

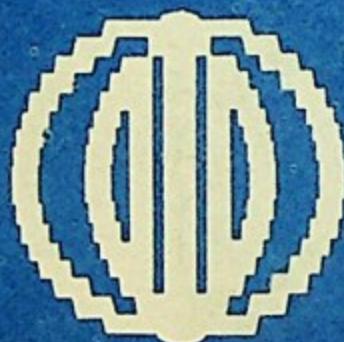
539.1  
В 85  
**ИФИ**

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

K

В. М. Колыбасов

АДРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ  
И ОБРАЗОВАНИЕ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ  
В ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ



ВСЕСОЮЗНАЯ  
ШКОЛА ПО  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

539,1  
К61

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.М. Колыбасов

АДРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ  
И ОБРАЗОВАНИЕ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ  
В ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Тексты лекций

Утверждено  
редсоветом института

Москва 1991

004005-305

14.

539.194(06)

УДК 539.19

К о л ы б а с о в В.М. Адронная спектроскопия и образование со-  
ставных систем в ядерных взаимодействиях: Тексты лекций. М.: МИФИ,  
1991. — 36 с.

Продемонстрировано успешное применение диаграммного подхо-  
да к двум проблемам, выходящим за круг традиционной диаграммной  
теории прямых ядерных реакций: 1) исследование сдвига и ширины ре-  
зонанса  $\xi(1480)$  в  $\bar{p}d$ -взаимодействиях при больших импульсах  
протона-спектатора; 2) динамическое обоснование модели коалесцен-  
ции, широко используемой для описания образования легких фрагмен-  
тов в ядро-ядерных столкновениях.

(С) Московский  
инженерно-физический  
институт, 1991 г.

## ВВЕДЕНИЕ

Предметом настоящих лекций является применение традиционных методов диаграммной теории ядерных реакций [1–6] к двум проблемам, возникшим не так давно и заметно выходящим за тот круг вопросов, для исследования которых обычно использовался диаграммный подход.

Первая проблема связана с антiproтон-дейтронным взаимодействием, в результате которого в одном из каналов возникает четырехпинное состояние, имеющее резонансную структуру и, по-видимому, являющееся связанным состоянием  $NN$  [7]. Будет показано, что перерассеяния продуктов реакции приводят к совершенно необычному эффекту: наблюдаемые параметры резонанса меняются в зависимости от того, в какой области импульсов протона-спектатора они исследуются. Это противоречит всему предыдущему опыту, накопленному в физике элементарных частиц, где неизменность параметров резонанса при изменении кинематических условий всегда считалась обязательным условием доказательства его истинной природы. Будет рассмотрен и ряд других вопросов физики  $\bar{p}d$ -аннигиляции.

Вторая проблема связана с образованием легких ядер (дейтронов, тритиев,  $^3He$  и  $^4He$ ) во взаимодействиях частиц высоких энергий с ядрами и в ядро-ядерных взаимодействиях. Имеется феноменологическая модель слипания (коалесценции), которая, как правило, позволяет успешно описывать экспериментальные данные. Однако как причины успеха, так и закономерности изменения подгоночных параметров этой модели до недавних пор оставались неясными. Мы увидим, что диаграммный подход позволяет подвести под эту модель динамическую основу и многое прояснить, в значительной степени освободившись от подгоночных параметров и "модельности" описания.

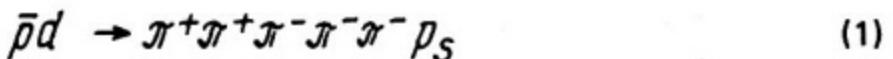
### 1. ПЕРЕРАССЕЯНИЕ ПИОНОВ В ПРОЦЕССАХ $\bar{p}d$ -АННИГИЛЯЦИИ

#### 1.1. Сдвиг и уширение резонанса $\xi(1480)$ в $\bar{p}d$ -аннигиляции

Физика антинуклонных взаимодействий последние два десятилетия является одной из центральных областей исследования элементарных частиц. К числу самых интересных вопросов относится возможность существования связанных и резонансных квазиядерных соединений системы  $NN$  [7]. Система нуклон – антинуклон обладает дву-

мя характерными особенностями: сильным притягивающим взаимодействием и наличием канала аннигиляции, а существование квазиядерных состояний и их ширина связаны с конкуренцией двух этих факторов.

История экспериментальных поисков и теоретических исследований квазиядерных состояний (бариония) была полна драматических поворотов. В настоящее время наиболее реальным кандидатом на такое состояние является резонанс  $\zeta(1480)$ , обнаруженный при анализе разностного спектра ( $\pi^+ - \pi^-$ ) при аннигиляции остановившихся антiproтонов на дейтронах в канале



( $p_S$ -протон-спектратор [8]). (Таким образом, речь идет о связанном состоянии  $\bar{p}n$ .) Наличие резонанса  $\zeta(1480)$  в спектре масс четырехпионной системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ), образованной в реакции (1), подтверждается и данными эксперимента *ASTERIX* на установке *LEAR* в ЦЕРНе.

На возможную квазиядерную природу этого резонанса впервые было обращено внимание в работе [10], где такое предположение подкреплялось оценкой бренчинга канала (1). Считалось, что сначала  $\bar{p}d$ -атом переходит в связанное состояние ( $\bar{p}n$ ) с испусканием одного  $\pi^-$ -мезона, а затем это состояние —  $\zeta(1480)$  — распадается на  $2\pi^+ 2\pi^-$ . Оценки бренчинга, полученные в [10], хорошо согласуются со сравнительно большой экспериментальной величиной ( $11 \pm 1\%$ ) [9], указывающей на сильную связь  $\zeta$  с каналом  $NN$ . Наиболее вероятные значения квантовых чисел резонанса  $\zeta(1480)$  есть  $J^{PC}(I^G) = 2^{++}(0^+)$ .

В данных работы [9] имелось, однако, одно необычное обстоятельство. Положение и ширина пика в спектре масс  $2\pi^+ 2\pi^-$  зависели от интервала значений импульсов протона-спектратора. При  $p_S < 200$  МэВ/с масса составляла 1500 МэВ, а ширина — 205 МэВ. При  $200 < p_S < 800$  МэВ/с масса равнялась 1360 МэВ, а ширина  $\Gamma = 260$  МэВ. Таким образом, при увеличении импульсов протона-спектратора наблюдаются заметный сдвиг и уширение резонанса, что поднимает вопрос о том, можно ли считать  $\zeta(1480)$  резонансом. Дело в том, что обычно при наблюдении пика в распределении на инвариантной массе нескольких частиц, образующихся в какой-либо многочастичной реакции, мы требуем для возможности интерпретации этого пика как истинного резонанса, чтобы его положение и ширина оставались неизменными при изменении других кинематических переменных. В противном

случае считается, что этот пик является отражением движущихся особенностей амплитуды процесса или каких-то особенностей кинематики эксперимента. (Обсуждение имитации резонансного поведения движущимися особенностями треугольных диаграмм можно найти, например, в работах [3,6,11].) Сейчас мы на примере  $\Sigma(1480)$  покажем, что в случае широких резонансов бывают такие случаи, когда, наоборот, именно изменение параметров пика служит дополнительным подтверждением его истинной резонансной природы.

### 1.1.1. Модель и полукаличественные оценки

Можно думать, что в процессе (1) важную роль играют пересечения конечных пионов, особенно  $\pi^+ p$ -рассеяние. Нетрудно оценить, что средняя кинетическая энергия, приходящаяся на каждый из пяти конечных пионов, составляет около 240 МэВ. Максимум в импульсном спектре  $\pi^+$  расположен при 340 МэВ/с [9], т.е.  $\pi N$ -рассеяние попадает в область резонанса  $\Delta(1232)$ , где сечение  $\pi^+ p$ -рассеяния очень велико. Рассеяние  $\pi^-$ -мезонов на протонах менее существенно, так как его сечение составляет 1/9, а амплитуда — 1/3 от случая  $\pi^+ p$ . Тем не менее в дальнейшем оно также будет учитываться.

