ^{/14/}:

$$-2\omega V_{\text{onm}} = f_S - f_P \nabla^2 \rho(\bar{z}) \quad (4)$$

Исследованию свойств потенциала (2) посвящено довольно много работ, в которых в основном обсуждается связь величин V_i и C_i с различными наблюдаемыми характеристиками πN -рассеяния^{/3/}. Мы не будем останавливаться на этих вопросах по следующим причинам. В таком феноменологическом подходе главной целью теории должно быть нахождение правильного вида потенциала, а определение его параметров — задача эксперимента (сравнение с таким же подходом в нуклон-ядерных системах). Однако точность измерений пока недостаточно даже для того, чтобы выделить какой-либо один вид из нескольких предложенных потенциалов.

Можно определять непосредственно T — матрицу с учетом многократного рассеяния по Ватсону^{/15/}. В области (3,3) — резонанса применялось и приближение Глаубера^{/15/}. Оба эти метода приводят к удовлетворительному согласию с экспериментом.

Методы полевой теории. Эти методы уже нашли широкое применение в теории^{/16/} ядра. В нашей задаче они удобны еще и тем, что при рассмотрении как элементарных, так и внутриядерных процессов можно пользоваться одним и тем же математическим аппаратом.

Для описания распространения частицы из одной точки пространства-времени в другую в полевой теории вводится понятие пропагатора^{/17/}. Он, в частности, опреде-

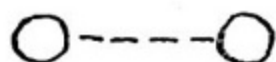
ляет пространственно-временное развитие волновой функции частицы : если пропагатор задан во всем пространстве-времени, то по начальному состоянию частицы, например, в бесконечном прошлом можно определить ее волновую функцию в любой другой точке.

Рассмотрим уравнение для пропагатора пиона в поле ядра. Графически его можно представить следующим обра-

зом :

$$D_{12} = D_{012} + D_{11'} \Pi_{1'2'} D_{2'2} \quad (5')$$

Здесь волнистая линия обозначает пропагатор взаимодействующего с ядром пиона, пунктирная — пропагатор свободного пиона, Π — так называемый поляризационный оператор ^{/18/}, который описывает всевозможные пион-ядерные взаимодействия, но в качестве промежуточных не содержит состояний с одним пионом, т.е. в нем отсутствуют диаграммы вида :



Аналитически (5) записывается как интегральное уравнение :

$$D(12) = D_0(12) + \int d1' d2' D_0(11') \Pi(1'2') D(2'2) \quad (5)$$

где D и D_0 — пропагаторы взаимодействующего и свободного пионов,, цифрами обозначается совокупность пространственно-временных координат ($1 \equiv (\vec{r}_1, t_1)$),

а интегрирование проводится по всему пространству-времени ($\int dI' \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d\bar{z}'$). Символически (5') можно представить следующим образом:

$$D = D_0 + D_0 \Pi D \quad (5'')$$

Связь между пропагатором D и волновой функцией φ взаимодействующего пиона можно записать условно в виде:

$\varphi = (D \varphi_0)$, где φ_0 — волновая функция свободного пиона³⁾. Отсюда и из (5'') имеем:

$$\varphi = \varphi_0 + D_0 \Pi \varphi \quad (6)$$

или в аналитической форме¹⁹⁾:

$$\varphi(1) = \varphi_0(1) + \int dI' dI'' D_0(1I') \Pi(I'I'') \varphi(2'') \quad (6')$$

Учитывая, что волновая функция φ_0 и пропагатор D_0 свободного пиона удовлетворяют уравнениям:

$$\begin{aligned} (\partial_{t_1}^2 + \hat{p}_1^2 + \mu^2) \varphi_0(1) &= 0 \\ (\partial_{t_1}^2 + \hat{p}_1^2 + \mu^2) D_0(12) &= -S(1,2) \\ (S(1,2) \equiv \delta(t_1 - t_2) \delta(\bar{z}_1 - \bar{z}_2)) \end{aligned} \quad (7)$$

из (6) получим интегро-дифференциальное уравнение для волновой функции взаимодействующего пиона (мы будем пренебрегать кулоновским взаимодействием.)

