

## СТРУКТУРА НУКЛОНОВ

Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, Б. М. Барбашов

## § 1. ВВЕДЕНИЕ

В 1935 г. Юкава<sup>1</sup> высказал гипотезу, согласно которой нуклоны взаимодействуют посредством некоторого промежуточного мезонного поля. Частицы этого поля — мезоны — имеют массу  $\mu$ , приблизительно на порядок меньшую массы нуклона  $M$ . С точки зрения этой гипотезы реальный «физический нуклон» состоит из «голового», точечного нуклона, окруженного мезонным полем, подобно тому как точечный электрический заряд окружен электрическим полем. На корпускулярном языке можно сказать, что вокруг нуклона имеется облако виртуальных мезонов, так же как около электрического заряда имеется облако виртуальных фотонов и электронно-позитронных пар.

Вероятность рождения виртуального мезона заметно падает, когда его импульс становится больше  $\mu c$  (\*). Поэтому неопределенность в энергии мезонного облака составляет около  $\Delta E \sim \mu c^2$ , а неопределенность в импульсе  $\Delta p \sim \mu c$ . Отсюда следует, что время жизни виртуального мезона  $\Delta t \sim \hbar/\mu c^2$ , а размер мезонного поля  $\Delta x \sim \hbar/\mu c$ .

Открытие заряженных и нейтральных  $\pi$ -мезонов (пионов) с массой  $m_\pi = \frac{1}{6,3} M$  подтвердило основное предположение Юкава, а математическая формулировка идеи Юкава, предложенная в недавние годы Чу и Лоу для нерелятивистских энергий частиц ( $E \ll Mc^2 = 0,94$  Бэв), дала удовлетворительное количественное описание экспериментов по рассеянию и фоторождению  $\pi$ -мезонов и правильный порядок величины магнитных моментов протона и нейтрона<sup>2</sup>.

Эти результаты нерелятивистской теории позволяют думать, что виртуальное облако  $\pi$ -мезонов является реальностью. Однако нуклон может диссоциировать не только на нуклон и  $\pi$ -мезон, но также и на  $K$ -мезон и гиперон, на пару нуклон — антинуклон и т. д.:

$$N \rightleftharpoons N + \pi, \quad (1)$$

$$N \rightleftharpoons Y + K, \quad (2)$$

$$N \rightleftharpoons N + N + \bar{N}. \quad (3)$$

Соображения, аналогичные приведенным выше относительно процесса (1), приводят к заключению, что помимо пионного облака с характерным размером  $\hbar/m_\pi c$ , вокруг нуклона должно существовать также облако виртуальных  $K$ -мезонов с характерным размером  $\hbar/m_K c$  ( $m_K =$

\*) Оператор рождения мезона пропорционален  $\sim 1/\sqrt{\omega_k}$ ;  $\hbar\omega_k = \sqrt{(\hbar ck)^2 + (\mu c^2)^2}$ ,  $k$  — волновой вектор мезона.

масса  $K$ -мезона;  $m_h \approx M/2$  \*), и облако виртуальных пар  $(N, \bar{N})$  с характерным размером  $\hbar/Mc$  ( $M$  — масса нуклона).

На рисунке 1 приведена, быть может, несколько наивная картина структуры физического нуклона, как она следует из представления о возможных виртуальных процессах внутри нуклона.

Эта физическая картина приводит к представлению о существовании двух различных областей внутри нуклона — внешней пионной оболочки и центральной части — «керна», где существенное значение имеют  $K$ -мезоны, нуклон-антинуклонные пары и гипероны.

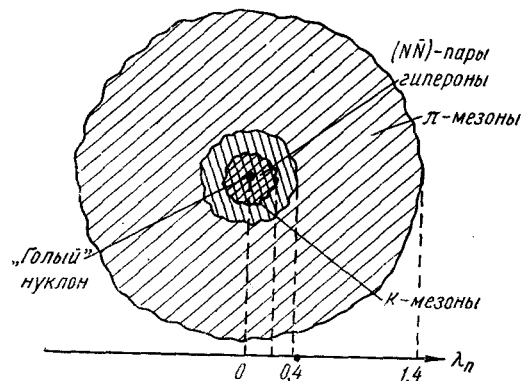


Рис. 1.  $\pi$ -мезонная,  $K$ -мезонная и т. д. оболочки в нуклоне.

Характерный размер «керна» составляет  $\sim \hbar/Mc = 2,1 \cdot 10^{-14}$  см, что в несколько раз меньше размеров пионной оболочки\*\*).

В настоящее время наши знания о «кerne» нуклона совершенно ничтожны. Но мы можем надеяться, что гораздо больше знаем о пионной оболочке нуклона. Во всяком случае ясно, что если современные теоретические представления хотя бы в грубых чертах способны описывать структуру таких «элементарных» частиц как нуклон, то следует считать, что заряженные виртуальные  $\pi$ -мезоны создадут распределение электрического заряда и токов в пионной оболочке нуклона. В частности, эти токи и должны бы являться причиной аномального магнитного момента нуклонов.

Далее мы рассмотрим экспериментальные доводы в пользу описанной картины строения нуклона. Мы увидим, что мозаика из физических идей, опытных данных и расчетов еще далека от того, чтобы сложиться в стройную и законченную картину; но можно утешать себя тем, что еще каких-либо десять лет тому назад само слово «структура» нуклона показалось бы большинству физиков криминальным.

## § 2. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ ЧАСТИЦ

Лучший способ изучить структуру объекта — это видеть его. Малость размеров микрочастиц очевидным образом совершенно исключает эту возможность. Однако остается нечто аналогичное — это упругое рассеяние изучаемой частицей каких-либо лучей с длиной волны  $\lambda$ , меньшей размеров частицы  $a$ .

Наблюдая такое рассеяние в ансамбле частиц, мы получаем среднее оптическое изображение частицы, из которого при некоторых условиях можно получить и пространственно-временную картину структуры частицы по отношению к избранным лучам. Примером такого рода измерений могут служить опыты по рассеянию электронов или  $\gamma$ -квантов на нуклонах.

\*) Связь  $K$ -мезонов с «голым» нуклоном, по-видимому, слабее, чем связь пиона с нуклоном. Поэтому и  $K$ -мезонное облако менее интенсивно, нежели пионное (см. <sup>39</sup>).

\*\*) Ястров был, по-видимому, первым, кто из анализа рассеяния нуклонов на нуклонах пришел к заключению о существовании сердцевин (core) нуклона — области большего отталкивательного потенциала<sup>3</sup>. Совсем из других соображений к существованию сердцевин, «керна», нуклона пришел один из нас<sup>4, 5</sup>.

Чем более детальную информацию о структуре частицы мы хотим получить, тем более короткие волны должны использовать. Если мы ограничимся длинами волн  $\lambda$ , большими, нежели комптоновская длина волны  $\hbar/mc$  самых легких частиц, связанных с нуклоном (такими частицами являются  $\pi$ -мезоны), то структурные эффекты нуклона не будут играть важной роли. Например, рассеяние света с длиной волны  $\lambda \gg \hbar/m_\pi c$  будет давать сведения только о величине полного заряда нуклона. При меньших значениях  $\lambda$  рассеяние уже зависит от аномального магнитного момента нуклона, а при  $\lambda < \hbar/m_\pi c$  уже существенна детальная динамическая структура нуклона. Сечение рассеяния в этом случае существенно отличается от сечения рассеяния на точечной частице.

Следует иметь в виду, что с уменьшением длины волны лучей, применяемых для изучения структуры частицы, неизбежно наступают новые эффекты, усложняющие простую картину «видения» структуры. Это, во-первых, эффект отдачи; во-вторых, неупругие процессы. Рассмотрим их последовательно.

### А. Эффект отдачи

Если длина волны лучей  $\lambda < \hbar/Mc$ , где  $M$  — масса изучаемой частицы, то при взаимодействии с частицей луча изучаемая частица существенно меняет свое движение из-за передаваемого ей импульса. Чтобы получить представление о значении этого эффекта для получения изображения частицы, представим себе, что внутренняя структура частицы может быть описана волновой функцией  $\psi_1(k; \xi)$ , где  $k$  — вектор энергии-импульса частицы до взаимодействия ее с лучом,  $\xi$  — внутренние координаты частицы. Пусть, далее,  $\psi_2(k'; \xi)$  — та же функция после взаимодействия частицы с лучом ( $k'$  — вектор энергии-импульса после взаимодействия). В экспериментально определяемую величину (форм-фактор частицы) входит произведение  $\psi_1(k; \xi)$  и  $\psi_2(k'; \xi)$ . Поэтому оптическое изображение неизбежно будет некоторым наложением картин начального и конечного состояний, отличающихся друг от друга направлением и величиной лоренцевского сжатия.

Компонента Фурье форм-фактора  $F$  из релятивистских соображений будет функцией  $(\mathbf{k}' - \mathbf{k})^2 = \Delta \mathbf{k}^2 - \Delta z^2$ ;  $(\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ ;  $\Delta z = z' - z$ , где  $\mathbf{k}$  — пространственная, а  $z$  — временная части четырехмерного вектора  $k$ ), т. е.

$$F = F(\Delta \mathbf{k}^2 - \Delta z^2). \quad (4)$$

В системе центра тяжести передача энергии  $\Delta z = 0$  и форм-фактор допускает толкование изображения как некоторого пространственного распределения

$$\rho(\xi) = \int F(\Delta \mathbf{k}^2) e^{i\Delta \mathbf{k} \cdot \xi} d(\Delta \mathbf{k}). \quad (5)$$

Однако это распределение будет наложением двух распределений — «до опыта» и «после опыта». Если согласиться такое обобщенное распределение рассматривать как изображение структуры частицы, то при достаточно большом числе актов рассеяния (при «большой статистике», как обычно говорят) и при достаточно короткой длине волны  $\lambda$  в принципе, возможно получить как угодно точную картину подобного оптического изображения частицы.

### Б. Неупругие процессы

С уменьшением длины волны  $\lambda$ , т. е. с увеличением энергии рассеиваемых частиц, возрастает значение неупругих процессов. Роль их особенно велика в случае сильных взаимодействий. Имеющиеся в

настоящее время экспериментальные данные по пион-нуклонному и нуклон-нуклонному взаимодействиям указывают, что сечения взаимодействий не уменьшаются с увеличением энергии, а скорее остаются постоянными. Это видно, например, из табл. I, где вместе со статистическими ошибками измерений приведены экспериментальные значения сечений неупругих взаимодействий протонов и нейтронов с ядрами железа при больших энергиях<sup>5,6</sup>. Средняя энергия для каждого интервала в табл. I вычислена

Таблица I

Интервал энергии (Бэв)	Средняя энергия (Бэв)	$\sigma_{in}(n+Fe)$ ( $\times 10^{24}$ см <sup>2</sup> )	$\sigma_{in}(p+Fe)$ ( $\times 10^{24}$ см <sup>2</sup> )
28—58	37	$0,60 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,05$
58—121	77	$0,62 \pm 0,05$	$0,61 \pm 0,06$
121—387	178	$0,67 \pm 0,13$	$0,79 \pm 0,25$
28—387	50	$0,61 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,04$

с учетом энергетического спектра протонов в атмосфере. К аналогичным заключениям приводят также измерения Григорова с сотрудниками<sup>6</sup>, Бегжанова и др.<sup>7</sup>. Менее ясны тенденции в случае электромагнитных взаимодействий. Однако вряд ли при высоких энергиях электромагнитное взаимодействие можно рассматривать отдельно от других взаимодействий, в частности, от взаимодействий, порождающих  $\mu$ -мезоны и нейтрино. Теоретические оценки показывают, что при очень высоких энергиях эти процессы становятся сильными в том смысле, что сечения становятся больше  $\pi\lambda^2$  ( $\lambda$  — длина волны фотона)<sup>8</sup>.

Представляется весьма вероятным, что постоянство сечений неупругих процессов при больших энергиях может быть общим явлением и это обстоятельство может иметь принципиальное значение для пространственно-временного описания явлений в малых масштабах.

Действительно, с ростом энергии число возможных каналов неупругих процессов будет возрастать; это означает, что сечение упругого недифракционного рассеяния с ростом энергии будет стремиться к нулю. Но именно это упругое рассеяние является источником информации о пространственно-временной структуре частиц; между тем, с ростом энергии все упругое рассеяние будет постепенно сводиться к дифракционному, которое полностью определяется неупругими процессами.

Эти соображения могут быть иллюстрированы выводами статистической теории множественного рождения частиц. По этой теории для  $(\pi, p)$ -столкновений при  $E=5$  Бэв сечение упругого недифракционного рассеяния  $\sigma_{nd}=6 \cdot 10^{-3}\sigma_{in}$  ( $\sigma_{in}$  — сечение неупругих процессов), а при  $E=7$  Бэв,  $\sigma_{nd}=1,5 \cdot 10^{-3}\sigma_{in}$ , в то время как сечение дифракционного рассеяния  $\sigma_d=0,3\sigma_{in}$ <sup>9</sup>. Аналогично для  $(p, p)$ -столкновений  $\sigma_{nd}=5 \cdot 10^{-3}$ ;  $1 \cdot 10^{-3}$ ;  $2,5 \cdot 10^{-4}$  от  $\sigma_{in}$  при  $E=5$ ; 7 и 10 Бэв, в то время как  $\sigma_d=0,3\sigma_{in}$ .

