

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ НУКЛОНЫ В ЯДРАХ

В. А. Карманов, И. С. Шапиро

Институт теоретической и экспериментальной физики, г. Москва

Описывается структура ядерных волновых функций при релятивистских значениях импульсов нуклонов. Обсуждается проблема выделения ненуклонных составляющих ядерной волновой функции (изобарные примеси, мезонные обменные токи и т. п.). Рассмотрено современное состояние проблемы ядерных реакций с большой передачей импульса. Указываются наиболее информативные, по мнению авторов, направления дальнейших исследований.

The structure of the nucleus wave functions at relativistic values of nucleons momenta is described. The problem of separation of non—nucleon components of nucleus wave function is discussed (isobar admixtures, meson exchange currents, etc.). The modern status of the problem of nuclear reactions at high momentum transfer is considered. The most informative (in the authors opinion) directions of further investigations are pointed out.

ВВЕДЕНИЕ

Последние несколько лет в ядерной физике развивались исследования, направленные на изучение свойств ядер на малых межнуклонных расстояниях. Представления о ядре вышли за рамки канонической нерелятивистской теории, рассматривающей ядро как систему нуклонов, взаимодействующих посредством потенциала и описываемых уравнением Шредингера. Это произошло в результате того, что в экспериментах с большими переданными ядру импульсами сейчас «прощупываются» такие межнуклонные расстояния, которые соответствуют импульсам нуклонов порядка их массы. Нерелятивистский подход в этой области заведомо перестает работать.

С другой стороны, повышение точности измерения таких традиционных нерелятивистских величин, как магнитный и квадрупольный моменты, также дало значительный импульс теоретическому исследованию малых межнуклонных расстояний. На этих расстояниях нуклоны в легких ядрах проводят весьма малую

часть своего времени, что приводит к небольшим отклонениям от предсказаний нерелятивистской теории. Но если такие отклонения твердо установлены, то они дают ценную информацию об устройстве ядра на малых расстояниях.

Эти исследования открывают совершенно новую область явлений, и можно надеяться, что их результаты приведут к плодотворному продвижению вперед как в физике атомного ядра, так и в физике элементарных частиц. Представляется вероятным, что на субъядерных расстояниях все адроны в принципе «устроены» из своих конститuentов одинаково. Если это так, то изучение релятивистской части ядерной волновой функции (ВФ) представляет прямой интерес и для физики элементарных частиц.

При переходе в релятивистскую область импульсов нуклонов одновременно возникают две принципиальные теоретические проблемы: 1) необходимо найти адекватный аппарат для описания связанных систем, состоящих из релятивистских частиц; 2) в релятивистской области кроме нуклонов становится необходимым учитывать присутствие других частиц (нуклонных изобар, пионов и др.). Возникает задача количественного описания этих примесей.

Далее мы в основном ограничимся обсуждением только самого простого из всех ядер — дейтона. Для дейтона теоретические исследования в этом направлении сосредоточены на изучении эффектов, связанных с релятивистским характером движения частиц внутри дейтона, на выяснении примесей изобар в дейтоне и на роли мезонных обменных токов. Эти явления сравнительно подробно, но не претендуя на полноту изложения, будут нами описаны. Однако отметим, что, несмотря на безусловную полезность проводимых в настоящее время многочисленных расчетов, имеющих в основном «пристрелочный» характер, некоторые принципиальные вопросы описания квантовых релятивистских составных систем часто остаются невыясненными. Это иногда лишает нас уверенности в правильности предложенной интерпретации экспериментальных фактов, несмотря на приблизительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Положение здесь можно сравнить с началом эпохи великих географических открытий, когда в поисках западного пути в Китай была открыта Северная Канада, которую, однако, некоторое время считали искомым Китаем. До некоторой степени такое же впечатление производит, например, интерпретация экспериментов по *ed*-рассеянию в терминах *b*-кварковой структуры дейтона. Отличие же состоит в том, что сам факт существования Китая был тогда несомненен, чего пока нельзя сказать о кварках.

Одна из главных проблем теории релятивистских составных систем состоит в том, что функции Бете — Солпитера [1], содержащие в себе всю необходимую информацию о связанной системе,

не обладают столь же прозрачным физическим смыслом, как нерелятивистские ВФ, и параметризуются совсем иначе. Фейнмановские форм-факторы для ядерных вершин также нельзя непосредственно интерпретировать вероятностным образом, и, кроме того, в силу кроссинг-симметрии, весьма ценного свойства в теории поля, они отражают присутствие в системе как частиц, так и античастиц, причем релятивистски-инвариантно разделить эти вклады невозможно.

Забегая вперед, отметим, что наиболее адекватно для целей релятивистской ядерной физики описание связанных состояний с помощью фоковского столбца. Так, для дейтона фоковский столбец имеет вид

$$\Psi_d = \begin{pmatrix} \psi(NN) \\ \psi(NN^*) \\ \psi(\Delta\Delta) \\ \psi(NN\pi) \\ \psi(NN\pi\pi) \\ \dots \end{pmatrix},$$

где строчки столбца описывают распределения соответствующих частиц в дейтоне, а модули квадратов этих строчек имеют смысл плотностей вероятностей. Возможность вероятностной интерпретации помогает физической интуиции и придает аппарату большую эвристическую силу.

Прежде всего надлежит выяснить число и смысл независимых переменных релятивистской ВФ, а также некоторые обязательные ее свойства (такие, например, как поведение в граничных областях значений переменных), вытекающие из общих релятивистских уравнений движения и характера взаимодействий.

Подчеркнем здесь, что, по нашему мнению, весьма важно достичь в теории релятивистских составных систем по меньшей мере такого уровня понимания, который позволял бы без знания деталей динамики уверенно предсказывать основные качественные свойства релятивистского ядра подобно тому, как мы это умеем делать для нерелятивистского дейтона, опираясь лишь на самые общие характеристики потенциального ядерного взаимодействия (поведение потенциала в нуле, его радиус действия, асимптотические свойства, спиновая структура и т. п.). Возможность такого рода феноменологического подхода особенно существенна потому, что надеяться в релятивистском случае на вывод из «первых принципов» точного динамического уравнения для ядерного взаимодействия нуклонов приходится еще меньше, чем в канонической теории ядра. В то же время знание общих свойств релятивистской ВФ создает основу для ее правильной

параметризации, без чего невозможна теоретическая интерпретация экспериментальных данных.

Прежде чем перейти к изложению полученных к настоящему времени результатов, относящихся к релятивистски-инвариантным ВФ, которые являются строчками фоковского столбца, а также расчетного аппарата, позволяющего выразить амплитуды процессов через эти ВФ, опишем другие существующие подходы к релятивизации ВФ и уже найденные результаты, касающиеся устройства дейтона на малых расстояниях и механизмов процессов с большими переданными импульсами вместе с имеющимися экспериментальными данными.

В разд. 1 обзора обсуждаются основные, имеющиеся в литературе способы описания релятивистских связанных систем и, в частности, высокоимпульсных компонент дейтонной ВФ. В разд. 2 кратко суммируются результаты, относящиеся к изобарным примесям в дейтоне. Роль мезонных обменных токов, их влияние на сечение реакций упругого ed -рассеяния и электро- и фоторасщепления дейтона описаны в разд. 3. В разд. 4 обсуждаются процессы с большими переданными импульсами; упругое и глупо неупругое ed -рассеяние, pd - и pd -рассеяние назад, реакция $\pi^- d \rightarrow p \Delta^-$ и кумулятивное мезообразование. В разд. 5 описываются ВФ, являющиеся компонентами фоковского столбца, определенного на поверхности светового фронта. Подробно дается их параметризация. Отметим, что фейнмановская диаграммная техника не позволяет выразить амплитуды процессов через ВФ. В разд. 6 приводится вычислительный аппарат (диаграммная техника), возникающий в трехмерной формулировке теории поля на световом фронте, с помощью которого амплитуду можно выразить через введенные в разд. 5 ВФ.

1. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ И УРАВНЕНИЯ

К настоящему времени имеется много направлений, в которых развивается описание релятивистских связанных систем. «Семью» ВФ и расчетных схем вместе с имеющимися между ними «родственными связями» можно изобразить в виде «генеалогического дерева» (рис. 1). В жирных рамках указано то направление, которое будет обсуждаться в разд. 5 и 6.

Здесь обсудим ВФ, возникающие при преобразовании уравнения Бете — Солпитера [1] в трехмерную форму (квазипотенциальные волновые функции). Кроме того, рассмотрим кратко так называемый релятивистский «квантовомеханический» подход, непосредственно не вытекающий из квантовой теории поля и предполагающий, что ВФ описывают систему, состоящую из фиксированного числа релятивистских частиц. В основном обсудим

только те ВФ, которые использовались для расчетов в ядерной физике. Однако прежде, чтобы пояснить их место среди других

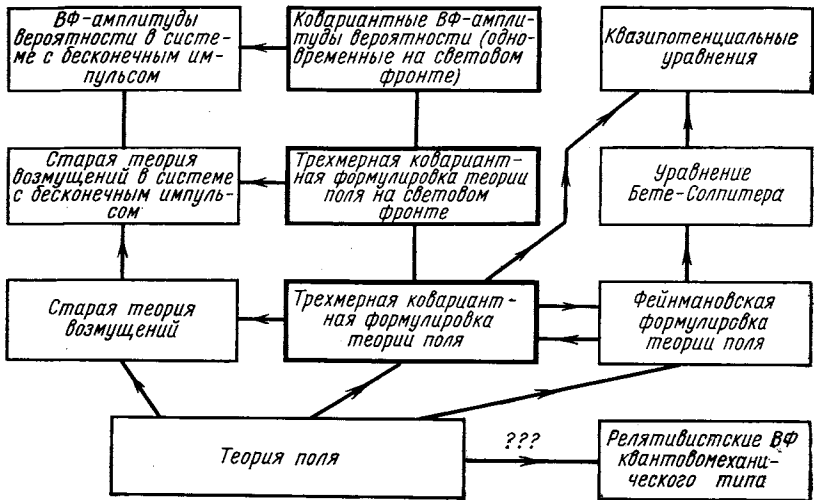


Рис. 1. Сводка релятивистских ВФ и соответствующих им расчетных аппаратов теории поля

квазипотенциальных ВФ и уравнений, опишем общую схему вывода квазипотенциальных уравнений и их классификацию.

Квазипотенциальные волновые функции. Опишем переход от уравнения Бете — Солпитера для двухчастичной амплитуды к трехмерному уравнению. Волновые функции определяются как вычеты по энергии в функции Грина и подчиняются соответствующим однородным уравнениям. Эти ВФ и уравнения будем называть квазипотенциальными, хотя первоначальный смысл этого термина был, по-видимому, несколько уже. В изложении будем следовать работам [2, 3]. Исходным для получения квазипотенциальных уравнений является уравнение Бете — Солпитера [1] для двухчастичной амплитуды:

$$T_{pq}(s) = V_{pq} + \int d^4k V_{pk} G_k(s) T_{kq}(s), \quad (1)$$

где

$$G_k(s) = i \{ (2\pi)^4 (k_1^2 - m^2 + i0) (k_2^2 - m^2 + i0) \}^{-1};$$

$$k_1 + k_2 = p; \quad k_1 - k_2 = 2k; \quad s = p^2.$$

Необходимо перестроить это уравнение так, чтобы оно приобрело трехмерный характер, т. е. необходимо, чтобы интегрирование по d^4k заменилось на d^3k , а удовлетворяющая ему амплитуда была

явно двухчастично-унитарной. Запишем двухчастичное условие унитарности:

$$T_{pq}(s) - T_{pq}^*(s) = \frac{i}{(2\pi)^2} \int d^4k T_{pk}(s) [\delta^+(k_1^2 - m^2) \delta^+(k_2^2 - m^2)] T_{kq}^*(s), \quad (2)$$

где

$$\delta^+(k^2 - m^2) = \theta(k_0) \delta(k^2 - m^2).$$

Из уравнения (1) при действительном ядре следует

$$T_{pq}(s) - T_{pq}^*(s) = \int d^4k T_{pk}(s) [G_k(s) - G_k^*(s)] T_{kq}^*(s). \quad (3)$$

Переход от уравнения (1) к квазипотенциальному осуществляется заменой в нем функции Грина $G_k(s)$ на $g_k(s)$, причем скачок $g_k(s)$ равен

$$g_k(s) - g_k^*(s) = \Delta(s) = i(2\pi)^2 \delta^+(k_1^2 - m^2) \delta^+(k_2^2 - m^2), \quad (4)$$

входящей в условие унитарности. Тогда выполнение условия унитарности (2) будет гарантировано.

Одновременно с модификацией функции Грина изменим ядро уравнения так, чтобы амплитуда на массовой поверхности не менялась. Легко видеть, что уравнение (1) эквивалентно системе двух уравнений:

$$T = K + KgT; \quad (5)$$

$$K = V + V(G - g)K. \quad (6)$$

Ядро K , формально определяемое из равенства (6):

$$K = [1 - V(G - g)]^{-1}V \quad (7)$$

называется квазипотенциалом.

Решение уравнения (4) для $g_k(s)$ находится с большой неоднозначностью. Представим его в наиболее удобной для дальнейшего обсуждения форме:

$$g_k(s) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{4m^2}^{\infty} \frac{ds'}{s' - s - i0} f(s', s) \delta^+ \{ [(\sqrt{s'/s}(1 - \alpha) + \alpha) p/2 - k]^2 - m^2 \} \delta^+ \{ [(\sqrt{s'/s}(1 + \alpha) - \alpha) p/2 - k]^2 - m^2 \}, \quad (8)$$

где $f(s', s)$ — произвольная функция, удовлетворяющая условию $f(s, s) = 1$; α — произвольный параметр. Очевидно, что скачок функции $g_k(s)$, определяемой равенством (8), равен величине $\Delta(s)$ из (4) и не зависит от $f(s', s)$ и α .

В интеграле (8) содержатся две δ -функции. Одна из них исчезает после интегрирования по ds' , вторая снимает интегрирование по dk_0 в уравнении (5). Таким образом, уравнение (5) является трехмерным.

Все встречающиеся в литературе уравнения, получаемые авто-рами различными путями, можно классифицировать указанием способов выбора параметра α (он равняется 0 или 1) и функции $f(s', s)$ в функции Грина $g_h(s)$. Например, уравнение Логунова — Тавхелидзе [4] получается, если выбрать $\alpha = 0$ и $f(s', s) = 1$. Функция Грина $g_h(s)$ при $\alpha = 0$ и 1 в системе центра инерции $[p = (\sqrt{s}, 0, 0, 0)]$ определяется соответственно равенствами:

$$g_h(s) = \delta(k_0) f(4\varepsilon^2(\mathbf{k}), s) / [4(2\pi)^3 \varepsilon(\mathbf{k}) (\varepsilon^2(\mathbf{k}) - s/4 - i0)]; \quad (9)$$

$$g_h(s) = \delta(k_0 + \sqrt{s}/2 - \varepsilon(\mathbf{k})) \times \\ \times f(4\varepsilon^2(\mathbf{k}), s) / [4(2\pi)^3 \varepsilon(\mathbf{k}) (\varepsilon^2(\mathbf{k}) - s/4 - i0)]. \quad (10)$$

Полагая в (9) $f(4\varepsilon^2(\mathbf{k}), s) = 1$ и расписывая операторное равенство (5), приходим к уравнению Логунова — Тавхелидзе:

$$T_{pq}(s) = K_{pq}(s) + \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k}{\sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2}} \frac{K_{pk}(s)}{4(\mathbf{k}^2 + m^2) - s - i0} T_{kq}(s), \quad (11)$$

которое получено в работе [4] из рассмотрения одновременных функций Грина. Оно совпадает с уравнением Бланкенбеклера — Сугара [3].

В табл. 1 сведены трехмерные квазипотенциальные уравнения, которые приведены к единой нормировке, фиксируемой условием

Таблица 1

Трехмерные квазипотенциальные уравнения [2]

Уравнение	α	$f(s', s)$	Литература
Логунова — Тавхелидзе, Бланкенбеклера — Сугара	0	$f(s', s) = 1$	[4] [3]
Томпсона	0	$f(s', s) = \frac{\sqrt{s'} + \sqrt{s}}{2\sqrt{s'}}$	[5]
Кадышевского	1	$f(s', s) = \frac{\sqrt{s'} + \sqrt{s}}{2\sqrt{s'}}$	[6]
Гросса	1	$f(s', s) = \frac{\sqrt{s} + \sqrt{s'}}{2\sqrt{s}}$	[7]
Холинде и др.	1	$f(s', s) = 1$	[8]

унитарности (2). Табл. 1 составлена на основе сводки квазипотенциальных уравнений, описанной Брауном и Джексоном [2]. В таблицу не включено уравнение работы [9] из-за относительной громоздкости выражения для $f(s^f, s)$.

Подчеркнем, что все квазипотенциальные уравнения с разными функциями $g_h(s)$ и с соответствующими квазипотенциалами K , определяемыми (7), в принципе эквивалентны между собой и определяют амплитуду, совпадающую на массовой поверхности с амплитудой Бете — Солпитера. Однако на практике трудно найти ядро K в явном виде, и обычно пользуются какой-либо

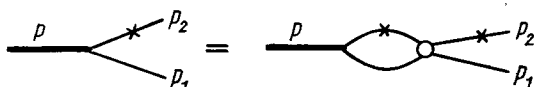


Рис. 2. Графическое изображение уравнения Гросса

моделью для квазипотенциала. Результат при этом уже зависит от типа уравнения и динамической модели, а убедительные оценки точности приближений провести трудно.

Задача выражения форм-факторов связанной системы через квазипотенциальную ВФ была решена Р. Н. Фаустовым [10]. Форм-фактор представляется в виде интеграла, содержащего трехмерные ВФ и трехмерную обобщенную вершинную часть, возникающую в квазипотенциальном подходе. Для последней можно записать ряд по взаимодействию, который имеет характер, близкий к следующему из равенства (7) ряду для квазипотенциала. Вопросы о скорости сходимости этого ряда и физической интерпретации его членов остаются пока открытыми, что затрудняет использование этих формул в расчетах, в которых отсутствует малый параметр.

Трехчастичное релятивистское уравнение, аналогичное нерелятивистскому уравнению Фаддеева, также рассмотрено в работе [3]. Это уравнение изучалось в работах [11, 12] для полюсной двухчастичной амплитуды. После разложения по парциальным волнам получено одномерное уравнение. Трехчастичный вариант уравнения работ [3, 4] использован Вебером для расчета примесей изобар в ВФ дейтона [13]. На результатах остановимся в разд. 2. Другое приложение в ядерной физике квазипотенциальные уравнения находят в релятивистских поправках к ВФ дейтона с помощью уравнения Гросса [7]. Опишем подробнее этот формализм и результаты, к которым он приводит [7, 14—16].

Уравнение Гросса формально можно получить, если в уравнении Бете — Солпитера проинтегрировать по dk_0 , пренебрегая особенностями ядра и амплитуды и учитывая только особенность

пропагатора, соответствующую нуклону. Графически уравнение Гросса дано на рис. 2. Оно представляет собой уравнение для вершинной части $d \rightarrow NN$ с одним из нуклонов на массовой поверхности. Вершинная часть затем связывается с квазипотенциальной ВФ дейтона.

В расчетах вершинной части Γ для ядра выбирается сумма фейнмановских диаграмм, определяемых мезонными обменами, а не квазипотенциал K из (7). Это приводит к потере части релятивистских поправок.