3) На самом деле соотношения между D , φ и φ_0 имеют более сложный вид¹⁷⁾. Для краткости изложения мы будем пользоваться такой условной записью.

$$(-\partial_{t_1}^2 - \hat{p}_1^2 - \mu^2)\varphi(1) = \int d1' \Pi(1,1')\varphi(1') \quad (8)$$

Здесь следует подразумевать, что функции φ к Π обладают еще и изоспиновыми индексами в соответствии с тремя сортами пионов $\pi^\pm, \pi^0$. Если ввести эти индексы явно, то (8) запишется в виде системы связанных уравнений

$$(-\partial_{t_1}^2 - \hat{p}_1^2 - \mu^2)\varphi_\tau(1) = \sum_{\tau'} \int d1' \Pi_{\tau\tau'}(11')\varphi_{\tau'}(1') \quad (8')$$

где τ принимает значения $0, \pm 1$. Недиagonalные элементы оператора $\Pi_{\tau\tau'}$ ответственны за процессы перезарядки пиона на ядре. Переходя к (8) к фурье-представлению по времени будем иметь:

$$(\omega^2 - \hat{p}^2 - \mu^2)\varphi(\bar{z}, \omega) = \int d\bar{z}' \Pi(\bar{z}, \bar{z}', \omega)\varphi(\bar{z}', \omega) \quad (9)$$

Это уравнение по форме совпадает с (1), причем роль оптического потенциала здесь выполняет нелокальный, зависящий от энергии оператор $-\frac{1}{2\omega} \Pi(\bar{z}, \bar{z}', \omega)$.

С уравнением (9) можно решать две физические задачи, которые отвечают различным граничным условиям.

1) Задача рассеяния: имеется падающая пионная волна с импульсом $\vec{k}$ и энергией $\omega = \sqrt{\mu^2 + k^2}$, а из (9) определяется волновая функция φ , отвечающая упругому рассеянию или реакции перезарядки. 2) Задача на собственные значения: из (9) находится энергетический спектр $\omega < \mu$ и волновые функции финитного движения пиона в поле ядра. Как мы увидим ниже, такие состояния могут возникать не

только в пи-мезоятомах.

4. Поляризационный оператор

Перейдем теперь к рассмотрению структуры поляризационного оператора. Сначала поясним почему в нем исключаются промежуточные состояния с одним пионом. Если решать уравнение (5) методом итераций, точный пропагатор

D можно представить в виде суммы бесконечного ряда :

$$D = D_0 + D_0 \Pi D_0 + D_0 \Pi D_0 \Pi D_0 + \dots \quad (10)$$

$$D = D_0 \sum_{n=0}^{\infty} (\Pi D_0)^n$$

Следовательно, однопионные промежуточные состояния учитываются при решении уравнения (5) и их уже не нужно включать в оператор Π .

Можно назвать два основных подхода к определению оператора Π : феноменологический (о нем мы уже говорили в разделе 3) и микроскопический. Во втором подходе ставится следующая задача : исходя из наших представлений о структуре ядра и $\hat{H}_N$ — взаимодействий найти поляризационный оператор. Если полученные таким путем результаты затем сравнить с экспериментальными данными, то, в принципе, можно было бы проверить наши исходные теоретические положения. Однако такую программу трудно осуществить до конца последовательно из-за сложных вопросов, связанных как с теорией поля, так и с проблемой многих тел.

Одним из наиболее сложных является вопрос о πN - взаимодействии. Из опытов по πN - рассеянию известно, что это взаимодействие мало при низких энергиях и велико в области $(3,3)$ - резонанса. При более высоких энергиях (свыше 500 Mev) имеются и другие резонансы в различных состояниях (T, J) , но мы ограничимся обсуждением процессов с энергией пионов до 500 Mev , что как раз соответствует возможностям сильноточных ускорителей. Трудность заключается в теоретическом описании этих процессов. Пожалуй, здесь имеется только одна модель, способная дать качественное объяснение πN - рассеяния до энергий 300 Mev - это модель Чью-Лоу^{120/}.

Не менее сложным является и вопрос об описании ядерной структуры. Если для низких возбуждений ядер имеется достаточное надежное приближение, то в случае больших переданных энергий о структуре известно очень мало. Но при рассеянии на ядрах даже медленных пионов возможно их поглощение, а это приводит к возбуждениям выше 140 Mev . Хотя при таких энергиях и можно принять ряд упрощающих предложений о структуре ядра, тем не менее для описания ряда эффектов необходимо знание некоторых деталей внутриядерной динамики.