Приведем две диаграммы [12, 13] для рассматриваемого процесса: полюсную (рис. 1, а) с  $\bar{p}N$ -аннигиляцией и треугольную (рис. 1, б), где один из пионов, образующихся при распаде  $\Sigma(1480)$ , затем перерассеивается на протон-спектаторе. Начнем с полукаличественной оценки отношения амплитуд треугольной и полюсной диаграмм ( $M_\delta$  и  $M_\alpha$ ), воспользовавшись результатами работы [14]:

$$\frac{M_\delta}{M_\alpha} \sim 3 \frac{f_{\pi p}}{4\pi R} \frac{1}{hR} \frac{\varphi_d(0)}{\varphi_d(p_s)} . \quad (2)$$

Здесь  $f_{\pi p}$  — амплитуда  $\pi^+ p$ -рассеяния, нормированная условием

$$|f_{\pi p}|^2 = \left| \frac{d\sigma_{\pi p}}{d\Omega} \right|_{c.u.m.} ;$$

$h$  — импульс промежуточного пиона;  $R$  — радиус дейтрона,  $\varphi_d(p)$  — волновая функция дейтрона в импульсном представлении;  $p_s$  — импульс протон-спектатора. Фактор  $3 = 1+1+1/3+1/3+1/3$  соответствует когерентному суммированию нескольких треугольных диаграмм, отвечающих перерассеянию двух  $\pi^+$  и трех  $\pi^-$  с учетом изотопических

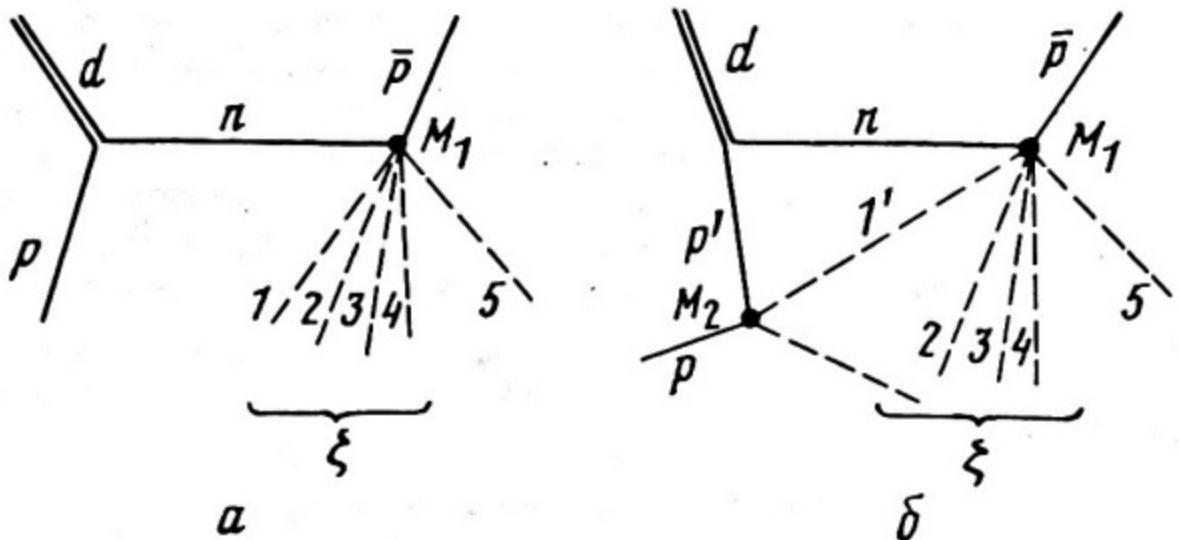


Рис. 1. Диаграммы процесса  $\bar{p}d \rightarrow p_5 2\pi^+ 3\pi^-$

соотношений в районе резонанса  $\Delta(1232)$ . К величине этого фактора ("топологического" фактора по терминологии работы [15]) мы еще вернемся.

Формулу (2) можно пояснить следующим образом. Треугольная диаграмма рис. 1,б по сравнению с полюсной диаграммой рис. 1,а дополнительно содержит вершину  $\pi N$ -рассеяния, пропагатор пиона и трехмерное интегрирование по импульсу в треугольном контуре. Последнее дает  $p_D^3$ , где  $p_D \sim 1/R$  — характерный импульс нуклонов в дейтроне. При достаточно больших  $k$  пропагатор пиона имеет порядок  $1/k p_D \sim R/k$ . Вершина  $\pi N$  вносит  $f_{\pi p}$ . Наконец, кроме специальных случаев экстремальной кинематики, треугольный интеграл определяется областью малых относительных импульсов протона и нейтрона, и должна входить волновая функция дейтрона при  $p \approx 0$ . В то же время полюсная диаграмма резко падает с увеличением  $p_S$ , будучи пропорциональной  $\varphi_d(p_S)$ . Отсюда появляется множитель  $\varphi_d(0)/\varphi_d(p_S)$ . Таким образом, отношение амплитуд  $M_\delta$  и  $M_d$  можно представить в виде произведения трех безразмерных множителей (2).

В интересующей нас области сечение  $\pi^+ p$ -рассеяния составляет 80–210 мбн. Если взять для оценок  $b_{\pi^+ p} = 150$  мбн = 15 Фм<sup>2</sup>, то  $f_{\pi p} \sim \sqrt{b_{\pi^+ p}/4\pi} = 1,1$  Фм. Для импульса пиона возьмем  $k = 300$  МэВ/с = 1,5 Фм<sup>-1</sup>. Среднее от обратного квадрата расстояния для дейтрона есть  $\langle 1/R^2 \rangle = 0,03$  (мбн)<sup>-1</sup> = 0,3 Фм<sup>-2</sup>. Подставляя указанные числа в формулу (2) и используя парижскую [16] или боннскую [17] волновые функции дейтрона, получим, что при  $p_S < 200$  МэВ/с доминирует полюсная диаграмма, при  $p_S \approx 200$  МэВ/с

амплитуды полюсной и треугольной диаграмм сравниваются, а при  $p_S > 250$  МэВ/с вклад полюсной диаграммы пренебрежимо мал. Таким образом, в области, представляющей для нас основной интерес, при больших значениях импульса протона-спектатора доминирует треугольная диаграмма.

Используем это обстоятельство для оценки сдвига и уширения максимума в распределении по инвариантной массе системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ). Если один из пионов, образовавшихся при распаде  $\pi$ -частицы, перерассеивается на протоне, то масса системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ) будет уменьшаться главным образом из-за передачи части энергии протону. Кроме того, после соударения, как правило, увеличивается полный импульс системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ), что также приводит к уменьшению ее инвариантной массы. Пусть вначале протон покойится. Тогда после рассеяния его импульс в лабораторной системе

$$p_S = 2k \sin \frac{\theta}{2} , \quad (3)$$

где  $\theta$  и  $k$  — угол рассеяния и импульс пиона в с.ц.м.  $\pi p$ . Энергия протона

$$E = p_S^2 / 2m = \frac{k^2}{m} (1-z) , z = \cos \theta , \quad (4)$$

где  $m$  — масса протона. При вычислении средней энергии протона нужно учесть, что в резонансной области угловое распределение имеет вид  $(1 + 3 \cos^2 \theta)$ , а также множитель  $p_S^2 dp_S$  в фазовом объеме. Поэтому усреднять энергию спектатора нужно с множителем  $(1-z)(1+3z^2)$ :

$$\bar{E} = \frac{k^2}{m} \frac{\int_{-1}^1 dz (1-z)^2 (1+z^2)}{\int_{-1}^1 dz (1-z)(1+z^2)} = \frac{k^2}{m} \sim 95 \text{ МэВ} . \quad (5)$$

При соударении с протоном пийон теряет энергию  $\Delta E = \bar{E} \sim 95$  МэВ и приобретает дополнительный импульс  $\Delta \vec{q}$ . Пусть  $E$  и  $\vec{q}$  — полная энергия и импульс системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ) до  $\pi p$ -соударения. После соударения

$$M = [(E - \Delta E)^2 - (\vec{q} + \Delta \vec{q})^2]^{1/2} \approx [E^2 - \vec{q}^2 - 2E\Delta E - 2\vec{q}\Delta \vec{q} - (\Delta \vec{q})^2]^{1/2} \approx [M_0^2 - 2E\Delta E - 2\vec{q}\Delta \vec{q} - (\Delta \vec{q})^2]^{1/2} . \quad (6)$$

В среднем  $\vec{q} \cdot \Delta \vec{q} = 0$ ,  $\Delta E = 95$  МэВ,  $|\Delta \vec{q}| \sim 300$  МэВ/с,  $E \sim M_D$ .  
Если  $M_D = 1500$  МэВ, то

$$\bar{M} = [(1500)^2 - 2 \cdot 1500 \cdot 95 - (300)^2]^{1/2} = 1370 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

т.е. можно ожидать, что вследствие простых кинематических причин при учете  $\pi p$ -перерассеяния в диаграмме рис. 1,б пик в распределении по массе ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ) сдвинется с 1500 до 1370 МэВ. Экспериментально пик сдвигается до 1360 МэВ.

Причины уширения пика:

- а) в вершине  $\pi p$  рассеяние происходит на разные углы и потери энергии меняются от нуля до  $(2k)^2/2\pi = 2k^2/\pi = 2E$ ;
- б) оценки делались для  $k \sim 300$  МэВ/с. На самом деле по  $k$  имеется некоторое распределение с шириной на полувысоте около 300 МэВ/с, что расширяет диапазон возможных потерь энергии до  $\sim 4E$ ;
- в) к некоторому уширению приводят движение системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ) как целого и движение протона-спектатора до соударения с пионом. Наиболее существенны, по-видимому, две первые причины, которые приводят к дополнительному уширению пиона, несколько большему, чем сдвиг максимума, где-то порядка  $\Delta\Gamma \sim (150-160)$  МэВ. Полная ширина с учетом изначальной ширины резонанса

$$\sqrt{\Gamma_0^2 + (\Delta\Gamma)^2} = \sqrt{(205)^2 + (160)^2} = 260 \text{ МэВ},$$

что совпадает с экспериментальной.