Центр тяжести работ Гросса лежит в учете спина нуклонов в вершинной части $d \rightarrow NN$ таким образом, чтобы в нулевом приближении по релятивистским поправкам в явном виде выделялись ВФ, соответствующие S - и D -волнам. Спиновая структура форм-фактора с одним нуклоном на массовой поверхности, входящего в уравнение Гросса (см. рис. 2), имеет следующий вид [17]:

$$\Gamma_{\alpha}(p_2) \xi_{\alpha} = F(u) \gamma \xi + G(u) \frac{(p-p_1)}{2m} \xi + \frac{\hat{p}_1 - m}{m} \left[H(u) \xi \gamma + I(u) \frac{p-p_1}{2m} \xi \right], \quad (12)$$

где $u = p_1^2$; m — масса нуклона; γ — матрицы Дирака; ξ_{α} — спинор, соответствующий спину 1. Величина Γ_{α} матрицы по спиновым индексам: $\Gamma_{\alpha} \equiv (\Gamma_{\alpha})_{\delta\gamma}$.

Форм-фактор определяется четырьмя инвариантными функциями $F(u)$, $G(u)$, $H(u)$ и $I(u)$. В нерелятивистском пределе остаются только две независимые инвариантные функции S - и D -волны. Они выражаются через комбинации F , G , H и I . Удобнее сразу записать форм-фактор в терминах функций, остающихся в нерелятивистском пределе, и тех, которые исчезают. Попутно вместо матрицы $\Gamma_{\alpha} \xi_{\alpha}$ рассмотрим ее матричные элементы:

$$\Psi_{s_2 s_1}^+(k_1) = \frac{m}{[2M_d(2\pi)^3]^{1/2}} \frac{\bar{u}(p_1, s_1) \Gamma_d U_c \bar{u}^T(p_2, s_2)}{E_1(2E_1 - M_d)}; \quad (13)$$

$$\Psi_{s_2 s_1}^-(k_1) = -\frac{m}{[2M_d(2\pi)^3]^{1/2}} \frac{v(-p_1, s_1) \Gamma_d U_c \bar{u}^T(p_2, s_2)}{E_1 M_d}, \quad (14)$$

где $k_1 = (p - p_1)/2$; $E_1 = \sqrt{m^2 + \mathbf{k}_1^2}$; u и v — спиноры, соответствующие нуклону и антинуклону; U_c — матрица зарядового сопряжения. Знание именно таких матричных элементов необходимо в расчетах. Выражая матрицы Дирака через матрицы Паули и переходя к двухкомпонентным спинорам, получаем

В системе покоя дейтона:

$$\begin{aligned} \Psi_{s_2 s_1}^+(k_1) = & \frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \chi^+(s_1) \left[u_0(k_1) \sigma \xi + \right. \\ & \left. + \frac{w_2(k_2)}{\sqrt{2}} \left(\frac{3(\sigma \mathbf{k}_1)(\xi \mathbf{k}_1)}{k_1^2} - \sigma \xi \right) \right] \frac{i\sigma_y}{\sqrt{2}} \chi^*(s_2); \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{s_1 s_2}^-(k_1) = & -\frac{\sqrt{3}\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \chi^+(s_1) \left[\frac{v_{t1}(k_1)}{\sqrt{2}} i \frac{\sigma[\mathbf{k}_1 \times \xi]}{|\mathbf{k}_1|} + \right. \\ & \left. + v_{s1}(k_1) \frac{\xi \mathbf{k}_1}{|\mathbf{k}_1|} \right] \frac{i\sigma_y}{\sqrt{2}} \chi^*(s'). \end{aligned} \quad (16)$$

Инвариантные функции $u_0(k_1)$, $w_2(k_2)$ и $v_{t1}(k_1)$, $v_{s1}(k_1)$ выражаются через четыре инвариантных форм-фактора из формулы (12) [15]. Функция ψ^- интерпретируется Гроссом как ВФ с отрицательной энергией. Она содержит синглетные и триплетные P -волны и исчезает в нерелятивистском пределе. Функции $u_0(k_1)$ и $w_2(k_2)$ соответствуют S - и D -волнам дейтона.

Условие нормировки получается следующим образом. Заметим, что из (5) следует: $T^{-1} = K^{-1} - g$. Запишем тождество

$$T(K^{-1} - g)T \equiv T. \quad (17)$$

Имея в виду, что вблизи полюса $s = s_0$

$$T(s) \sim \Gamma^* \Gamma / (s'_i - s_0),$$

приравняем вычеты в обеих частях равенства (17) друг другу. Тогда придем к условию нормировки, которое для не зависящего от энергии квазипотенциала в терминах функций u , w и v имеет вид

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\infty p^2 dp [u^2(p) + w^2(p) + v_{t1}^2(p) + v_s^2(p)] = 1. \quad (18)$$

Переходя в координатное пространство по формуле

$$f(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty p^2 dp j_l(pr) f(p), \quad (19)$$

где $l = 0$ для u ; $l = 1$ для v и $l = 2$ для w , получаем

$$\int_0^\infty dr [u^2(r) + w^2(r) + v_t^2(r) + v_s^2(r)] = 1. \quad (20)$$

Подчеркнем, что, хотя в силу квадратичной интегрируемости введенных функций и условия нормировки (20) их относительные значения удобно описывать, говоря о вероятностях соответствующих

щих компонент в дейтоне, в действительности эти функции не обладают вероятностной интерпретацией, так как они связаны с форм-фактором, а не с вектором состояния дейтона. Для вероятностной интерпретации ВФ необходимо, чтобы они были коэффициентами разложения вектора состояния по состояниям с квантовыми числами, вероятностью которых мы интересуемся. Именно

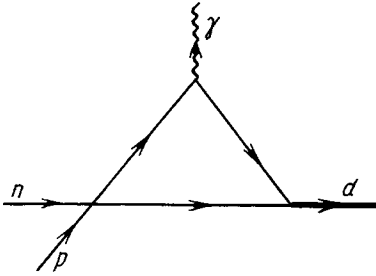


Рис. 3. Диаграмма, соответствующая процессу $np \rightarrow d\gamma$

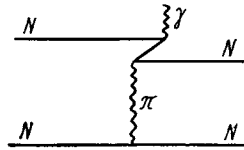


Рис. 4. Мезонный обменный ток с рождением пар

такими величинами являются компоненты фоковского столбца. Для функций ψ^+ и ψ^- приближенно получается система зацепляющихся уравнений в координатном пространстве:

$$(\hat{T} - \varepsilon)\psi^+ = -V^{++}\psi^+ - V^{+-}\psi^-; \quad (21)$$

$$-2m\psi^- = -V^{-+}\psi^+ - V^{--}\psi^-. \quad (22)$$

Исключая ψ^- из уравнения (21) с точностью до членов V/M , получаем

$$[\hat{T} + V^{++} + (V^{+-})^2/2m]\psi^+ = \varepsilon\psi^+. \quad (23)$$

Член $(V^{+-})^2/2m$ в (23) имеет релятивистское происхождение. Он положителен и на малых расстояниях приводит к отталкивающему кору независимо от типа мезонов, которыми происходит обмен.

В работе [15] ВФ дейтона ψ^+ и ψ^- были найдены численно с учетом обменов только π - и σ -мезонами, приводящих к притяжению. Однако благодаря члену $(V^{+-})^2/2m$ ВФ оказались близкими к ВФ рейда с мягким кором [18]. Получены следующие вероятности D - и P -состояний: $P(^3D_1) = 5,40 \div 6,31\%$; $P(^3P_1) = 0,70 \div 2,00\%$; $P(^1P_1) = 0,01 \div 0,11\%$. В работе [16] эти ВФ использованы для вычисления сечения реакции радиационного захвата нейтрона около порога $np \rightarrow d\gamma$. Проблема состояла в том, что нерелятивистский расчет диаграммы рис. 3 не объяснял полностью экспериментального значения сечения: $\sigma^{\text{эсп}} = 334,2 \pm 0,5$ мбарн [19], $\sigma^{\text{теор}} = 302,5 \pm 4,0$ мбарн [20, 21]. Между

теорией и экспериментом имелось расхождение 9,5%. Как было показано в работе [22] (см. также [23—25]), учет мезонных обменных токов, и в частности «рождение пар» (рис. 4), ликвидирует это расхождение (подробнее см. в разд. 3).

В работе [16] вклад рождения пар учитывался автоматически с помощью включения в ВФ дейтона состояний с отрицательной энергией ψ^- . Вклад рождения пар, рассчитанный этим методом, близок, но несколько меньше найденного ранее (1,86% в амплитуде по сравнению с 3,72% [23]) и улучшает согласие с экспериментом.

Релятивистские «квантовомеханические» системы. Перейдем теперь к описанию релятивистских связанных систем, состоящих из фиксированного числа частиц. Существенно, что эта концепция не опирается на понятие квантованного поля. Более того, она в известном смысле противоречит ей, ибо гамильтониан любой системы взаимодействующих квантованных полей не коммутирует с оператором числа частиц и, следовательно, не может быть диагонализирован одновременно с ним. Впервые ВФ квантовомеханического типа рассматривались Дираком [26]. Динамическими переменными в таких схемах являются не операторы поля, а координаты частиц. Для того чтобы получить релятивистски-инвариантную теорию, необходимо построить генераторы группы Пуанкаре P_μ , $M_{\mu\lambda}$ из этих динамических переменных так, чтобы удовлетворить коммутационным соотношениям группы:

$$\left. \begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0; \quad \frac{1}{i} [P_\mu, M_{\kappa\lambda}] = g_{\mu\lambda} P_\kappa - g_{\mu\kappa} P_\lambda; \\ \frac{1}{i} [M_{\mu\nu}, M_{\kappa\lambda}] &= g_{\mu\kappa} M_{\nu\lambda} - g_{\nu\kappa} M_{\mu\lambda} + g_{\nu\lambda} M_{\mu\kappa} - g_{\mu\lambda} M_{\nu\kappa}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Например, для одной свободной частицы генераторы P_μ , $M_{\mu\nu}$ можно выбрать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} P_r &= p_r; \quad P_0 = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}; \\ M_{rs} &= q_r p_s - q_s p_r; \quad M_{r0} = q_r (\mathbf{p}^2 + m^2)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где $[q_r, p_s] = i\delta_{rs}$; $r, s = 1, 2, 3$. В нерелятивистской галилеевоинвариантной теории n частиц эта постановка задачи приводит к генераторам:

$$\mathbf{P} = \sum_1^n \mathbf{p}_a, \quad \mathbf{M} = \sum_1^n \mathbf{r}_a \times \mathbf{p}_a; \quad H = \sum_1^n (\mathbf{p}_a^2/2m_a) + V,$$

где V — скалярная функция внутренних координат $\mathbf{r}_a \in \mathbf{R}$; $\mathbf{R} = \sum_1^n [(m_a/M) \mathbf{r}_a]$; $M = \sum_1^n m_a$. Задача построения представлений группы с такими генераторами приводит, в свою очередь, к уравнению Шредингера и нерелятивистской квантовой механике.

С этой точки зрения получение явного вида генераторов в теории поля, исходя из лагранжиана и в соответствии с теоремой Нетер,— наиболее прямой и простой способ конструирования этих генераторов. В теории с фиксированным числом частиц [например, двух; соответствующие динамические переменные $x_1, x_2, x = (t, \mathbf{x})$] при отсутствии взаимодействия также довольно легко сконструировать генераторы $P_\mu, M_{\mu\nu}$ из x_1, x_2 и p_1, p_2 . Введение операторов, учитывающих взаимодействие, только в генераторы P_ν (аналогично нерелятивистскому приближению) в релятивистском случае разрушает коммутационные соотношения. Необходимо ввести операторы взаимодействия и в генераторы $M_{\mu\nu}$. Однако при этом возникает довольно сложная алгебра. Она упрощается, если формулировать теорию на световом фронте [26].

Этот подход использован [27, 28] для получения динамической основы модели кварков. Свойства релятивистских квантовомеханических систем в работе [28] изучались на примере ковариантного гармонического осциллятора. Если вместо t, z ввести «координаты» $x_{1,2}^\pm = (z_{1,2} \pm t_{1,2})/\sqrt{2}$ и $\mathbf{x}_{\perp 1,2} = (x_{1,2}, y_{1,2})$ и соответствующие канонически сопряженные «импульсы» $k_{\pm 1,2} \mathbf{k}_{\perp 1,2}$, то, например, генератор \hat{P}_+ приобретает вид

$$\hat{P}_+ = -(m^2 + \mathbf{p}_\perp^2)/2p_-,$$

где $\mathbf{p}_\perp = \mathbf{k}_{1\perp} + \mathbf{k}_{2\perp}$; $p_- = k_{1-} + k_{2-}$.

Введение взаимодействия в \hat{P}_+ осуществляется заменой массы m^2 оператором массы \hat{M}^2 , зависящим от относительных «координат» и «импульсов». Оператор \hat{M}^2 одновременно следует ввести и в генераторы $\hat{M}_{\mu\nu}$.

Волновые функции должны преобразовываться по представлению группы Пуанкаре. Задача нахождения этих представлений приводит к следующему уравнению для ВФ:

$$\hat{M}^2\varphi = \mu^2\varphi. \tag{26}$$

Как показано М. В. Терентьевым [27], ВФ оказывается зависящей только от одной переменной:

$$M_0^2 = (m^2 + \mathbf{q}_\perp^2)/(1/4 - \xi^2),$$

где $\xi = k_-/p_-$; k_- — относительная «координата» $k = (k_1 - k_2)/2$; $\mathbf{q}_\perp = \mathbf{k}_\perp - \xi\mathbf{p}_\perp$.

Подчеркнем, что координаты $x_{1,2}$ и импульсы $k_{1,2}$ в этом подходе хотя и являются операторами, «правильно» коммутирующими друг с другом, но после введения оператора взаимодействия уже не имеют смысла истинных координат частиц в 4-мерном конфигурационном пространстве. Это видно из того, что они не удовлетворяют коммутационным соотношениям, которым должен

удовлетворять любой 4-вектор:

$$[x_\mu, M_{\kappa\lambda}]_i = g_{\mu\lambda}x_\kappa - g_{\mu\kappa}x_\lambda. \quad (27)$$

Выполнению коммутационного соотношения (28) препятствует введенный в $M_{\mu\nu}$ оператор взаимодействия. Из-за невозможности отделить движение центра инерции в релятивистской системе взаимодействующих частиц двухчастичная релятивистская ВФ оказывается зависящей от двух физических переменных (см. разд. 5) с истинными координатами частиц не найдена.

В ядерной физике такой подход применялся в работе [30] для нахождения релятивистских поправок к ВФ дейтона. Рассматривалась алгебра не на световом фронте, а в плоскости $t = 0$, требовалось выполнение коммутационных соотношений с точностью до членов $\sim 1/c^2$. Выражения для генераторов с точностью до $1/c^2$ были найдены ранее в работе [31]; в работе [30] дейтон считался состоящим только из двух нуклонов при всех импульсах нуклонов (как малых, так и больших). Другие степени свободы не вводились. В качестве оператора взаимодействия, входящего в генераторы, выбирался обычный нерелятивистский потенциал. Исследовалась величина релятивистских поправок к ВФ дейтона, к электромагнитным форм-факторам дейтона и к поляризации в ed -рассеянии. Полученные поправки имеют порядок $\sim q^2/m^2$ (q — переданный дейтону импульс). Для учета обменных токов и изобар в такой теории следует добавить дополнительные степени свободы. Но для описания многокомпонентных систем более адекватным аппаратом является теория поля, в которой на малых расстояниях вектор состояния дейтона органически включает в себя ненуклонные компоненты.

2. ИЗОБАРЫ В ДЕЙТОНЕ

Благодаря тому что во взаимодействующей двухнуклонной системе возможны виртуальные переходы типа $NN \rightarrow \Delta\Delta$, $NN \rightarrow \rightarrow NN^*$ и т. п., в дейтоне всегда содержится примесь изобар. Эти виртуальные переходы в дейтоне идут наиболее интенсивно при большом относительном импульсе нуклонов, следовательно, изобарные примеси в дейтоне сосредоточены в основном на относительно малых расстояниях. Хотя они дают небольшой вклад в нормировочный интеграл ($\sim 1\%$), но в реакциях с большими переданными импульсами изобарные примеси могут превышать нуклонную компоненту, а в некоторых случаях (например, в реакциях типа выбивания изобар) даже полностью определять явление.

Впервые существование изобарных примесей в дейтоне было предположено Керманом и Кисслингером [32] в 1969 г. С тех пор появилось много работ, посвященных изучению этого вопроса.

Поскольку на эту тему имеются подробные обзоры [33—35] (см. также [36]), мы ограничимся здесь кратким изложением основных результатов*.

Расчет изобарных примесей в ВФ дейтона производится следующим образом. Для определенности будем говорить о примеси $\Delta\Delta$. Рассматривается двухканальная система уравнений, описывающая переходы $NN \rightarrow NN$, $NN \rightarrow \Delta\Delta$, $\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Delta$. Поскольку переход $NN \rightarrow \Delta\Delta$ приводит к малой изобарной примеси, его можно учесть по теории возмущений.

Потенциал $\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Delta$ фактически неизвестен. Часть взаимодействия $\Delta\Delta$ обусловлена виртуальным распадом Δ и взаимодей-

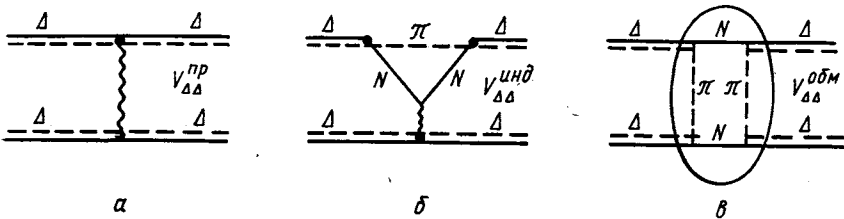


Рис. 5. Потенциалы $\Delta\Delta$ -взаимодействия:
 а — прямое взаимодействие; б — индуцированное; в — обменное

ствием $N\Delta$ (рис. 5, б). Как показано в работах [37], такое «индуцированное» взаимодействие значительно меньше $N\Delta$ -взаимодействия, которое, в свою очередь, слабее NN -взаимодействия. Кроме этого можно представить себе «прямой» обмен бозонами между изобарами, совершенно такой же по своей физической природе, как и NN -взаимодействие. Оценки, основанные на $SU(6)$ -симметрии, дают «прямое» $\Delta\Delta$ -взаимодействие того же порядка, что и «обменное» взаимодействие, обусловленное процессом $\Delta \rightarrow N\pi$.

Прямому, индуцированному и обменному $\Delta\Delta$ -взаимодействиям отвечают соответственно диаграммы рис. 5, а, б и в.

Для обменного взаимодействия неприводимым блоком является амплитуда перехода $\Delta\Delta \rightarrow NN$ (рис. 6), которую часто называют «потенциалом перехода» $V_{\Delta N}$. Последний с точностью до нормировки совпадает с амплитудой $F_{N\Delta}$, которую, в свою очередь, можно выразить через амплитуды $\Gamma_{\Delta N\pi}$ распада $\Delta \rightarrow N\pi$. В результате

$$V_{\Delta N}(\mathbf{q}) = -\Gamma_{\Delta N\pi}(\mathbf{q}) \Gamma_{\Delta N\pi}(\mathbf{q}) / [\mathbf{q}^2 + \mu^2 - (M_\Delta - m - i\Gamma/2)^2].$$

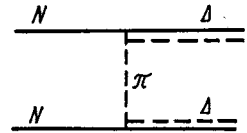


Рис. 6. Потенциал перехода $NN \rightarrow \Delta\Delta$

* После того, как настоящая статья была написана, нам стало известно о новых обзорах, посвященных изобарам в ядрах [106—108].