Но можно рассматривать микроскопический подход как средство установления общих связей между различными

наблюдаемыми величинами, не ставя задачи их конкретного вычисления. Тогда определяя феноменологически эти величины из одних опытов мы сможем описывать и другие явления.

Аналогичная программа с применением теории фермижидкости была осуществлена в физике ядра ^{/16/}.

Чтобы записать общее выражение для поляризационного оператора, воспользуемся графическим методом. Для этого рассмотрим сначала амплитуду f рассеяния пиона на свободном нерелятивистском нуклоне. Ее можно формально представить в виде бесконечной суммы графов по степеням константы связи :

$$\text{Diagram with a circle and } f = \text{Diagram with vertices } A \text{ and } B + \text{Diagram with a loop} + \text{Diagram with two loops} + \dots \quad (11)$$

где A и B — вершины элементарного πN — взаимодействия, соответствующие поглощению и испусканию пиона, сплошные и пунктирные линии,, соединяющие любые две вершины, обозначают пропагаторы нуклона G_0 и пиона D_0 , а такие же линии со свободными концами — падающие и вылетающие частицы (направление времени в (11) — слева направо).

Предположим теперь, что в некоторой потенциальной яме находится A нуклонов, занимающих в соответствии с принципом Паули все уровни вплоть до некоторого граничного (модель независимых частиц). Амплитуду рассеяния f'

на одном из таких связанных нуклонов можно записать по аналогии с (11) в виде бесконечной суммы :

$$\text{Diagram with } f' = \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3} + \dots \quad (12)$$

Здесь поглощение пиона приводит к переходу нуклона с заполненного уровня на свободный, т.е. к образованию частично-дырочного состояния (дырка изображается линией, направленной противоположно оси времени). При последующем испускании пиона возбужденный нуклон может либо занять другой свободный уровень (неупругое рассеяние или реакция выбивания), либо вернуться в первоначальное состояние, т.е. аннигилировать с дыркой (упругое рассеяние).

Легко видеть, что амплитуда f отличается от свободной f следующим : в сумме (12), во-первых, нуклон находится в связанном состоянии, а во-вторых, принцип Паули запрещает переходы на занятые уровни. По этим причинам, строго говоря, мы не можем воспользоваться данными о свободном πN -рассеянии даже в простом случае модели независимых частиц. Нахождение разницы между f и f' представляет собой сложную задачу, и поэтому обычно полагают, что они приблизительно равны. Если принять это допущение, то для процессов рассеяния с возбуждением состояний частица-дырка, две частицы - две дырки и т.д. можно записать диаграммы :

$$\text{---} \circ \text{---} , \quad \text{---} \circ \text{---} \text{---} \circ \text{---} , \quad \dots \quad (13)$$

Как правило амплитуда свободного πN -рассеяния берется в лабораторной системе (нуклон в ядре считается покоящимся). В области энергий до 70 Mev из-за малости амплитуды f процессами многократного рассеяния можно пренебречь.

Для упругого рассеяния пиона на ядре в модели независимых частиц из (13) легко получить:

$$\text{---} \circ \text{---} = \text{---} \circ \text{---} = 4\pi f \rho \quad (14)$$

(ρ — распределение плотности нуклонов). Учитывая зависимость f от T и J это выражение можно привести к виду (2), но без квадратичных по плотности членов.

Если перейти от простой модели к реальному ядру, то необходимо включать в рассмотрение коррелятивные взаимодействия между нуклонами. В результате в (12) каждая из элементарных вершин заменится на блок:

$$\text{---} \text{---} \text{---} = \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \Gamma \text{---} \text{---} \quad (15)$$

где Γ — "амплитуда" рассеяния нуклонов в ядерной среде. Наличие коррелятивных взаимодействий приведет к

тому, что возникнут процессы передачи возбуждения от одной пары частица-дырка к другой без участия "внешнего" пиона.

Для реальной системы оператор Π можно представить в виде:

$$---(\Pi)--- = --- \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \text{---} \end{array} \text{---} = \mathcal{T} G G \mathcal{T}_0 \quad (15)$$

где $\mathcal{T}$ — вершина πN — взаимодействия в ядерной среде, которая кроме суммы (12) включает в себя и всевозможные ядерные коррелятивные эффекты (в соответствии с определением оператора Π она также не содержит двух частей, соединенных одной пионной линией), пустотная вершина, — $\mathcal{T}_0 G$ — пропагаторы нуклона в ядре. Таким образом, в реальных ядрах оператор Π в отличие от (14) уже не будет содержать явно амплитуду и плотность: $f \propto \rho$, но в него войдут новые величины $\mathcal{T}$ и G . Это отличие, по-видимому, не будет существенным в случае медленных пионов, но с ростом энергии должна проявиться разница между приближенным и точным видами оператора Π .