### 1.1.2. Строгий расчет

Перейдем [12] к расчету диаграмм рис. 1 с помощью обычного формализма диаграммной теории ядерных реакций [1,4,5]. Амплитуда, отвечающая полюсной диаграмме рис. 1,а, записывается в виде

$$M_A = \varphi_A(p_S) M_1, \quad (8)$$

где  $M_1$  – амплитуда процесса  $\bar{p}\pi \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$ . Амплитуда, отвечающая треугольной диаграмме рис. 1,б, может быть приведена к виду

$$M_B = \frac{E_p + E_1}{2\pi(\pi + E_1)} \int \frac{M_1 f_{\pi p}}{\vec{k}'^2 - \vec{k}^2 - i\eta} \varphi_A \left( \frac{1}{2} \vec{Q} + \vec{k}' \right) d\vec{k}'. \quad (9)$$

Здесь  $E_1$  и  $E_p$  – энергии конечного пиона и протона;  $\vec{k}'$  и  $\vec{k}$  – импульсы пиона до и после рассеяния;  $\vec{Q}$  – импульс дейтрана (все величины – в с.ц.м.  $\pi p$ ). Амплитуду  $f_{\pi p}$  естественно взять в брейт-

вигнеровской форме, соответствующей изобаре  $\Delta$  (1232) с надлежащей угловой зависимостью, даваемой сверткой  $3j$ -символов со сферическими функциями 1-го порядка:  $Y_{lm}(\vec{k}) Y_{l'm'}^*(\vec{k'})$ . Вершину  $\bar{p}\pi \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$  можно разбить на два сомножителя. Первый соответствует процессу  $\bar{p}\pi \rightarrow \zeta \pi^-$  и является плавной функцией инвариантной массы системы четырех пионов  $2\pi^+ 2\pi^-$ . Второй — отвечает распространению и распаду  $\zeta$  и имеет резонансную структуру. Таким образом, амплитуду можно взять в виде

$$|M_1|^2 = \frac{C}{(s - M_\zeta)^2 + (M_\zeta \Gamma_\zeta)^2} \quad (10)$$

с некоторой константой  $C$ . Здесь  $M_\zeta$  и  $\Gamma_\zeta$  — масса и ширина резонанса  $\zeta$ ;  $s = (p_1 + p_2 + p_3 + p_4)^2 = (\vec{p}_\pi - \vec{p}_{\bar{\pi}} - \vec{p}_S)^2$ , где  $p_i$  — четыре импульсы соответствующих частиц. Можно проверить, что амплитуда (10) приводит к удовлетворительному описанию спектра  $\pi^+$ -мезонов из  $\bar{p}\pi$ -аннигиляции. В рассматриваемой задаче амплитуду  $M_1$  можно вынести за знак интеграла в (9) в точке максимума подынтегрального выражения, т.е. при  $\vec{p}_\pi = 0$  в лабораторной системе. (На этом моменте мы остановимся подробнее чуть ниже.) Трехкратный интеграл в (9) затем сводится к однократному с помощью методики, использованной в работе [18]. Оставшееся выражение является функцией трех переменных, в качестве которых удобно выбрать абсолютные значения импульсов протона и пиона в лабораторной системе ( $p_S$  и  $p_\pi$ ), а также угол  $\theta'$  между этими векторами.

Прежде чем двигаться дальше, поговорим немного об обоснованности вынесения резонансной амплитуды  $M_1$  за знак интеграла в (9). Посмотрим на диаграмму рис. 2. Из-за изменения  $\vec{p}_\pi$  при треугольном интегрировании инвариантная переменная  $S = p_\zeta^2$  также меняется.

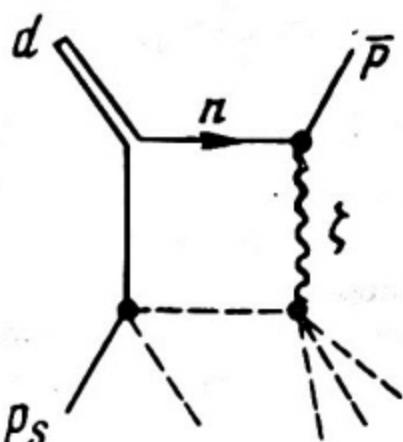


Рис. 2. Диаграмма с перерассеянием и резонансом  $\zeta$  (1480) в промежуточном состоянии

Ясно, что этим изменением можно пренебречь, только если изменение  $\sqrt{S}$  будет много меньше ширины резонанса, т.е. только для широкого резонанса. Если  $E_{\pi}$  и  $\vec{p}_{\pi}$  — энергия и импульс  $\pi^+$ -мезона из процесса  $\bar{\nu}\pi \rightarrow \zeta\pi$ , а  $\epsilon$  — энергия связи дейтрона, то

$$S = p_{\zeta}^2 = (2m - \epsilon - \frac{p_{\pi}^2}{2m} - E_{\pi})^2 - (\vec{p}_{\pi} - \vec{p}_{\zeta})^2 . \quad (11)$$

Если встать в центр распределения по  $\vec{p}_{\pi}$ , то можно считать, что при  $p_{\pi} = 0$  у нас  $S \approx M_{\zeta}^2$ ,  $\vec{p}_{\pi} \approx -\vec{p}_{\zeta}$ . Тогда

$$\begin{aligned} S &= M_{\zeta}^2 - 2 \frac{p_{\pi}^2}{2m} (2m - \epsilon) - \vec{p}_{\pi}^2 + 2 \vec{p}_{\pi} \cdot \vec{p}_{\zeta} \approx \\ &\approx M_{\zeta}^2 - 3 p_{\pi}^2 - 2 \vec{p}_{\pi} \cdot \vec{p}_{\zeta} . \end{aligned} \quad (12)$$

При  $p_{\zeta} \gg p_{\pi}$  вторым членом можно пренебречь, и

$$S = M_{\zeta}^2 \left( 1 + \frac{2 \vec{p}_{\pi} \cdot \vec{p}_{\zeta}}{M_{\zeta}^2} \right) ; \quad (13)$$

$\sqrt{S}$  меняется в пределах

$$\sqrt{S} = M_{\zeta} \pm \frac{p_{\pi} p_{\zeta}}{M_{\zeta}} . \quad (14)$$

Условие, при котором можно выносить резонансную амплитуду  $\bar{\nu}\pi \rightarrow \zeta\pi$  за знак интеграла, принимает вид

$$\frac{p_{\pi} p_{\zeta}}{M_{\zeta}} \ll \Gamma . \quad (15)$$

Легко проверить, что в нашем случае, когда  $p_{\pi} \sim 100$  МэВ/с,  $p_{\zeta} \sim 300$  МэВ/с,  $M_{\zeta} = 1500$  МэВ,  $\Gamma \sim 200$  МэВ, условие (15) хорошо выполняется.

Интересно отметить следующее. Характерные значения  $p_{\pi}$  есть

$$p_{\pi} \sim 1/R . \quad (16)$$

Отношение  $p_{\zeta}/M_{\zeta} = v_{\zeta}$  — это скорость резонанса  $\zeta$ . Его время жизни и ширина связаны соотношением  $\Gamma \sim 1/\tau$ . Поэтому условие (15) записывается в эквивалентном, но более изящном виде:

$$v_{\zeta} \tau \ll R , \quad (17)$$

т.е. путь, проходимый резонансом за время его жизни, много меньше размера ядра. Если бы условие (15) не выполнялось, то нельзя было бы выносить амплитуду  $M_1$  за знак интеграла в (9) и тогда пришлось бы вести расчет квадратной диаграммы рис. 2.

Амплитуда процесса (1) дается суммой полюсной и треугольной диаграмм рис. 1:

$$M = M_A + NM_B , \quad (18)$$

где амплитуда треугольной диаграммы умножена на фактор  $N$ , учитывающий, что нужно брать сумму нескольких диаграмм, отвечающих перерассеянию нескольких мезонов (двух  $\pi^+$  и трех  $\pi^-$ ), — "топологический множитель" [15]. В работе [12] использовалась в некотором смысле верхняя оценка на фактор  $N$ :

$$N = 1 + 1 + 1/3 + 1/3 + 1/3 = 3 , \quad N^2 = g , \quad (19)$$

где две единички соответствуют двум диаграммам с перерассеянием двух  $\pi^+$ -мезонов, а три слагаемых  $1/3$  — диаграммам с перерассеянием трех  $\pi^-$ . Это соответствовало предположению, что амплитуда процесса  $\bar{p}\pi \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$  является константой и не меняется при перестановке не только  $\pi^+$  между собой и  $\pi^-$  между собой, но и при перестановке  $\pi^+$  и  $\pi^-$ . На самом деле  $\pi^+$  и  $\pi^-$  могут быть и в состоянии с полным изоспином  $I = 1$ , и тогда это не так. Поэтому не исключено, что более реалистичной является оценка работы [13]:

$$N^2 = (1+1)^2 + (1/3 + 1/3 + 1/3)^2 = 5 . \quad (20)$$

Впрочем, так как в области  $p_S > 200$  МэВ/с практически доминирует треугольная диаграмма рис. 1,б, для исследования сдвига и уширения резонанса  $\xi$  (1480) вопрос об относительной роли полюсной и треугольной диаграмм, т.е. о величине множителя  $N$ , не важен.