Если потенциалом $\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Delta$ пренебречь, то для вершинной части $d \rightarrow \Delta\Delta$ получим

$$\Gamma_{\Delta\Delta}(\mathbf{p}) = -(2\pi)^{-3/2} \int d^3k V_{\Delta N}(\mathbf{p}-\mathbf{k}) \psi(\mathbf{k}), \quad (28)$$

где $\psi(\mathbf{k})$ — двухнуклонная ВФ.

В ВФ дейтона допустимы следующие состояния $\Delta\Delta$: 3S_1 , 3D_1 , 7D_1 и 7G_1 . Наиболее существенными из них оказываются состояния 3S_1 и 7D_1 . На рис. 7, заимствованном из работы В. Е. Маркушина [38], приведены квадраты модулей вершинных функций 3S_1 и 7D_1 вместе с S -волновой нуклон-нуклонной вершинной частью. Для описания перехода $NN \rightarrow \Delta\Delta$ использовался потенциал

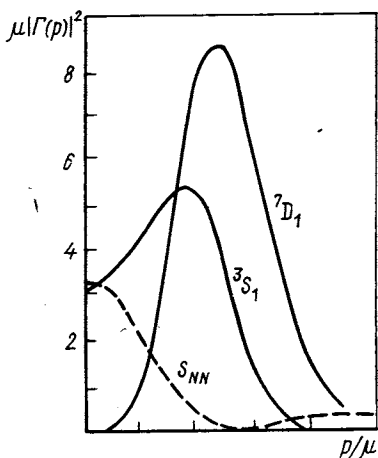


Рис. 7. Вершинные функции $|\Delta\Delta$ дейтоне для 3S_1 - и 7D_1 -состояний: сплошная линия — 3S_1 - и 7D_1 -состояния; пунктирная — S -волновая NN -вершинная функция [38]

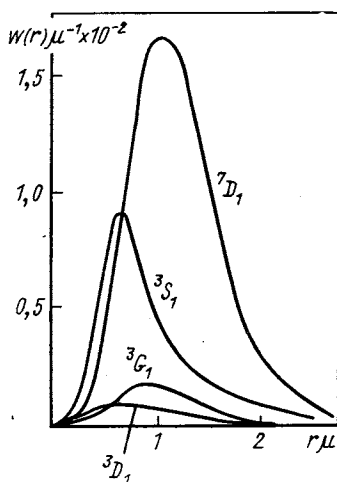


Рис. 8. Плотности вероятностей различных $\Delta\Delta$ -состояний в дейтоне

однопionного обмена, изображенный на рис. 6. Нуклон-нуклонная ВФ соответствовала потенциалу Хамады — Джонстона [39]. В вершине $\Delta \rightarrow N\pi$ вводилось обрезание с помощью форм-фактора

$$F(q^2) = (c^2 + q_0^2)/(c^2 + q^2), \quad (29)$$

где $q_0 = 231 \text{ Мэв}/c$; $c = 3\mu$; μ — масса пиона.

Относительный вес различных $\Delta\Delta$ -состояний в ВФ дейтона приведен на рис. 8 [38]. Вероятности примесей различных $\Delta\Delta$ -состояний с нуклонной ВФ Хамады — Джонстона и с параметром обрезания $c = 3\mu$ следующие: $P({}^3S_1) = 0,66\%$, $P({}^3D_1) = 0,08\%$, $P({}^7D_1) = 1,64\%$, $P({}^7G_1) = 0,14\%$. Суммарная вероятность

$P(\Delta\Delta) = 2,52\%$. Результаты сильно чувствительны к выбору нуклон-нуклонного потенциала и параметра обрезания s и при их изменении в разумных пределах вероятности $P(\Delta\Delta)$ меняются примерно в два раза.

Однако введение в обменный потенциал $NN \rightarrow \Delta\Delta$ члена, соответствующего обмену ρ -мезоном, приводит к некоторому обрезанию малых расстояний и чувствительность к параметру s и нуклон-нуклонному потенциалу становится слабее [40].

Оценки изобарных примесей в дейтоне NN^* (1520) в рамках релятивистских уравнений были проведены Вебером [13]. Как уже отмечалось в разд. 1, исходным пунктом этих оценок были трехчастичные квазипотенциальные уравнения для πNN -системы [11, 12]. Предполагалось, что входящая в них πN -амплитуда имеет резонансный характер. Взаимодействия $NN \rightarrow NN^*$ и $NN^* \rightarrow NN^*$ описывались обменом π -мезоном. Расчет с ВФ Мак-Ги приводит к полной вероятности примеси NN^* (1520) порядка 1%. Нерелятивистская оценка при тех же исходных предположениях дает значительно меньшее значение $\approx 0,057\%$.

Непосредственным подтверждением присутствия изобар в дейтоне явилось бы наблюдение их выбивания из дейтона. Экспериментальному поиску изобар в дейтоне посвящены работы [41]. Оценки этих работ для изобарных примесей в дейтоне имеют некоторый разброс, но по порядку величины находятся в районе 1%. Для однозначной интерпретации экспериментов по выбиванию изобар нужно быть уверенным в том, что наблюдаемые изобары содержались в дейтоне, а не родились в процессе столкновения. Вопросы идентификации механизмов процессов с большими передачами импульса только начинают изучаться. Отметим в связи с этим работу В. М. Колыбасова [42], в которой показано, что изучение поляризации изобар в конечном состоянии обладает большой информативностью с точки зрения идентификации механизма реакции. Поскольку поляризация изобар измеряется по угловому распределению их продуктов распада, а именно они регистрируются в экспериментах, то для изучения поляризации изобар требуется только накопление статистики.

Кроме явлений выбивания изобар примеси резонансов в ВФ дейтона приводят к заметным эффектам в магнитном и квадрупольном моментах дейтона (см. разд. 3), в pd -рассеянии назад, в фоторасщеплении и других процессах.

Следует иметь в виду, что, как показано В. Е. Маркушиным [43], учет конечного времени жизни изобары приводит к тому, что в процессы выбивания входит вершинная функция $d \rightarrow \Delta\Delta$, усредненная по массе изобары в пределах ширины Δ , а в электромагнитные форм-факторы входит вершинная функция при комплексной массе $M_\Delta - i\Gamma/2$. Вершинная функция, соответствующая выбиванию Δ , оказывается значительно больше вершинной функ-

ции, определяющей форм-факторы. Без учета этого обстоятельства сравнивать изобарные примеси, извлеченные из данных по выбиванию изобар и по форм-факторам, было бы неправомерно.

Отметим, что вопрос о влиянии примесей изобар на электромагнитные форм-факторы дейтона при больших переданных импульсах в настоящее время не вполне ясен. Изучению этого вопроса посвящен ряд работ (см., например, [44, 45]). В литературе содержатся противоречивые утверждения о влиянии Δ -примесей на форм-факторы дейтона. В одной из последних работ [45] показано, что примесь Δ в 0,7—1,5% незначительно изменяет форм-фактор вплоть до переданного импульса $q^2 = 100 \text{ ферми}^{-2}$ (4 Гэв^2) и ее влияние на форм-фактор меньше влияния мезонных обменных токов. Вычисления проводились в рамках нерелятивистского формализма и с действительной массой изобары.

Несмотря на имеющиеся неопределенности, на основании всех существующих расчетов и экспериментальных данных можно сделать вывод, что вероятность изобарных примесей в дейтоне на уровне 1% представляется весьма правдоподобной. Дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование изобарных примесей в ядрах представляет первостепенный интерес.

3. ОБМЕННЫЕ МЕЗОННЫЕ ТОКИ

Присутствие мезонов в системе взаимодействующих нуклонов обуславливается тем, что ядерные силы обязаны своим происхождением мезонным обменам. В дейтоне нерелятивистские нуклоны двигаются медленно и взаимодействие между ними является поэтому запаздывающим в малой степени. Иначе говоря, это означает, что эффект присутствия мезонов в ядре проявляется слабо из-за кратковременности пребывания мезона между актами испускания его одним нуклоном и поглощением другим. Однако уже эта небольшая примесь мезонов оказывает заметное влияние на магнитный и квадрупольный моменты дейтона, существенно превосходящее экспериментальные погрешности, с которыми последние известны. Влияние мезонных обменных токов на форм-факторы дейтона при большом переданном импульсе q^2 , соответствующем малым межнуклонным расстояниям, где обмены мезонами происходят уже весьма интенсивно, становится еще более заметным. В амплитуду ed -рассеяния при больших q^2 дают вклад не только процессы рассеяния электрона на нуклонах дейтона, но и находящихся в дейтоне мезонах.

Здесь рассмотрим влияние мезонных обменных токов на статические свойства дейтона (магнитный и квадрупольный моменты), на электромагнитные форм-факторы дейтона при больших переданных импульсах и на сечения процессов электрорасщепления дейтона $ed \rightarrow epr$ и радиационного захвата нейтрона $nr \rightarrow d\gamma$.

Прежде чем перейти к обсуждению влияния мезонных обменных токов на свойства дейтона, сравним предсказания канонической теории дейтона (в пренебрежении вкладом изобар и обменных мезонных токов) для магнитного и квадрупольного моментов дейтона μ_d и Q с экспериментальными значениями μ_d и Q . Чтобы вычислить μ_d и Q , необходимо усреднить операторы магнитного и квадрупольного моментов дейтона по ВФ. В результате приходим к следующим выражениям:

$$\mu_d = (\mu_p + \mu_n) - (3/2) P_D (\mu_p + \mu_n - 1/2); \quad (30)$$

$$Q = -\frac{1}{5\sqrt{2}} \int_0^\infty \left(uw - \frac{w^2}{2\sqrt{2}} \right) r^2 dr, \quad (31)$$

где μ_p и μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона; u , w — S - и D -волновые функции дейтона; P_D — примесь D -волны в дейтоне: $P_D = \int_0^\infty w^2(r) dr$.

Результаты расчетов с различными ВФ приведены в табл. 2, составленной на основании работ [46, 47]. Ни одна из приведенных в табл. 2 ВФ не дает одновременного описания магнитного и квадрупольного моментов. Обращает на себя внимание систематическое превышение экспериментальных данных над предсказаниями теории. Если квадрупольный момент и ряд других дейтонных данных согласуются со значением D -волны в дейтоне, равным $P_D = 5,5 \pm 0,7\%$, то для описания магнитного момента дейтона необходимо предположить меньшую примесь D -волны: $P_D = 3,90 \pm 0,06\%$. Это расхождение естественно отнести за счет неучтенного вклада изобар и мезонных обменных токов. Учет этих эффектов приводит к тому, что теоретические значения μ_d и Q сдвигаются в нужную сторону. Расчеты, однако, содержат значительные неопределенности, проистекающие из-за неточностей в мезон-нуклонных константах и неоднозначностей в выборе наиболее существенных мезонных конфигураций и изобар в ВФ дейтона. Кроме того, расчеты чувствительны к поведению ВФ дейтона на малых расстояниях, которая содержит значительные неопределенности и считается нерелятивистской.

Приведем весьма типичные результаты работы [47], в которой учитывались вклады изобар, а также мезонных обменов, изображенных на рис. 4 и 9. Здесь B и B' — мезоны, дающие вклад в потенциал ОВЕР. Результаты представлены в табл. 3. Из них видно, что изобары и обменные мезонные токи дают даже несколько большее, чем нужно, для согласия с экспериментальными дан-

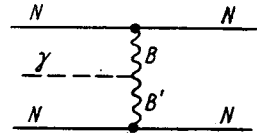


Рис. 9. Мезонный обменный ток:
 B и B' — мезонные обмены

Таблица 2
Сравнение с экспериментом расчетных значений магнитного μ_D и квадратурного Q моментов дейтона для разных вариантов ВФ

Волновая функция	P_D , %	Предсказываемый μ_D	Отклонение от эксперимента ($\mu_{\text{эксп}} - \mu_{\text{теор}}$)	Предсказываемый Q , ферми ²	Отклонение $Q_{\text{эксп}} - Q_{\text{теор}}$	Кор или граничное условие, ферми
Хамادا — Джонстон	6,96	0,840	0,01547	0,281	0,001	0,485
Брессель	6,49	0,842	0,01347	0,281	0,001	0,686
Фешбах — Ломон	4,31	0,854	0,00347	0,268	0,014	0,794
Бете — Рейд (твердый кор)	6,50	0,842	0,01347	0,277	0,005	0,548
Бете — Рейд (мягкий кор)	6,47	0,842	0,01347	0,280	0,002	0,057
Хюльген (без кора)	4,00	0,856	0,00147	0,271	0,011	0,000
Хюльген	4,00	0,856	0,00147	0,271	0,011	0,432
Хюльген	4,00	0,856	0,00147	0,271	0,011	0,561
Брайн — Скотт	5,44	0,8485	0,00897	0,2589	0,023	—
Уеда — Грин I	5,47	0,8483	0,00917	0,2811	0,001	—
Уеда — Грин II	6,01	0,8452	0,01227	0,2797	0,002	—
Уеда — Грин III	4,93	0,8512	0,00627	0,2605	0,0022	—
		$\mu_D^{\text{аксл}} =$	$\pm 0,00008$	$Q_{\text{эксп}} = 0,282 \pm 0,002$	$\pm 0,002$	
		$= 0,85747 \pm 0,00008$				

Таблица 3
Вклад изобарных конфигураций в ВФ дейтона и мезонных обменных токов в магнитный и квадрольный моменты дейтона

NN-потенциал	P_D %	$P_{изобар}$ %	μ_{NN}^D	$\mu_{NN+IC+MEC}^*$	$\frac{\mu_{MEC}}{(\mu_{IC} + \mu_{MEC})}$	$\mu_{эксч} - \mu_{теор}^{tot}$	$Q_{NN^*3, ферми^2}$	$Q_{NN+IC+MEC}^{*4}$	$Q_{эксч} - Q_{теор}^{tot}$
Брайн — Скотт	5,44	1,51	0,8485	0,8893	22	-0,03183	0,2589	0,2555	0,026
Уеда — Грин I	5,47	1,38	0,8483	0,8812	17	-0,02373	0,2811	0,2778	0,004
Уеда — Грин II	6,01	1,35	0,8452	0,8766	17	-0,01913	0,2797	0,2765	0,005
Уеда — Грин III	4,93	1,59	0,8512	0,8931	16	-0,03563 ± 0,00008	0,2605	0,2567	0,025
				$\mu_{эксч} =$ $= 0,85747 \pm 0,00008$				$Q_{эксч} =$ $= 0,282 \pm 0,002$	

* μ_D без учета примесей изобар и мезонных обменных токов;
 *2 μ_D с учетом этих поправок;
 *3 Без учета примесей изобар и мезонных обменных токов.
 *4 С учетом этих поправок.

ными. Расчеты носят полуколичественный характер и свидетельствуют о более тщательном исследовании этих явлений.

Отметим, что Ю. Е. Покровскому [48] удалось согласовать значения μ_D и Q без учета изобар и мезонных обменных токов ценой введения в феноменологический NN -потенциал зависящих от импульса членов (спин-орбитального и квадратичных по импульсу). Оператор взаимодействия с электромагнитным полем получается заменой $p \rightarrow p - (e/c) A$. При этом к выражению для магнитного момента (30) добавляются дополнительные члены. Удастся найти такой потенциал, который описывает фазы NN -рассеяния при энергиях до порога рождения пиона и энергию связи, квадрупольный и магнитный моменты дейтона. Это также говорит о том, что вопрос о примесях изобар и мезонных обменных токов и их влиянии на магнитный и квадрупольный моменты дейтона нельзя считать окончательно решенным.

Перейдем теперь к вопросу о влиянии обменных мезонных токов на электромагнитные форм-факторы дейтона. Дейтон имеет три электромагнитных форм-фактора: зарядовый, магнитный и квадрупольный. Их число равняется числу инвариантных амплитуд матричного элемента электромагнитного тока $\langle p'\lambda' | J^\mu(0) | p\lambda \rangle$ между состояниями со спином 1. Разложение матричного элемента $\langle p'\lambda' | J^\mu(0) | p\lambda \rangle$ на инвариантные амплитуды дано в работе [49], а выражение через них электромагнитных форм-факторов — в [50]. Электромагнитным свойствам дейтона посвящен обзор [51].

Приведем выражение для сечения упругого ed -рассеяния

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}} [A(q^2) + B(q^2) \text{tg}^2(\theta/2)], \quad (32)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}}$ — сечение рассеяния на точечной частице. Инвариантные функции $A(q^2)$ и $B(q^2)$ выражаются через форм-факторы дейтона:

$$A(q^2) = F_{\text{ch}}^2(q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 F_Q^2(q^2) + \frac{2}{3} \eta(1 + \eta) F_{\text{mag}}^2(q^2); \quad (33)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \eta(1 + \eta)^2 F_{\text{mag}}^2(q^2), \quad (34)$$

где $\eta = q^2/4M_d^2$.

В силу того что дейтон имеет изоспин, равный нулю, в упругое ed -рассеяние дают вклад только изоскалярные обменные токи. Остановимся здесь на результатах одной из последних работ [52], в которой вычислен вклад нескольких изоскалярных мезонных обменных токов. Ранее вклады разных токов изучались отдельно. В работе [53¹] Адлер и Дрелл (см. также [54¹]) учли вклад $\rho\pi$ -процесса, изображенного на рис. 9 (с B - и B' -мезонами, соответствующими ρ - и π -мезонам). Они использовали значение константы $g_{\rho\pi\pi}$ в вершине $\rho\pi\pi$, равное единице, которое следует из кварковой модели. Последние измерения дали значение константы $g_{\rho\pi\pi} =$

$= 0,38$ [55]. В работе [56] также был вычислен вклад тока $\rho\pi\pi$ при значении константы $g_{\rho\pi\pi} = 1$. Кроме того, в работе [56] был учтен $\omega\pi$ -процесс. Бланкенбеклер и Гунион [57] учли мезонные конфигурации, изображенные на рис. 10. В работах [44, 58] рассматривался вклад «рождения пар» (см. рис. 4). Расчетам вкладов обменных мезонных токов в электромагнитные форм-факторы дейтона посвящены работы [59—61], а также [62].

В работе [52] Гари и Хуага учли вклады обменного тока $\rho\pi\pi$ (см. рис. 9) и рождения пар (см. рис. 4) с промежуточными π -, ρ -, ω -обменами. Чтобы выделить роль мезонных обменных токов, пренебрегали вкладами изобар и релятивистских поправок к ВФ дейтона. Исследовали чувствительность к ВФ дейтона, к форм-факторам в вершинах мезон-нуклон, к электромагнитным форм-факторам нуклонов. Она оказалась весьма высокой. Вклад рождения пар с обменом π -мезоном (см. рис. 4) и обменного тока $\rho\pi\pi$ (см. рис. 9) оказался преобладающим над обменами ρ - и ω -мезонами (см. рис. 4). Были вычислены зарядовый, магнитный и квадрупольный форм-факторы дейтона до $q^2 \leq 200$ ферми⁻² (8 Гэв^2). Результаты расчета функции $A(q^2)$ с ВФ Хамады — Джонстона и с параметризацией нуклонных форм-факторов из работы [63] вместе с экспериментальными данными Арнольда и др. [64] приведены на рис. 11. Имеется удовлетворительное согласие расчетов с учетом обменных токов и экспериментальных данных. Вопрос

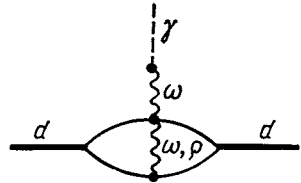


Рис. 10. Мезонный обменный ток, рассмотренный в работе [57]

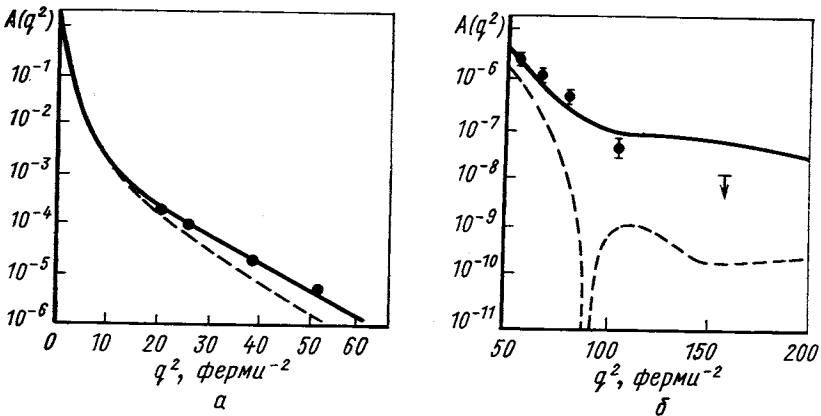


Рис. 11. Сравнение теоретических расчетов ed -рассеяния [52] с ВФ Хамады — Джонстона и экспериментальными данными [64]: сплошная линия — с учетом мезонных обменных токов; пунктирная — без их учета. Форм-факторы нуклонов параметризовались согласно работе [63]

о том, какое значение можно придавать этому согласию, обсудим ниже.