5. Рассеяние в области (3,3)-резонанса

Эта область энергий (от 100 до 300 Mev) характеризуется сильным πN — взаимодействием в ρ — состоянии. В теоретическом отношении она привлекается тем, что здесь имеются относительно простые модели для

описания πN – рассеяния.

К объяснению этого резонанса можно подойти с двух различных позиций.

1) Непосредственно решать задачу рассеяния с элементарным πN – взаимодействием или, иначе говоря, просуммировать бесконечный ряд (11). Это удастся сделать в модели Чью–Лоу^{/20/}, которая основана на разумных физических приближениях и приводит к качественному согласию с опытом. В этой модели из решения уравнения следует существование связанного пион–нуклонного состояния с $T = 3/2$ и $J = 3/2$ (изобара), которое и проявляется в виде резонанса в рассеянии. Это одна из немногих решаемых задач теории поля, и поэтому применение метода Чью–Лоу к описанию пион–ядерных взаимодействий представляет значительный интерес.

2) Рассматривать изобару как короткоживущую элементарную частицу. Тогда она будет образовываться при столкновениях пионов с нуклонами, что приведет к появлению резонанса. Из экспериментальных данных по его положению и ширине можно определить характеристики этой частицы.

Очевидно, что в задаче о пион–ядерных взаимодействиях следовало бы отдать предпочтение первому подходу: таким образом мы могли бы учесть влияние ядерной среды на амплитуду πN – рассеяния. Однако это трудно осущест-

вить на практике и пока методом Чью-Лоу была рассмотрена только упрощенная задача о движении пиона в бесконечной ядерной материи без учета коррелятивных взаимодействий ^{/21/}. Эта задача, несмотря на, казалось бы, далекую от реальности замену ядра бесконечной средой, представляет интерес для выявления целого ряда общих закономерностей. Здесь прежде всего хотелось бы выяснить следующее.

1) Какова роль принципа Паули в пион-ядерном взаимодействии? 2) Как влияет среда на поведение пионов? 3) К каким эффектам и приведет учет движения нуклонов?

Чтобы ответить на эти вопросы, рассмотрим сначала особенности пион-ядерного взаимодействия в области (3,3)-резонанса. В разделе 4 при выводе формулы (14) мы, по существу, пренебрегали движением нуклонов. Можно показать ^{/18/}, что такое приближение справедливо при условии малости параметра $|f|/P_F$, где P_F — граничный импульс Ферми (в ядерной материи $P_F \approx 270 \text{ Mev}/c \approx 2p_N$). При низких энергиях $|f| \approx 0,1 \text{ N}^{-1}$ и $|f|/P_F \approx 0,2$, а, следовательно, мы вправе пренебречь движением нуклонов с точностью до членов второго порядка по этому параметру. В области (3,3)-резонанса $|f|/P_F \approx P_F/\rho_{\text{рез}} \approx 1$ ($\rho_{\text{рез}} \approx 300 \text{ Mev}$) и значит приближение (14) неприменимо.

Рассмотрим теперь структуру поляризационного оператора в предположении, что в области (3,3)-резонанса ампли-

туду πN ... рассеяния с образованием изобары можно представить в виде :

$$\text{Diagram 1} = \text{Diagram 2} + \text{Diagram 3}, \quad (16)$$

Diagram 1: A circle with a cross inside, labeled Δ .
 Diagram 2: A vertex A connected to a vertex B by a thick line labeled G_A .
 Diagram 3: A vertex connected to a thick line labeled G_A .

где жирная линия обозначает пропагатор изобары, первый член справа соответствует процессу поглощения с последующим испусканием пиона, второй - "кроссинг - процессу",

A и B - вершины взаимодействия $\pi N \Delta$. В теории поля из общих соображений можно получить выражение для пропагатора изобары, как частицы со спином $J = 3/2$ и изоспином $T = 3/2$. В это выражение войдут только две неизвестные величины - масса и время жизни изобары. Из сравнения (16) с экспериментом можно определить эти величины и вершину взаимодействия $\pi N \Delta$. Исходя из этого и учитывая (15) можно записать общее выражение для поляризационного оператора :

$$\text{Diagram 4} = \text{Diagram 5} + \text{Diagram 6} = TGGJ_0 + TGGJ_{\Delta} \quad (17)$$

Diagram 4: A dashed line with a circle containing the Greek letter Π .
 Diagram 5: A shaded circle with a thick line passing through it, labeled J .
 Diagram 6: A shaded circle with a thick line passing through it, labeled J_{Δ} .