Пользуясь амплитудой (18), можно вычислить как распределение по импульсам спектатора, так и спектр инвариантных масс системы  $2\pi^+ 2\pi^-$ . Задача сводится к соответствующим интегрированиям в фазовом пространстве конечных частиц [12]. Формальный аппарат содержится в [19 – 21]. При фиксированных  $p_S$ ,  $p_1$  и  $\theta'$  часть интегрирований проводится аналитически, что приводит к модифицированному фактору фазового пространства

$$P = \int \frac{d^3 g}{g_0} \delta[(p_d + p_{\bar{p}} - g)^2 - \mu^2] \times \\ \times R_3((g - p_1)^2) M_1(s = (g - p_d + p_n + p_p)) . \quad (21)$$

Здесь  $g$  — четырехимпульс системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ),  $R_3$  — релятивистский трехпционный фазовый объем. В системе, где  $p_1 = 0$ , можно свести инвариантное выражение (21) к однократному интегралу. Затем при вычислении распределения по импульсу протона-спектатора нужно провести численные интегрирования по  $p_1$  и  $\theta'$ , а при вычислении спектра масс системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ) также и по  $p_S$ .

Результаты для спектра масс четырехпционной системы для двух областей импульсов протонов-спектаторов показаны на рис. 3. При расчетах [12] использовалась боннская волновая функция дейтрана [17]. Для массы и ширины  $\Sigma$  принимались значения  $M_\Sigma = 1480$  МэВ,  $\Gamma_\Sigma = 200$  МэВ, обеспечивающие лучшую подгонку к экспериментальным данным в области малых импульсов протона-спектатора  $p_S < 200$  МэВ/с (сплошная кривая на рис. 3,а). Ширина сплошной кривой на рис. 3,а на полувысоте практически равна  $\Gamma_\Sigma$ , что является следствием действия двух противоположных факторов. Фактор фазового пространства конечных частиц, наложенный на резонансный член (10), делает его на 20 МэВ уже. С другой стороны, интерференция полюсной и треугольной диаграмм несколько расширяет пик. Штрихпунктирная кривая — расчет без учета резонансной структуры (10), т.е. в пренебрежении существованием  $\Sigma$ -резонанса. Распределение получается вдвое шире экспери-

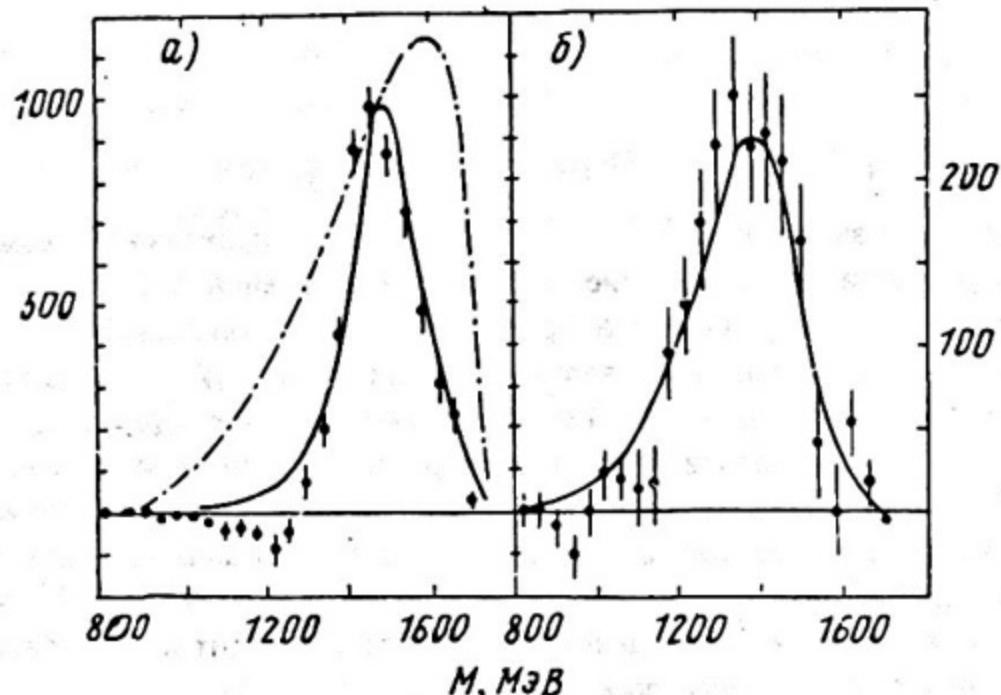


Рис. 3. Распределения по инвариантной массе системы ( $2\pi^+ 2\pi^-$ ) для малых  $p_S < 200$  МэВ/с (а) и больших  $p_S > 200$  МэВ/с (б) импульсов протона-спектатора. Экспериментальные данные — из работы [9]. Сплошные кривые — сумма диаграмм 1,а и 1,б. Штрихпунктирная кривая — результат расчета без  $\Sigma$ -резо-

ментального. Это с несомненностью свидетельствует в пользу того, что в процессе  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 3\pi^-$  образуется  $\xi$ -резонанс.

Рис. 3,б показывает то же для больших импульсов протона-спектатора  $p_S > 200$  МэВ/с. Теоретические кривые рис. 3 были нормированы по максимуму спектра при малых  $p_S$ , что определяет и абсолютную величину кривой при больших  $p_S$ . Можно видеть прекрасное согласие между теоретическими результатами и экспериментальными данными. Таким образом, сдвиг и уширение резонансного пика  $\xi(1480)$  объясняются простыми и ясными физическими причинами и ни в коем случае не могут порождать сомнения в истинной резонансной природе наблюдаемого пика.

## 1.2. Распределение по импульсу протонов-спектаторов

На рис. 4 показано распределение по импульсу протонов-спектаторов  $p_S$ , полученное в [12] исходя из амплитуды (18) с  $N=3$ , в сравнении с экспериментальными данными работы [9]. Пунктирная линия дается одной полюсной диаграммой, сплошная линия соответствует сумме полюсной и треугольных диаграмм. Следует отметить, что при малых  $p_S$  ( $< 100$  МэВ/с), хотя вклад квадрата треугольной диаграммы пренебрежимо мал, важную роль играет деструктивная интерференция диаграмм рис. 1,а и 1,б, составляя примерно 20% от вклада полюсной диаграммы. Поведение теоретических кривых согласуется с проведенными выше качественными оценками. Очевидно, что



Рис. 4. Распределение по импульсу протона-спектатора. Экспериментальные данные — из работы [9]. Пунктирная кривая — вклад полюсной диаграммы рис. 1,а. Сплошная кривая — сумма диаграмм рис. 1,а и 1,б

теоретические и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии, что подтверждает выбранную нами модель.

Со времени опубликования работ [9, 12] появились еще как экспериментальные данные по спектру протонов-спектаторов, полученные при обработке другой части материала группы *ASTERIX* [22], так и новая теоретическая работа [15], где проведены расчеты в той же модели, что и выше, только весьма произвольно выбрано  $N^2 = 4$ . Общая ситуация показана на рис. 5. Квадратами отмечены экспери-