Экспериментальные данные о функции $B(q^2)$, выражающейся только через магнитный форм-фактор дейтона согласно (34), имеются в настоящее время до $q^2 = 25 \text{ ферми}^{-2}$ (1 Гэв^2) [65]. Они приведены на рис. 12 и также согласуются с расчетами, учитывающими обменные токи.

Перейдем теперь к обсуждению вклада обменных мезонных токов в сечение электрорассея-

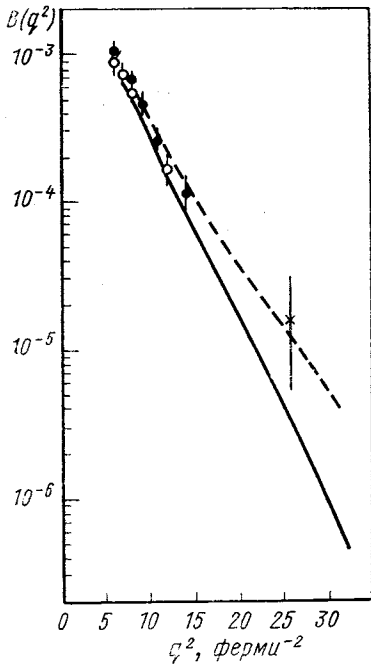


Рис. 12. Функция $B(q^2)$ [65]:

сплошная кривая — расчет с вкладом обменных токов, [58]; пунктирная — без их учета. Волновая функция выбиралась в форме Рейда [18]. Форм-факторы нуклонов параметризовались согласно работе [63]

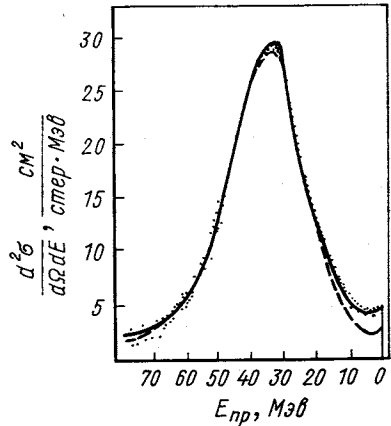


Рис. 13. Зависимость дважды дифференциального сечения процесса $ed \rightarrow enp$ на угол 90° от относительной энергии E_{np} : сплошная кривая — расчет с учетом обменных токов; пунктирная — без их учета [66]

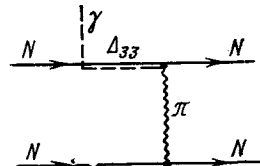


Рис. 14. Диаграмма с промежуточной Δ -изобарой, дающая вклад в процесс $np \rightarrow d\gamma$

ления дейтона $ed \rightarrow enp$. Остановимся только на работе Симона и др. [66] (см. также работу Фабиана и Аренховела [67] и имеющиеся в ней ссылки). Процессы с развалом дейтона интересны тем, что в них дают вклад изовекторные токи, не проявляющиеся в упругом ed -рассеянии. Одним из них является изовекторный ток $2\pi\gamma$ (см. рис. 9, где B и B' — π -мезоны). В работе [66] было измерено

и рассчитано сечение процесса $ed \rightarrow enp$. Расчет включал примеси изобар в ВФ дейтона и мезонные обменные токи. Результаты сравнения теории с экспериментом приведены на рис. 13. Расчеты проводились с потенциалом Хамады — Джонстона. Максимальный вклад дает изовекторный пионный обменный ток, его учет увеличивает сечение около порога на 60% и приводит к хорошему описанию экспериментальных данных. Вклад изобар составляет около 20% вклада пионного обменного тока. Большой вклад изовекторного пионного обменного тока связан с малой массой π -мезона. Вблизи порога в конечном NN -состоянии доминирует 1S_0 -резонанс с изоспином 1, что и выделяет вклад изовекторного тока.

Вклад обменных токов в сечение фотозахвата нейтрона $np \rightarrow d\gamma$ впервые изучался Риски и Брауном [22]. Как уже говорилось выше, учет обменных мезонных токов приводит к объяснению расхождения в 9,5% между экспериментальными данными по реакции $np \rightarrow d\gamma$ [19] и теоретическими расчетами без обменных токов [20, 21]. Помимо работы [22] вклад обменных мезонных токов в этот процесс изучался в работах [23—25]. В работе [22] был изучен вклад рождения пар с обменом пионом (см. рис. 4) и промежуточного образования Δ -изобары (рис. 14). Первый процесс дает поправку к амплитуде, равную 3,28%, второй — 1,45%. Суммарный вклад в амплитуду составляет 4,73%, а в сечение — 9,7%, что и ликвидирует имевшееся расхождение. Вклад более тяжелых мезонов незначителен, так как он определяется меньшими расстояниями, где ВФ мала. Так, учет диаграммы типа рис. 9 с промежуточными ω - и π -мезонами (конфигурация $\omega\pi\gamma$) дает поправку 0,15%.

Относительно обратной реакции $\gamma d \rightarrow pn$ отметим, что к обменным мезонным токам чувствительна поляризация конечных протонов и нейтронов [68].

На основании изложенного в этом разделе можно сделать следующие выводы. Вклад изовекторных мезонных обменных токов в процессы фотозахвата нейтрона и электрорасщепления дейтона представляется установленным с бо́льшей степенью надежности. Это связано с тем, что в указанных процессах не требуется знания ВФ на очень малых расстояниях. Расчеты Риски и Брауна [22] сечения процесса $np \rightarrow d\gamma$ с учетом обменных токов подтверждаются работами [23—25]. Хотя результаты работы Симона и др. [66] относительно вклада обменных токов в процесс $ed \rightarrow enp$ еще не подтверждены другими работами, значение эффекта (60%) позволяет надеяться, что этот результат не «рассосется».

Качественно ясно, что обменные мезонные токи должны давать вклад также и в электромагнитные форм-факторы и в магнитный и квадрупольный моменты дейтона. Однако количественная сторона вопроса не ясна, так как неопределенности в форм-факторах, связанные с ВФ дейтона на малых расстояниях, сравнимы с эф-

фактом мезонных токов. Магнитный и квадрупольный моменты дейтона в разных расчетах удовлетворительно описываются как с учетом изобар и обменных токов, так и без их учета. Выяснение эффектов изобар и обменных мезонных токов, представляющее значительный самостоятельный интерес, необходимо также для нахождения нуклонной компоненты ВФ на малых расстояниях.

4. ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШИМИ ПЕРЕДАНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Структура ВФ дейтона на малых расстояниях наиболее полно проявляется в процессах с большими переданными импульсами. Чтобы извлечь информацию о ВФ из экспериментальных данных по реакциям с большими передачами импульса, необходимо знать механизмы этих реакций. Разумеется, могут быть и такие механизмы, в которых, несмотря на большую передачу импульса ядру в целом, эффективные импульсы нуклонов не очень велики. В этом разделе обсудим ряд процессов с большими передачами импульса с точки зрения их механизмов и информативности о ВФ на малых расстояниях. Рассмотрим следующие процессы: упругое и глубоко-конеупругое ed -рассеяние, πd - и pd -рассеяние назад, реакцию $\pi^- d \rightarrow p \Delta^-$, кумулятивное мезообразование. Некоторые из этих вопросов освещены в обзоре [69].

Упругое ed -рассеяние при больших переданных импульсах. Вклад изобар и обменных мезонных токов в упругое ed -рассеяние при больших переданных импульсах уже обсуждался в разд. 2 и 3. Здесь обсудим вопросы интерпретации последних экспериментальных данных [64] в рамках кварковой модели и канонической релятивистской теории дейтона. Изучению поведения форм-факторов более тяжелых ядер при больших переданных импульсах посвящены работы [70].

В работе Арнольда и др. [64] отмечалось, что экспериментальные данные по ed -рассеянию приближаются к предсказаниям кварковой модели. Проанализируем, в какой мере это имеет место. Как показано в работах [71], а также [72], форм-фактор системы, состоящий из n конститuentов, имеет следующую асимптотику при $t \rightarrow \infty$: $F(t) \sim 1/t^{n-1}$. С помощью этой формулы получаем предсказания для асимптотики форм-факторов:

$$\begin{aligned} \text{электрон } (n=1): & F_e(t) \sim 1 \quad (\text{точечный}); \\ \text{мезон } (n=2): & F_\pi(t) \sim 1/t \quad (\text{полюсный}); \\ \text{нуклон } (n=3): & F_N(t) \sim 1/t^2 \quad (\text{дипольный}). \end{aligned}$$

Если считать, что на тех малых расстояниях, которые соответствуют большим $|t|$, нуклоны «перекрываются» и дейтон состоит из шести кварков, то получаем следующий закон падения форм-фактора дейтона: $F_d(t) \sim 1/t^5 = 1/q^{10}$, что для функции $A(q^2)$

соответствует $A(q^2) \sim 1/q^{20}$. В работе [64] указывалось, что наблюдаемое падение функции $\sqrt{A(q^2)}$ приближается к закону $1/q^{10}$, а также хорошо описывается функцией [73, 74]:

$$F_d(q^2) \sim F_p^2(q^2/4)(1 + q^2/m^2)^{-1}, \quad (35)$$

где

$$F_p(q^2) = (1 + q^2/0,71)^{-2}; \quad (36)$$

$F_p(q^2)$ — форм-фактор протона.

Функция $6,3 \cdot 10^{-2} F_d(q^2)$, а также функции $1,6 \cdot 10^{-2}/q^6$ и $4,9 \cdot 10^{-2}/q^{10}$ вместе с экспериментальными точками для $\sqrt{A(q^2)}$ [64] приведены на рис. 15. Если

аппроксимировать экспериментальные данные степенным законом, то в исследованной области этот закон есть $1/q^6$, а не $1/q^{10}$. Функция (35) также хорошо описывает экспериментальные данные. Она действительно имеет асимптотику $1/q^{10}$, но в области $q^2 \leq 6 \text{ Гэв}^2$ асимптотического поведения еще нет. Следует отметить, что в кварковой модели можно получить предсказание не только для асимптотики форм-факторов, но и для порядка величины критического переданного импульса $q_{кр}^2$, с которого форм-фактор приближенно описывается асимптотической формулой. Для системы, состоящей из n конститuentов, $q_{кр}^2 = n^2 q_0^2$ [75], где q_0 — характерный импульс, который можно определить из данных по форм-фактору нуклона. Для протона ($n = 3$) формула (36) совпадает со степенным поведением $1/q^4$ (с точностью около 25%) начиная с $q_{кр}^2 = 5 \text{ Гэв}^2/c^2$. Отсюда для дейтона ($n = 6$) следует ожидать $q_{кр}^2 = 20 \text{ Гэв}^2/c^2$. Это значит, что сравнение предсказаний модели кварков с имеющимися экспериментальными данными ($q^2 \leq 6 \text{ Гэв}^2/c^2$) преждевременно.

Остановимся на результатах, к которым приводит описание форм-фактора дейтона при больших q^2 с помощью нерелятивист-

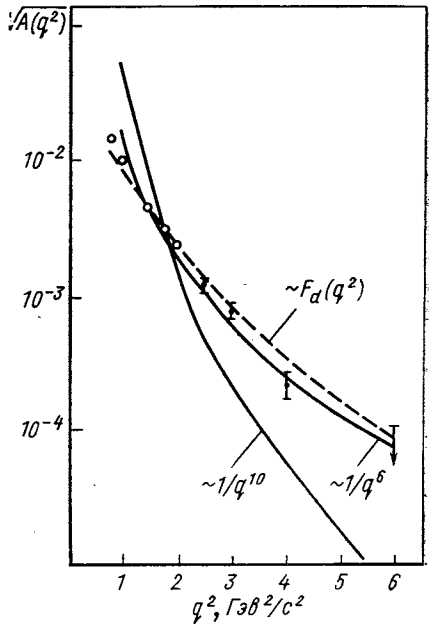


Рис. 15. Сравнение степенных законов $1/q^6$ и $1/q^{10}$ для функции $\sqrt{A(q^2)}$ с экспериментальными данными [64]:

пунктирная кривая — параметризация по (35), предложенная в работах [73, 74]

ских ВФ. Как видно из рис. 11, а, форм-фактор, рассчитанный в нерелятивистской модели с ВФ Хамады — Джонстона, даже без учета изобар и обменных токов отличается от экспериментальных данных в интервале $q^2 \leq 2 \Gamma_{\text{эв}}^2$ менее чем в два раза при падении $A(q^2)$ на пять порядков. Как показано в работе [64], ВФ Фешбаха — Ломона дает удовлетворительное описание $A(q^2)$ до $q^2 \leq 6 \Gamma_{\text{эв}}^2$ (рис. 16). Степенное падение форм-фактора легко

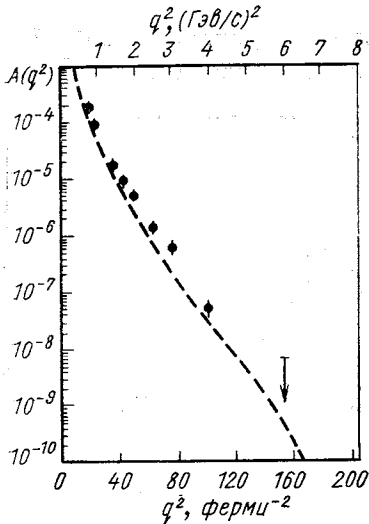


Рис. 16. Сравнение нерелятивистского расчета функции $A(q^2)$ с ВФ Фешбаха — Ломона и экспериментальными данными [64]

11, б). При анализе экспериментальных данных при больших переданных импульсах необходимо прежде всего утвердиться в основных принципах, которым должна подчиняться ВФ на малых расстояниях.

Глубоконеупругое электророжение на дейтоне. Недавно появились экспериментальные данные по глубоконеупругому ed -рассеянию в области, запрещенной для реакции на нуклоне [76]. Измерения структурной функции дейтона $F_{2D}(x)$ выполнены до значения переменной $x = -q^2/2M_d\nu = 0,7$ (ν — переданная электроном энергия в л. с.; q^2 — квадрат переданного 4-импульса). Так, определенная переменная x при электророжении на нуклоне может достигать максимального значения, равного 0,5. Теоретически эти экспериментальные данные описаны М. И. Стрикманом и Л. Л. Франкфуртом [77] (см. также работу Веста [78]). В работе [77] структурная функция глубоконеупругого ed -рассея-

получается в нерелятивистской модели. Если S -волновая функция $u(r)$ ведет себя в нуле как $u(r) \sim r^n$, то в пренебрежении D -волной при $q^2 \rightarrow \infty$ имеем

$$\sqrt{A(q^2)} \sim F_p(q^2)/q^{2n+2} \sim 1/q^{2n+6}$$

Закон $1/q^{10}$ получается, например, если для $u(r)$ выбрать так называемую «вторую функцию Моравчика». Придавать серьезное значение согласию нерелятивистского описания с экспериментальными данными в области больших передач вряд ли возможно, так как экстраполяция нерелятивистских ВФ в область $r \sim 1/m$ физически не обоснована (всегда найдутся ВФ, которые при удовлетворительном описании свойств дейтона в нерелятивистской области приведут при больших q^2 к резкому отличию вычисленного форм-фактора от измеренного, см., например, рис.

ния выражена в импульсном приближении через структурные функции нуклонов F_{2p} и F_{2n} и ВФ дейтона по формуле

$$F_{2D}(x) = \int d^3k \psi^2(\mathbf{k}) [F_{2p}(x/\alpha) + F_{2n}(x/\alpha)], \quad (37)$$

где $\alpha = (1 + k_z/\sqrt{m^2 + \mathbf{k}^2})/2$.

Имеется более или менее удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными данными при использовании нерелятивистских ВФ $\psi(\mathbf{k})$ для описания дейтона *. По нашему мнению, однако, такого рода расчеты не могут претендовать более чем на качественное (по порядку величины) описание данного явления при эффективных импульсах внутриядерных нуклонов порядка m и совершенно не пригодны при значительно больших импульсах и соответствующих им значениях переменной x .

Как указано в работе [77], в ВФ дейтона при $x = 0,7$ существенны импульсы $\sim 0,7 \div 1,3 \text{ Гэв}/c$. Следовательно, экстраполяция нерелятивистской ВФ в эту область импульсов незаконна и приводит к большим неопределенностям, зависящим от типа используемой ВФ. Ситуация в этом отношении вполне аналогична той, которая имеет место в упругом ed -рассеянии. Кроме того, в работе [77] пренебрегалось вкладом изобар и обменных мезонных токов в ВФ дейтона. Как видно из обсуждения в разд. 2 и 3, этот вклад при $k \approx 1 \text{ Гэв}/c$ весьма существен. Отметим также, что структурные функции нуклонов в интеграле (37) находятся вне энергетической поверхности, чем в работе [77] пренебрегалось. (Напомним, что в используемом здесь формализме старой теории возмущений, т. е. нековариантного шредингеровского представления, все частицы находятся на массовой поверхности, но энергии начального и виртуального состояний не равны. Более подробно см. об этом в разд. 5 и 6.)

В работе [77] указывалось, что если глубоконеупругое ed -рассеяние описывать в фейнмановской технике, а не в старой теории возмущений, то формула, аналогичная использованной Г. А. Лобовым и др. [79] для описания кумулятивного мезонообразования (см. конец этого раздела), занижает результат до двух порядков. В связи с этим отметим, что фейнмановская диаграмма импульсного приближения в скейлинговом пределе также приводит к (37) с заменой $\alpha \rightarrow \tilde{\alpha} = 1 - (\epsilon(\mathbf{k})/2m)(1 - k_z/\epsilon(\mathbf{k}))$. При $\mathbf{k}^2 \ll m^2$ величина $\tilde{\alpha} = (1 + k_z/m)/2$ и с точностью до членов \mathbf{k}^2/m^2 совпадает с α . Различие двух расчетов возникает там, где α существенно отличается от $\tilde{\alpha}$. Но именно в этой области по указанным выше причинам точность обеих формул такова, что придавать значение различию между ними не имеет смысла.

* Вычисления выполнены с ВФ Хамады — Джонстона.