здесь J_{Δ} - вершина взаимодействия $\pi N \Delta$ в ядре, определяемая по аналогии с J , J_0 , и $J_{0\Delta}$ - пустотные вершины πN и $\pi N \Delta$, G и G_{Δ} - ядерные пропагаторы нуклона и изобары. В этом выражении нуклонный про-

пагатор G можно считать более или менее известным из теории ядра, а T_0 и $T_{0\Delta}$ — определяются из πN -рассеяния. Наиболее трудная задача — нахождение вершин T , T_Δ и пропагатора G_Δ . Но если даже принять в нулевом приближении $T \cong T_0$ и $T_\Delta \cong T_{0\Delta}$, а пропагатор G_Δ — совпадающим с пустотным, то и тогда вычисление Π связано со значительными трудностями. Поэтому для выяснения общих свойств оператора Π , удобно перейти к случаю бесконечной ядерной материи. При этом (17) в импульсном представлении принимает вид:

$$\Pi(q, \omega) = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} \int \frac{d\rho}{(2\pi)^3} \left\{ T(\bar{\rho}, \bar{q}, \varepsilon, \omega) G(\bar{\rho}, \varepsilon) \cdot \right. \quad (18)$$

$$\cdot G(\bar{\rho} + \bar{q}, \varepsilon + \omega) T_0(\bar{q}, \omega) + T_\Delta(\bar{\rho}, \bar{q}, \varepsilon, \omega) G(\bar{\rho}, \varepsilon) \cdot \\ \left. \cdot G_\Delta(\bar{\rho} + \bar{q}, \varepsilon + \omega) T_{0\Delta}(\bar{q}, \omega) \right\}$$

где $\bar{q}, \bar{\rho}, \omega, \varepsilon$ — импульсы и энергии пиона и нуклона в среде. Пропагаторы G и G_Δ можно записать следующим образом:

$$G(\bar{\rho}, \varepsilon) = (\varepsilon - \varepsilon(\bar{\rho}) + i\alpha \operatorname{sign}(\rho_F - \rho))_{\alpha \rightarrow 0}^{-1}; \quad (19)$$

$$G_\Delta(\bar{\rho}, \varepsilon) = (\varepsilon - \varepsilon_\Delta(\bar{\rho}) + \frac{i}{2} \Gamma)^{-1}$$

$$\varepsilon(\bar{\rho}) = m + \frac{p^2}{2m} + V,$$

$$\varepsilon_\Delta(\bar{\rho}) = M + \frac{p^2}{2M} + V_\Delta.$$

Здесь $\varepsilon(\bar{\rho})$ — энергия нуклона (m — его масса, V — среднее поле), $\varepsilon_\Delta(\bar{\rho})$ — энергии изобары (M — ее мас-

са, V_{Δ} – среднее поле от ее взаимодействия с нуклонами среды), Γ – ее ширина.

Если в (18) положить $\mathcal{T}_{\Delta} \cong \mathcal{T}_{0\Delta}$, а M и Γ считать совпадающими с их пустотными значениями, то в области (3,3) – резонанса, пренебрегая малым вкладом первого члена справа, оператор $\Pi(q, \omega)$ можно записать в аналитической форме. При этом он будет содержать только один свободный параметр – разность средних полей нуклона и изобары $\Delta V = V - V_{\Delta}$. Решая уравнение (9) в импульсном представлении

$$(\omega^2 - q^2 - N^2 - \Pi(q, \omega)) = 0 \quad (20)$$

при фиксированной энергии пиона $\omega = \sqrt{k^2 + N^2}$ можно найти q (или комплексный показатель преломления $n = q/k$), как функцию ω, ρ_F и ΔV . Отсюда можно вычислить в квазиклассическом приближении полное сечение

σ_T – сечение реакций σ_R . Совмещая вычисленные и наблюдаемые сечения можно определить величину ΔV . Наши расчеты показали, что средние поля для нуклона и изобары приблизительно равны ^{/19/}. Однако, кроме измерений на ^{12}C еще нет достаточно надежных экспериментов, так что пока трудно что-либо сказать о ценности этого результата.