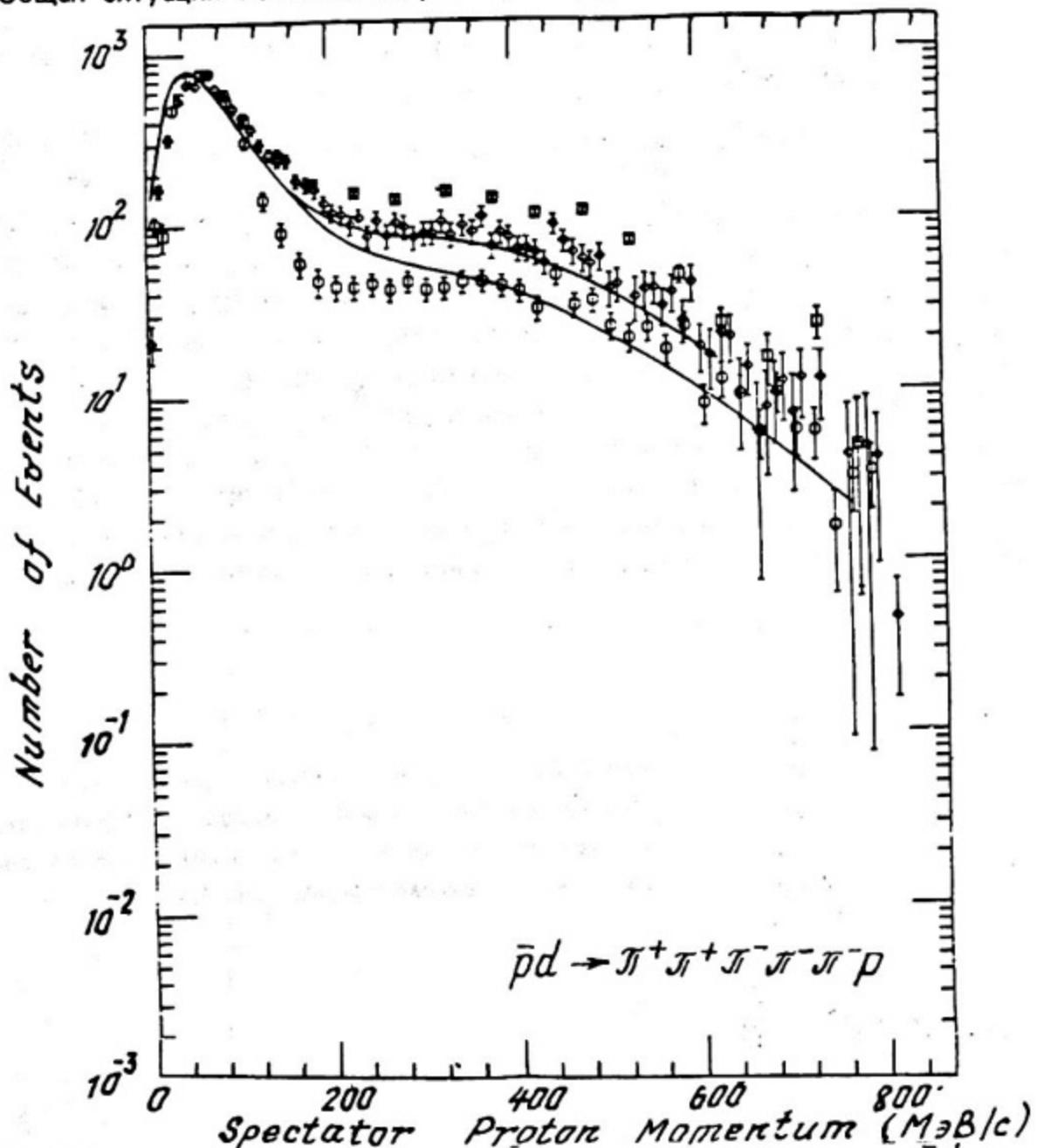


Рис. 5. Сводка всех данных по спектру протонов-спектаторов из процесса  $\bar{p}d \rightarrow p_S 2\pi^+ 3\pi^-$ . Квадраты — старые данные в пузырьковой камере; ромбики — данные работы [9]; кружки — работы [22]. Верхняя теоретическая кривая — [12]  
нижняя — [15]

ментальные данные, полученные довольно давно (1972 г.) в пузырьковой камере, ромбиками отмечены данные *ASTERIX*-87 (то же, что и на рис. 4, только в логарифмическом масштабе), кружками — *ASTERIX*-89. Верхняя теоретическая кривая — из работы [12], нижняя — из [15]. Вряд ли можно сомневаться, несмотря на некоторый разброс данных, в том, что "хвост" распределения по  $p_S$  в основном связан с  $\pi$ -перерассеянием. Конечно, могут осуществляться и давать вклад и более сложные процессы. Например, одновременное перерассеяние нескольких пионов или такой процесс, когда вначале рождается на один пион больше, а затем "лишний" пион захватывается протоном-спектатором (А.Е. Кудрявцев, частное сообщение).

### 1.3. Другие каналы $\bar{p}d$ -аннигиляции

Большой интерес в последнее время вызывало также распределение по импульсам протонов-спектаторов при  $\bar{p}d$ -аннигиляции с образованием странных частиц:

$$\bar{p}d \rightarrow p_S k \bar{k} \dots , \quad (22)$$

известное по старому эксперименту в пузырьковой камере [23] при импульсах антипротонов 1 – 3 ГэВ/с. Неудача первых попыток объяснения высокоимпульсного хвоста этого распределения [13,24] вызвала ряд предположений об экзотических механизмах процесса от двухнуклонного захвата антипротонов [25] до образования глюболов [26] и других возможностей, связанных с кварк-глюонной плазмой. Однако более тщательное исследование, проведенное в [27], дало возможность описать распределение по  $p_S$  в процессе (22) в рамках тех же представлений, что и в предыдущих разделах. Позднее этот вывод был подтвержден в работе [15].

Экспериментальные данные [23] относились к событиям с числом конечных заряженных частиц, равным или большим четырех. Соответственно в [27] учитывались каналы

$$\begin{aligned} \bar{p}d &\rightarrow p_S k_1^0 k^{\mp} \pi^- \pi^{\pm} \pi^0 \\ &\rightarrow p_S k_1^0 k^{\mp} \pi^- \pi^{\pm} \\ &\rightarrow p_S k_1^0 k_1^0 \pi^- \pi^- \pi^+ \\ &\rightarrow p_S k_1^0 k^{\pm} \pi^- \pi^{\mp} \pi^0 \pi^0 \end{aligned} \quad (23)$$

и перерассеяния всех пионов на протоне-спектаторе (перерассеяние каонов пренебрежимо мало [24,15]). Кроме того, учитывался и такой

процесс, когда сначала происходит аннигиляция  $\bar{p}p$ , а затем — зарядка положительного пионна на нейтроне  $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p_S$ . Соответствующей полюсной диаграммы нет, и весь вклад идет в область больших импульсов протона-спектатора.

Результаты показаны на рис. 6. Сплошная кривая — из работы [27], пунктирная и штрихпунктирная — старый [24] и новый [15] результаты группы Лохера. Существенное отличие сплошной и штрихпунктирной кривых при  $p_S > 500$  МэВ/с связано, по-видимому, с лучшим учетом в [15] факта движения налетающего антипротона.

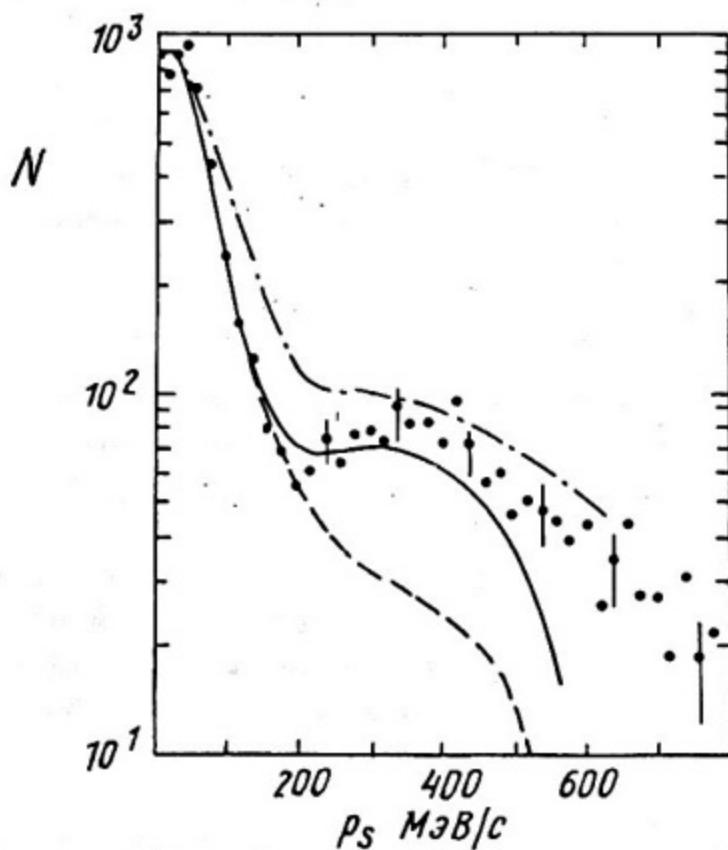


Рис. 6. Распределение по импульсу протонов-спектаторов из процесса  $\bar{p}d \rightarrow p_S k\bar{k}$ ...  
Экспериментальные данные — из работы [23], сплошная кривая — из [21], пунктирная кривая — [24], штрихпунктирная кривая — [15]

Наконец, последним каналом, в котором имеются экспериментальные данные по распределению по  $p_S$  [22] и где могут оставаться какие-то загадки, является

$$\bar{p}d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-p_S \quad . \quad (24)$$

Здесь для успешного описания хвоста в распределении по  $p_S$  требуется "топологический фактор"  $N^2 = 12$  [15], тогда как максималь-

ное значение, получающееся в [15], равно 1,7. Вопрос здесь открыт, хотя простая оценка сверху, которая сейчас будет произведена, показывает, что и здесь вероятно объяснение с помощью перерассеяния пионов.

В процессе (24) в конце на протоне могут перерассеиваться один  $\pi^+$ , два  $\pi^-$ , и, кроме того, может быть процесс, когда сначала идет аннигиляция  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , а затем перезарядка  $\pi^0\pi \rightarrow \pi^-\bar{p}$ . Для оценки примем, что амплитуды  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\bar{p}\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$  близки. Далее заметим, что в реакции (24) средняя кинетическая энергия пиона составляет около 500 МэВ, т.е. заметно выше области  $\Delta$ -резонанса, и сечения  $\pi^-\bar{p}$ -расстояния и перезарядки там сравнимы с сечением  $\pi^+\bar{p}$ -рассеяния:

$$\sigma_{el}(\pi^+p) \sim 20 \text{ мбн}, \sigma_{el}(\pi^-p) \sim 14 \text{ мбн}, \sigma_{ch. exch}(\pi^0\pi \rightarrow \pi^-\bar{p}) \sim 10 \text{ мбн}.$$

Соответствующее отношение амплитуд есть 1: 0,84 : 0,7. Если для оценки сверху брать все вклады когерентно, то получим

$$N^2 = (1 + 0,84 + 0,84 + 0,7)^2 = 11,4, \quad (25)$$

что приводит к хорошему описанию распределения по  $p_S$  в канале (24).