Чтобы теоретически решить проблему глубоконеупругого ed -рассеяния, как и описать другие подобного рода явления, необходимо прежде всего понимание структуры дейтона на малых (релятивистских) межнуклонных расстояниях. Это требует указания какой-либо модели, или, быть может, опирающейся на общие положения релятивистской теории, «естественной» идеи непосредственной параметризации ВФ в области больших скоростей относительного движения нуклонов. Мы полагаем также, что ненуклонные составляющие дейтона (изобарные и другие примеси) могут вносить сравнительный вклад в амплитуды процессов, в которых внутриядерные нуклоны могут принимать участие лишь будучи релятивистскими. Наконец, для достижения качественного согласия теории и эксперимента при больших, но не асимптотически больших передаваемых импульсах, неизбежно решение вопроса о параметризации амплитуд элементарных процессов, т. е. электророждения на нуклонах или других конститюэнтах, вне энергетической (или вне массовой) поверхности.

Довольно ясно, что при отсутствии исходящей из «первых принципов» и в то же время реалистической квантово-полевой теории ядерных взаимодействий вряд ли можно рассчитывать на получение необходимых сведений для выяснения упомянутых выше вопросов из одних только данных (даже весьма точных) об инклюзивной реакции глубоконеупругого ed -рассеяния. При современном положении дел реалистическим, с нашей точки зрения, подходом является комплексное описание разных процессов с участием релятивистских составляющих ядра, т. е. совместное объяснение реакций, характеризующихся разными механизмами и потому отвечающих амплитудам, в которых ядерные ВФ и элементарные амплитуды входят функционально различным образом. Это, в свою очередь, требует постановки таких экспериментов, в которых механизм реакции мог бы быть уверенно идентифицирован. Инклюзивные эксперименты в этом отношении недостаточно информативны.

Упругое πd -рассеяние назад. Успешные попытки описания упругого πd -рассеяния назад при больших переданных импульсах

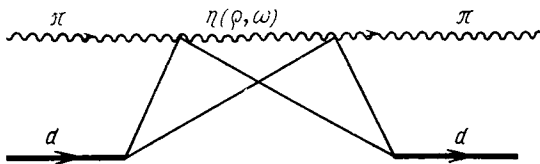


Рис. 17. Диаграмма для амплитуды πd -рассеяния назад с рождением резонансов в промежуточном состоянии [80]

были сделаны Л. А. Кондратюком и Ф. М. Львом [80]. В работе [80] был предложен механизм двукратного рассеяния с промежуточным рождением резонанса (рис. 17). При энергиях π -мезона,

близких к порогу рождения резонансов, диаграмма рис. 17 дает пик в πd -сечении, связанный с тем, что пропагатор $(k^2 - 2\mu\epsilon + i\mu\Gamma)^{-1}$ максимален, так как частица-резонанс вблизи порога оказывается почти на массовой поверхности. Это обстоятельство делает расчеты значительно более определенными (не возникает проблемы описания схода амплитуды $\pi N \rightarrow \eta$ (ρ , . . .) N с массовой поверхности). Порог рождения η -мезона составляет в л. с. $0,71$ Гэв/с. Именно при этом значении импульса пиона наблюдается резкий максимум в сечении πd -рассеяния на 180° [81] (рис. 18). Теория с хорошей точностью предсказывает положение, ширину и высоту пика. Вклад механизма рис. 17 с промежуточным η -мезоном составляет при пороговом значении импульса пиона $11,5 \pm 2,2$ мкбарн/стер (экспериментальное значение 12 ± 1 мкбарн/стер, вклад фона примерно 2 мкбарн/стер). Предсказываемые угловые распределения вблизи 180° также удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Намечающееся на рис. 18 плечо при импульсе пиона $k \approx 1$ Гэв/с можно связать с рождением ρ - и ω -мезонов. Рождение более тяжелых мезонов может приводить к появлению максимумов в πd -сечении назад при больших импульсах. Положения этих максимумов приведены в табл. 4. Отметим, что выбор варианта ВФ дейтона определяет только форму резонансного максимума.

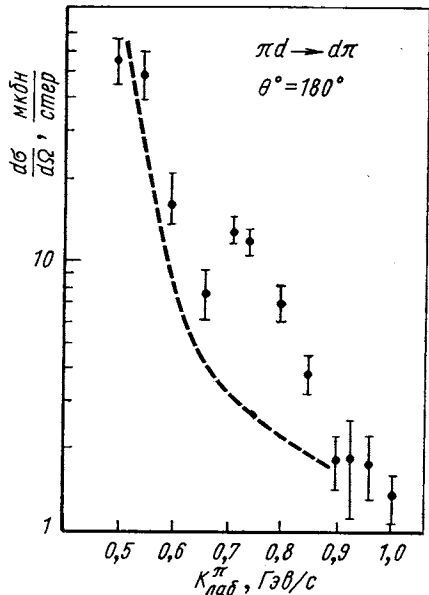


Рис. 18. Сечение πd -рассеяния назад [81]: пунктирная кривая — экстраполяция нерезонансного фона

Таблица 4

[Значения импульса пиона в л. с., при которых можно ожидать максимума в сечении πd -рассеяния назад, происходящих из-за рождения резонансов в промежуточном состоянии

Резонансы	η (549)	ρ (765)	ω (784)	A_1 (1070)	f (1260)
$k_{\text{лаб}}^\pi$ (Гэв/с)	0,71	1,1	1,15	1,74	2,40

Значение сечения в пике определяется величиной (r^{-2}) , зависящей от деталей поведения ВФ не слишком сильно. Измерение сечения pd -рассеяния назад и угловых распределений при импульсах $k \geq 1$ Гэв/с существенны для понимания механизмов реакций с большими переданными импульсами.

Упругое pd -рассеяние назад. В настоящее время имеются экспериментальные данные по сечению pd -рассеяния назад в довольно широком диапазоне энергий протона в л. с. от нескольких десятков Мэв до 2,5 Гэв [82]. Здесь кратко обсудим основные теоретические представления о механизме реакции $pd \rightarrow dp$, начав с рассмотрения полюсной диаграммы (рис. 19).

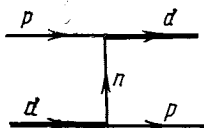


Рис. 19. Полюсная диаграмма для амплитуды pd -рассеяния назад

Сравнение рассчитанных в полюсной модели угловых распределений и энергетического хода сечения с экспериментальными проведено в работе [69]. Полюсная диаграмма дает порядок величины сечения, близкий к экспериментальному. Так, при

энергии протона в л. с. 1 Гэв и угле рассеяния 160° в с. ц. и. расчет дает 17 мкбарн/стер, а эксперимент — 26 ± 2 мкбарн/стер. Расчеты, однако, очень чувствительны к ВФ (в выражение для сечения она входит в четвертой степени). При указанных энергиях и угле ВФ входит при импульсе 450 Мэв/с. При энергии протона 2 Гэв в л. с. и угле рассеяния 135° в с. ц. и. аргумент ВФ равен 1 Гэв/с, а расчеты сечений с третьей функцией Моравчика и ВФ Хамады — Джонстона различаются на три порядка. Для релятивизации ВФ в работе [83] использовалось предложенное в статье [84] представление ВФ в релятивистском координатном пространстве, фурье-сопряженном пространству быстрот (подробнее о релятивистском координатном пространстве см. в разд. 5). Эффект релятивизации превосходит значение экспериментальных погрешностей и сравним с различием между разными типами нерелятивистских ВФ. Это свидетельствует о том, что процесс pd -рассеяния назад может служить эффективным средством зондирования структуры дейтона на малых расстояниях и вместе с тем что вопрос о релятивистских нуклонах в ядрах поставлен «в повестку дня» современными экспериментальными возможностями.

В некоторых работах рассматривалась полюсная модель с промежуточным обменом изобарой, содержащейся в дейтоне. Впервые эта модель была предложена в работе [32]. Она дала увеличение сечения (сравнительно с нуклонным обменом).

В. М. Колыбасов, Н. Я. Смородинская [85], а также Краджие и Вилкин [86] предложили «треугольный» механизм, отвечающий диаграмме на рис. 20. Благодаря резонансной энергетической зависимости амплитуды реакции $pp \rightarrow \pi^+ d$, входящей в эту диаграмму, такой механизм предсказывает пик в сечении реакции

$pd \rightarrow dp$ при энергии 660 Мэв, который впоследствии действительно наблюдали экспериментально.

Л. А. Кондратюк и Ф. М. Лев [87] рассмотрели механизм двукратного рассеяния с промежуточным образованием Δ -изобары (рис. 21), аналогичный механизму с промежуточным резонансом в pd -рассеянии назад (см. рис. 17). Этот механизм вместе с полюс-

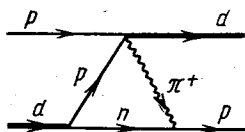


Рис. 20. Треугольная диаграмма, приводящая к резонансному поведению сечения pd -рассеяния назад [85, 86];

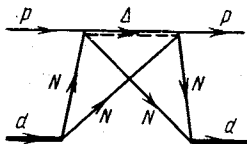


Рис. 21. Диаграмма для амплитуды pd -рассеяния назад с рождением Δ -изобары в промежуточном состоянии [87]

ным приводит к удовлетворительному описанию экспериментальных данных при энергиях 0,4—1 Гэв и предсказывает увеличение наклона сечения к углу 180° , что может служить критерием проверки модели.

В работе [88] pd -рассеяние назад описывалось с помощью импульсного приближения (рис. 22). Основанием для его применимости, по мнению авторов, является то, что амплитуда NN -рас-

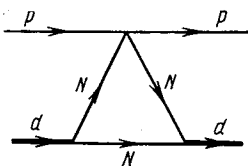


Рис. 22. Диаграмма импульсного приближения для pd -рассеяния назад [88]

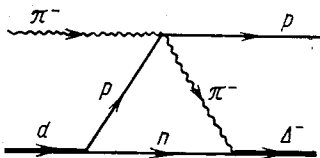


Рис. 23. Треугольная диаграмма для процесса $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$ [90]

сеяния, входящая в выражение для диаграммы рис. 22, возрастает к углу 180° . Амплитуда двукратного рассеяния будет определяться элементарной амплитудой на угол близкий к 90° и поэтому оказывается меньше. Здесь также получено удовлетворительное описание экспериментальных данных, а извлеченный таким образом форм-фактор дейтона, определяемый треугольной диаграммой рис. 22, совпадает с форм-фактором, полученным из ed -рассеяния [64].

Таким образом, в настоящее время имеется целый ряд механизмов, претендующих на описание pd -рассеяния назад. Возмож-

но, что каждый из них работает лишь в ограниченной области (так, существенный вклад механизма рис. 20 в области энергий 660 Мэв представляется весьма вероятным), но в целом вопрос нельзя считать выясненным. Здесь мы сталкиваемся вплотную с проблемой идентификации механизма реакции при больших передачах импульса. Ее решение включает в себя указание совокупности отличительных «примет» каждого данного механизма, т. е. наличия теоретической программы экспериментов, необходимых для опознавания механизма процессов. Такого рода программа для ряда прямых ядерных реакций обычного типа (с малой передачей импульса) была в свое время предложена в теоретических исследованиях, а затем и успешно осуществлена экспериментально (см. по этому вопросу обзор [89]). Для реакций с большими передаваемыми импульсами аналогичной подробной разработки вопроса в настоящее время нет, и эта проблема является одной из первоочередных. Мы не имеем возможности рассматривать данную проблему более подробно. Заметим лишь, что проведение поляризационных экспериментов могло бы в значительной мере способствовать идентификации механизма $p\bar{d}$ -рассеяния назад при высоких энергиях (см., в частности, работу [85]).

Реакция $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$. В работе [90] был предложен механизм реакции $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$ с вылетом Δ^- назад, соответствующий рассеянию быстро π^- -мезона назад на протоне, с передачей ему большей части энергии и с последующим образованием Δ^- -изобары во взаимодействии π^-n (рис. 23). В рамках этого механизма дифференциальное сечение реакции $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$ дается следующим выражением:

$$d\sigma_d/du = F(u) d\sigma_p/du, \quad (38)$$

где $d\sigma_p/du$ — сечение π^-p -рассеяния. Функция $F(u)$ определяется треугольной диаграммой рис. 23. Фон от квазиупругого рассеяния (процесса, в котором π^- -мезон, не взаимодействуя с нейтроном, после рассеяния на протоне попадает в область масс π^-n -системы в районе Δ -изобары) можно подавить специальным отбором событий с вылетом π^- -мезона в переднюю полусферу в л. с. Рассматриваемый механизм предсказывает, что изменение с энергией сечения $d\sigma_d/du$ при фиксированном значении инварианта $u = u_0$ должно повторять ход с энергией дифференциального сечения π^-p -рассеяния. На рис. 24 сравниваются предсказания этой модели с экспериментальными данными Б. М. Абрамова и др. [91]. Удовлетворительное согласие теории с экспериментом свидетельствует о том, что треугольная диаграмма рис. 23 действительно вносит основной вклад в сечение.

В рассматриваемой реакции мы опять встречаемся с примером, когда двухчастичная реакция при высокой энергии с вылетом одной из частиц назад не обязательно связана с участием реляти-

вистских нуклонов, как это может показаться на первый взгляд (в интеграле, определяющем амплитуду диаграммы рис. 23 главный вклад дают импульсы внутриядерных нуклонов порядка $1/R$; по этой причине разные дейтонные ВФ, различающиеся поведением на малых расстояниях, дают примерно одинаковые результаты для сечения).

Механизм реакции, в большей степени связанный с релятивистскими эффектами, предложен в работе [92]. Для описания реак-

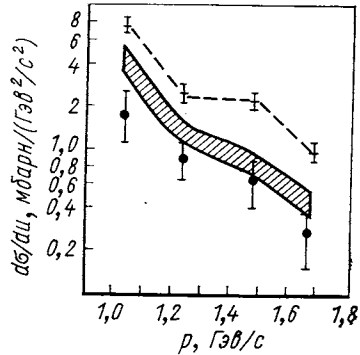


Рис. 24. Сравнение результатов теоретического расчета сечения реакции $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$ [90] с экспериментом [91]: нижний ряд точек — экспериментальные значения; заштрихованная область — расчет на основе треугольного механизма рис. 23; верхний ряд точек, соединенных пунктирной линией, — сечение упругого π^-p -рассеяния назад

ции $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$ был рассмотрен полюсной механизм, определяемый примесью $\Delta\Delta$ (рис. 25). Он предсказывает иной ход сечения с энергией. В изучаемой области инвариант u близок к нулю, и изобара Δ сходит с массовой поверхности на величину порядка

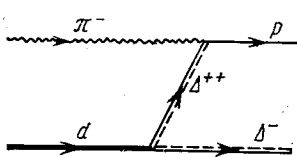


Рис. 25. Механизм процесса $\pi^-d \rightarrow p\Delta^-$, определяемый примесью $\Delta\Delta$ в ВФ дейтона [92]

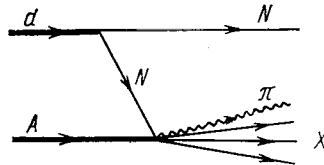


Рис. 26. Диаграмма импульсного приближения для процесса $d + A \rightarrow \pi^- + \dots$

своей массы. Это делает расчеты диаграммы рис. 25 менее надежными. Как отмечено в работе [35], большой интерес представляет изучение этой реакции при импульсе пиона $2,1 \text{ Гэв/с}$, где сечение π^-p -рассеяния назад имеет резкий минимум. При этом импульсе пиона механизмы, отличные от диаграммы рис. 23, проявились бы в полной мере. Кроме того, для идентификации механизма важно иметь угловые распределения пионов в с. ц. и. π^-n -системы.

Кумулятивное мезообразование. В работах [93, 94] экспериментально исследовались инклюзивные реакции

$$d + p \rightarrow \pi^- (0^0) + X; \tag{39}$$

$$d + A \rightarrow \pi^- (0^0) + X \tag{40}$$

при импульсе пиона, выходящим за границы нуклон-нуклонной кинематики. В работах Г. А. Лобова и др. [79] эти реакции анали-

зировались в импульсном приближении рис. 26. Было получено следующее выражение для инвариантного сечения:

$$\frac{1}{p_\pi} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_\pi} = \frac{4}{\pi} \sigma_{pp} \int \int (|a(Q)|^2 + |b(Q)|^2) \frac{I_{Np}}{I_{dp}} \frac{E_N}{E_N'} \times \rho_p(x_{Np}, p_{\pi\perp}) dz p'^2 dp', \tag{41}$$

где σ_{pp} — полное сечение pp -взаимодействия; I_{Np}/I_{dp} — отношение потоков в нуклон-нуклонном и дейтон-нуклонном столкновениях; $a(Q)$ и $b(Q)$ — фурье-компоненты S - и D -волновых функций дейтона; $\rho(x, p_{\pi\perp}) = (E/\sigma_{pp} p_\pi^2) (d^2\sigma/d\Omega \times dp_\pi)$ — сечение инклюзивного рождения пионов в нуклон-ядерном (или нуклон-нуклонном) столкновении; $x = p_\pi^{\parallel}/p_\pi^{\max}$; $Q = [(p_d p')^2/m_d^2 - m^2]^{1/2}$.

На рис. 27 показаны экспериментальные данные [94] для ^{12}C и теоретические расчеты [79]. Из сравнения видно, что экспериментальные данные по кумулятивному мезообразованию по порядку величины можно

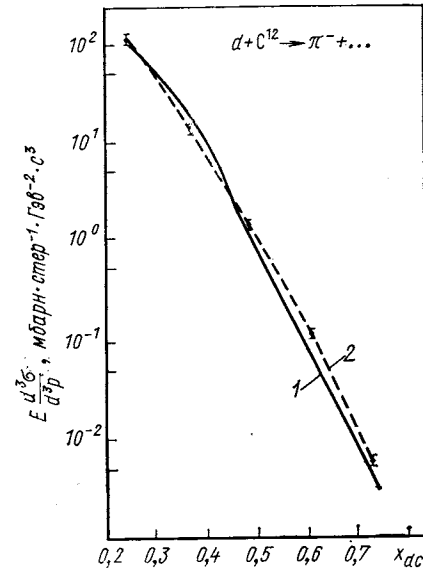


Рис. 27. Инвариантное сечение процесса $d + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- (0^0) + \dots$:

1 — теоретический расчет в импульсном приближении рис. 26 [79] с ВФ Хамады — Джонстона [39]; 2 — проведена для удобства через экспериментальные точки работы [94]; переменная $x_{dc} = p_\pi^{\parallel}/(p_{\pi\max})_{ps}$; p_π^{\parallel} — составляющая импульса пиона вдоль падающего пучка; $(p_{\pi\max})_{ps}$ — максимально возможный импульс пиона в реакции $p + ^{12}\text{C} \rightarrow \pi^- + \dots$

объяснить в рамках импульсного приближения при обычных представлениях о ВФ дейтона. Бертокки и Трелеани [95] исходили из более сложной модели, учитывающей в рамках глауберовского приближения перерассеяние обоих нуклонов дейтона в ядре. Они показали, что происходит сокращение между вкладами различных членов и результат сводится к импульсному приближению (41). Отметим, что применимость глауберовского приближения в исследуемой области весьма сомнительна.

Характерные значения аргумента Q , при которых ВФ дейтона входит в выражение (41), сравнительно велики: $Q \approx (0,4 \div 0,6) \text{ Гэв/с}$. Если дальнейшие исследования подтвердят доминантность импульсного приближения, то кумулятивное мезообразование может дать полезную информацию о ВФ дейтона на малых расстояниях.