Можно рассмотреть и другую возможность решения

уравнения (20) при фиксированном импульсе q . Поскольку при $\omega \approx 0$ и $q \sim \sqrt{\rho}$ оператор Π становится отрицательным и большим по абсолютной величине, то уравнение (20) допускает решения $\omega^2 \leq 0$. Это означает, что при определенных плотностях ρ в системе нуклонов энергетически выгодным становится рождение пар пионов: их число будет расти до тех пор, пока силы отталкивания между ними не остановят этот процесс. Идея о возможности существования пионного поля с $\omega^2 \leq 0$ (пионный конденсат) в нуклонных средах (ядрах и нейтронных звездах) была впервые высказана А.Б.Мигдалом [22].

Вернемся снова к задаче рассеяния и рассмотрим как изменяются свойства изобары в среде. Попробуем сначала объяснить появление ширины у свободной изобары. Для этого запишем формально уравнение для пустотного пропагатора

$$G_{\Delta} \text{ в виде : } G_{\Delta} = G_{\Delta}^0 + G_{\Delta}^0 \delta M G_{\Delta} \quad (21)$$

где G_{Δ}^0 — пропагатор некоторой "затравочной" изобары в отсутствие взаимодействия πN_{Δ} , δM — оператор взаимодействия изобары с пионом и нуклоном. Его можно представить следующим образом :

$$\text{---} \textcircled{SM} \text{---} = \text{---} \Delta \text{---} \Delta \text{---} \quad (22)$$

$$\delta M = \bar{J}_{\Delta}^0 G_0 D_0 J_{\Delta}^{(\pi)}$$

где J_{Δ}° — оператор взаимодействия $\pi N \Delta$, G_0 и D_0 — пропагаторы свободного нуклона и пиона. Отсюда и из физических соображений следует, что мнимая часть δM , определяющая распад изобары, может быть представлена следующим образом :

$$m M = \frac{1}{2} \Gamma = - \int d\bar{p} \rho(\bar{p}, \bar{P}) / J_{\Delta}^{(0)} \left\{ \delta(\epsilon_{\Delta}^{(0)}(\bar{P}) - \epsilon^{(0)}(\bar{p}) - \omega^{(0)}(\bar{P} - \bar{p})) \right\}. \quad (23)$$

Здесь $\bar{P}$ и $\bar{p}$ — импульсы изобары и нуклона, $\epsilon_{\Delta}^{(0)}(\bar{P}) = M + \bar{P}^2/2M$, $\epsilon^{(0)}(\bar{p}) = m + \bar{p}^2/2m$ — их энергии, $\rho(\bar{p}, \bar{P})$ — величина пропорциональная плотности состояний.

Для ядерной материи можно записать уравнения того же вида, что и (21) — (23), но с заменой везде пустотных величин на ядерные. В результате вместо (23) для ширины распада изобары в среде будем иметь :

$$\frac{1}{2} \Gamma_{\Delta 0} = \int_{p > p_F} d\bar{p} \rho_{\Delta 0}(\bar{p}, \bar{P}) / T_{\Delta 0} \left\{ \delta(\epsilon_{\Delta 0}(\bar{P}) - \epsilon_{\Delta 0}(\bar{p}) - \omega_{\Delta 0}(\bar{P} - \bar{p})) \right\}. \quad (24)$$

Здесь нижний предел интегрирования появился из-за принципа Паули. Если пренебречь разницей между ядерными и пустотными величинами, то отсюда видно, что из-за уменьшения области интегрирования по $\bar{p}$ ширина $\Gamma_{\Delta 0}$ станет меньше пустотной. В пределе $\bar{P} = 0$ (покоящаяся изобара) $\Gamma_{\Delta 0}$ обращается в нуль, т.к. импульс распадного нуклона при

этом окажется меньше P_F (все состояния с $P < P_F$ заняты). Аналогичные рассуждения можно провести и для реальной части δM , причем было показано, что масса изобары в среде должна увеличиваться ^{/21/}.

Если окажется, что время жизни изобары в ядре существенно увеличивается, а средние поля нуклона и изобары приблизительно совпадают, то в области (3,3) – резонанса в сечении реакции должна наблюдаться тонкая структура, отвечающая квазидискретным изобарным уровням.