Постоянство дифракционного рассеяния, возможно, указывает, что некоторая малая внутренняя область частицы рассеивает как «черный шарик» радиуса  $R$ . Ясно, что максимальная информация, получаемая в этом случае из картины рассеяния, будет ограничиваться сведениями о внешнем размере этого «черного шарика». Величина  $R$  с этой точки зрения будет тем масштабом длины, который определяет истинную нелокальность (см. рис. 2). Этот размер не является какой-либо универсальной длиной, а зависит от рода взаимодействия\*).

\* ) Заметим, что размер «черного шарика»  $R$ , определяющий масштаб нелокальности, может быть введен в теорию релятивистски-инвариантным способом<sup>10</sup>.

В настоящее время мы еще не имеем экспериментального доказательства существования «черной» области внутри нуклонов. Однако анализ экспериментальных данных по  $(\pi, p)$ - и  $(p, p)$ -рассеянию показывает, что действительно наблюдается тенденция к возникновению «черноты» в центральной области нуклона, в то время как периферические области нуклона остаются полупрозрачными («серыми») <sup>10-14</sup>. Если рассеяние в этих областях является также чисто дифракционным, т. е.  $\sigma_{nd} \cong 0$ ; оно все же может быть использовано для получения информации о распределении поглощения  $\pi$ -мезонов или нуклонов внутри нуклона, если эти частицы имеют достаточно малую длину волны. Таким образом, изучение дифракционного рассеяния частиц следует также рассматривать как средство изучения структуры нуклона. В этой связи следует подчеркнуть также принципиальную важность дальнейших измерений сечений взаимодействия с различными ядрами космических лучей сверхвысоких энергий. Используя оптическую модель, из этих измерений можно получить сечения взаимодействия элементарных частиц при сверхвысоких энергиях <sup>7,15</sup>.

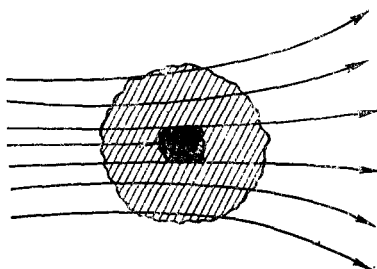


Рис. 2. «Серая» и «черная» области внутри нуклона. Упругое рассеяние при  $\lambda \rightarrow 0$  становится, в основном, дифракционным. «Черная» область — возможная область «нелокальности».

## В. Другие методы изучения структуры нуклонов

Кроме процессов рассеяния некоторые данные о структуре нуклонов дает изучение связанных состояний: сверхтонкое расщепление линий водородного спектра, спектр  $\mu$ -мезонных атомов <sup>16</sup>. Однако все эти методы дают лишь грубые средние характеристики структуры нуклонов, не идущие в сравнение с результатами, достигаемыми в опытах по рассеянию быстрых частиц (электронов,  $\pi$ -мезонов, нуклонов).

Таблица II

Длины волн различных лучей

Источник лучей	Природа лучей	Длина волн в системе центра масс нуклона и рассеивающейся частицы (луча) в единицах $\lambda = 10^{-13}$ см
Беватрон Беркли 6 Бэв	Протоны (6,15 Бэв)	0,12
	Пионы (5 Бэв)	0,13
Синхрофазотрон ОИЯИ	Протоны (10 Бэв)	0,09
	Пионы (8 Бэв)	0,10
Синхрофазотрон 50 Бэв	Протоны (50 Бэв)	0,04
	Пионы (50 Бэв)	0,04
	Электроны (1 Бэв)	0,35
Линейный ускоритель электронов в Станфорде		
Встречные пучки протонов по 10 Бэв (перспектива)	Протоны + протоны по 10 Бэв	0,018
Встречные пучки протонов и электронов по 10 Бэв (перспектива)	Протоны + электроны по 10 Бэв	0,019
Встречные пучки электронов по 500 Мэв (перспектива)	Электроны + электроны по 500 Мэв	0,4

Поэтому в заключение этого раздела будет уместным указать те длины волн, которыми располагают сейчас экспериментаторы, и на некоторые перспективные возможности. Эти данные приведены в табл. II \*).

### § 3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА

Предположение о существовании облака заряженных мезонов в нуклоне делает крайне интересным изучение рассеяния быстрых электронов на нуклонах \*\*).

Теоретически можно вычислить плотность электрического заряда  $\rho_\pi(r)$  и магнитного момента  $\mathfrak{M}_\pi(r)$  пионного облака в нуклоне, пользуясь теорией Чу — Лоу. В этой теории нуклон рассматривается как протяженный источник мезонного поля. При этом он считается бесконечно тяжелым, так что отдача при виртуальных процессах не принимается во внимание.

Протяженность нуклона как источника мезонного поля можно представить себе как результат образования в центральной области нуклона пар нуклонов, антинуклонов и гиперонов. В первом исчезающем приближении Зальман получил<sup>18</sup>

$$\rho_\pi(r) = -\frac{4e\tau_3}{(2\pi)^5} \left(\frac{f}{\mu}\right)^2 \int \frac{v(k)v(k')(\mathbf{k}\mathbf{k}')}{\omega(k)\omega(k')[\omega(k)+\omega(k')]} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}} d^3(kk'), \quad (6)$$

$$\mathfrak{M}_\pi(r) = -\frac{2ie\tau_3}{(2\pi)^5} \left(\frac{f}{\mu}\right)^2 \int \frac{v(k)v(k')(\mathbf{k}\boldsymbol{\sigma})}{\omega^2(k)\omega^2(k')} [\mathbf{r}[\mathbf{k}\mathbf{k}']] e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}} d^3(kk'), \quad (7)$$

где  $\omega(k) = \sqrt{k^2 + \mu^2}$ ,  $\mu = m_\pi c/\hbar$  и  $v(k)$  — обрезающая функция, описывающая распределение источников  $\pi$ -мезонного поля

$$S(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int v(k) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3k. \quad (8)$$

Вид функции  $S(r)$  при больших значениях  $r$  ( $r > \hbar/m_\pi c$ ) слабо влияет на выводы теории, так как плотность источников, описываемая ею, при  $r > \hbar/m_\pi c$  заметно меньше, чем их плотность в центральных областях нуклона. С достаточной степенью точности можно считать  $S(r) \cong 0$  при  $r > \hbar/m_\pi c$ . (Ср. теорему Гаусса в электродинамике.)

При  $\xi = r/(\hbar/m_\pi c) > 1$  плотность заряда (6) независимо от выбора форм-функции  $v(k)$  можно переписать в виде

$$\rho_\pi(r) = -\tau_3 e\mu^3 f^2 \frac{2}{(2\pi)^{3/2}} \frac{e^{-2\xi}}{\xi^2} \left\{ \frac{1}{V2\xi+4} + \frac{4}{\xi V2\xi+5} + \frac{13}{2\xi^2 V2\xi+6} + \dots \right\}. \quad (9)$$

Аналогично при  $\xi > 1$  выражение для плотности магнитного момента (7) можно представить в виде

$$\mathfrak{M}_\pi(r) = \tau_3 e\mu^2 c \frac{f^2}{4\pi} [\mathbf{n}[\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}]] \frac{e^{-2\xi}}{\xi^2} \left\{ 1 + \frac{2}{\xi} + \frac{1}{\xi^2} \right\}. \quad (10)$$

Здесь  $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ .

\*) Для справок приведем удобное для вычислений выражение длины волны  $\lambda$  частицы луча в системе центра масс:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{V\sqrt{1-V^2}}{V T_2(T_2+2M) - V(T_2+M)},$$

где  $V = \{V T_2(T_2+2M) - V T_1(T_1+2)\}/(T_2+T_1+M+1)$ ;  $T_2$ ,  $T_1$ , — соответственно, кинетические энергии частицы луча и частицы, которая рассматривается как мишень в лабораторной системе координат;  $M$  — масса частицы луча.  $T_2$ ,  $T_1$ ,  $M$  выражены в единицах массы частицы мишени;  $\lambda_0 = \hbar/mc$  — комптоновская длина волны частицы мишени.

\*\*) Впервые вопрос об этом был поставлен в диссертации Саакяна<sup>17</sup>.

Существенно, что эти асимптотические выражения не зависят от формы источника мезонного поля (т. е. от вида функции  $v(k)$ ). Однако, как будет видно из дальнейшего (см. далее рис. 6) в области  $r > 1/\mu$  сосредоточена лишь малая часть мезонного облака (это, так сказать, «стратосфера» нуклона). Выражение (6) для  $\rho_\pi(r)$  легко приводится к виду

$$\rho_\pi(r) = e\mu^3\tau_3 \frac{4f^2}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d\xi \left( \frac{dI}{dr} \right)^2, \quad (11)$$

где

$$I(r) = \int \frac{v(k)}{\omega(k)} e^{ikr - \xi\omega(k)} d^3k; \quad (12)$$

$\varphi$  — новая вспомогательная переменная.

Выполняя в (12) интегрирование по углам и обозначая  $v(k) \equiv V(\omega)$ , получим

$$I(r) = \frac{2\pi}{ir} V\left(-\frac{d}{d\xi}\right) Q(\xi; r) + \text{компл. сопряж.}, \quad (13)$$

$$Q(\xi; r) = \int_1^\infty e^{-\xi\omega + ir(\omega^2 - 1)^{1/2}} d\omega. \quad (14)$$

Полагая, далее,  $\omega = \cosh t$  и вводя  $\rho = V\xi^2 + r^2$ , получим

$$I(r) = -\frac{4\pi}{r} V\left(-\frac{d}{d\xi}\right) \frac{dK_0(\rho)}{dr}, \quad (15)$$

где  $K_0(\rho)$  — известная функция Бесселя.

Выберем обрезающий форм-фактор  $V(\omega)$  в виде

$$V(\omega) = e^{-\beta(\omega-1)}, \quad (16)$$

где  $\beta$  — параметр обрезания. В этом случае оператор  $V$  в (15) становится просто оператором смещения  $\xi \rightarrow \xi + \beta$  и плотность заряда (11) записывается в удобном для численных расчетов виде

$$\rho_\pi(r) = e\mu^3\tau_3 \frac{2f^2}{\pi^3} e^{2\beta} r^2 \int_{V\beta^2+r^2}^\infty K_2(\rho) \frac{d\rho}{\rho^3 V\rho^2 - r^2}. \quad (17)$$

Подобным же образом может быть преобразовано и выражение для плотности магнитного момента (7):

$$\mathfrak{M}_\pi(r) = e\mu^3c\tau_3 \frac{f^2}{2(2\pi)^3} e^{2\beta} [r[\sigma r]] \left\{ \int_{V\beta^2+r^2}^\infty K_2(\rho) \frac{d\rho}{\rho V\rho^2 - r^2} \right\}^2. \quad (18)$$

Вообще говоря, плотности  $\rho_\pi(r)$  и  $\mathfrak{M}_\pi(r)$  существенно зависят от вида форм-фактора  $V(\omega)$ , а при нашем выборе  $V(\omega)$  — от величины параметра обрезания  $\beta$ . На рисунках 3 и 4 приведены в зависимости от величины параметра  $\beta$  значения электрического заряда пionicного облака

$$Q_\pi = \int \rho_\pi(r) d^3x \quad (19)$$

и его магнитного момента

$$\kappa_\pi = \int \mathfrak{M}_\pi(r) d^3x, \quad (20)$$

а также значения соответствующих средних квадратичных радиусов

$$\langle r_e^2 \rangle_\pi = \frac{1}{e} \int \rho_\pi(r) r^2 d^3x \quad (21)$$

и

$$\langle r_m^2 \rangle_\pi = \frac{0,6}{\chi} \int \mathfrak{M}_\pi(r) r^2 d^3x. \quad (22)$$

Здесь  $e = 1$  — заряд протона  $\chi = 1,85 \hbar/2Mc$  — аномальный магнитный момент протона. (Коэффициент 0,6 введен, чтобы значения  $\langle r_m^2 \rangle_\pi$  согласовать с формулой (30); см. далее. Ср. также с<sup>18</sup>.)

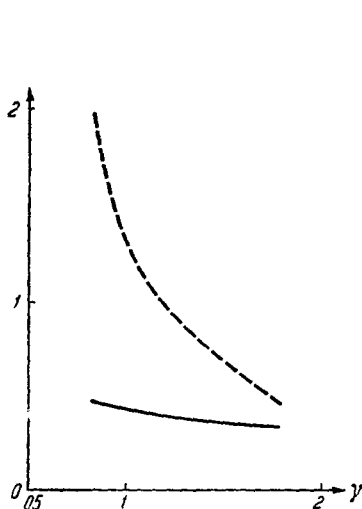


Рис. 3. Пунктирная линия — зависимость электрического заряда пионного облака нуклона  $Q_\pi$  от величины параметра обрезания  $\beta$ . Сплошная линия — то же для электрического радиуса  $\langle r_e^2 \rangle_\pi$ .