Отметим, что в работах С. Б. Герасимова, Н. Гиордэнеску [109] и В. В. Булова, А. И. Титова [110] утверждается, что внутриядерным движением нуклонов кумулятивный эффект нельзя объяснить даже по порядку величины. После того как настоящая статья была написана, появился обзор А. М. Балдина [111], в котором на основании работ [109, 110] повторяется тот же вывод. Эти утверждения противоречат результатам работ [79, 94, 95] и точке зрения авторов данного обзора.

В некоторых работах, в том числе в обзоре [111], для объяснения кумулятивного эффекта привлекаются представления о флуктуации плотности ядерного вещества. Эта идея, высказанная впервые Д. И. Блохинцевым [112], отвечает наличию межнуклонных корреляций в волновой функции сложного ядра, в существовании которых не приходится сомневаться. В соответствии с принципом неопределенности, в импульсном пространстве это отвечает наличию в ядерном веществе нуклонов с импульсами порядка обратных коррелятивных длин. Таким образом, объяснение кумулятивного эффекта флуктуациями плотности ядерного вещества физически равнозначно учету внутриядерного движения нуклонов. Весь вопрос состоит лишь в корреляционной длине. В работах [79, 94, 95] утверждается, что для объяснения экспериментальных данных по кумулятивному рождению пионов не требуется экзотически малых коррелятивных длин, или, на языке флуктуаций плотности, слишком частого появления нуклонов на малых взаимных расстояниях. Подчеркнем, что расчеты, проведенные в импульсном приближении, как это отмечалось в работе [79], претендуют только на описание порядков величин сечений. Истинный механизм реакции, разумеется, сложнее.

Для идентификации механизма реакции с большой передачей импульса необходим набор экспериментов, аналогичный разработанной ранее программе для «обычных» прямых ядерных реакций (см. [89]).

5. ИНВАРИАНТНЫЙ ФОКОВСКИЙ СТОЛБЕЦ

Проведенный выше анализ явлений, связанных с большими внутриядерными импульсами, показывает, что, несмотря на уже достигнутый прогресс, теория этих явлений находится в начальной стадии. Теоретически конкретные реакции чаще всего пытаются описать с помощью сомнительной экстраполяции нерелятивист-

ской ВФ в релятивистскую область. При переходе в релятивистскую область мы сталкиваемся в теории ядра с необходимостью иметь ВФ, допускающую вероятностную интерпретацию и зависящую от релятивистских инвариантных переменных. Эти переменные должны в нерелятивистском пределе совпадать с обычными (с одновременным расстоянием между частицами или относительным импульсом). Вопрос о выборе правильной, естественной для релятивистской теории параметризации «вероятностной» ВФ представляется исключительно важным, поскольку только при таком выборе ВФ и переменных можно надеяться на получение физически прозрачного теоретического аппарата, в котором даже неполное знание релятивистской динамики не помешает сделать верные заключения о главных качественных особенностях изучаемых составных систем. Часто используемый или, говоря точнее, часто упоминаемый формализм Бете — Солпитера хорош тогда, когда вполне определена динамика, т. е. когда точно известно ядро соответствующего интегро-дифференциального или интегрального уравнения. Для эвристических же заключений и опирающихся на правильные принципиальные основы рабочих гипотез подход Бете — Солпитера часто оказывается малопригодным из-за очень опосредованной связи между используемыми и наблюдаемыми величинами.

В этом разделе рассмотрим релятивистские ВФ, по своим свойствам аналогичные ВФ нерелятивистской теории. Эти ВФ имеют смысл амплитуд вероятности, релятивистски-инвариантны и допускают представление в трехмерном релятивистском «координатном пространстве». Их совокупность определяет квантово-полевой вектор состояния связанной системы частиц, а сами они являются компонентами фоковского столбца, определенного на поверхности светового фронта. Результаты, относящиеся к этим ВФ в импульсном пространстве, были получены одним из авторов в работах [96].

Прежде чем перейти к рассмотрению фоковского столбца, определенного на световом фронте, напомним некоторые свойства «одновременного» фоковского столбца в представлении Шредингера на гиперплоскости $t = 0$. Вектор $\Phi(p)$ состояния системы с 4-импульсом p в представлении Фока в координатном пространстве имеет вид

$$\Phi(p) = \left\{ \begin{array}{l} \psi_2(x_1, x_2) \\ \psi_3(x_1, x_2, x_3) \\ \dots \dots \dots \\ \psi_n(x_1, \dots, x_n) \\ \dots \dots \dots \end{array} \right\}. \quad (42)$$

Волновые функции $\psi_n(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n)$ имеют смысл амплитуды вероятности, а ее квадрат — плотности вероятности обнаружить в системе n частиц. Такая интерпретация следует из того, что функции $\psi_n(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n)$ являются коэффициентами следующего разложения:

$$\Phi(p) = \sum_n \int \psi_n(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n) \varphi^{(+)}(\mathbf{x}_1) \dots \varphi^{(+)}(\mathbf{x}_n) |0\rangle d^3x_1 \dots d^3x_n, \quad (43)$$

где $\varphi^{(+)}(\mathbf{x})$ — положительно-частотная часть оператора поля $\varphi(\mathbf{x})$ в представлении Шредингера*:

$$\varphi(\mathbf{x}) = \varphi^{(-)}(\mathbf{x}) + \varphi^{(+)}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int [a(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}) + a^+(\mathbf{k}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x})] \frac{d^3k}{\sqrt{2\varepsilon_k}}. \quad (44)$$

Здесь a и a^+ , как обычно, операторы уничтожения и рождения частиц, удовлетворяющие коммутационному соотношению

$$[a(\mathbf{k}), a^+(\mathbf{k}')] = \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

(будем считать для простоты все частицы бесспиновыми бозонами).

В импульсном пространстве разложение (43) имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi(p) = Z^{1/2} \sum_n C_n(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_n, \mathbf{p}) a^+(\mathbf{k}_1) \dots a^+(\mathbf{k}_n) |0\rangle \times \\ \times \delta^{(3)}(\mathbf{k}_1 + \dots + \mathbf{k}_n - \mathbf{p}) \frac{d^3k_1}{\sqrt{2\varepsilon_1}} \dots \frac{d^3k_n}{\sqrt{2\varepsilon_n}}, \end{aligned} \quad (45)$$

а функции C_n связаны с ψ_n соотношением

$$\begin{aligned} Z^{1/2} C_n(\mathbf{k}_1, \dots, \mathbf{k}_n, \mathbf{p}) \delta^{(3)}(\mathbf{k}_1 + \dots + \mathbf{k}_n - \mathbf{p}) = \\ = \int \psi_n(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_n) \exp\left(-i \sum_1^n \mathbf{k}_i \mathbf{x}_i\right) \frac{d^3x_1}{(2\pi)^{3/2}} \dots \frac{d^3x_n}{(2\pi)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (46)$$

Для удобства введен нормировочный множитель Z .

Волновая функция C_n — амплитуда вероятности обнаружить в связанной системе n частиц с импульсным распределением, определяемым квадратом C_n . Заметим, что импульсы всех частиц в (46) лежат на массовых поверхностях: $k_i^2 = m_i^2$.

Недостаток ВФ ψ_n из (43) и C_n из (45) заключается в том, что они релятивистски-неинвариантны. Очевидной причиной неинвариантности является то, что эти ВФ возникают при разложении одновременного вектора состояния $\Phi(p)$, определенного на гипер-

* Будем опускать факториальные множители, возникающие из-за тождественности частиц. В каждом конкретном случае их легко восстановить.

плоскости $t = 0$, заданной в какой-то фиксированной системе отсчета. Поясним это более подробно.

При бесконечно малых преобразованиях Лоренца $x \rightarrow x' = x + \delta x$, $\delta x_i = \delta \omega_{ik} x_k$ вектор состояния $\Phi(p)$ преобразуется следующим образом:

$$\Phi(p) \rightarrow \Phi'(p') = \hat{U}\Phi(p) = (1 + \delta\hat{U})\Phi(p); \quad \delta\hat{U} = i/2\hat{M}_{ik}\delta\omega_{ik}, \quad (47)$$

где \hat{M}_{ik} — генераторы группы Лоренца. Поскольку операторы \hat{M}_{0i} , осуществляющие преобразование Лоренца, содержат взаимодействие (что легко увидеть из выражения \hat{M}_{ik} через лагранжиан), которое меняет число частиц, то компонента C_n при операции (47) преобразуется не только через себя, но и через другие компоненты. Следовательно, для компонент C_n не существует группового закона преобразования, они не являются лоренц-ковариантными величинами. Вследствие этого, в частности, вероятность примеси изобар в дейтоне

$$W(p) = \int \left| C_{\Delta\Delta}(k_1, k_2, p) \right|^2 \delta^{(3)}(k_1 + k_2 - p) \frac{d^3k_1}{2\epsilon_1} \frac{d^3k_2}{2\epsilon_2}$$

для подобно определенных ВФ будет явно зависеть от импульса, с которым движется дейтон, и поэтому будет различна в разных системах отсчета.

Физический смысл такого явления становится наиболее отчетлив, если рассмотреть фоковский столбец (42) в координатном пространстве. В системе отсчета B , движущейся относительно системы A , фоковский столбец (42) будет состоять из ВФ, одновременных в системе B . Два события, одновременные в системе B и описываемые ВФ $\psi^B(x_1, x_2)$, не одновременны в системе A . Следовательно, этим событиям не соответствует амплитуда вероятности $\psi^A(x_1, x_2)$, одновременная в системе A , и, значит, ψ^B не выражается непосредственно через ψ^A . Чтобы выразить функцию, не одновременную в системе A , через функцию одновременную в этой системе, необходимо в принципе знать закон развития системы во времени, определяемый гамильтонианом. В нерелятивистском пределе положение частиц не успевает существенно измениться за разность времен между событиями и поэтому ВФ ψ_n выражается сама через себя в соответствии с преобразованиями Галилея.

Эти хорошо известные вопросы обсуждаются здесь столь подробно потому, что, как будет показано ниже, именно подобные свойства релятивистских ВФ приводят к существенному изменению их параметризации по сравнению с нерелятивистской ВФ. В частности, релятивистские ВФ будут зависеть от новой дополнительной переменной. Этот результат легко можно получить уже из изложенного выше. Однако мы получим его вместе с общим

выражением вектора состояния $\Phi(p)$ через инвариантные фоковские строчки. На этом пути мы придем к наиболее удобной параметризации ВФ, непосредственно сопрягающейся с нерелятивистской.

Для нахождения явно ковариантной релятивистской ВФ, следуя работе Томонаги [97], рассмотрим вектор состояния, определенный на пространственно-подобной гиперповерхности. Ограничимся плоской гиперповерхностью, определяемой уравнением $\lambda x = 0$, где $\lambda = (\lambda_0, \lambda)$ — 4-вектор со свойствами $\lambda^2 = 1$, $\lambda_0 > 0$. Представим вектор состояния $\Phi(p)$ в виде разложения [ср. с (43)]:

$$\Phi(p) = \sum_n \int \psi_n(x_1, \dots, x_n, \lambda) \varphi^{(+)}(x_1) \dots \varphi^{(+)}(x_n) |0\rangle \times \\ \times \delta(\lambda x_1) d^4x_1 \dots \delta(\lambda x_n) d^4x_n. \quad (48)$$

Состояние $|n\rangle = \varphi^{(+)}(x_1) \dots \varphi^{(+)}(x_n) |0\rangle$ при $x_i \lambda = 0$ ($i = 1, \dots, n$) описывает n свободных частиц на гиперповерхности $\lambda x = 0$ в точках с координатами x_1, \dots, x_n , а $\psi_n(x_1, \dots, x_n)$ есть амплитуда вероятности, с которой присутствует состояние $|n\rangle$ в состоянии $\Phi(p)$. Функции $\psi_n(x_1, \dots, x_n, \lambda)$ явно ковариантны. Они не зависят от системы отсчета, но зависят от плоскости, характеризуемой 4-вектором λ , на которой они определены. Это обстоятельство и приведет в дальнейшем к аргументу, не содержащемуся в нерелятивистских ВФ. Для определения параметризации ВФ в импульсном пространстве выясним свойства $\psi_n(x_1, \dots, x_n, \lambda)$ относительно трансляций $x \rightarrow x + a$.

Подобно тому, как ВФ $\psi_n(x_1, \dots, x_n)$ из (43) не зависят от t , волновые функции $\psi_n(x_1, \dots, x_n, \lambda)$ не меняются при сдвиге аргументов вдоль направления λ . При трансляции в направлении μ , ортогональном λ ($\mu\lambda = 0$), ВФ преобразуются по закону

$$\psi(x_1, x_2, \lambda) \rightarrow \psi(x_1 - \mu, x_2 - \mu, \lambda) = \exp(i\rho\mu) \psi(x_1, x_2, \lambda) \quad (49)$$

(для краткости будем выписывать только двухчастичную компоненту). Таким образом, при произвольном сдвиге $x \rightarrow x + a$ ВФ преобразуются по закону (49), где $\mu = a - \lambda(a\lambda)$.

Формально закон преобразования (49) получается следующим образом. Оператор трансляции в направлении μ есть $U = \exp(i\hat{P}\mu)$, где \hat{P} — оператор 4-импульса. Вектор состояния $\Phi(p)$ преобразуется по закону

$$\Phi(p) \rightarrow U\Phi(p) = \exp(i\hat{P}\mu) \Phi(p). \quad (50)$$

Оператор \hat{P} , выраженный через поля в плоскости $\lambda x = 0$, имеет вид [96]

$$\hat{P}_i = \hat{P}_i^0 + \lambda_i H_{\lambda x}, \quad (51)$$

где \hat{P}_i^0 — свободный оператор 4-импульса;

$$\hat{P}_i^0 = \int a^+(\mathbf{k}) a(\mathbf{k}) k_i d^3k; \quad (52)$$

$$H_{\lambda x} = \int H_{\text{int}}(x) \delta(\lambda x) d^4x; \quad (53)$$

$H_{\text{int}}(x)$ — гамильтониан взаимодействия.

С другой стороны, имея в виду, что $\hat{P}_\mu = \hat{P}^0_\mu$, получаем

$$\begin{aligned} & \exp(i\hat{P}_\mu) \int \psi(x_1, x_2, \lambda) \varphi^{(+)}(x_1) \varphi^{(+)}(x_2) |0\rangle d\sigma_1 d\sigma_2 = \\ & = \int \psi(x_1, x_2, \lambda) \exp(i\hat{P}^0_\mu) \varphi^{(+)}(x_1) \exp(-i\hat{P}^0_\mu) \times \\ & \quad \times \exp(i\hat{P}^0_\mu) \varphi^{(+)}(x_2) \exp(-i\hat{P}^0_\mu) |0\rangle d\sigma_1 d\sigma_2 = \\ & = \int \psi(x_1, x_2, \lambda) \varphi^{(+)}(x_1 + \mu) \varphi^{(+)}(x_2 + \mu) |0\rangle d\sigma_1 d\sigma_2 = \\ & = \int \psi(x_1 - \mu, x_2 - \mu, \lambda) \varphi^{(+)}(x_1) \varphi^{(+)}(x_2) |0\rangle d\sigma_1 d\sigma_2, \end{aligned} \quad (54)$$

где $d\sigma = \delta(x\lambda) d^4x$. При выводе соотношения (54) было учтено, что свободный оператор $\exp(i\hat{P}^0_\mu)$ осуществляет трансляцию прединтергровского оператора $\varphi^{(+)}(x)$ в гиперплоскости $\lambda x = 0$. Из сравнения равенств (50) и (54) получаем формулу (49).

Перейдем в разложении (48) к импульсному пространству:

$$\begin{aligned} \Phi(p) = \sum_n \int \tilde{C}_n(k_1, \dots, k_n, p, \lambda) a^+(\mathbf{k}_1) \dots a^+(\mathbf{k}_n) |0\rangle \times \\ \times \frac{d^3k_1}{V^{2\varepsilon_1}} \dots \frac{d^3k_n}{V^{2\varepsilon_n}}. \end{aligned} \quad (55)$$

Функция \tilde{C}_2 связана с ψ_2 соотношениями:

$$\begin{aligned} & \tilde{C}(k_1, k_2, p, \lambda) = \\ & = \int \psi(x_1, x_2, \lambda) \exp(ik_1x_1 + ik_2x_2) \delta(\lambda x_1) \frac{d^4x_1}{(2\pi)^{3/2}} \delta(\lambda x_2) \frac{d^4x_2}{(2\pi)^{3/2}}; \end{aligned} \quad (56)$$

$$\begin{aligned} \psi(x_1, x_2, \lambda) = \int \tilde{C}(k_1, k_2, p, \lambda) \exp[-i(k_1x_1 - (k_1\lambda)(x_1\lambda))] \times \\ \times \exp[-i(k_2x_2 - (k_2\lambda)(x_2\lambda))] \frac{(k_1\lambda)}{(2\pi)^{3/2}} \frac{d^3k_1}{2\varepsilon_1} \frac{(k_2\lambda)}{(2\pi)^{3/2}} \frac{d^3k_2}{2\varepsilon_2}. \end{aligned} \quad (57)$$

Все 4-векторы в $\tilde{C}(k_1, k_2, \dots, k_n, p, \lambda)$ лежат на массовых поверхностях: $k_i^2 = m^2$, $p^2 = M^2$.

При сдвиге аргумента $x \rightarrow x - \mu$ в $\psi(x_1, x_2, \lambda)$ под интегралом в равенстве (57) появляется множитель $\exp(ik_1\mu + ik_2\mu)$. Для

того чтобы он, согласно равенству (49), равнялся $\exp(ip\mu)$, необходимо, чтобы $\tilde{C}(k_1, k_2, p, \lambda)$ содержала δ -функцию, приравнивающую проекции на плоскость $\lambda x = 0$ суммы $k_1 + k_2$ и импульса p . Функцию \tilde{C} с таким свойством удобно представить в виде

$$\tilde{C}(k_1, k_2, p, \lambda) = Z^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} C(k_1, k_2, p, \lambda\tau) \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - p - \lambda\tau) d\tau, \tag{58}$$

где τ — скалярный параметр.

Таким образом, разложение (55) приобретает вид

$$\Phi(p) = Z^{1/2} \sum_n \int C_n(k_1, \dots, k_n, p, \lambda\tau) a^+(\mathbf{k}_1) \dots a^+(\mathbf{k}_n) |0\rangle \times \\ \times \delta^{(4)}(k_1 + \dots + k_n - p - \lambda\tau) \frac{d^3k_1}{\sqrt{2\varepsilon_1}} \dots \frac{d^3k_n}{\sqrt{2\varepsilon_n}} d\tau. \tag{59}$$

4-Импульс $\lambda\tau$, входящий в C_n , будем называть импульсом «шпуриона»*.

Вектор состояния в гиперплоскости $t = 0$ получается из (59) при условии $\lambda = 0, \lambda_0 = 1$. После интегрирования по $d\tau$ возвращаемся к разложению (43).

Функции $C_n(k_1, \dots, k_n, p, \lambda\tau)$ в (59) суть амплитуды вероятности обнаружить на гиперповерхности $\lambda x = 0$ n частиц с 4-импульсами k_1, \dots, k_n . Для дальнейшего вместо произвольной плоской гиперповерхности $\lambda x = 0$ удобно выбрать поверхность «светового фронта» $\omega x = 0$, где $\omega = (\omega_0, \boldsymbol{\omega})$, $\omega^2 = 0, \omega_0 > 0$.

В рассуждениях о разбиении вектора трансляции a на параллельную ($a_{||} \parallel \omega$) и ортогональную ($\mu\omega = 0$) части следует проявить осторожность, так как вектор ω в этом смысле одновременно параллелен и ортогонален сам себе ($\omega \cdot \omega = 0$). К ω можно перейти постепенно: введением промежуточного 4-вектора $\lambda_\delta, \lambda_\delta^2 = \delta^2$ и стремлением δ к нулю. После этого получаем, что формулы с $\omega^2 = 0$ имеют тот же вид, что и с $\lambda^2 = 1$ с прямой заменой $\lambda \rightarrow \omega$.