Заключение

Здесь мы кратко остановимся на тех задачах, которые представляются нам важными для систематического изучения пион-ядерных взаимодействий в области низких и средних энергий.

1) Прежде всего необходимо установить свойства и характерные параметры поляризационного оператора (оптического потенциала) в широком диапазоне энергий для различных ядер. Для этого нужны достаточно точные экспериментальные данные по упругому рассеянию. Знание потенциала позволили проводить вычисления сечений различных реакций. Кроме того, это дает информацию о величинах T_D , T , G и G_D , которые пока нельзя определить микроскопически.

2) Сюда же примыкает задача определения вершины $\mathcal{T}$ из реакции поглощения пионов, амплитуду которой можно записать следующим образом :

$$\text{Diagram} = \langle \psi_p \psi_h + \mathcal{T} \psi_p \rangle$$

где ψ_p , ψ_p и ψ_h - волновые функции соответственно пиона, нуклона и дырки в поле ядра. Зная конечное частично-дырочное состояние можно определить величину $\mathcal{T}$ из анализа экспериментальных данных. Заметим, что в процессе поглощения не входит явным образом вершина $\tilde{\mathcal{T}}_\Delta$.

3) В области (3,3) - резонанса интересно померить неупругие рассеяния и реакции с частично-дырочным конечным состоянием. Процессы этого типа можно записать в виде:

$$\text{Diagram} = \langle \psi_p + \psi_p^* \psi_h^* \mathcal{T}_\Delta \mathcal{G}_\Delta \mathcal{T}_\Delta \psi_p \rangle$$

Сюда же входят реакции перезарядки с возбуждением аналогичных состояний. Поскольку в (3,3) - резонансе диаграмма с нуклонными промежуточными состояниями дает малый вклад, то из этого процесса можно определить $\mathcal{T}_\Delta$ и $\mathcal{G}_\Delta$.

Следует подчеркнуть, что упругое рассеяние и все реакции с простейшими конечными состояниями определяются набором функций $\mathcal{T}$, $\mathcal{T}_\Delta$, $\mathcal{G}$, $\mathcal{G}_\Delta$ и ψ_p .

Хотя это и сложные функции энергий и координат, но их исследование является, на наш взгляд, необходимым этапом этого нового раздела ядерной физики.

1. F. Becker, Y.A. Baturov, *Riv. Nuovo Cimento* 1, 309 (1971)
2. M. Kroll, T.E.O. Ericson. *Nucl. Phys.*, B11, 521 (1969).
3. В.М.Колыбасов, Взаимодействие пионов с ядрами, Из-во МИФИ, 1972 г.
4. M.L. Scott et al. *Phys. Rev. Lett.* 28, 1209 (1972)
5. C. Wilkin, 5th Int. High.-En. Nucl. Struct., Upsala (1973)
6. R. Landau et al. *Ann. Phys.* (N.4) 78, 299 (1973)
7. J.P. Schiffer *Phys. Rev.* C8, 841 (1973)
8. J. Alster *Phys. Rev. Lett.*, 28, 313 (1972)
9. G.W. Edwards *Phys. Rev. Lett.*, 26, 785 (1971)
10. D.F. Jackson *Adv. in Phys.* 17, 481. (1968)
11. D.T. Chivers *Nucl. Phys.* A126, 129 (1969)
12. L. Kisslinger *Phys. Rev.* 98, 762 (1955)
13. M.M. Sternheim *Phys. Rev.* C4, 1805 (1971)
14. G. Fäldt *Phys. Rev.* C5, 400 (1972)
15. LA-5443-C (1974)
16. А.Б.Мигдал "Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер" "Наука, М., 1965 г.

17. С.Швебер. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, ИИЛ, М., 1965 г.
18. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962 г.
19. S. Barshay, V. Rostokin, G. Vagradov, *Nucl. Phys.* B59 189, (1973) *Phys. Lett.* 43B, 271
20. G. F. Chew, F. F. Low. *Phys. Rev.* 101, 1571 (1956)
21. C. B. Dover. *Ann Phys (N.Y.)* 79, 441 (1973)
22. A. B. Migdal. *Nucl. Phys.* A210 421 (1973)
23. А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ 66, 443 (1974).



Издание МИФИ, 1975г.

Л 91190. Подл. к печати 13/У-75 г. Объем 2,0 п.л.

Заказ 763. Цена 20 к. Тираж 250.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, дом 1.