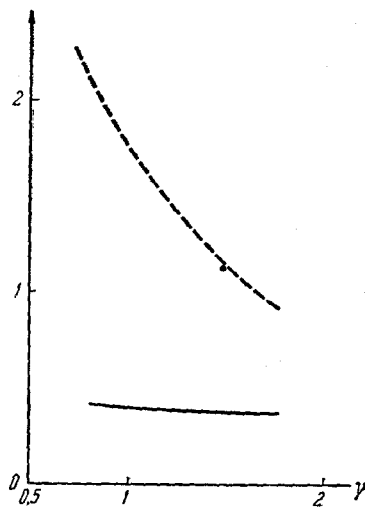


Рис. 4. Пунктирная линия — зависимость магнитного момента пионного облака  $\chi_\pi$  от величины параметра обрезания  $\beta$ . Сплошная линия — то же для магнитного радиуса  $\langle r_m^2 \rangle_\pi$ .

Из этих рисунков видно, что заряд и магнитный момент очень чувствительны к выбору  $\beta$ , в то время как значения средних квадратичных радиусов остаются почти постоянными в широком диапазоне изменений параметра  $\beta$ .

Мы выберем значение  $\beta$  таким образом, чтобы теоретическая  $P$ -фаза для рассеяния  $\pi$ -мезонов на нуклонах наилучшим образом согласовалась с экспериментом в области малых энергий (как известно, в области малых энергий  $P$ -фаза является определяющей). Вычисления показали, что  $\beta \cong 1/7$ .

В этом случае (см. рис. 3 и 4)

$$\left. \begin{aligned} Q_\pi &= 0,76 \text{ (заряд протона принят за единицу);} \\ \chi_\pi &= 1,2 \text{ (в единицах } e\hbar/2Mc); \\ \langle r_e^2 \rangle_\pi &= (0,62 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2; \\ \langle r_m^2 \rangle_\pi &= (0,62 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Для указанного выбора форм-фактора и параметра обрезания мы вычислили плотность электрического заряда, заключенного в сферическом



слое,  $d_{\pi}(r) = 4\pi r^2 \rho_{\pi}(r)$  для широкого интервала значений  $r^*$ ). Результаты этих вычислений приведены в табл. III.

Как видно из этой таблицы, электрический заряд, заключенный в периферической области  $r > \hbar/m_{\pi}c$ , незначителен по сравнению с зарядом пионного облака в центральных областях нуклона.

Возможность проверить выводы теории создались благодаря пуску электронного линейного ускорителя в Станфорде, где за последние годы группой Хофштадтера были выполнены измерения рассеяния электронов с энергией  $E = 100 \div 650$  Мэв в водороде и дейтерии. Мы не будем вдаваться в подробности этих опытов, поскольку они детально описаны в <sup>21-23</sup>, и ограничимся лишь напоминаниями о наиболее существенных пунктах, необходимых нам в последующем.

Таблица III

Распределение электрического заряда пионного облака в нуклоне

$r \cdot m_{\pi} c / \hbar$	0	0,05	0,075	0,0875	0,1	0,125
$d_{\pi}(r) \left( \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right) \frac{1}{e}$	0	0,17	0,58	0,88	1,13	1,64
$r \cdot m_{\pi} c / \hbar$	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
$d_{\pi}(r) \left( \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right) \frac{1}{e}$	1,95	2,05	1,46	0,9	0,55	0,35
$r \cdot m_{\pi} c / \hbar$	1,0	1,5	2,0			
$d_{\pi}(r) \left( \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right) \frac{1}{e}$	0,146	0,082	0,0145			

Основная идея опытов заключалась в установлении отклонений от рассеяния электронов с энергией  $E$  на точечном нуклоне с аномальным магнитным моментом  $\kappa$ . Это рассеяние описывается формулой Розенблюта <sup>24</sup>:

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{F=1} = \sigma_{NS} \left\{ 1 + \frac{\hbar^2 q^2}{4M^2 c^2} \left[ 2(1+\kappa)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \kappa^2 \right] \right\}, \quad (24)$$

где

$$\sigma_{NS} = \left( q \frac{e^2 \hbar c}{4E^2} \right) \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (25)$$

— формула Мотта для рассеяния электрона на точечном заряде;  $q = \frac{2F}{\hbar c} \sin \frac{\theta}{2} / \sqrt{1 + \frac{2E}{Mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$  — переданный импульс,  $\theta$  — угол рассеяния электрона в лабораторной системе координат.

\*) Вычисленные значения  $\rho_{\pi}(r)$  существенно отличаются от значений, приведенных в работе Захаризена <sup>19</sup>. Однако, как сообщено в <sup>20</sup>, результаты Захаризена ошибочны.

Учет распределения заряда и момента внутри нуклона приводит к появлению форм-факторов  $F_e(q)$  и  $F_m(q)$  соответственно для заряда и магнитного момента, которые являются функциями передаваемого импульса  $q$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{NS} \left\{ F_e^2(q) + \frac{\hbar^2 q^2}{4M^2 c^2} \left[ 2(F_e(q) + \kappa F_m(q))^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \kappa^2 F_m^2(q) \right] \right\}. \quad (26)$$

При тех ограничениях, которые мы обсудили выше (см. § 2 А), форм-факторы являются фурье-образами от пространственных распределений электрического заряда  $\rho(r)$  и магнитного момента  $\mathfrak{M}(r)$ .

Анализ опытов Хофштадтера основан на формуле Розенблюта (24). Эта формула является лишь первым борновским приближением в задаче рассеяния (рис. 5, а). Второе приближение (см. рис. 5, а') для нуклона с точечным магнитным моментом, т. е. при  $F_m(q) = 1$ , расходится. Величины форм-факторов  $F_e(q)$  и  $F_m(q)$  определяются из опыта по приближенной формуле (26) и а priori нельзя утверждать, что  $F_e(q)$  и  $F_m(q)$  заметно отличаются от 1. Поэтому, строго говоря, для оправдания интерпретации экспериментальных результатов Хофштадтера необходимо показать, что второе борновское приближение много меньше первого при значениях  $F_e$  и  $F_m$ , получаемых по формуле (26). Недавно выполненные Дреллом и Фубини расчеты<sup>36</sup> действительно показали, что вклад второго борновского приближения в сечение

Рис. 5. Диаграммы Фейнмана для рассеяния электронов (а), (а') и для рождения электронно-позитронных пар (б), (б') на нуклоне. Сплошная двойная линия — протон, сплошная одиночная линия — электрон или позитрон, волнистая линия —  $\pi$ -мезон, пунктирная линия —  $\gamma$ -квант; заштрихованные области отмечают форм-фактор.

рассеяния не превышает 1% вплоть до энергий  $E \ll B_{\text{эв}}$ . Тем самым применение формулы Розенблюта (24) для анализа опытов Хофштадтера вполне оправдано.

Рассмотрим теперь основные результаты экспериментов для протона и для нейтрона.

### А. Протон

Подробные сводки экспериментальных результатов для угловых распределений упруго рассеянных электронов приведены в работах<sup>21-23</sup>. Экспериментальные кривые угловых распределений располагаются значительно ниже, чем это предсказывается формулой рассеяния на точечном электрическом и магнитном зарядах (24).

Экспериментальные и теоретические кривые могут быть совмещены лишь, если предположить, что имеет место рассеяние на протяженных электрическом заряде и магнитном моменте. Наилучшее согласие с опытом при этом удастся получить, если положить для протона

$$F_e(q) = F_m(q) \quad (27)$$

и соответствующее пространственное распределение  $\rho(r)$  (ср. (5)) выбрать в виде

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi a^3} e^{-r/a}; \quad a = 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ см}, \quad (28)$$

т. е.  $a \sim \hbar/Mc$ .

Соответствие этой формулы с теорией будет рассмотрено ниже.

Для малых значений  $q$  форм-факторы могут быть разложены в ряды

$$F_e(q) = 1 - \frac{1}{6} \langle r_e^2 \rangle_p q^2 + \dots, \quad (29)$$

$$F_m(q) = 1 - \frac{1}{6} \langle r_m^2 \rangle_p q^2 + \dots, \quad (30)$$

где

$$\langle r_e^2 \rangle_p = \frac{1}{e} \int r^2 \rho(r) d^3x \quad (31)$$

— средний квадратичный «электрический» радиус протона,  $e = 1$  — заряд протона,

$$\langle r_m^2 \rangle_p = \frac{1}{\kappa} \int r^2 \mathfrak{M}(r) d^3x \quad (32)$$

— средний квадратичный «магнитный» радиус протона,  $\kappa = 1,85$  — аномальный момент протона.

Это определение  $\langle r_e^2 \rangle$  и  $\langle r_m^2 \rangle$  принимается и для нейтрона (аномальный магнитный момент нейтрона  $\kappa_n \approx -\kappa$ ).

В соответствии с (28)

$$V \langle r_e^2 \rangle_p = (0,80 \pm 0,04) \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (33)$$

Приблизительно таково же значение и  $V \langle r_m^2 \rangle_p$ .

Вообще, в связи с равенством электрических и магнитных форм-факторов, следует заметить, что на самом деле оно установлено лишь с точностью около 20%<sup>22, 25</sup>.

## Б. Нейтрон

Для исследования электромагнитной структуры нейтрона группой Хофштадтера были выполнены эксперименты по рассеянию быстрых электронов на дейтонах. Результаты, полученные из этих экспериментов, а также из опытов по рассеянию медленных, «тепловых» нейтронов на атомах (см. далее), оказались совершенно неожиданными, даже парадоксальными.

Из опыта следовало, что теоретически рассчитанное угловое распределение упруго рассеянных на дейтоне электронов наилучшим образом удается согласовать с опытом, если предположить, что пространственные распределения магнитных моментов у протона и нейтрона совпадают,

$$\left. \begin{aligned} F_m(q) &\equiv F_{mp}(q) = F_{mn}(q), \\ \langle r_m^2 \rangle_p &= \langle r_m^2 \rangle_n, \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

а электрический форм-фактор нейтрона не отличается от нуля. Последнее означает, что электрический радиус нейтрона, в отличие от протона, очень мал,

$$\langle r_e^2 \rangle_n \cong 0. \quad (35)$$

Сведения об электрической структуре нейтрона можно получить также из опытов с неупругим рассеянием электронов на дейтонах.

Так как дейтон является слабо связанной системой, то при больших передачах импульса протон и нейтрон с большой точностью можно считать независимыми. В этом случае дифференциальное сечение рассеяния электронов на дейтоне  $(d\sigma/d\Omega)_d$  почти равно сумме дифференциальных сечений рассеяния электрона на протоне и нейтроне,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_d = (1 + \Delta) \left[ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_n + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_p \right], \quad (36)$$

где  $\Delta$  — поправка порядка нескольких процентов, учитывающая кинетические эффекты движения нуклонов в дейтоне, взаимодействие нуклонов в конечном состоянии и т. д.<sup>23, 26</sup>.

Используя экспериментальные значения  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d$  и  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$  и полагая равными магнитные форм-факторы для протона и нейтрона, Хофштадтер получил хорошее согласие с опытом теоретически рассчитанного сечения  $(d\sigma/d\Omega)_n$  при выборе электрического форм-фактора нейтрона  $F_{en}(q)$  равным нулю.

Таким образом, два независимых опыта — упругое и неупругое ( $ed$ )-рассеяние — приводят к одному и тому же выводу о распределении зарядов и токов в нейтроне. Вывод о малости электрического радиуса нейтрона подтверждается также опытами по рассеянию очень медленных, «тепловых» нейтронов на атомах\*). Эти опыты требуют огромной точности, так как медленный нейтрон рассеивается как на ядре атома, так и на его электронах. Наиболее точные результаты в этих опытах были получены Хевенсом, Раби и Райнветером<sup>27</sup>.

Амплитуда рассеяния в этом случае может быть записана в виде  $a_i = a_n + Za_e$ , где  $a_n$  — амплитуда рассеяния нейтрона на ядре,  $a_e$  — амплитуда рассеяния на электроне,  $Z$  — количество электронов в атоме. Оказалось, что  $a_n \sim 10^{-12}$  см;  $a_e \sim 1,5 \cdot 10^{-16}$  см. Из этих цифр видно, что сечение на атоме с большим  $Z$  отличается от сечения на ядре всего лишь на несколько процентов. Взаимодействие электрона с нейтроном при малых энергиях выражается значением эффективного потенциала  $V_0$ , который с амплитудой рассеяния связан соотношением

$$V_0 \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^3 = \frac{3\hbar^2}{2M} a_e. \quad (37)$$

Вычисление  $V_0$  в рамках релятивистской теории дает выражение

$$V_0 = 3e \left( \frac{m_e c^2}{e^2} \right)^3 \left[ \langle r_e^2 \rangle_n + \frac{\hbar}{2Mc} \kappa_n \right]. \quad (38)$$

Как видно,  $V_0$  состоит из двух частей: первая обусловлена распределением электрического заряда в нейтроне (часть пропорциональная  $\langle r_e^2 \rangle_n$ ), вторая определяется величиной аномального магнитного момента  $\kappa_n$ .