Рассмотрим параметризацию ВФ на примере двухчастичной компоненты:

$$C_2 = C_2(k_1, k_2, p, \omega\tau), \quad k_1 + k_2 = p + \omega\tau. \tag{61}$$

В дальнейшем будем рассматривать связанные системы с полным моментом, равным нулю. Волновые функции (61) можно изобразить

* В работе [96] выражение (58) было получено при нахождении общего вида решения уравнения

$$\hat{P} \Phi(p) = p \Phi(p) \tag{60}$$

в представлении Шредингера на гиперплоскости $\lambda x = 0$.

зять в виде «4-хвостки» (рис. 28). Отсюда ясно, что, как и любую 4-хвостку, т. е. как амплитуду реакции $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, функцию $C(k_1, k_2, p, \omega\tau)$ можно параметризовать с помощью любой пары мандельштамовских переменных:

$$\left. \begin{aligned} s &= (k_1 + k_2)^2 = M^2 + 2\tau(\omega p); & t &= (p - k_1)^2 = m^2 - 2\tau(\omega k_2); \\ u &= (p - k_2)^2 = m^2 - 2\tau(\omega k_1); & s + t + u &= 2m^2 + M^2. \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Физическая область переменных s, t и u определяется, как обычно, уравнением Киббла.

Задача нахождения двухчастичной фоковской компоненты сводится теперь к определению функции двух переменных $C = C(s, t)$. Для практического решения этой задачи удобнее ввести

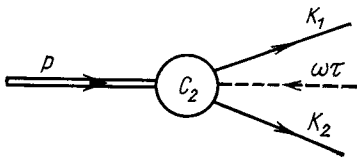


Рис. 28. Графическое изображение двухчастичной ВФ. Такой же диаграммой изображается вершинная часть

другие переменные, отвечающие модулю импульса одной из конечных частиц в с. п. и. реакции рис. 28 и направлению в с. п. и. импульса одной из падающих частиц. В качестве последней выбираем шпурион. Такая параметризация, являясь наиболее близкой к нерелятивистской, позволяет, кроме того, ввести релятивистское координатное пространство [98]. Для этой цели будем пользоваться операцией сдвига на гиперboloиде. Для двух векторов \mathbf{k} и \mathbf{p} , принадлежащих гиперboloиду массы m , она определяется следующим образом (см. [98]):

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{f} &= L(\mathbf{p})\mathbf{k} \equiv \mathbf{k}(-)\mathbf{p} \equiv \mathbf{k} - \frac{\mathbf{p}}{m} \left[\varepsilon(\mathbf{k}) - \frac{\mathbf{k}\mathbf{p}}{m + \varepsilon(\mathbf{p})} \right]; \\ \varepsilon(\mathbf{k}) &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2}; & \varepsilon(\mathbf{p}) &= \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Операция (63) представляет собой преобразование Лоренца $L(\mathbf{p})$ над вектором \mathbf{k} при переходе в систему, движущуюся со скоростью $\mathbf{v} = \mathbf{p}/\varepsilon(\mathbf{p})$. В нерелятивистском пределе, очевидно, получаем разность векторов $\mathbf{k} - \mathbf{p}$. Отметим, что имеют место равенства

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{k}(-)\mathbf{p})^2 &= m^{-2}(k p)^2 - m^2; \\ (\mathbf{k}_1(-)\mathbf{p})(\mathbf{k}_2(-)\mathbf{p}) &= m^{-2}(k_1 p)(k_2 p) - (k_1 k_2). \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

Вводя обозначение

$$Q = p + \omega\tau, \text{ при этом } Q^2 = s, \quad (65)$$

определим следующие переменные:

$$\mathbf{q}_1 = \mathbf{k}_1 (-) \frac{m}{\sqrt{Q^2}} \mathbf{Q} = \mathbf{k}_1 - \frac{Q}{\sqrt{Q^2}} \left[\varepsilon(\mathbf{k}_1) - \frac{(\mathbf{k}_1 \mathbf{Q})}{\sqrt{Q^2 + Q_0}} \right]; \quad (66)$$

$$\mathbf{q}_2 = \mathbf{k}_2 (-) \frac{m}{\sqrt{Q^2}} \mathbf{Q} = -\mathbf{q}_1; \quad (67)$$

$$\omega' = \omega - \frac{Q}{\sqrt{Q^2}} \left[\omega_0 - \frac{\omega \mathbf{Q}}{\sqrt{Q^2 + Q_0}} \right]; \quad (68)$$

$$\mathbf{n} = \omega' / |\omega'| = \sqrt{Q^2} \omega' / (\omega p). \quad (69)$$

В силу равенств (64) при преобразовании Лоренца над 4-векторами k_1 , k_2 , p и ω векторы \mathbf{q}_1 , \mathbf{q}_2 , \mathbf{n} подвергаются только вращениям, причем углы между ними не меняются.

Не останавливаясь на групповых вопросах, отметим, что вектор \mathbf{f} [равенство (63)] при преобразовании Лоренца Λ преобразуется следующим образом:

$$\mathbf{f}' = R(\Lambda) \mathbf{f}; \quad R(\Lambda) = L(\Lambda \mathbf{p}) \Lambda L^{-1}(\mathbf{p}), \quad (70)$$

причем $R(\Lambda_1 \Lambda_2) = R(\Lambda_1) R(\Lambda_2)$.

Волновую функцию $C(k_1, k_2, p, \omega \tau)$ можно считать зависящей от двух векторов $\mathbf{q} \equiv \mathbf{q}_1$ и \mathbf{n} :

$$C = C(\mathbf{q}^2, \mathbf{q}\mathbf{n}). \quad (71)$$

Действительно, $|\mathbf{n}| = 1$, а в силу формул (64) имеем

$$\mathbf{q}^2 = s/4 - m^2; \quad (72)$$

$$(\mathbf{n}\mathbf{q}) = (u - t) \sqrt{s/2} (s - M^2). \quad (73)$$

Поэтому параметризация в переменных \mathbf{q}^2 и $\mathbf{n}\mathbf{q}$ эквивалентна параметризации в переменных s и t .

Таким образом, двухчастичная ВФ релятивистской системы помимо \mathbf{q}^2 зависит от переменной $\mathbf{q}\mathbf{n}$. Анизотропия функции $C(\mathbf{q}^2, \mathbf{n}\mathbf{q})$ не сводится к лоренц-сокращению продольного масштаба. Наоборот, этот эффект из функции (71) выделен. Волновая функция N частиц параметризуется так же, как амплитуда процесса $a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + N$. Изменение ее параметризации по сравнению с нерелятивистской также сводится к появлению дополнительного векторного аргумента \mathbf{n} , что соответствует двум независимым скалярным параметрам (два угла, фиксирующих вектор \mathbf{n} в системе векторов $\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_{N-1}$). В нерелятивистском пределе зависимость от \mathbf{n} исчезает, а переменная \mathbf{q} из (66) переходит в $\mathbf{k}_1 - \mathbf{p}m/M$.

Вектор состояния $\Phi(p)$ нормирован условием

$$(\Phi(p), \Phi(p')) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta^{(4)}(p - p' - \omega\tau) d\tau, \quad (74)$$

что для ВФ дает

$$\sum_n \int |C_n(k_1, \dots, k_n, p, \omega\tau)|^2 \frac{d^3k_1}{2\varepsilon_1} \dots \dots \frac{d^3k_n}{2\varepsilon_n} d\tau \delta(k_1 + \dots + k_n - p - \omega\tau) \equiv \sum_n I_n = Z^{-1}. \quad (75)$$

В переменных \mathbf{q}, \mathbf{n} условие нормировки (75) для $C(k_1, k_2, p, \omega\tau)$ имеет вид

$$I_2 = \frac{1}{(\omega p)} \int |C(\mathbf{q}^2, \mathbf{n}\mathbf{q})|^2 \frac{d^3q}{2\varepsilon(\mathbf{q})}. \quad (76)$$

Согласно работе В. Г. Кадышевского и др. [98], можно ввести релятивистский аналог трехмерного координатного пространства с помощью разложения по функциям, образующим унитарное неприводимое бесконечномерное представление группы Лоренца. Эти функции получены одним из авторов в работе [99]:

$$\xi(\mathbf{q}, \rho) = [(\varepsilon(\mathbf{q}) - \rho\mathbf{q}/\rho)/m]^{-1-i\rho m}. \quad (77)$$

Функции $\xi(\mathbf{q}, \rho)$ обладают свойствами ортогональности и полноты.

Разлагая $C(\mathbf{q}^2, \mathbf{n}\mathbf{q})$ по функциям (77), получаем представление ВФ в ρ -пространстве:

$$C(\rho, \mathbf{n}\rho) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int C(\mathbf{q}^2, \mathbf{n}\mathbf{q}) \xi(\mathbf{q}, \rho) \frac{m d^3q}{\varepsilon(\mathbf{q})}; \quad (78)$$

$$C(\mathbf{q}^2, \mathbf{n}\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int C(\rho, \mathbf{n}\rho) \xi^*(\mathbf{q}, \rho) d^3\rho. \quad (79)$$

Нормировочный интеграл (76) приобретает вид

$$I_2 = \frac{1}{2m(\omega p)} \int |C(\rho, \mathbf{n}\rho)|^2 d^3\rho. \quad (80)$$

Параметризация ВФ в ρ -пространстве приводит к тому, что в импульсном пространстве ВФ характеризуется гладкой зависимостью не от самого импульса \mathbf{q} , а от отвечающей ему «быстроты»:

$$y = \ln [(\varepsilon(\mathbf{q}) - q)/(\varepsilon(\mathbf{q}) + q)]/2,$$

причем в некоторых простейших случаях ρ -пространство оказывается связанным с пространством быстрот фурье-преобразованием.

В нерелятивистском пределе $|\mathbf{q}|/m \rightarrow 0$ и $mr \rightarrow \infty$ функция (77) переходит в плоскую волну, а преобразования (78) и (79) — в обычные интегралы Фурье.

Как отмечено в работах [100], данный факт весьма полезен для понимания того, каким образом следует параметризовать ядерную ВФ в релятивистской области, используя то, что мы знаем о ее поведении на достаточно больших, нерелятивистских расстояниях. Можно ожидать, что именно в ρ -пространстве или в пространстве быстрот ВФ будут иметь наиболее простой вид. Обсуждение этого круга вопросов содержится в работе [101].

Рассмотренные выше ВФ $\psi(x_1, \dots, x_n, \lambda)$ на плоскости $\lambda x = 0$ совпадают с фоковскими компонентами из (43), определенными в системе, движущейся с 4-скоростью λ , где плоскость $\lambda x = 0$ совпадает с плоскостью $t = 0$. Для плоскости $\omega x = 0$ такой системой является система «бесконечного импульса» (СБИ), поэтому функция $C(k_1, k_2, p, \omega\tau)$ совпадает, очевидно, с $C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{p})$, определенной в СБИ. Связь переменных s, t и u с известными переменными \mathbf{R}_\perp, x_1 и x_2 ($x_1 + x_2 = 1$) в СБИ следующая [96]:

$$\begin{aligned} x_1 &= (m^2 - u)/(s - M^2); \\ x_2 &= (m^2 - t)/(s - M^2); \\ \mathbf{R}_\perp^2 &= s(m^2 - t)(m^2 - u)/(s - M^2)^2 - m^2. \end{aligned} \quad (81)$$

Свяжем также переменные \mathbf{q}, \mathbf{n} с переменными в СБИ:

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_\perp^2 &= \mathbf{q}^2 - (\mathbf{q}\mathbf{n})^2, \quad x_1 = [1 - \mathbf{n}\mathbf{q}/\varepsilon(\mathbf{q})]/2; \\ x_2 &= [1 + \mathbf{n}\mathbf{q}/\varepsilon(\mathbf{q})]/2. \end{aligned} \quad (82)$$

Отметим, что в работе В. Р. Гарсеванишвили и др. [402] переход к переменным светового фронта осуществлен в рамках квази-потенциального подхода.

Таким образом, с точки зрения теории инвариантных фоковских компонент мы в итоге пришли к известным ВФ в СБИ, широко используемым в современных партонных моделях. Однако подход, основанный на изучении вектора состояния на световом фронте, позволяет подойти к параметризации и исследованию ВФ с наиболее общей точки зрения, не ограничиваясь заранее узкими рамками переменных, вводимых в СБИ, и нековариантным вычислительным аппаратом «старой теории возмущений». Переменные \mathbf{q}^2 и $\mathbf{n}\mathbf{q}$ в (74) особенно удобны для описания наиболее интересной в настоящее время области не очень больших, но уже релятивистских значений внутриядерных импульсов, поскольку при увеличении \mathbf{q}^2 появление в ВФ зависимости от $\mathbf{n}\mathbf{q}$ подобно возникновению парциальных волн $l \neq 0$ в амплитуде рассеяния. Так же как амплитуда рассеяния при малых энергиях описывается S -волной

и сферически-симметрична, ВФ при нерелятивистских значениях не зависит от вектора \mathbf{n} . При более высоких энергиях к амплитуде рассеяния следует добавить высшие парциальные волны. Аналогично этому в ВФ при больших q^2 следует ввести члены, содержащие nq . По-видимому, существует также параметр, аналогичный числу парциальных волн $l \sim kR$ в амплитуде рассеяния. Можно ожидать, что он будет определяться отношением $|q|^2/m^2$.

До сих пор рассматривались системы бесспиновых частиц. Метод введения спиновых переменных почти очевиден: он сводится к выделению инвариантных амплитуд двухчастичной реакции, в которой одна из начальных «частиц» является скалярной (ей отвечает 4-импульс ωt); другая (4-импульс p) — рассматриваемым связанным состоянием. В предположении, что фокковская компонента вектора состояния зависит только от одной переменной, ВФ системы двух релятивистских частиц построена для частиц со спинами в рамках «квантовомеханического» подхода (см. §разд. 1) М. В. Терентьевым [27]. Такая же ВФ для трех частиц построена В. Б. Берестецким и М. В. Терентьевым [28].

§6. ВЫРАЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ АМПЛИТУД ЧЕРЕЗ ВФ

Одна из основных задач любой теории взаимодействующих частиц состоит в том, чтобы выразить амплитуды рассеяния на связанной системе через ВФ и амплитуды элементарных актов. Для рассмотренных выше ВФ в основе решения этой задачи лежит диаграммная техника, разработанная В. Г. Кадышевским [6, 103]. Ее можно получить решением по теории возмущений уравнения типа Томонаги — Швингера для вектора состояния на плоской гиперповерхности $\lambda x = \sigma$:

$$i \partial \Phi(\sigma) / \partial \sigma = H(\sigma) \Phi(\sigma), \quad (83)$$

где

$$H(\sigma) = \int \delta(\lambda x - \sigma) H_{\text{int}}(x) d^4x. \quad (84)$$

Сформулируем правила этой техники для поверхности светового фронта [96] и теории скалярного поля с лагранжианом $\mathcal{L} = g\varphi^3$. Чтобы найти матричный элемент n -го порядка $F\delta^{(4)}(\dots)$, необходимо [6, 96, 103]:

1) в фейнмановском графике n -го порядка произвольным образом пронумеровать вершины. Соединить направленной пунктирной линией (будем называть ее линией шпуриона) вершины в порядке возрастания номеров. Ориентировать сплошные линии (линии частиц) в направлении от большего номера к меньшему.

Диаграммы, в которых имеются вершины с тремя входящими или выходящими сплошными линиями (вакуумные вершины, рис. 29, а, б), можно не рассматривать (они равны нулю). Каждой сплошной линии приписать соответствующий 4-импульс, каждой i -й пунктирной линии приписать 4-импульс $\omega\tau_i$;

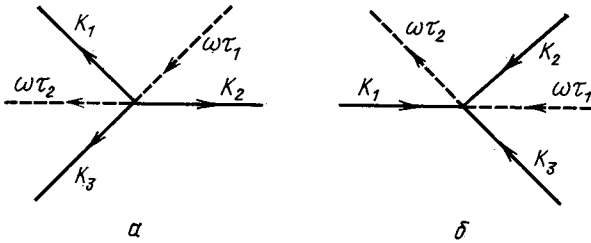


Рис. 29. Вакуумные вершины, не дающие вкладов в амплитуды

2) каждой внутренней сплошной линии с 4-импульсом k сопоставить пропагатор $\theta(\omega k) \delta(k^2 - m^2)$, каждой линии шпуриона — множитель $1/2\pi (\tau - i0)$;

3) каждой вершине сопоставить $(2\pi)^{-1/2} g\delta^{(4)}(\dots)$, где δ -функция учитывает закон сохранения 4-импульсов в вершине, включая и импульс шпуриона;

4) проинтегрировать по всем 4-импульсам внутренних частиц и по $d\tau$ для линий шпуриона в бесконечных пределах;

5) повторить процедуру, описанную в пп. 2—4, для всех $n!$ возможных нумераций вершин.

Нормировка полученных матричных элементов ясна из следующей связи амплитуды F процесса $1 + 2 \rightarrow 3 + \dots + n$ с сечением:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^2}{4j\epsilon_1\epsilon_2} |F|^2 \frac{d^3k_3}{2\epsilon_3} \dots \frac{d^3k_n}{2\epsilon_n} \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - k_3 - \dots - k_n), \quad (85)$$

где j — плотность потока падающих частиц.

Как и в разд. 5, опустим здесь факториальные множители, возникающие из-за тождественности частиц и зависящие от варианта теории. В силу того что пропагатором в этой технике является выражение $\theta(\omega k) \delta(k^2 - m^2)$, импульсы всех частиц лежат на массовых поверхностях. Однако существует понятие амплитуд вне энергетической поверхности. Это — амплитуды, содержащие внешние линии шпуриона. Они являются внутренними частями диаграмм.

Вакуумные вершины (см. рис. 29, а, б) исчезают из-за невозможности удовлетворить в них законам сохранения. Подобным же свойством исчезновения вакуумных диаграмм обладает старая теория возмущений в системе с бесконечным импульсом. Вопросы

причинности и унитарности в теории поля, сформулированной на световом фронте, изучались в работе [104].

Вершинные части сформулированной диаграммной техники зависят от тех же переменных, что и ВФ с соответствующим числом

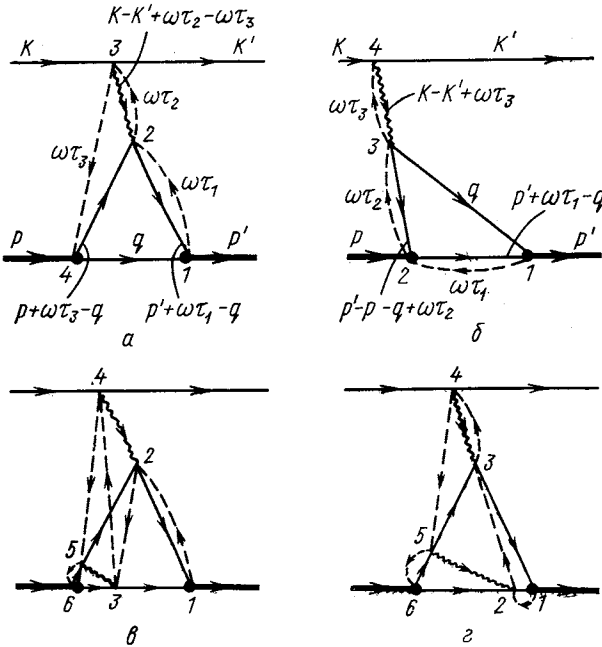


Рис. 30. Примеры диаграмм для процесса 'упругого ed-рассеяния

частиц, и изображаются диаграммами типа рис. 28. Между вершинными частями и ВФ существует связь, аналогичная той, которая имеется в нерелятивистской диаграммной технике. Соотношение между ВФ и вершинной частью Γ_n следующее [96]:

$$C_n(k_1, \dots, k_n, p, \omega\tau) = (1/2\pi) \Gamma_n(k_1, \dots, k_n, p, \omega\tau)/(s - M^2), \quad (86)$$

где $s = (k_1 + \dots + k_n)^2$, а 4-импульсы связаны законом сохранения: $p + \omega\tau = k_1 + \dots + k_n$.