## 2. ДИАГРАММНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИ КОАЛЕСЦЕНЦИИ

Вторая проблема, которую мы обсудим, связана с образованием легких фрагментов ( $d, t, {}^3He, {}^4He$ ) при взаимодействии релятивистских частиц, или ядер с ядрами. Ядро-ядерные взаимодействия при высоких энергиях стали сейчас занимать одно из главных мест в ядерной физике. Прежде всего привлекают возможность концентрации огромной энергии в малом объеме и связанные с этим надежды на образование новых форм ядерного вещества и проявление "экзотических" механизмов реакции (см., например, труды конференции [28]). Сейчас, однако, ясно, что поиски сигналов образования чего-нибудь необычного — вещь совсем не простая и требующая прежде всего детальных расчетов разнообразных характеристик продуктов ядро-ядерных взаимодействий, проводимых в рамках традиционных представлений.

Одно из неожиданных явлений, обнаруженных в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, — это наличие заметного высокоимпульсного хвоста в распределении по поперечному импульсу  $p_T$

альфа-фрагментов ядра-снаряда при взаимодействиях ядер  $^{22}Ne$  с импульсом 4,1 ГэВ/нукл. с ядрами фотоэмulsionии [29]. На статистике более 3300  $\alpha$ -частиц обнаружен пологий спадающий высокоимпульсный хвост, начинающийся при  $p_T \sim 0,8$  ГэВ/с (т.е. около 0,2 ГэВ/с на нуклон) и тянувшийся до 3 ГэВ/с. Ранее такой же хвост, правда, на значительно меньшей статистике отмечался при взаимодействиях легких ядер ( $^{72}C$ ,  $^{74}N$ ,  $^{16}O$ ) с импульсом 2,9 ГэВ/нукл. с ядрами фотоэмulsionии [30]. Естественно, встает вопрос, не являются ли высокоимпульсные  $\alpha$ -частицы индикатором образования необычных густок горячей ядерной материи или их можно объяснить, не выходя за "обычную" ядерную физику.

Мы увидим, что спектры  $\alpha$ -частиц могут быть успешно описаны в рамках традиционных представлений на основе модели коалесценции [31]. Модель коалесценции [32–35] успешно применялась ранее для описания спектров легких частиц, образующихся в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, правда, как правило, не при слишком больших поперечных импульсах [36–40]. Подробнее остановимся на этой модели чуть ниже. Пока заметим, что при всех успехах модель коалесценции является чисто эмпирической. Величина и вариации ее основного подгоночного параметра  $r_0$  (радиуса слипания в импульсном пространстве) остаются загадкой. Отсутствие динамической основы модели коалесценции отмечалось и в ряде недавних обзоров [36,37].

Далее мы рассмотрим в качестве основы модели коалесценции простейшую фейнмановскую диаграмму, отвечающую картине слипания нескольких нуклонов в легкий фрагмент. Будет показано, что феноменологический параметр  $r_0$  естественным образом выражается через параметр наклона в инклузивном спектре нуклонов [41,42]. Учет нетривиальной зависимости величины  $r_0$  от параметра наклона существенно улучшает описание спектра  $\alpha$ -частиц и позволит единым образом рассматривать как область больших (импульс на нуклон много больше фермиевского), так и средних (импульс на нуклон порядка фермиевского) поперечных импульсов фрагментов.

## 2.1. Модель коалесценции

Модель коалесценции появилась в начале 60-х годов, когда вошел в строй ускоритель протонов в Брукхэвене и были проведены эксперименты по исследованию спектров протонов и дейtronов из протон-ядерных столкновений. Оказалось, что поведение дейtronных спектров хорошо передается квадратом сечения образования протонов с половиной

ным импульсом. Впервые механизм слипания для объяснения рождения дейтронов предложили Батлер и Пирсон [32]. Они исходили из картины, в которой вылетающие свободные нуклоны слипаются в дейтрон с передачей избыточной энергии остаточному ядру благодаря взаимодействию с ним. Поскольку время нахождения нуклонов, каждый из которых несет примерно половину импульса дейтрона  $\vec{p}_d/2$ , в поле ядра пропорционально  $1/p_d$ , то вероятность слипания пропорциональна  $1/p_d^2$ . Позднее Шварцшильд и Зупанчик предложили упрощенную модель коалесценции [33]. Их исходное предположение состоит в том, что два нуклона слипаются в дейтрон, если импульс их относительного движения меньше некоторого  $p_0$  — радиуса коалесценции в импульсном пространстве. В этой феноменологической модели отсутствует дополнительный множитель  $1/p_d^2$ , что, как выяснилось позднее, гораздо лучше согласуется с экспериментом.

Итак, исходим из представления о том, что легкий фрагмент с атомным номером  $A_F$  образуется путем слипания  $A_F$  нуклонов, вылетающих после ядерного соударения, если их относительные импульсы меньше  $p_0$ . Тогда несложные рассуждения приводят к следующему выражению для сечения образования фрагмента [36,37]:

$$E_F \frac{d^3\sigma_F}{dp_F^3} = C_F \left( E_p \frac{d^3\sigma_p}{dp_p^3} \right)^{A_F};$$

$$C_F = \frac{1}{A_F^2 N_F! Z_F!} \left( \frac{N_T + N_p}{Z_T + Z_p} \right)^{N_F} \left( \frac{4\pi}{3} \frac{p_0^3}{m_p \sigma_{ip}} \right)^{A_F-1}, \quad (26)$$

где сечение  $d^3\sigma_p/dp_p^3$  образования нуклона берется при импульсе

$$\vec{p}_p = \frac{1}{A_F} \vec{p}_F. \quad (27)$$

Буквой  $E$  обозначается полная энергия соответствующей частицы;  $N, Z$  — числа нейтронов и протонов; индексы "F", "P", "T" относятся соответственно к фрагменту, налетающему ядру и мишени;  $\sigma_{ip}$  — сечение неупругого взаимодействия двух ядер. Необходимым условием для получения выражения (26) является предположение об отсутствии корреляций слипающихся частиц (факторизация сечения). Оно,

конечно, заведомо не может быть совсем строгим хотя бы из-за три-виальных корреляций, связанных с законами сохранения.

Модель коалесценции в виде, выражаемом формулами (26), в громадном числе случаев оказалась весьма успешной для описания спектров легких ядер, образующихся в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях (см., например, [36–40]). Отметим следующие факты:

а) изменение кинематических условий эксперимента и участвующих ядер приводит к заметным вариациям параметра  $\rho_0$ . Обработка большого количества экспериментальной информации показывает, что величины  $\rho_0$  заключены в основном в интервале 100 – 300 МэВ/с. Существует тенденция уменьшения  $\rho_0$  с ростом атомного номера фрагментирующего ядра;

б) имеется хорошо установленный факт универсальности  $\rho_0$  для различных фрагментов: если изучать образование дейтронов, тритиев,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  при одинаковых кинематических условиях, т.е. в столкновениях одних и тех же ядер при той же энергии и при том же угле вылета, то величины параметров  $\rho_0$ , которые требуются для описания спектров разных частиц, оказываются весьма близки друг к другу;

в) при всех успехах модель коалесценции остается феноменологической, так как  $\rho_0$  является подгоночным параметром, по существу "вводимым руками". Непонятно, почему в различных кинематических условиях этот параметр принимает существенно разные значения. Неясно также, как можно объяснить, что в ряде случаев его значение так велико ( $\sim 300$  МэВ/с), хотя из физической картины, стоящей за моделью, скорее следовало бы ожидать величины порядка характерного импульса нуклонов во фрагменте, т.е. около 50 МэВ/с для дейтрана.

Иногда вместо  $\rho_0$  тем или другим способом вводятся иные параметры – радиус или объем взаимодействия [34,35,43]. Эффективно эти параметры в значительной мере эквивалентны радиусу коалесценции и также являются подгоночными.

## 2.2. Диаграммный подход

Будем рассматривать в качестве модели коалесценции простейшую фейнмановскую диаграмму (рис. 7), отвечающую слипанию двух нуклонов [44] (пока для простоты ограничимся рассмотрением образования дейтронов). С точки зрения диаграммной теории ядерных реакций [1,2,6] такой график для слипания является вполне естественным. Физическая картина, стоящая за ним, такова: нуклоны, образующи-

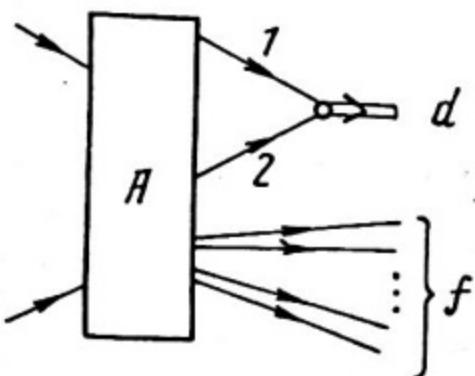


Рис. 7. Простейшая фейнмановская диаграмма, отвечающая слипанию двух нуклонов в дейтрон

еся в ядро-ядерном столкновении (блок А), являются "слегка" виртуальными и могут слипаться, не взаимодействуя специально с полем ядра. Конечно, простейшая диаграмма рис. 7 не является единственно возможной. Однако, как показано в работе [44], где рассмотрены разные диаграммы (рис. 8), в том числе и отвечающие механизму Батлера — Пирсона, возникают взаимные сокращения ряда графиков, схожие с теми, которые ранее были обнаружены при исследовании неадиабатических эффектов в рассеянии быстрых частиц [45]. В результате при достаточно больших импульсах дейтрона доминирует именно диаграмма рис. 7, и мы можем пока ограничиться ею. Заметим, что на "фольклорном" уровне эта диаграмма широко обсуждалась еще лет 15 — 20 назад.