Экспериментальное значение  $V_0 = -(3860 \pm 370)$  эв, а вклад от магнитного момента нейтрона  $\kappa_n = -1,91$  равен  $-4080$  эв. Таким образом, на электрическое взаимодействие приходится  $(30 \pm 200)$  эв. Соответствующее значение «электрического» радиуса нейтрона, допустимое ошибкой эксперимента, не может превышать 10% от «электрического» радиуса протона,

$$\sqrt{\langle r_e^2 \rangle_n} \leq 0,1 \cdot \sqrt{\langle r_e^2 \rangle_p}. \quad (39)$$

\*) При этом используются атомы благородных газов с равным нулю магнитным моментом электронной оболочки, чтобы исключить дополнительное магнитное взаимодействие с нейтроном.

Таким образом, анализ экспериментальных данных по нейтрону кажется не согласующимся с пионной моделью, согласно которой по соображениям зарядовой независимости взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами заряд  $\pi$ -мезонного облака в нейтроне должен быть равен и противоположен по знаку заряду этого облака в протоне,

$$\rho_{\pi p}(r) = -\rho_{\pi n}(r) \quad (40)$$

и, следовательно, квадратичные радиусы этих распределений также должны быть равными.

В этом и видят обычно парадоксальность результатов опытов с рассеянием электронов на нейтронах.

Как будет показано в дальнейшем, эта парадоксальность в действительности оказывается кажущейся. Она основана на неоправданном применении элементарной теории Юкавы к центральным областям нуклона.

#### § 4. КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ И АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ХОФШТАДТЕРА

Возникшее разногласие между теорией и экспериментальными данными по распределению заряда в нейтроне заставляет более подробно проанализировать все условия опыта и теоретические предпосылки исследований по рассеянию электронов на нуклонах.

##### А. Границы электродинамики

В Станфорде любят обращать внимание на то, что в основе теоретического анализа рассеяния электронов на нуклонах лежит предположение о возможности применения электродинамики вплоть до очень малых расстояний. А вдруг имеет место «break-down» электродинамики? Последние экспериментальные работы В. Пановского и Рихтера<sup>25</sup> и теоретические исследования Дрелла<sup>28</sup> направлены к изучению этой проблемы.

В случае упругого рассеяния электронов на протонах можно предположить, что все наблюдаемое отступление от точечности нуклона или его значительная часть обязаны не структуре нуклона, а нарушению электродинамики («break-down») в области масштаба  $\Lambda_\gamma$ . Единственный вывод, который пока можно сделать из такого предположения, это тот, что если такое нарушение электродинамики действительно имеет место, то

$$\Lambda_\gamma \lesssim 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Интересные возможности в этом отношении представляет также изучение процесса фоторождения пар:  $\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$  (см. рис. 5, б и 5, б'). В этом случае изучаются отступления во взаимодействии электрона с фотоном. Однако соответствующие опыты находятся еще только в начальной стадии. Точность выполненных до настоящего времени опытов дает еще более высокую границу для возможных отклонений от известных законов электродинамики:

$$\Lambda_e \lesssim 0,6 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Теоретически можно ожидать нарушения электродинамики с участием  $\mu$ -мезонов и нейтрино  $\nu$  (например,  $e + e \rightarrow \mu + \mu$ ;  $\gamma + e \rightarrow \mu + \nu + \nu'$ ) в пространственных областях  $\lambda < 10^{-16} \text{ см.}$  Исследование таких малых пространственных областей еще далеко от экспериментальных возможностей, имеющихся в настоящее время (см. табл. II).

Таким образом, нет еще никаких экспериментальных данных, которые позволили бы считать, что в интересующих нас явлениях существенную роль могут играть отступления от законов квантовой электродинамики.

### Б. Роль неупругих процессов

Наряду с упругим процессом рассеяния электронов на нуклонах имеют место и неупругие процессы; например, для протона имеем реакции

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma \text{ (тормозные излучения),} \quad (41)$$

$$e + p \rightarrow e + p + e^+ + e^- \text{ (рождение пар),} \quad (42)$$

$$e + p \rightarrow \begin{cases} e + n + \pi^+ \\ e + p + \pi^0 \end{cases} \text{ (рождение мезонов).} \quad (43)$$

Эти неупругие процессы, в принципе, могли бы давать вклад в упругое рассеяние благодаря возможному возникновению дифракционного рассеяния. Однако во всех этих процессах число участвующих фаз велико, а сами фазы малы. В подобных случаях неупругое сечение должно во много раз превосходить упругое, чтобы дифракционное рассеяние стало заметным. Действительно, сечение упругого рассеяния равно (в обычных обозначениях)

$$\sigma_{el} = \sum_l \frac{\pi (2l+1)}{k^2} |1 - \beta_l e^{2i\delta_l}|^2 = \sum_e \frac{\pi (2l+1)}{k^2} [4\beta_l \sin^2 \delta_l + (1 - \beta_l)^2]. \quad (44)$$

Сечение неупругих процессов

$$\sigma_{in} = \sum_l \frac{\pi (2l+1)}{k^2} (1 - \beta_l^2). \quad (45)$$

Если фазы неупругого процесса малы, т. е.

$$\beta_l = 1 - \varepsilon_l; \quad \varepsilon_l \ll 1,$$

тогда

$$\sigma_{in} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) 2\varepsilon_l + O(\varepsilon_l^2), \quad (46)$$

$$\sigma_d = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \{4\delta_l^2 + \varepsilon_l^2\}. \quad (47)$$

Чтобы неупругий процесс давал заметный вклад в упругое рассеяние, необходимо, чтобы  $\varepsilon_l \sim \delta_l$ . Поэтому

$$\sigma_{in} \sim a\varepsilon; \quad \sigma_d = a\varepsilon^2,$$

т. е.

$$\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}} \sim \frac{1}{\varepsilon} \quad \text{или} \quad \sigma_{in} \gg \sigma_{el}. \quad (48)$$

Это и есть искомое условие.

Оценки, произведенные нами на основе этого неравенства, показали, что дифракционное рассеяние, вызванное рождением пионов (реакция (43)) несущественно. По-видимому, то же относится и к процессам (41) и (42): тормозное излучение велико в основном в области малых углов и трудно ожидать, что оно даст существенные дифракционные эффекты при углах рассеяния  $> 30^\circ$ , где выполнены измерения Хофштадтера (см. (29)). Сечение же образования пар приблизительно на два порядка ( $\sim e^2/\hbar c$ ) меньше сечения тормозного излучения.

### В. Анализ рассеяния электронов на протонах и нейтронах

Обычно подчеркивается, что мезонная теория в том пункте, где речь идет о распределениях электрического заряда и магнитного момента, решительно не согласуется с опытом. Однако это утверждение является слишком категорическим.

Действительно, с опытом сравниваются распределения (6) и (7). Но эти распределения получены для мезонного поля, порожденного бесконечно тяжелым нуклоном, и справедливы лишь в периферических ( $r > \hbar/m_\pi c$ ) областях нуклона.

Нет никаких оснований надеяться, что эти распределения справедливы во всей области значений  $r$ ; наоборот, следует ожидать значительных отклонений от них в областях  $r < \hbar/m_\pi c$  (т. е. при импульсах  $q > m_\pi c$ ), где, кроме отдачи, существенным образом должны сказаться также и свойства внутренних областей нуклона.

Представляется более последовательным записать распределение электрического заряда нуклона  $\rho_N(r)$  и его магнитного момента  $\mathfrak{M}_N(r)$  в виде сумм

$$\rho_N(r) = \tau_3 \rho_\pi(r) + \rho_{hN}(r), \quad (49)$$

$$\mathfrak{M}_N(r) = \tau_3 \mathfrak{M}_\pi(r) + \mathfrak{M}_{hN}(r), \quad (50)$$

где через  $\rho_{hN}(r)$  и  $\mathfrak{M}_{hN}(r)$  обозначены плотности электрического заряда и магнитного момента, сосредоточенные в центральной части нуклона и обусловленные парами нуклонов и антинуклонов, «странными» частицами (заряд и магнитный момент ядра нуклона), а также двух-трех- и другими высшими пионными состояниями. В настоящее время мы еще очень мало знаем об этих состояниях и будем их пока относить также к ядру нуклона.

Естественно ожидать, что  $\rho_{hN}(r)$  и  $\mathfrak{M}_{hN}(r)$  будут убывать с ростом  $r$  быстрее, чем  $\rho_\pi(r)$  и  $\mathfrak{M}_\pi(r)$ .

Рассмотрим подробнее электрический радиус нуклона. В соответствии с определениями (31) и (49)

$$\langle r_e^2 \rangle_N = \langle r_e^2 \rangle_{hN} + \tau_3 \langle r_e^2 \rangle_\pi, \quad (51)$$

где  $\langle r_e^2 \rangle_{hN}$  — средний квадратичный радиус нуклонного ядра. Об изотопической симметрии этих выражений см. § 6 В.

Полагая

$$\rho_{hN}(r) = Q_{hN} \rho_c(r), \quad (52)$$

где  $Q_{hN}$  — полный заряд ядра, и обозначая

$$\langle r_e^2 \rangle_c = \frac{1}{e} \int r^2 \rho_c(r) d^3x, \quad (53)$$

можем переписать (51) в виде

$$\langle r_e^2 \rangle_N = Q_{hN} \langle r_e^2 \rangle_c + \tau_3 \langle r_e^2 \rangle_\pi. \quad (54)$$

Из опыта известно, что электрический радиус нейтрона очень мал  $\langle r_e^2 \rangle_n \approx 0$ . Отсюда следует, что

$$\langle r_e^2 \rangle_c = \frac{1}{Q_{hN}} \langle r_e^2 \rangle_\pi, \quad (55)$$

$$\langle r_e^2 \rangle_p = \langle r_e^2 \rangle_c. \quad (56)$$

Учитывая численные значения (23), получим, что

$$\left. \begin{aligned} Q_{kn} &= +0,76; \\ \langle r_e^2 \rangle_p &= (0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Таким образом, полагая электрический радиус нейтрона равным нулю, мы получаем очень близкое к экспериментальному значение электрического радиуса протона (ср. (33)).

Форма распределения заряда в ядре остается еще достаточно произвольной (так как известны лишь интегральные величины  $Q_{kn}$  и  $\langle r_e^2 \rangle_c$ ). Для определенности мы выберем  $\rho_c(r)$  в виде

$$\rho_c(r) = \frac{e}{8\pi a^3} e^{-\frac{r}{a}}. \quad (58)$$

В этом случае, как легко убедиться,

$$\langle r_e^2 \rangle_c = 12a^2. \quad (59)$$

Теперь, чтобы получить  $\langle r_e^2 \rangle_c = (0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2$ , необходимо выбрать

$$a = \frac{1}{7} \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx \frac{\hbar}{Mc} = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}. \quad (60)$$

Таким образом, (58) есть пример ядра, который характеризуется малой длиной  $a$  и в то же время имеет большой средний квадратический радиус.

На рисунках 6,а и 6,б изображены кривые распределения плотности зарядов в протоне и нейтроне и в их ядрах  $d_p(r) = d_\pi(r) + d_{kp}(r)$ ;  $d_n(r) = -d_\pi(r) + d_{kn}(r)$  и  $d_{kp}(r) = Q_{kp}d_c(r)$ ;  $d_{kn}(r) = Q_{kn}d_c(r)$ .

Кривая для протона  $d_p(r)$  практически совпадает с кривой, полученной из обработки экспериментальных данных в работах Хофштадтера<sup>21-23</sup>. Что же касается плотности заряда в нейтроне, то видно, что она осциллирует около нуля, чем и объясняется малый электрический радиус нейтрона.

Вертикальной линией на рисунках 6,а и 6,б отделена область однопионной «атмосферы» нуклона от той области, где уже существенно примешиваются заряды ядра. Как видно, в однопионной области  $r > \hbar/m_\pi c$ . Область же, где законны асимптотические разложения (9), (10)

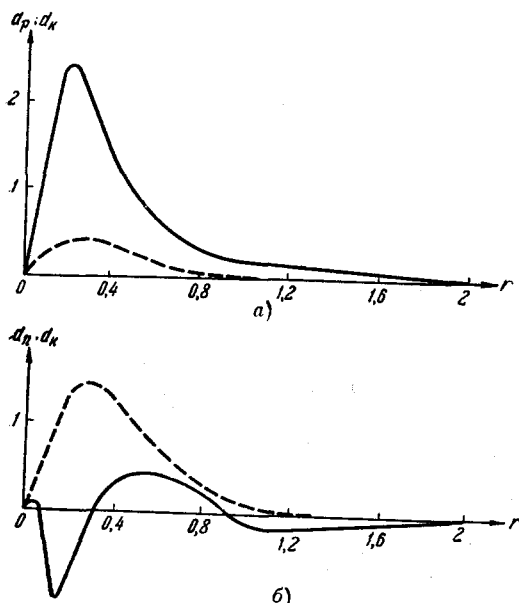


Рис. 6. Электромагнитное строение нуклона; а—строение протона; б—строение нейтрона. Сплошной кривой отмечено распределение электрического заряда в протоне и нейтроне; пунктирной кривой—соответствующие распределения электрического заряда в ядрах протона и нейтрона.