Формула (86) позволяет исключить из выражений для диаграмм вершинные части и выразить амплитуды через ВФ. При этом возникают две проблемы, которые поясним на примере амплитуды типа ed-рассеяния. При вычислении амплитуды ed-рассеяния по пп. 1—5 возникает целый ряд диаграмм, различающихся нумерацией вершин. Некоторые из них изображены на рис. 30, а—г. Диаграмма рис. 30, а содержит в вершинах 1 и 4 вершинные части

типа рис. 28 и выражается через ВФ. Диаграмма рис. 30, б в вершине 2 содержит величину, которая не сводится к вершинной части и через ВФ не выражается. Под вершинами 1 и 4 на рис. 30, а и 1 и 2 на рис. 30, б понимаются блоки, содержащие сумму всевозможных мезонных обменов. Одновременно с такими блоками следует учесть процессы типа представленных на рис. 30, в, в которых мезон испускается из вершины 5 до испускания γ -кванта из вершины 4 (как и в вершине 4 рис. 30, а), а поглощается в вершине 3 до поглощения γ -кванта в вершине 2.

Такая диаграмма, очевидно, также не содержит в левой части вершины, рассмотренной выше, и через ВФ не выражается. Кроме того, каждая из диаграмм за счет импульсов шпуриона зависит от 4-вектора ω . Только сумма всех диаграмм в данном порядке не зависит от ω и равна выражению, вычисленному в фейнмановской технике. Если бы мы пренебрегли всеми диаграммами, не выражающимися через ВФ, то не получили бы однозначного ответа для диаграммы рис. 30, а, поскольку он содержит бы свободный параметр ω . Таким образом, во-первых, не для всех диаграмм амплитуды можно выразить через ВФ и, во-вторых, получаемые амплитуды зависят от 4-вектора ω . Следует найти принцип наилучшего выбора ω . На языке старой теории возмущений в СБИ это означает, что, хотя переход в СБИ ликвидировал вакуумные диаграммы, для получения однозначного ответа следует каким-то образом выбрать направление СБИ по отношению к импульсам частиц, участвующих в реакции.

Эти две проблемы взаимосвязаны, и решение одной из них автоматически приводит к решению другой. Здесь только коротко поясним основные результаты, полученные одним из авторов.

В силу релятивистской инвариантности и инвариантности теории относительно растяжения ω ($\omega \rightarrow \omega' = \alpha\omega$), где α — число, амплитуды зависят только от отношений скалярных произведений ω с 4-векторами внешних частиц, участвующих в реакции. Число таких дополнительных независимых инвариантных переменных в общем случае равно двум. Поскольку сумма всех диаграмм, получающихся из данной фейнмановской диаграммы «опутыванием» линией шпуриона, не зависит от ω и, следовательно, от этих дополнительных инвариантов, то изменением величин этих переменных можно менять относительный вклад рассматриваемых диаграмм. Оказывается, что можно выбрать значения инвариантов таким образом, что все диаграммы рис. 30, б и в, не выражающиеся через ВФ, обращаются в нуль и амплитуда выражается только через диаграмму рис. 30, а, т. е. через ВФ. Диаграмма рис. 30, г дает отличный от нуля вклад, но она, очевидно, содержится в амплитуде, происходящей из-за присутствия ΔN_L -компоненты в фоковском столбце дейтона. Если вклад такой компоненты существен, его следует учесть наряду с двухнуклон-

ной компонентой. Для ed -рассеяния, когда диаграммы обладают простейшей топологией, для ликвидации вклада диаграмм рис. 30, б и в достаточно зафиксировать одну переменную $-\omega p'/\omega p$, положив ее равной единице. От второй переменной амплитуда для диаграммы рис. 30, а не зависит. После этого выражение для форм-фактора скалярного дейтона, вычисленное по пп. 1—5 и преобразованное к переменным СБИ (81), (82), приобретает вид

$$F(t) = \int C(R_{\perp}^2, x) C((R_{\perp} + xQ_{\perp})^2, x) \frac{d^2 R_{\perp} dx}{2x(1-x)^2}, \quad (87)$$

где

$$Q_{\perp}^2 = -t; \quad t = (p - p')^2.$$

Выражение (87) можно получить в старой теории возмущений в СБИ при выборе направления бесконечного импульса ортогональ-

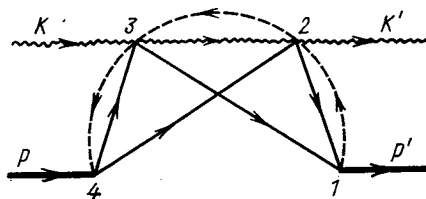


Рис. 31. Диаграмма двукратного рассеяния:

вершины 1 и 4 и отвечающая диаграмме амплитуда выражаются через [ВФ]

ным пространственной части переданного импульса (см., например, обзор Когута, Сасскинда [105]). Можно показать, что в нерелятивистском пределе формула (87) переходит в обычное нерелятивистское выражение:

$$F(t) = \int \psi(\mathbf{q}) \psi(\mathbf{q} + \mathbf{Q}/2) d^3q. \quad (88)$$

Хотя выражение (87) для форм-фактора можно получить и без диаграммной техники, изложенной в пп. 1—5, а с помощью старой теории возмущений, изложенная здесь диаграммная техника позволяет сравнительно просто выразить амплитуды через ВФ и для диаграмм общего вида, таких, для которых это вообще возможно.

Для общего случая поясним метод на примере диаграммы двукратного рассеяния (рис. 31). Амплитуда для диаграммы рис. 31 зависит от скалярных переменных:

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= \omega p / [\omega(p+k)]; & y_2 &= \omega k / [\omega(p+k)]; \\ y_3 &= \omega p' / [\omega(p+k)]; & y_4 &= \omega k' / [\omega(p+k)]. \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

Ввиду соотношений $y_1 + y_2 = 1$, $y_3 + y_4 = 1$ независимыми переменными являются две, в качестве которых выберем y_1 и y_3 . Для того чтобы вершина 4 (или 1) на рис. 31 содержала только выхо-

дящие (входящие) нуклонные линии и, следовательно, выражалась через ВФ, необходимо потребовать выполнения условия: $y_1 = y_2 = y_3 = 1$. Для произвольной диаграммы также удобно ввести переменные $y_i = \omega k_i / \omega \sum_i k_i$, где $\sum_i k_i$ — сумма 4-импульсов начальных частиц. Две независимые переменные y_i для внешних линий, соответствующих связанным состояниям, следует положить равными 1. При этом оказываются отличными от нуля только те диаграммы, в которых соответствующие вершины имеют наибольший или наименьший номер i , следовательно, содержат соответственно только выходящие или входящие линии частиц и входящую или выходящую линии шпуриона (см. рис. 31, вершины 4 и 1). Именно такие вершины выражаются через волновые функции.

Отметим, что значения переменных y_i , равные 1, находятся вне физической области изменения этих переменных (области, допустимой при времениподобных 4-векторах k_i .) Практически может оказаться более полезным не выходить за границы физической области, а полагать соответствующие переменные y_i максимальным граничным значениям. В применении к диаграммам рис. 30, $a - e$ эти правила приводят к формуле (87) для форм-фактора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных выше результатов следует вывод, что эффекты, связанные с релятивистским характером движения нуклонов в ядрах, с присутствием в ядрах изобар и мезонов, уже проявляются в существующих экспериментальных данных и вполне доступны дальнейшему экспериментальному изучению. Более того, без учета этих эффектов нельзя серьезно надеяться понять, как устроены ядра на малых межнуклонных расстояниях.

Вместе с тем с ростом передаваемого импульса, возможно, усложняются механизмы реакций, тогда как ВФ практически можно эффективно «прощупать» лишь для достаточно простых механизмов (типа полюсных и треугольных диаграмм). В связи с этим возникает та же проблема, которая актуальна и для прямых процессов с малыми передачами: экспериментальная идентификация вклада простых диаграмм. Значительный интерес с этой точки зрения представляют поляризационные эксперименты. Как показывает теоретическое и экспериментальное изучение механизмов обычных прямых реакций [89], идентификация механизма заведомо требует постановки экспериментов неинклюзивного типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Salpeter E. E., Bethe H. A. «Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 1932.
2. Brown G. E., Jackson A. D. The nucleon-nucleon interaction. North-Holland/American Elsevier Pub. Comp., 1976.

3. Blankenbecler R., Sugar R. «Phys. Rev.», 1966, v. 142, p. 1951.
4. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. «Nuovo cimento», 1963, v. 29, p. 370.
5. Thompson R. H. «Phys. Rev. D», 1970, v. 1, p. 110.
6. Kadyshevsky V. G. «Nucl. Phys. B», 1968, v. 6, p. 125.
7. Gross F. «Phys. Rev.», 1969, v. 186, p. 1448.
8. Holinde K., Erkelenz K., Alzetta R. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 194, p. 161.
9. Cohen H. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1738.
10. Фаустов П. Н. «ТМФ», 1970, т. 3, с. 240; «Ann. Phys.», 1973, v. 78, p. 176.
11. Auron A., Amado R. D., Joung J. E. «Phys. Rev.», 1968, v. 174, p. 2022.
12. Freedman D., Lovelace C., Namyslowski J. «Nuovo cimento», 1966, v. 43, p. 258.
13. Weber H. J. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 264, p. 365.
14. Gross F. «Phys. Rev.», 1965, v. 140, p. 410; «Phys. Rev.», 1966, v. 142, p. 1025; «Phys. Rev.», 1966, v. 152, p. 1517; «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 223.
15. Buck W., Gross F. «Phys. Lett. B», 1976, v. 63, p. 286.
16. Dressler E. T., Gross F. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 262, p. 516.
17. Blankenbecler R., Cook L. F. «Phys. Rev.», 1960, v. 119, p. 1745.
18. Reid R. «Ann. Phys. (N. Y.)», 1968, v. 50, p. 441.
19. Cox A. E., Wynchank S. A. R., Collie C. H. «Nucl. Phys.», 1965, v. 74, p. 497.
20. Austern N., Rost E. «Phys. Rev.», 1959, v. 117, p. 1506.
21. Noges H. P. «Nucl. Phys.», 1965, v. 74, p. 508.
22. Riska D. O., Brown G. E. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 193.
23. Gari M., Huffman A. H. «Phys. Rev. C», 1973, v. 7, p. 994.
24. Thakur J., Foldy L. L. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1957.
25. Collocci M., Mosconi B., Ricci P. «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 224.
26. Dirac P. A. M. «Rev. Mod. Phys.», 1949, v. 21, p. 392.
27. Терентьев М. В. Препринты ИТЭФ-5, ИТЭФ-6, 1976; «Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 207.
28. Берестецкий В. Б., Терентьев М. В. Препринт ИТЭФ-143, 1976; «Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 1044.
29. Kim Y. S., Oh S. H. Univ. of Maryland CTR Technical Report 77-07, 1976; Kim Y. S., Noz M. E. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 122.
30. Coester F., Ostebee A. «Phys. Rev. C», 1975, v. 11, p. 1836.
31. Foldy L. L. «Phys. Rev.», 1961, v. 122, p. 275.
32. Kerman A., Kisslinger L. S. «Phys. Rev.», 1969, v. 180, p. 1483.
33. Колыбасов В. М., Кондратюк Л. А. Нуклонные резонансы и свойства ядра. Лекции Всесоюзной школы по теоретической ядерной физике, М., МИФИ, 1973.
34. Arenhövel J., Weber H. Y. Springer Tracts in Modern Physics. V. 65. Berlin-New York, Springer Verlag, 1972, p. 58.
35. Weber H. Y. Proc Intern. Topical Conf. on Meson-Nuclear Physics. Pittsburgh, 1976. Carnegie-Mellon Univ., 1976, p. 130.
36. Jena S., Kisslinger L. S. «Ann. Phys. (N.Y.)», 1974, v. 85, p. 251.
37. Кондратюк Л. А., Шапиро И. С. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 401; Карманов В. А., Кондратюк Л. А., Шапиро И. С. «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 11, с. 543; «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 2185.
38. Маркушин В. Е. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 1079.
39. Hamberston J. W., Wallace J. B. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 141, p. 362.
40. Naapakoski P., Saarela M. «Phys. Lett. B», 1975, v. 53, p. 333.
41. Broun H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 312; Horne C. P. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 380; Benz P., Soldig P. «Phys. Lett. B», 1974, v. 52, p. 367; Emms M. J. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 52, p. 372; Aladashvili B. S. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 89, p. 405; Beurtey R. e.a. «Phys. Lett. B», 1976, v. 61, p. 409.

42. Кольбасов В. М. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 209; В кн.: Элементарные частицы. III школа физики ИТЭФ. Вып. 4. М., Атомиздат, 1975, с. 41.
43. Маркушин В. Е. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 463.
44. Arenhövel H., Miller H. G. «Z. Phys. A», 1974, Bd. 266, S. 13.
45. Gari M., Nyuga H., Sommer V. «Phys. Rev. C», 1976, v. 14, p. 2196.
46. Elias J. e.a. «Phys. Rev.», 1969, v. 177, p. 2075.
47. Fabian W., Arenhövel H., Miller H. G. «Z. Phys.», 1974, Bd 271, S. 93.
48. Покровский Ю. Е. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 608.
49. Glaser V., Jaksik B. «Nuovo cimento», 1957, v. 5, p. 1197.
50. Gordin M. «Nuovo cimento», 1963, v. 28, p. 533.
51. Кириллов А. И. и др. «ЭЧАЯ», 1975, т. 6, вып. 1, с. 3.
52. Gari M., Nyuga H. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 264, p. 409.
53. Adler R., Drell S. D. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 349.
54. Adler R. «Phys. Rev.», 1966, v. 141, p. 1499.
55. Gobbi V. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1450.
56. Chemtob M., Moniz E., Rho M. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 344.
57. Blankenbecler R., Gunion J. «Phys. Rev. D», 1974, v. 4, p. 718.
58. Jackson A., Lande A., Riska D. O. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 23.
59. Stichel P., Werner E. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 145, p. 257.
60. Chemtob M., Rho M. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 163, p. 1.
61. Horikawa J., Fujita T., Jazaki K. «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 173.
62. Rand R. E. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 3229.
63. Iachello F. F., Jackson A., Lande A. H. «Phys. Lett. B», 1973, v. 43, p. 191.
64. Arnold R. G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 776.
65. Martin F. e.a. Preprint SLAC-PUB-1809, 1976.
66. Simon G. G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 739.
67. Favjian W., Arenhövel H. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 258, p. 461.
68. Hadjimichael E. «Phys. Lett. B», 1975, v. 46, p. 147.
69. Карманов В. А. В кн.: Элементарные частицы. III школа физики ИТЭФ. Вып. 4. М., Атомиздат, 1975, с. 22.
70. Narodetsky I. M., Simonov Yu. A., Palumbo F. «Phys. Lett. B», 1975, v. 58, p. 125; Palumbo F., Simonov Yu. A. «Phys. Lett. B», 1976, v. 63, p. 147.
71. Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A. «Lett. Nuovo cimento», 1973, v. 7, p. 717.
72. Brodsky S., Farrar G. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1309.
73. Brodsky S. Preprint SLAC-PUB-1497, 1974.
74. Brodsky S. J., Chertok B. T. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 209; Preprint SLAC-PUB-1759, 1976.
75. Кудрявцев А. Е., Симонов Ю. А. Преприят ИТЭФ-128 М., 1976.
76. Schütz W. P. e.a. Preprint SLAC-PUB-1770, 1976.
77. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 314; «Phys. Lett. B», 1976, v. 65, p. 51.
78. West G. B. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1454.
79. Лобов Г. А. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 418; Preprint ИТЭФ-88, 1976; «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 182.
80. Kondratyuk L. A., Lev F. M. Preprints ИТЭФ-102, ИТЭФ-113, 1975.
81. Schroeder L. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 1813; «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 2389.
82. Adler J. C. e.a. «Phys. Rev. D», 1971, v. 6, p. 1261; Booth N. E. e.a. «Phys. Rev. D», 1971, v. 6, p. 1261; Coleman E. e.a. «Phys. Rev.», 1967, v. 164, p. 1655; Bennet G. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 387; Duhal L. e.a. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 597.
83. Карманов В. А. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 289.
84. Шапиро И. С. «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 650.

85. Кольбасов В. М., Смородинская Н. Я. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1211; «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 272.
86. Craigie N. S., Wilkin C. «Nucl. Phys. B», 1969, v. 14, p. 477.
87. Kondratyuk L. A., Lev F. M. Preprint ITEF-39, 1976.
88. Gurvitz S. A., Rinat A. S. «Phys. Lett. B», 1976, v. 60, p. 405.
89. Кольбасов В. М., Лексин Г. А., Шапиро И. С. «УФН», 1974, т. 113, с. 239.
90. Карманов В. А., Кондратьюк Л. А. «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 20, с. 510.
91. Абрамов Б. М. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 201.
92. Nath R. N., Weber H. J., Kabir P. K. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 1404.
93. Балдин А. М. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 79; «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 1008.
94. Papp J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 601.
95. Bertocchi L., Treleani D. Preprint CERN, TH-2203, 1976.
96. Карманов В. А. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 62; «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 339; Препринт ИТЭФ-54, М., 1976.
97. Tomonaga S. «Prog. Theor. Phys.», 1946, v. 1, p. 27. Пер. в кн.: Новейшее развитие квантовой электродинамики. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954, с. 1.
98. Kadyshevsky V. G., Mir-Kasimov R. M., Skachkov N. B. «Nuovo cimento A», 1968, v. 55, p. 233.
99. Шапиро И. С. «Докл. АН СССР», 1956, т. 106, с. 647.
100. Шапиро И. С. В кн.: Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. Сб. ст., посвященных А. И. Алиханову. М., «Наука», 1975, с. 186.
101. Шапиро И. С. В кн.: Избранные вопросы структуры ядра. Т. 2. Дубна, Д-9920, 1976, с. 424.
102. Гарсеванишвили В. Р. и др. «ТМФ», 1975, т. 23, с. 310.
103. Кадышевский В. Г. «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 654; «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 872.
104. Atakishiyev N. M., Mir-Kasimov R. M., Nagiyev Sh. M. Preprint JINR, E-10111, Dubna, 1976.
105. Kogut J., Susskind L. «Phys. Repts C», 1973, v. 8, p. 75.
106. Green A. M. «Reports Prog. Phys.», 1976, v. 39, N 12, p. 1109.
107. Green A. M. Preprint Univ. of Helsinki, N 30-76, 1976.
108. Weber H. J., Arenhövel H. Preprint Univ. Mainz, KPH 2/77. 1977.
109. Герасимов С. Б., Гиордэнеску Н. Препринт ОИЯИ Р2-7687. Дубна, 1974.
110. Буров В. В., Титов А. И. Препринт ОИЯИ Р2-9426, Дубна, 1975.
111. Балдин А. М. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 3, с. 429.
112. Блохинцев Д. И. «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1295.