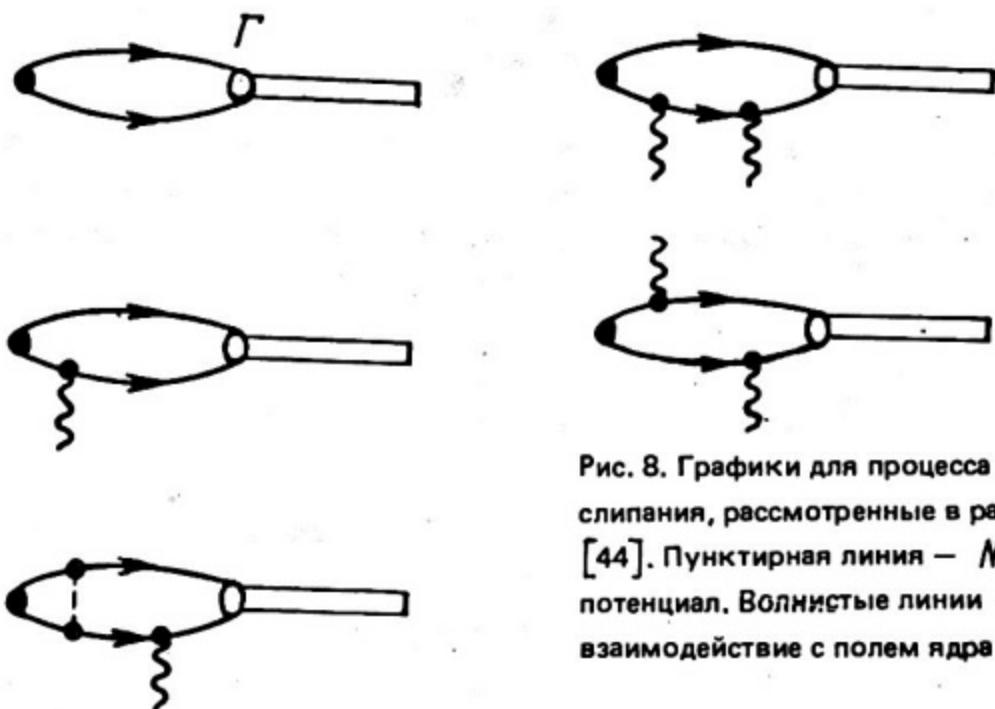


Рис. 8. Графики для процесса слипания, рассмотренные в работе [44]. Пунктирная линия —  $NN$ -потенциал. Волнистые линии — взаимодействие с полем ядра

Уже качественное исследование диаграммы рис. 7 позволяет снять недоумение по поводу того, что радиус коалесценции  $R_0$ , определяющий вероятность слипания нуклонов, может принимать большие значения, много большие характерного импульса нуклонов в дейтроне. Сделаем простейшее предположение о блоке А: будем считать его константой. Интегрирование по нуклонной петле выполняется стандартными методами. Интегрирование по энергии сводится к взятию вычета в полюсе, отвечающем пропагатору одного из нуклонов, после чего пропагатор другого нуклона вместе с вершинной функцией дает волновую функцию дейтрона в импульсном представлении  $\psi(\vec{q})$ , и диаграмма рис. 7 оказывается пропорциональной

$$\int \psi(\vec{q}) d\vec{q} \sim \psi(\vec{r}=0), \quad (26)$$

т.е. волновой функции дейтрона в нуле. Отсюда следует, что вероятность слипания определяется не средним импульсом нуклонов в дейтроне, а поведением волновой функции дейтрона на малых расстояниях. Естественно, войдут параметры, связанные с отталкивательным кором в  $NN$ -взаимодействии, имеющие порядок 200 – 300 МэВ/с. Кроме того, известно, что для реалистических потенциалов  $\psi(\vec{r}=0)$  зануляется, из чего вытекает существенная зависимость результата от поведения блока А, что должно, вообще говоря, приводить к зависимости радиуса коалесценции от сорта частиц, типов ядер и кинематических условий эксперимента.

Итак, предположение о постоянстве амплитуды, отвечающей блоку А образования системы нуклонов, оказалось плохим, так как приводит к нулевому результату. Нужно вводить зависимость блока А от своих переменных. Сделаем это сначала в некотором смысле "минимальным" образом. Вспомним, что инклузивные спектры нуклонов обычно имеют падающий характер и в более или менее широких областях параметризуются в гауссовском виде\*:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp_p^3} \sim \exp(-p_p^2/Q^2), \quad (29)$$

\* При практическом использовании разрабатываемого метода нужно, конечно, проявлять осторожность и переходить в систему, где (29) выполняется как можно лучше. Это не всегда будет лабораторная или антилабораторная система (см., например, [46]).

где  $Q$  связано с параметром наклона  $\alpha = 1/Q^2$ . Соответственно этому запишем амплитуду блока А с образованием нуклонов 1 и 2:

$$M_A = B \exp\left(-\frac{\vec{p}_1^2 + \vec{p}_2^2}{2Q^2}\right) = B \exp\left(-\frac{p^2}{4Q^2}\right) \exp\left(-\frac{q^2}{Q^2}\right), \quad (30)$$

$$\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad \vec{q} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2),$$

где разделяются движение центра масс двух нуклонов и их относительное движение. Амплитуда  $M_A$  определяет сечение одновременного образования двух нуклонов, которое с помощью гипотезы статистической независимости стандартным образом выражается через произведение инклюзивных сечений образования нуклонов:

$$\frac{d^6 \sigma_{pp}}{dp_p^3 dp_\pi^3} = \frac{1}{\sigma_{i\pi}} \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} \frac{d^3 \sigma_\pi}{dp_\pi^3}. \quad (31)$$

Подставляя (30) в диаграмму рис. 7, нетрудно получить выражение для соответствующей амплитуды, после чего, с учетом (31), сечение образования дейтронов принимает вид

$$\frac{d^3 \sigma_d}{dp_d^3} = \sigma \pi^3 |S|^2 \frac{r}{\sigma_{i\pi}} \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} \frac{d^3 \sigma_\pi}{dp_\pi^3}, \quad (32)$$

где

$$S = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \psi_d(\vec{q}) \exp(-q^2/Q^2). \quad (33)$$

Волновая функция дейтрана  $\psi_d(\vec{q})$  нормирована условием

$$\int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} |\psi_d(\vec{q})|^2 = 1,$$

а  $\gamma^* = (1 + p_p^2/m^2)^{1/2}$  – обычный релятивистский фактор.

Структура формулы (32) совпадает со структурой выражения (26) модели коалесценции. Действительно, эти выражения совпадают при

$$p_0^3 = 36\pi^2 \left[ \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \psi_d(\vec{q}) \exp(-q^2/Q^2) \right]^2. \quad (34)$$

Таким образом, подход, исходящий из диаграммы рис. 7, воспроизводит модель коалесценции с выражением (34) для  $p_0$ . Параметр  $p_0$  перестает быть подгоночным и выражается через наклон конуса в инклюзивном спектре нуклонов. При малых  $Q$  интеграл в (34) "зарезается" малой экспонентой и  $p_0 \rightarrow 0$ . При очень больших  $Q$  экспонента превращается в единицу, интеграл в (34) оказывается пропорциональным  $\varphi_D(\vec{r}=0)$  и снова  $p_0 \rightarrow 0$ . (Правда, этому занулению вряд ли можно придавать физическое значение, так как любое непостоянство  $M_D$  его не допустит.) При средних значениях  $Q$  имеется максимум. Зависимость  $p_0$  от  $Q$  показана на рис. 9 для парижской [16] (сплошная линия) и боннской [17] (пунктирная линия) волновых функций дейтрона. Зависимость, действительно, носит нетривиальный характер: резкий рост до 300 МэВ/с при возрастании  $Q$  от нуля до 400 – 450 МэВ/с, широкий максимум и слабое падение при дальнейшем возрастании  $Q$ . В области изменения  $Q$ , представляющей наибольший интерес, различия в результатах для парижской и боннской функций невелики.