с одним или двумя членами, содержит крайне малое число мезонов и относится, образно выражаясь, к «стратосфере» нуклона.



Аналогичным образом может быть рассмотрена и магнитная структура нуклонов. Выбирая распределение магнитного момента в ядре нуклона снова в виде экспоненты

$$\mathfrak{M}_c(r) = \frac{\chi}{8\pi a^3} e^{-\frac{r}{a}} \quad (61)$$

и полагая для  $a$  значение (60), получим из условия  $\chi_p = -\chi_n = 1,85e\hbar/2Mc$  для средних квадратичных магнитных радиусов протона и нейтрона значения

$$\langle r_m^2 \rangle_p = \langle r_m^2 \rangle_n = (0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2, \quad (62)$$

что хорошо согласуется с экспериментальными значениями, полученными Хофштадтером.

Таким образом, предположив существование в нуклоне ядра, можно согласовать всю совокупность экспериментальных данных по рассеянию быстрых электронов на протонах и дейтонах и медленных нейтронов на атомах с основными представлениями современной мезонной теории.

При этом распределение заряда и магнитного момента ядра определяются малой длиной  $a \approx \hbar/Mc \ll \hbar/m_\pi c$ .

## § 5. НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ СТРУКТУРЫ НУКЛОНОВ

В этом параграфе мы рассмотрим еще два вопроса, связанных с электромагнитной структурой нуклона. Это — эффект поляризуемости мезонного облака в нуклоне и вопрос об электромагнитной массе нуклонов.

### А. Электрическая поляризуемость мезонного облака в нуклоне

Для выяснения свойств электромагнитной структуры нуклона, кроме рассеяния быстрых электронов, чрезвычайно важно рассмотреть другие эффекты, в которых может проявиться электромагнитная структура нуклона. Одним из таких эффектов является рассеяние медленных нуклонов в неоднородном электрическом поле, которое раздвинет облака разноименных зарядов в нуклоне и превратит нуклон в электрический диполь с индуцированным моментом  $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$ . Электрическая поляризуемость зарядов в нуклоне может проявиться в комптон-эффекте и при фоторождении пионов на нуклонах<sup>30</sup>, а также при рассеянии медленных нейтронов на ядрах<sup>31-33</sup>.

В первом приближении теории Чу (рис. 7)

$$\alpha = \frac{2}{3\pi} e^2 f^2 \frac{1}{\mu^3} \int \frac{k^2}{\omega(k)} \left\{ v^2(k) [-27k^4 + 34k^2\omega^2(k)] + \left( \frac{d\nu(k)}{dk} \right)^2 4k^2\omega^4(k) \right\} dk. \quad (63)$$

Здесь использованы те же обозначения, что и в формулах (6), (7).

Следует ожидать, что, как и при вычислении магнитных моментов нуклона и потенциала взаимодействия нейтрона с электроном, высшие члены разложения по постоянной связи не будут существенно менять результат.

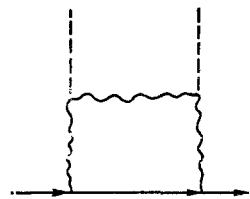


Рис. 7. Диаграмма Фейнмана для электрической поляризации мезонного облака в нуклоне. Сплошная линия — нуклон, волнистая — пион, пунктирная —  $\gamma$ -квант.

Из формулы (63) следует, что

$$\alpha = 1,6 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3, \text{ если } v(k) = 1/\{1 + (k/5,6)^2\};$$

$$\alpha = 1,8 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3, \text{ если } v(k) = \exp\{-k^2/2 \cdot (5,6)^2\}.$$

Эти значения получены для  $f^2/\hbar c = 0,08$ . Результаты расчетов в широком пределе мало чувствительны к выбору вида  $v(k)$ <sup>34, 35</sup>.

Вычисленное значение  $\alpha$  близко к значению, полученному А. М. Балдиным из анализа экспериментов по фоторождению и комптон-эффекту на нуклоне<sup>30</sup>

$$4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3 \leq \alpha \leq 1,4 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3,$$

но заметно меньше, чем значение  $\alpha \approx 8 \cdot 10^{-41} \text{ см}^3$ , полученное Ю. А. Александровым из опытов по рассеянию медленных нейтронов на тяжелых ядрах<sup>32</sup>. Необходим более строгий теоретический анализ экспериментов Ю. А. Александрова. Возможно, что здесь имеют место эффекты взаимодействия нейтрона с электронной оболочкой тяжелых ядер.

Экспериментальный результат, утверждающий, что поляризуемость нейтрона  $\alpha \neq 0$ , можно рассматривать как непосредственное доказательство существования заряженных «облаков» в нейтроне.

#### Б. Электромагнитная масса нуклонов и стабильность протона

Небольшая величина различия в массах протона и нейтрона ( $\Delta(Mc^2) = 2,5$  электронных масс) и зарядовая независимость «ядерного взаимодействия» нуклонов позволяют предполагать, что это различие имеет чисто электромагнитное происхождение. Отсылая читателя за подробностями к работе<sup>59</sup>, мы ограничимся лишь изложением качественной стороны дела.

В качестве первого приближения можно считать, что заряд ядра  $Q_{hN}$  и его магнитный момент  $\chi_{hN}$  сосредоточены в центре нуклона.

Тогда электромагнитная энергия нуклона может быть записана в виде

$$E_N = Q_{hN}\varphi_\pi(0) - \chi_{hN}H_\pi(0), \quad (64)$$

где

$$\varphi_\pi(r) = \int \rho_\pi(r) \frac{d^3x}{r}; \quad H_\pi(r) = \frac{1}{2c} \int [I_\pi r] \frac{d^3x}{r^3} \quad (65)$$

— электростатический потенциал и магнитное поле, создаваемое в центре нуклона облаком заряженных пионов,  $I_\pi$  — электрический ток мезонного поля.

Так как

$$Q_{hn} + Q_{hp} = e \quad (66)$$

и

$$\chi_{hp} - \chi_{hn} = e\hbar/2Mc \quad (67)$$

(здесь в магнитный момент ядра включен и дираковский магнитный момент «голого» нуклона), то

$$\Delta(Mc^2) = E_n - E_p = \frac{e\hbar}{2Mc} H_\pi(0) - e\varphi_\pi(0). \quad (68)$$

Как видно из этой формулы, устойчивость протона целиком обусловлена энергией взаимодействия магнитного момента ядра протона и токов его пионного облака. Электростатическая энергия протона,

наоборот, больше электростатической энергии нейтрона. При подстановке численных значений параметров формула (68) дает по порядку величины согласующееся с опытом значение разности масс  $\Delta(Mc^2)$ ; однако знак  $\Delta(Mc^2)$  существенно зависит от формы обрезającego форм-фактора  $v(k)$ .

## § 6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОПЫТКИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НУКЛОНОВ

В предыдущих параграфах были подробно рассмотрены электромагнитные свойства периферических областей в нуклоне и их теоретическая интерпретация. Рассмотрим теперь некоторые теоретические попытки интерпретации свойств центральных областей нуклона.

### А. Влияние «странных» частиц

Сандри<sup>37</sup> и, независимо, один из нас обратили внимание, что диссоциация нуклона на гиперон и  $K$ -мезон приводит к образованию положительно заряженного  $K$ -мезонного облака как в случае нейтрона, так и в случае протона.

Этот эффект должен приводить к увеличению  $\langle r_e^2 \rangle_{Kp}$  и к уменьшению  $\langle r_e^2 \rangle_{Kn}$  в соответствии с картиной строения нуклона, изображенной на рис. 6.

Действительно, в соответствии с законами сохранения странности и барионного числа, возможны процессы

$$p \rightleftharpoons \Lambda^0 + K^+; \quad \Xi^0 + K^0 + K^+; \quad \Xi^- + K^+ + K^+$$

и

$$n \rightleftharpoons \Lambda^0 + K^0; \quad \Xi^0 + K^0 + K^0; \quad \Xi^- + K^0 + K^+; \\ \Sigma^0 + K^0; \quad \Sigma^- + K^+.$$

Для оценки этого эффекта мы использовали первое приближение теории Чу и получили, что средний квадратичный «электрический» радиус нейтрона равен\*)

$$\langle r_e^2 \rangle_n \equiv \langle r_e^2 \rangle_n(\pi + h) = \frac{e}{2\pi} \left( \frac{Mc^2}{e^2} \right) \left( \frac{f^2}{m_\pi} \right) \left\{ 5,98 + \left( \frac{g}{f} \right)^2 0,07 \right\}, \quad (69)$$

т. е.  $\langle r_e^2 \rangle_n \cong 0$ , если константа связи  $K^+$ -мезонов с нуклоном  $g^2/\hbar c \cong 8$ . Однако в этом случае трудно объяснить опыты по рассеянию и фоторождению  $K$ -мезонов. Для более вероятных значений  $g^2/\hbar c$  вклад  $K$ -мезонов в  $\langle r_e^2 \rangle_n$  как в случае скалярного, так и псевдоскалярного варианта теории по порядку величины не превосходит 10%.

Таким образом, пока нет оснований считать, что странные частицы способны существенно изменить распределение заряда в центральных областях нуклона.

### Б. Вклад нуклон-антинуклонных пар

И. Е. Тамм предложил объяснение нулевого электрического радиуса нейтрона  $\langle r_e^2 \rangle_n$  на основе учета диссоциации виртуальных  $\pi$ -мезонов на нуклонные пары<sup>38</sup>.

\*) Так как в настоящее время нет экспериментальных оснований для введения сильного взаимодействия пионов и  $K$ -мезонов<sup>39</sup>, что существенно увеличило бы пространственные размеры источника  $K$ -мезонов, то форм-фактор для плотности источников  $K$ -мезонов в нуклоне выбирался тем же, что и для  $\pi$ -мезонов.

Если  $\pi$ -мезон диссоциирует на пару нуклон плюс антинуклон  $\pi \rightarrow N + \bar{N}$ , то возникший антинуклон может аннигилировать с исходным «голым» нуклоном, находящимся в центре физического нуклона, а оставшийся нуклон окажется смещенным по сравнению с прежним

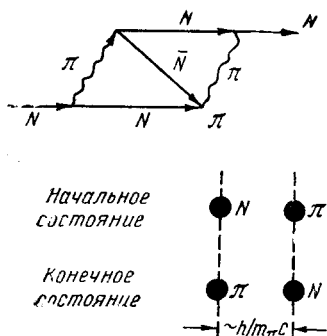


Рис. 8. Графическая иллюстрация гипотезы И. Е. Тамма.

центром на величину порядка  $\sim \hbar/m_\pi c$ . В результате положительный заряд ядра нейтрона размажется по области с радиусом  $\sim \hbar/m_\pi c$ . Образно говоря, ядро и  $\pi$ -мезон меняются местами (рис. 8). Средняя плотность электрического заряда в нейтроне за время взаимодействия с электроном, а следовательно, и  $\langle r_e^2 \rangle_n$ , в этом случае будут близки к нулю. Размазывание же нейтрального ядра протона по области с радиусом  $\sim \hbar/m_\pi c$  не может существенно изменить значения  $\langle r_e^2 \rangle_p$ .

Эта гипотеза, однако, не была подтверждена расчетами. Оценки показывают, что роль пар  $(N, \bar{N})$  невелика. Изменение  $\langle r_e^2 \rangle_n$ , обусловленное этими парами, пренебрежимо мало<sup>40</sup>.

Гипотеза Тамма встречается также с тем возражением, что ее трудно согласовать с соотношением неопределенностей  $\Delta p \cdot \Delta x \sim \hbar$ . Действительно, неопределенность в координате центра инерции нуклона будет при этом порядке  $\hbar/m_\pi c$  (именно такова неопределенность  $\Delta x$  точки, в которой рождается нуклон-антинуклонная пара), а неопределенность в импульсе  $\Delta p \sim \Delta E/c \sim Mc$ . Все сказанное выше относится и к парам гиперонов.

## В. Применение дисперсионных соотношений

В последнее время были сделаны многочисленные попытки вычислить распределение заряда и магнитного момента в нуклоне, а также учесть вклад центральных областей, используя не только метод Чу—Люу, но и технику дисперсионных соотношений<sup>40-43</sup>. Мы ограничимся здесь рассмотрением только некоторых качественных результатов. Рассмотрим изотопическую структуру форм-факторов.

Из соображений зарядовой симметрии естественно предположить, что электрические и магнитные форм-факторы нуклона могут быть представлены в виде комбинаций изотопических векторов и скаляров:

$$\left. \begin{aligned} eF_{ep}(q) &= G_e^s(q) + G_e^v(q); \quad \chi_p F_{mp}(q) = G_m^s(q) + G_m^v(q), \\ eF_{en}(q) &= G_e^s(q) - G_e^v(q); \quad \chi_n F_{mn}(q) = G_m^s(q) - G_m^v(q). \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

Здесь  $G_e^v$  и  $G_m^v$  — векторные части форм-факторов, определяющие поведение электрической и магнитной плотности в периферических областях нуклона. В этих областях выполняется условие (40).

Очевидно,

$$G_e^v(0) = \frac{e}{2}; \quad G_m^v(0) = \chi_p. \quad (71)$$

$G_e^s$  и  $G_m^s$  — скалярные части форм-факторов, влияющие на свойства центральных областей в нуклоне. Эти части форм-факторов удовлетворяют условиям нормировки:

$$G_e^s(0) = G_e^v(0) = \frac{e}{2}; \quad G_m^s(0) = 0. \quad (72)$$

Учитывая, что  $\chi_p \cong -\chi_n$ , из экспериментального соотношения  $F_{mp} \cong F_{mn}$  получим

$$G_m^v \gg G_m^s, \quad (73)$$

т. е. «магнитный форм-фактор» нуклона является в основном вектором в изотопическом пространстве.

Этот следующий из опыта факт приводит к важному заключению, что магнитная структура нуклона в основном определяется виртуальным процессом, в котором участвует два мезона с противоположными по знаку зарядами (рис. 9, а \*).

Это становится понятным, если учесть, что пара мезонов ( $\pi^+$ ;  $\pi^-$ ) образует вектор в изотопическом пространстве, и, кроме того, промежуточное состояние в этом случае является векторным состоянием, наименьшим по энергии<sup>40, 42</sup>. Следующим промежуточным векторным состоянием будет состояние с четырьмя виртуальными мезонами и т. д. Можно показать, что энергия мезонов в основном процессе с двумя промежуточными мезонами  $E_\pi < 1 \text{ Бэв}$ .

Что касается «электрических форм-факторов»  $F_{ep}$  и  $F_{en}$ , то они в значительной степени определяются скалярным форм-фактором  $G_e^s$ . Определяющим в этом случае является процесс, стремящийся виртуальными мезонами. Пример одного из таких виртуальных процессов приведен на рис. 9, б.

Расчет вклада от процесса с тремя мезонами крайне сложен и попытки такого расчета пока не привели к каким-либо результатам.

Так как, по-видимому,  $\langle r_e^2 \rangle_{\text{пар}} \leq 0,1 \cdot \langle r_e^2 \rangle_p$  и  $\langle r_e^2 \rangle_{K\text{-мез}} \leq 0,1 \cdot \langle r_e^2 \rangle_p$ , то следует ожидать, что

$$\langle r_e^2 \rangle_{3\pi\text{-сост}} \leq 0,3 \langle r_e^2 \rangle_p. \quad (74)$$

Все эти результаты согласуются с рассмотренной выше картиной структуры нуклона по статической теории.

Следует отметить, что анализ  $\pi$ -мезонной оболочки нуклона и расчет форм-факторов  $G^s$  и  $G^v$  выполняется с помощью так называемых «truncated» («подстриженных») дисперсионных соотношений, которые в настоящее время не обоснованы, так как не удается обосновать обрешение используемых разложений на том или ином числе  $\pi$ -мезонов.

## § 7. ЯДЕРНАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНОВ

В предыдущем мы рассматривали проблему структуры нуклонов с точки зрения электромагнитных взаимодействий.

Однако взаимодействия нуклонов между собой, взаимодействия с пионами, с  $K$ -мезонами, с антинуклонами и т. п. также являются источниками информации о структуре нуклонов. В частности, еще несколько лет назад анализ опытов по рассеянию нуклонов на нуклонах

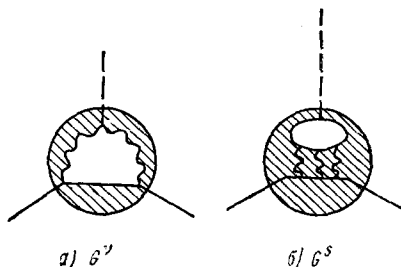


Рис. 9. а — диаграмма Фейнмана для векторной части электромагнитного форм-фактора нуклона; б — одна из диаграмм Фейнмана для скалярной части этого форм-фактора. Сплошная линия — нуклон, волнистая — пион, пунктирная —  $\gamma$ -квант.

\*) В терминологии, принятой в теории дисперсионных соотношений, состояние с одним виртуальным  $\pi$ -мезоном, взаимодействующим до своего поглощения (см. рис. 9, а), называется двухпионным состоянием.

в области энергий порядка нескольких сотен *Мэв* привел к заключению<sup>3</sup>, что нуклон в этих столкновениях можно рассматривать как «черный шарик» с радиусом  $a \cong 5 \cdot 10^{-14}$  см. С другой стороны, мезонное поле в нуклоне простирается на значительно большее расстояние. Это обстоятельство привело одного из авторов к представлению о нуклоне, состоящем из плотного ядра — области крайне сильных ядерных взаимодействий — и более слабо взаимодействующей  $\pi$ -мезонной оболочки<sup>5</sup>.

### А. Кэрн нуклона

В настоящее время наши знания о ядре нуклона ничтожны и сводятся в основном к следующим фактам:

1. В недавно выполненных экспериментах по взаимодействию нуклонов с энергией 9 *Бэв*, ускоренных в синхрофазотроне ОИЯИ, с нуклонами вещества фотоэмульсии наблюдаются два существенно различных типа столкновений с большой и малой множественностью образования вторичных частиц в одном акте нуклон-нуклонного столкновения<sup>44</sup>.

В большинстве случаев столкновений наблюдается большая множественность вторичных частиц ( $n \geq 3 \div 4$ ). Потери энергии первичного нуклона в одном акте нуклон-нуклонного столкновения в этом случае составляют  $40 \pm 10\%$  от их начальной энергии. В системе центра масс угловое распределение образовавшихся в столкновениях частиц оказывается близким к изотропному при  $n > 3 \div 4$  (рис. 10). В значительно

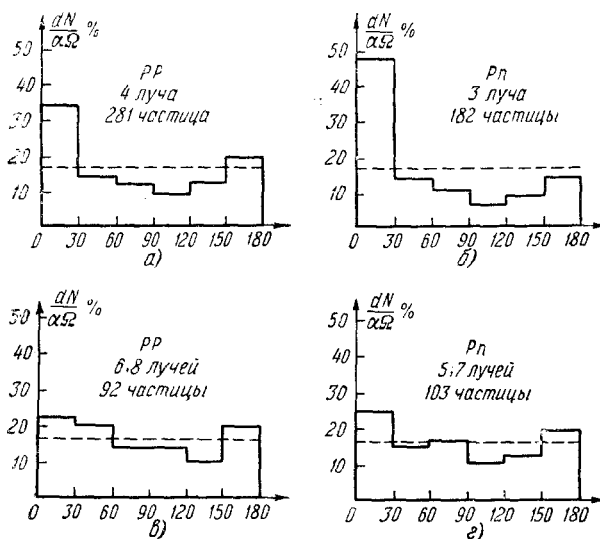


Рис. 10. Гистограммы распределения числа заряженных частиц, образовавшихся в протон-протонных и протон-нейтронных столкновениях при энергии 9 *Бэв*. По оси абсцисс отложены значения угла разлета частиц в системе центра масс<sup>44</sup>.

меньшем числе случаев наблюдаются столкновения с малой интенсивностью вторичных частиц. Потери энергии в этих столкновениях, по-видимому, также меньше, чем при столкновениях первого типа. Угловое распределение образовавшихся частиц существенно анизотропно (в системе центра масс) (см. рис. 10).

Столкновения первого типа (с большой множественностью) можно рассматривать как столкновения ядер нуклонов. Большую часть столкновений второго типа (с малой множественностью) — как столкновения ядра одного нуклона с периферической оболочкой другого нуклона.

Однако следует отметить, что в настоящее время такое разделение можно сделать лишь с большой осторожностью, так как часть звезд второго типа, возможно, образовалась также при столкновении ядер нуклонов, но число родившихся при этом частиц невелико. В настоящее время не ясно также, какая доля наблюдаемой на опыте анизотропии углового

распределения обусловлена законом сохранения момента количества движения при столкновении ядер—ядер.

Расчет энергетических потерь и угловой асимметрии (в системе ц.м.), выполненный в предположении, что приблизительно 80% всех столкновений является при энергии  $E \approx 10$  Бэв столкновением ядер, удовлетворительно согласуется с экспериментом<sup>60</sup>.

В лабораторной системе координат частицы, родившиеся в результате периферических столкновений, должны вылетать под малыми углами. В таблице IV приведены отношения экспериментального и теоретического, рассчитанного по статистической теории множественного рождения<sup>45</sup> чисел частиц, вылетающих под углами  $\theta \leq 10^\circ$ .

Из этой таблицы видно, что в области малых углов велик вклад частиц, образующихся за счет механизма, не описываемого статистической теорией множественного рождения. (Однако при этом снова не учтены искажения, вносимые законом сохранения момента количества движения.)

2. Рассчитанные по статистической теории множественного рождения частиц сечения образования странных частиц можно согласовать с опытом, лишь предположив, что  $K$ -мезоны сосредоточены в областях нуклона  $\sim \hbar/m_K c$  ( $m_K$ —масса  $K$ -мезона)<sup>39</sup>.

3. Оптический анализ упругого рассеяния нуклонов и пионов на нуклонах при энергии  $E=1-10$  Бэв приводит к заключению о существенном возрастании коэффициента поглощения в области  $\sim \hbar/Mc$  (см. далее).

4. Сравнение многочисленных расчетов, выполненных в рамках теории Чу—Лоу, с опытом показало, что согласие с экспериментом можно получить, лишь предположив, что размеры источника пионного поля в нуклоне  $a \sim \hbar/Mc$ . (С математической точки зрения в теории Чу—Лоу этому факту соответствует форм-фактор с частотой обрезания  $\omega \sim \hbar/a$ .)

5. Анализ опытов Хофштадтера и  $(ne)$ -взаимодействия, выполненный выше, также приводит к заключению об особых свойствах центральной области нуклона.

6. К качественному выводу о существовании ядра в нуклоне приводят различные варианты мезонных теорий (см., например, <sup>42</sup>).

Этими скудными сведениями в основном и ограничиваются в настоящее время наши знания о ядре нуклона.

## Б. Оптическая модель нуклона

Исследование структуры нуклона с помощью рассеяния нуклонов, пионов и странных частиц радикально отличается от исследования их структуры с помощью фотонов и электронов из-за большой величины взаимодействия.

Борновское приближение в этих случаях совершенно неприменимо; но только это приближение и позволяет простым преобразованиям Фурье найти по амплитуде рассеянной волны оператор энергии взаимодействия и структурные форм-факторы. В общем случае неизвестны способы, которые позволяли бы решить так называемую «обратную задачу», т. е. задачу о нахождении закона взаимодействия частиц по фазам рассеянных волн.

Интересные и важные работы, выполненные в этой связи И. И. Гельфандом<sup>48</sup>, Марченко<sup>49</sup>, Крейнсом<sup>50</sup> и др.<sup>51</sup>, не могут быть здесь использо-

Таблица IV

Угловое распределение лучей  
в (N,N)-столкновениях  
(лабораторная система)

Интервал углов	Число частиц (экспер.): (рассчи- танное)
$0^\circ - 3^\circ$	2,2
$0 - 5$	1,9
$0 - 10$	1,4

ваны, так как в области больших энергий понятие потенциала взаимодействия теряет смысл (см. далее).

Однако тот факт, что длина волны при больших энергиях взаимодействующих частиц становится значительно меньше размеров нуклонов (см. табл. II), позволяет рассчитывать на применимость квазиклассического приближения. В этом случае движение частиц внутри нуклона можно рассматривать как происходящее по траектории (по лучу) в среде с заданными коэффициентами преломления  $n = n(r)$  и поглощения  $k = k(r)$ .

Если изменения этих величин на протяжении длины волны частицы  $\lambda$  малы, то нуклон можно рассматривать как оптически неоднородную среду с достаточно плавными изменениями ее оптических констант и применить к рассеянию частиц законы геометрической оптики.

Задача может быть упрощена еще и в том отношении, что при больших энергиях пионов или нуклонов сечение дифракционного рассеяния  $\sigma_d$  много больше  $\sigma_{nd}$  — сечения недифракционного рассеяния, так что действительная часть амплитуды упругого рассеяния

$$\operatorname{Re} F(\theta) \ll \operatorname{Im} F(\theta). \quad (75)$$

Это означает, что показатель преломления нуклона чисто мнимый и сходится к коэффициенту поглощения. Фазы рассеянных волн  $\eta_e$  становятся в этом случае также чисто мнимыми<sup>13</sup>:

$$n_e \ll k_e. \quad (76)$$

Это позволяет определить амплитуду рассеянной волны

$$f(k; \theta) = \frac{\lambda}{2i} \sum_{e=0}^{\infty} (2l+1) (1 - e^{i\eta_e}) P_e(\cos \theta) \quad (77)$$

(где  $\theta$  — угол рассеяния) непосредственно через сечение упругого дифракционного рассеяния

$$f(k; \theta) \approx \left[ \frac{d\sigma_d(k; \theta)}{d\Omega} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (78)$$

и, разлагая это выражение по полиномам Лежандра  $P_e(\cos \theta)$ , найти фазы  $\eta_e$ :

$$\eta_e = -\frac{i}{2} \ln \left\{ 1 - \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} \sqrt{d\sigma_d(k; \theta)/d\Omega} P_e(\cos \theta) \sin \theta d\theta \right\}. \quad (79)$$

Как показали расчеты, условия (75), (76) для пион-нуклонных взаимодействий удовлетворительно выполняются при энергиях  $E > 1 \text{ Бэ}$ <sup>10-14, 52</sup>.

В квазиклассическом приближении фаза  $\eta_e$ , соответствующая параметру удара  $\rho = \lambda \sqrt{l(l + \frac{1}{2})} \approx \lambda l$ , целиком определяется поглощением пионов на пути внутри нуклона (рис. 11). Поэтому, если через  $k(r)$  обозначить коэффициент поглощения пионов на расстоянии  $r = \sqrt{\rho^2 + s^2}$  от центра нуклона, то можно написать

$$\eta_e = \eta(\rho) = 2i \int_0^{\infty} k(\sqrt{\rho^2 + s^2}) ds \quad (80)$$

или

$$\eta(\rho) = 2i \int_{\rho}^{\infty} k(r) \frac{dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}}. \quad (81)$$

Зная из опыта  $\eta(\rho)$ , для каждого значения параметра удара можно



(численным методом) определить  $k(r)$ . Практически оказалось, что для энергии порядка нескольких  $Bэв$  достаточно знать 6—7 фаз ( $l=0, 1, 2, \dots$ ).

Вычисленный таким образом коэффициент поглощения пионов для энергий пионов, равных  $E=1,3 Bэв$  и  $E=5 Bэв$ , приведен на рис. 12 (см. (10) и (11)). Как видно, имеется тенденция к возникновению «черноты» вблизи центра нуклона. Средний квадратичный «пионный» радиус нуклона оказывается, по этим данным, равным

$$\langle r_\pi^2 \rangle = (0,82 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2, \quad (82)$$

что согласуется со значением «электромагнитного» радиуса протона (33).

Следует отметить, однако, что из полученных данных видно, что в центральных областях нуклона условия применимости оптической модели выполняются плохо. При больших значениях  $r$  ( $r \gg \hbar/m_\pi c$ ) неточность опытных данных приводит, как видно из кривых рис. 12, к большому разбросу возможных значений  $k(r)$ . Таким образом, наиболее достоверными являются значения в промежуточном интервале расстояний  $r$ .

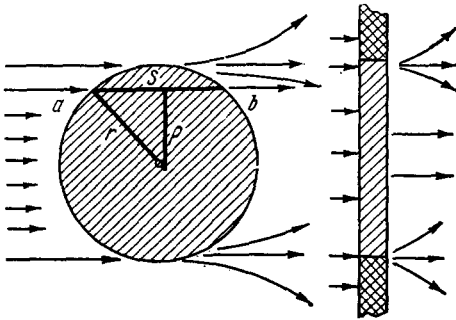


Рис. 11. Путь пиона внутри нуклона  $S$ ,  $\rho \approx \lambda e$  — параметр удара;  $r$  — расстояние до центра нуклона. На длине  $ab=S$  мезоны поглощаются. Прозрачность равна  $D(\rho) = \exp(-2\eta(\rho))$ . Вне нуклона  $D(\rho)=1$ . Дифракция, возникающая из-за этой ограниченной прозрачности нуклона, в точности такая же, как и дифракция от отверстия в экране с прозрачностью  $\tilde{D}(\rho) = 1 - \exp(-2\eta(\rho))$ .

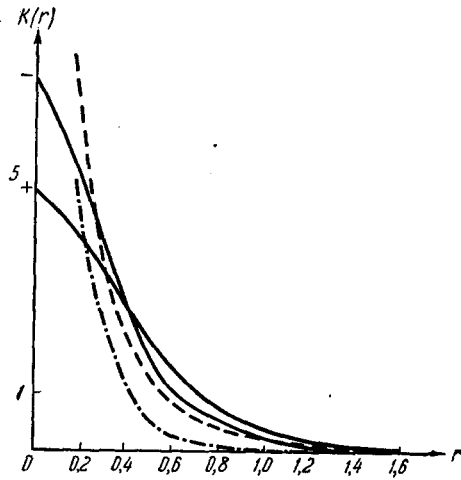


Рис. 12. Коэффициент поглощения пионов в нуклоне  $k=k(r)$  как функция расстояния  $r$  от центра нуклона. Значения  $r$  в единицах  $10^{-13}$  см, значения  $k(r)$  в единицах  $10^{-13}$  см. Сплошными кривыми отмечены значения  $k(r)$ , построенные по крайним экспериментальным значениям для  $E=1,3 Bэв$ . Пунктирной кривой отмечены средние значения  $k(r)$  для  $E=5 Bэв$ . Штрих-пунктирная линия — зависимость  $k(r) = \sigma_{\pi\pi\rho}(r)$ , построенная, исходя из теоретических значений плотности  $\rho(r)$ .

Для нуклон-нуклонных столкновений применимость условий (75), (76) наступает при значительно больших энергиях, чем для  $(\pi N)$ -столкновений. Это видно из табл. V, где приведены вычисленные по экспериментальным данным значения отношения коэффициентов  $n(r)$  и  $k(r)$  для энергий  $E=1 \div 10 Bэв$ . Условия (44), (45) выполняются с достаточной точностью лишь при энергиях  $E > 5 Bэв$ . В работах Хуан нянь-нина и одного из авторов<sup>13, 14</sup> предложен способ вычисления коэффициента поглощения  $k(r)$  и коэффициента преломления  $n(r)$  через относительные коэффициенты  $k = k(r)/k^*(r)$  и  $n = n(r)/k^*(r)$ , где функция  $k^*(r)$  определяется по известным экспериментальным данным при  $E > 5 Bэв$ . Расчеты в этом случае также значительно упрощаются.

Как показали расчеты (см. <sup>12-14</sup>), пространственный ход  $k(r)$  и  $n(r)$  для нуклон-нуклонных столкновений аналогичен приведенному на рис. 12

Таблица V

Отношение оптических коэффициентов преломления и поглощения для (pp)-столкновений

$E$ (Бэв)	1,5	2,24	2,75	4,40	6,15	9,0
$n(r)/k(r)$	1,2	1,2	0,95	0,51	0,1	0,05

для случая пион-нуклонного взаимодействия. Значение среднего квадратичного радиуса  $\langle r^2 \rangle$  совпадает с (82).

Знание коэффициента поглощения пионов в нуклонной оболочке и ее пионного состава позволяет в принципе определить сечение взаимодействия пионов  $\sigma_{\pi\pi}$ . Рассмотрим связанные с этим вопросы.

### В. Пион-пионное взаимодействие

Пионы можно рассматривать как частицы, состоящие из виртуальных нуклон-антинуклонных пар. (См. <sup>53</sup>. Там же приведена подробная библиография.)

При этом «структура» пиона может быть выражена символически формулами:

$$\pi^+ = p\bar{n}; \quad \pi^- = \bar{p}n; \quad \pi^0 = 2^{-\frac{1}{2}}(p\bar{n} + \bar{p}n); \quad (83)$$

гипотетический пион <sup>54</sup>:

$$\pi_0^0 = r^{-\frac{1}{2}}(p\bar{n} - \bar{p}n). \quad (81')$$

Здесь  $p, n$  — протон и нейтрон, а  $\bar{p}$  и  $\bar{n}$  — антипротон и антинейтрон.

Эта точка зрения на пион как на сложную частицу позволяет рассматривать размер пиона  $a$  как расстояние между частицами или античастицами, на которые виртуально диссоциирует пион. Ввиду сильного взаимодействия нуклонов следует считать, что сечение пион-пионного взаимодействия будет

$$\sigma_{\pi\pi} \cong \pi a^2. \quad (84)$$

Расстояние же  $a$  мы можем оценить из разности масс  $\pi^\pm$  и  $\pi^0$ -мезонов, которая составляет девять электронных масс и является разностью электромагнитных энергий заряженного и нейтрального пионов. Эта разность равна

$$\Delta E = \alpha \frac{e^2}{a} + \beta \left( \frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \mathcal{M}^2. \quad (85)$$

Здесь первый член — электростатическая энергия; второй член — магнитная энергия; числа  $\alpha$  и  $\beta$  — порядка единицы;  $\mathcal{M}$  — полный магнитный момент нуклона ( $|\mathcal{M}| \approx 2$ ). Полагая  $\Delta E = 9m_0c^2$ , найдем  $a \approx 2\hbar/Mc$  и  $\sigma_{\pi\pi} \approx 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Коэффициент поглощения пионов в нуклоне  $k(r)$  приближенно можно записать в виде

$$k(r) = \sigma_{\pi\pi} n(r), \quad (86)$$

где  $n(r)$  — плотность пионов в «атмосфере» нуклона. В области однопионного состояния

$$n(r) \approx \frac{1}{e} \frac{3}{2} \rho(r), \quad (87)$$

где  $\rho(r) = \rho_\pi(r) + \rho_k(r)$  взято из табл. III и из (58) (фактор  $3/2$  учитывает наличие нейтральных мезонов).

На рис. 12 приведено  $k(r)$ , вычисленное по формуле (86) для  $\sigma_{\pi\pi} = 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Как видно из этого рисунка, согласие получается лишь в самых общих чертах.

Однако на лучшее и вряд ли можно было рассчитывать, так как в области  $r = 0,2 \div 1$  состав пионной «атмосферы» не сводится к однопионному состоянию, а точный состав  $\rho_k(r)$  нам неизвестен.

В области же  $r \cong 1$  значения  $k(r)$ , полученные по оптической модели, как мы уже отмечали, очень сомнительны.

Поэтому для определения пион-пионного взаимодействия более точные измерения дифракционного рассеяния пионов на нуклонах в области малых углов представляются очень важными и обещающими\*).

### § 8. ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НУКЛОНА

Рассмотренная выше оптическая теория рассеяния частиц на нуклоне отличается простотой и наглядностью, но вместе с тем не лишена и наивности. Во всяком случае модель нуклона как преломляющей и поглощающей среды нуждается еще в серьезном теоретическом и экспериментальном обосновании.

Два вопроса должны быть рассмотрены в этой связи:

1. Каковы условия для справедливости оптической модели нуклона?
2. Если оптическая модель справедлива, то каковы условия применимости формулы (81) для вычисления фазы  $\gamma_e$ ?

Рассмотрим эти вопросы.

#### А. Уравнение для рассеяния пионов на нуклоне

В настоящее время мы не располагаем общей теорией взаимодействия  $\pi$ -мезонов и нуклонов. Поэтому нет вполне твердой теоретической базы для анализа значимости каких-либо приближенных методов, в частности оптической модели нуклона. Тем не менее возможны некоторые весьма общие заключения об условиях применимости оптической модели, или, другими словами, комплексного потенциала взаимодействия. Для этого уравнение Шредингера для системы пионов и нуклонов запишем в импульсном пространстве в виде цепочки релятивистски инвариантных уравнений<sup>55</sup>,

$$(E - H_0) \Phi_s = \sum_{s \neq s'} w_{ss'} \Phi_{s'}, \quad (88)$$

где  $\Phi_s \equiv \Phi(\mathbf{k}_1; \mathbf{k}_2; \dots; \mathbf{k}_s)$  — волновая функция, описывающая возможное реальное или виртуальное состояние частиц при взаимодействии пиона с нуклоном,  $\mathbf{k}_s$  — импульсы частиц,  $E$  — полная энергия системы,  $H_0$  — гамильтониан невзаимодействующих частиц,  $w_{ss'}$  — оператор взаимодействия, описывающий рождение (или уничтожение) частиц при переходе  $s \rightarrow s'$ .

Из всех функций  $\Phi_s$  при рассмотрении оптической модели нас интересует лишь функция  $\Phi_2 = \psi(\mathbf{k}; \mathbf{p})$ , описывающая упругое рассеяние пиона с импульсом  $\mathbf{k}_1 \equiv \mathbf{k}$  на нуклоне с импульсом  $\mathbf{k}_2 \equiv \mathbf{p}$ .

\*) Важные заключения о  $(\pi, \pi)$ -взаимодействии можно получить из изучения угловых распределений частиц, образовавшихся при  $(\pi, N)$ -столкновениях. В частности, указанием на  $(\pi, \pi)$ -взаимодействие будет отклонение от изотропии в системе центра масс для звезд с малой множественностью родившихся частиц.

Для выделения этой компоненты  $\Phi_2 = \psi$  перепишем систему уравнений (88) в виде

$$\left. \begin{aligned} (E - H_0) \psi &= \sum_{s' \neq 2} \omega_{2s'} \Phi_{s'}, \\ (E - H_0) \Phi_{s'} &= \sum_{s'' \neq 2} \omega_{s's''} \Phi_{s''} + \omega_{s'2} \psi, \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

или, деля второе уравнение на  $(E - H_0)$ , с помощью «элементарной матрицы рассеяния»  $r$ , равной

$$r = \delta^+ (E - H_0) \omega \quad (90)$$

(см. подробнее <sup>55</sup>), мы можем переписать уравнения (89) в операторной форме

$$\left. \begin{aligned} (E - H_0) \psi &= \omega \Phi, \\ \Phi &= r \psi + r \Phi. \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Отсюда итерацией получим уравнение для интересующей нас функции  $\psi$ :

$$(E - H_0) \psi = \omega \frac{r}{1-r} \psi + (\omega r^N \Phi)_{N \rightarrow \infty}. \quad (92)$$

Если предположить, что

а) все расходящиеся члены из этого уравнения исключены и

б) остаточный член при  $N \rightarrow \infty$  стремится к нулю (ср. <sup>57</sup>), то это уравнение может быть записано в виде

$$\{E - E(\mathbf{k}; \mathbf{p})\} \psi(\mathbf{k}; \mathbf{p}) = \int G(\mathbf{k}; \mathbf{p} | \mathbf{k}'; \mathbf{p}') \psi(\mathbf{k}'; \mathbf{p}') d^3(kp), \quad (93)$$

где оператор

$$G = \omega \frac{r}{1-r}. \quad (93')$$

Для реальных процессов  $E = H_0$  и матрица  $r$  из-за мнимости функции  $\delta^+(E - H_0) = 1/(E - H_0) - i\pi\delta(E - H_0)$  будет давать вклад в мнимую часть оператора  $G$ . Таким образом, оператор  $G$  является комплексным, и эта комплексность обусловлена реальными, неупругими процессами.

Перейдем теперь к системе координат, где  $\mathbf{k} + \mathbf{p} = 0$ . Уравнение (93) запишется тогда в виде

$$\{E - E_N(q) - E_\pi(q)\} \psi(q) = \int G(q | q') \psi(q') d^3q', \quad (94)$$

или в координатном представлении

$$\{E - H_N(x) - H_\pi(x)\} \psi(x) = \int F(x | x') \psi(x') d^3x'. \quad (95)$$

Здесь  $H_N(x)$  и  $H_\pi(x)$  — гамильтонианы свободного движения  $\pi$ -мезона и нуклона. Как мы видим, интересующее нас взаимодействие, вообще говоря, определяется нелокальным оператором  $F(x | x')$ . Однако, если исходная система уравнений (88) локальна, то нелокальность в (95) представляет собой лишь результат записи в координатном представлении того факта, что взаимодействие зависит от скоростей

$$\int F(x | x') \psi(x') d^3x' = V(x; E; \nabla^2) \psi(x), \quad (96)$$

где  $V$  — комплексный оператор взаимодействия, зависящий от скоростей

частиц

$$\begin{aligned} V(x; E; \nabla^2) &= \sum_k \frac{1}{k!} \int F(\mathbf{x}|\mathbf{x}'; E) \left[ (\mathbf{x}' - \mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}(x)} \right] d^3x' = \\ &= \sum_k \frac{1}{k!} V_k(\mathbf{x}; E) \frac{\partial^k}{\partial \mathbf{n}(x)^k}, \end{aligned}$$

или

$$V(x; E; \nabla^2) = \sum_k \frac{1}{k!} V_k(\mathbf{x}; E) \cdot V \nabla^{2k}. \quad (97)$$

## Б. Условия существования комплексного потенциала

Мы видим, что, вообще говоря, не существует комплексного потенциала, который можно было бы толковать как оптический показатель преломления и поглощения пионных волн внутри нуклона, так как вместо потенциала мы получаем нелокальный оператор  $F(\mathbf{x}|\mathbf{x}')$ .

Однако в случае применимости геометрической оптики

$$\psi(x) = \psi_0(x) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \text{ и } \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \cong 0. \quad (98)$$

В этом случае оператор  $V(x; E; \nabla^2)$  сводится к зависящему от импульса частицы комплексному потенциалу

$$V(x; E; \nabla^2) \rightarrow V(x; k), \quad (99)$$

т. е. условия применимости геометрической оптики совпадают с условием, когда нелокальный оператор  $F$  или  $V$  могут быть заменены на комплексный потенциал (99).

В тех областях нуклона, где поглощение становится настолько сильным, что амплитуда пионной волны уже заметно меняется на протяжении длины волны  $\lambda$ , для вычисления фазы  $\eta_i$  следует использовать более общие соотношения. Напомним также, что применимость оптической модели улучшается при переходе к меньшим длинам волн.

## § 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение структуры элементарных частиц и, прежде всего, нуклонов находится, как видно, еще в самой начальной стадии развития. Наиболее продвинулось исследование электромагнитной структуры протона и нейтрона. Полученные при этом данные о распределении заряда и магнитного момента в нуклонах согласуются с основными теоретическими представлениями пионной теории. Однако электромагнитные свойства центральных областей нуклона остаются еще очень неясными.

Еще в более зачаточном состоянии находится изучение структуры нуклонов посредством ядерных взаимодействий.

Наиболее простым и доступным сейчас подходом к мезонной структуре нуклона является анализ рассеяния пионов на основе оптической модели нуклона. В настоящей ее форме эта модель имеет физический смысл для достаточно энергичных пионов (нуклонов) и для не слишком глубоких слоев структуры нуклона.

## ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

1. Оценка  $\sigma_{\pi b} \gtrsim 5 \text{ мб}$  в § 7В является нижним пределом возможных значений  $\sigma_{\pi\pi}$ , когда нуклоны и антинуклоны, на которые диссоциировал  $\pi$ -мезон, рассматриваются как точечные («голые») частицы. Если учесть их эффективный размер, то эффективный размер  $\pi$ -мезона и соответственно сечения  $\sigma_{\pi\pi}$  могут возрасти

в несколько раз. При этом кривая  $k(r) = \sigma_{\pi\pi}(r) \rho(r)$  на рис. 12 приходит в согласие с кривой  $k=k(r)$ , полученной из оптического анализа.

2. Как показали недавние опыты Э. Цыганова на синхрофазотроне Объединенного института (публикуются), угловые распределения упругого (pp)-рассеяния на малые углы ( $\theta < 10^\circ$  в системе центра масс) нельзя объяснить в рамках чисто поглощающего нуклона («черного» или «серого»).

Возможно, что даже и при больших энергиях, при малых углах  $\theta$ , потенциальное рассеяние еще играет заметную роль:  $d\sigma_{nd}/d\Omega \neq 0$ .

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17**, 48 (1935).
2. G. F. Chew, Phys. Rev. **95**, 1669 (1954); Wick, Rev. Mod. Phys. **27**, 339, 1955; H. Miyazawa, Phys. Rev. **101**, 1964 (1956).
3. R. Jastrow, Phys. Rev. **81**, 165 (1951).
4. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **29**, 33 (1955).
5. D. I. Blokhintsev, CERN Symposium **2**, 155 (1956).
6. К. И. Алексеева, И. Л. Григоров, ДАН **117**, 593 (1957).
7. Р. Б. Бегжанов, ЖЭТФ **34**, 775 (1958).
8. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **30**, 672 (1955).
9. V. S. Barashenkov, V. M. Maltsev, Acta Phys. Polonica **17**, 177 (1958).
10. D. I. Blokhintsev, V. S. Barashenkov, V. G. Grishin, Nuove Cim. **9**, 249 (1958).
11. Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, В. Г. Гришин, ЖЭТФ **35**, 311 (1958).
12. В. Г. Гришин, ЖЭТФ **35**, 501 (1958).
13. В. С. Барашенков, Хуан няньнин, ЖЭТФ **36**, 832 (1959).
14. В. С. Барашенков «Оптический анализ взаимодействия быстрых нуклонов и пионов с нуклонами и ядрами». Конференция по теории поля и элементарным частицам, Ужгород, 1958 (в печати).
15. В. С. Барашенков, Хуан няньнин, ЖЭТФ **36**, 1319 (1959).
16. E. Werner, Zeits. f. Naturforschung **13**, 238 (1958).
17. К. К. Саакьян, кандидатская диссертация (1940).
18. G. Salzman, Phys. Rev. **99**, 973 (1955); **105**, 1076 (1957).
19. F. Zachariasen, Phys. Rev. **102**, 295 (1956).
20. D. R. Yennie et al., Rev. Mod. Phys. **29**, 144 (1957).
21. R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28**, 214 (1956).
22. R. Hofstadter, F. Bumiller et. al., Rev. Mod. Phys. **30**, 482 (1958).
23. R. Hofstadter, Annual Rev. Nuc. Sci. **7**, 231 (1957).
24. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).
25. W. K. N. Panofsky, Report on the Annual International Conference on High Energy Physics at CERN, Geneva (1958).
26. V. Z. Jankus, Phys. Rev. **102**, 1586 (1956).
27. Havens, Rabi, Rainwater, Phys. Rev. **72**, 634 (1957); **82**, 345 (1951).
28. S. D. Drell, Ann. of Phys. **4**, 75 (1958).
29. И. М. Златев, П. С. Исаев, ЖЭТФ **35**, 872 (1958).
30. А. М. Балдин, Доклад в Венеции (1957).
31. В. С. Барашенков, И. П. Стаханов, Ю. А. Александров, ЖЭТФ **32**, 1546, 1957.
32. Ю. А. Александров, ЖЭТФ **32**, 561 (1957).
33. Ю. А. Александров, В. С. Барашенков, Сообщения на Всесоюзной конференции по низким и средним энергиям, М., 1957.
34. V. S. Barashenkov, B. M. Barbashov, Nucl. Phys. **9**, 426 (1958).
35. В. С. Барашенков, Б. М. Барбашов «Некоторые замечания о внутренней структуре нуклона». Конференция по теории поля и элементарным частицам, Ужгород, 1958 (в печати).
36. S. D. Drell und Fubini «Higher electromagnetic correction to electron proton scattering» (препринт).
37. G. Sandri, Phys. Rev. **101**, 1616 (1956).
38. И. Е. Тамм, ЖЭТФ **32**, 178 (1957).
39. V. S. Barashenkov, Nucl. Phys. **7**, 146 (1958); ЖЭТФ **34**, 1016 (1958).
40. I. Bernstein, M. L. Goldberger, Rev. Mod. Phys. **30**, 11, 465 (1958).
41. K. Tanaka, Phys. Rev. **109**, 578 (1958); **110**, 1185 (1958).
42. G. Chew, R. Karplus, S. Gasiorwicz, E. Zachariasch, Phys. Rev. **110**, 11, 265 (1958).
43. S. D. Drell, Report on the Annual International Conference on High Energy Physics at CERN, Geneva (1958).

44. Н. П. Богачев, С. А. Бунятон, И. М. Граменицкий, В. Б. Любимов, Ю. П. Мерекон, М. И. Подгорецкий, В. М. Сидоров, Д. Туудендорж, Материалы по изучению неупругого взаимодействия протонов с энергией 9 Бэ с нуклонами, сообщенные в докладе В. И. Векслера на второй Женевской конференции по применению атомной энергии в мирных целях, сентябрь, 1958.
  45. В. Барашенков, В. Беляков, Ван Шу-фень, В. Глаголев, Далхажав, Л. Кириллова, П. Марков, В. Мальцев, Р. Лебедев, К. Толстов, Э. Цыганов, М. Шафранова, Яо Цын-дэ «Взаимодействие протонов с ядрами фотоэмюльсии при энергии  $E=9$  Бэ» Атомная энергия (будет опубликовано).
  46. В. С. Барашенков «Множественное образование частиц в опытах с девятибазными протонами на синхротроне ОИЯИ». Конференция по теории поля и элементарным частицам, Ужгород, 1958 (в печати).
  47. В. С. Барашенков, Хуан нянь-нини ЖЭТФ, 36, 1319 (1959).
  48. П. И. Гельфанд, И. Левитан, Изв. АН СССР 15, 309 (1951).
  49. Марченко, Изв. АН СССР 16, 309 (1951).
  50. Klein, Nuovo Cimento 8, 612 (1958).
  51. M. Werde, Nuovo Cimento 6, 340 (1957); 8, 560, 1958.
  52. В. Гришин, И. С. Саитов, И. В. Чувилло, ЖЭТФ 34, 1221 (1958); С. Э. Беленький, ЖЭТФ 33, 1248 (1957); D. Ito, S. Minami, H. Tanaka, Nuovo Cimento 9, 208 (1958).
  53. М. А. Марков «Гипероны и К-мезоны», Физматгиз (1958).
  54. A. M. Baldin, Nuovo Cimento 8, 569 (1958).
  55. D. I. Blokhintsev, Comptes Rendus 53, № 3 (1946) (Doklady).
  56. L. E. Brenner, R. W. Williams, Phys. Rev. 106, 1020 (1957).
  57. В. Паули «Мезонная теория ядерных сил», ИЛ (1957).
  58. В. С. Неганов, ЖЭТФ 33, 260 (1957); 105, 1934 (1957).
  59. A. Peterman, Helv. Phys. Acta 27, 441 (1954); R. P. Feynman, G. Spelman Phys. Rev. 94, 500 (1954).
  60. В. Барашенков, В. Мальцев, Э. Махун (в печати).
-