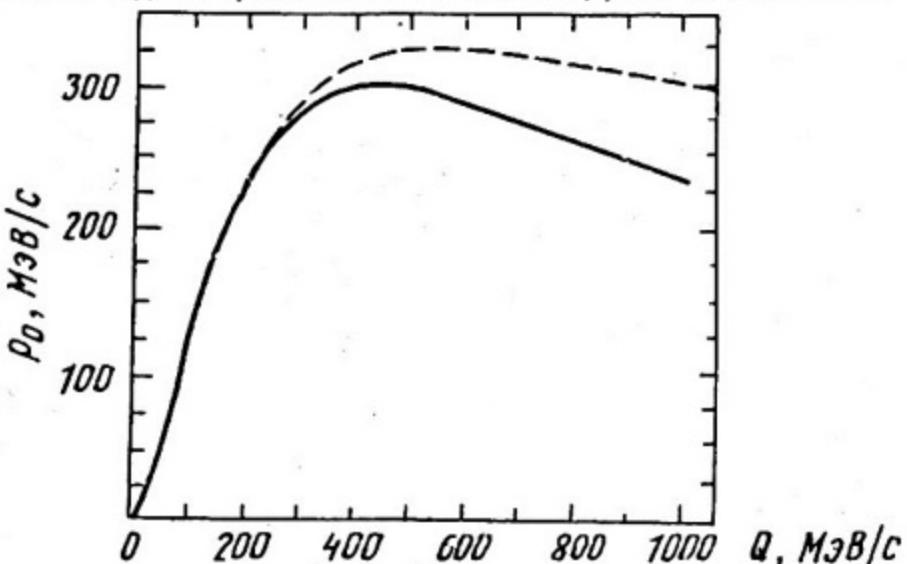


Рис. 9. Зависимость радиуса коалесценции  $p_0$  от параметра наклона инклюзивного спектра нуклонов. Сплошная кривая рассчитана с волновой функцией дейтрона в парижском потенциале, пунктирная — в боннском

Мы видим, что предложенная схема не только позволяет вычислить параметр  $p_0$ , но и указывает по крайней мере на одну причину, по которой он принимает разные значения. В области, где спектр нуклонов резко падает (малые  $Q$ ), т.е., как правило, при малых импульсах, параметр  $p_0$  мал, а в области больших  $Q$  — велик, и эти вариации могут приводить к существенным отклонениям от степенного закона (26). Предсказываемый диапазон изменения  $p_0$  (см. рис. 9) совпа-

дает с тем, который получается при обработке экспериментальных данных. (Формула (34) для  $p_0$  в некотором смысле должна рассматриваться как оценка сверху. Можно предполагать, что учет других зависимостей амплитуды  $M_{\pi}$ , кроме (30), будет приводить только к уменьшению  $p_0$ .)

### 2.3. Универсальность параметра

Что можно сказать про образование трех- и четырехнуклонных фрагментов? Можно исходить из диаграмм, аналогичных диаграммам рис. 7, но со слипанием соответственно трех и четырех нуклонов. Трудность состоит в том, что нужно знать волновые функции трехнуклонной системы  $\psi_t$  и четырехнуклонной системы  $\psi_\alpha$  при достаточно больших относительных импульсах.

Для радиуса коалесценции в случае образования трехнуклонного фрагмента ( $t$ ,  ${}^3He$ ) получается выражение [47]

$$p_0^6 = 972 \pi^4 \left[ \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \exp \left( -\frac{\vec{q}^2}{Q^2} - \frac{3}{4} \frac{\vec{p}^2}{Q^2} \right) \psi_t(\vec{p}, \vec{q}) \right]^2, \quad (35)$$

причем  $\psi_t$  нормирована условием

$$\int \left| \psi_t(\vec{p}, \vec{q}) \right|^2 \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} = 1. \quad (36)$$

Для образования четырехнуклонного фрагмента —  $\alpha$ -частицы — радиус коалесценции дается выражением

$$p_0^9 = 2^{9/3} \cdot 3^3 \cdot \pi^6 \left[ \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3} \exp \left( -\frac{\vec{p}_1^2}{Q^2} - \frac{3}{4} \frac{\vec{p}_2^2}{Q^2} - \frac{2}{3} \frac{\vec{p}_3^2}{Q^2} \right) \times \psi_\alpha(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3) \right]^2, \quad (37)$$

$\psi_\alpha$  нормирована условием, аналогичным (36), но с интегрированием по трем относительным импульсам.

На рис. 10 показаны результаты расчетов по формулам (35) и (37), а для сравнения и  $p_0$  для образования дейтронов. Волновая функция трехнуклонной системы взята из работы [48], а для четырех-

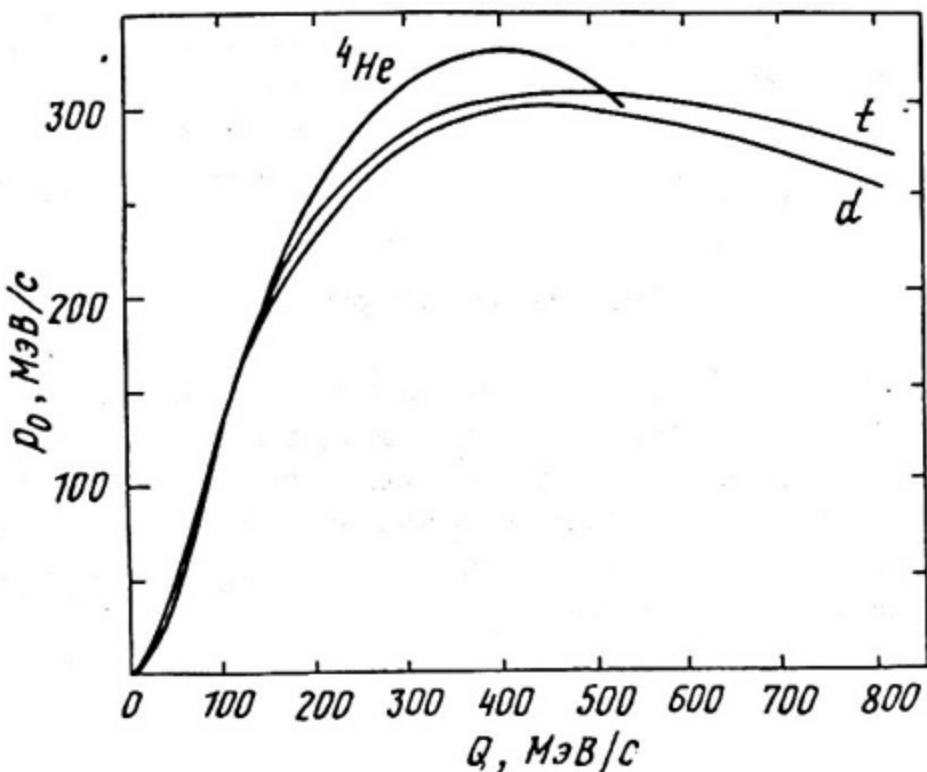


Рис. 10. Зависимость радиуса коалесценции  $r_0$  от  $Q$  для образования дейтронов, тритиев и  ${}^4He$

нуклонной системы – вариационная функция из [49]. Видно, что кривые для  $d$ ,  $t$  и  ${}^4He$  весьма близки друг к другу. Таким образом, в нашей модели находит естественное объяснение эмпирический факт универсальности  $r_0$  для различных фрагментов.

#### 2.4. Распределение по поперечным импульсам $\alpha$ -частиц из ${}^{22}Ne$ - $E\pi$ взаимодействий

Итак, нам удалось подняться над феноменологическим уровнем модели коалесценции, причем применять наши результаты особенно интересно в таких случаях, когда спектр нуклонов содержит области с существенно разными параметрами наклона. При этом спектры фрагментов в нашем подходе отличаются от рассчитанных по модели коалесценции с фиксированным  $r_0$ .

Один из таких случаев – распределение по поперечному импульсу  $\alpha$ -фрагментов ядра-снаряда из взаимодействий  ${}^{22}Ne$ - $E\pi$  при 4,1 ГэВ/нукл. [29]. На рис. 11 показаны экспериментальные данные вместе с рассчитанными кривыми. Штриховая кривая – обработка с постоянным  $r_0$ , подогнанным по высокоимпульсной части спектра [31]. Согласие

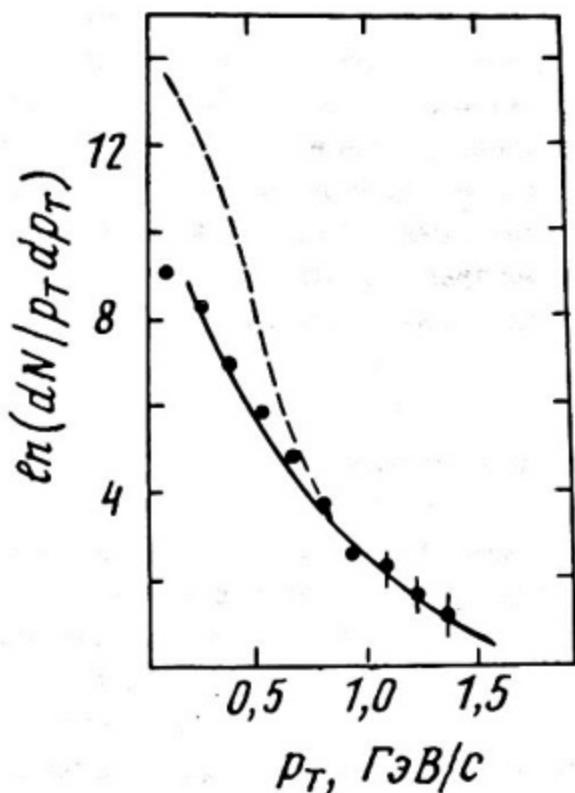


Рис. 11. Распределение по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц из  $^{22}\text{Ne}$ -Эт взаимодействий при 4,1 ГэВ/с·нукл. Экспериментальные данные — из работы [29]. Пунктирная кривая рассчитана по модели коалесценции с постоянным  $p_0$ , сплошная кривая — с учетом изменения  $p_0$  [41]

по абсолютным значениям сечений достигается при  $p_0 = 280 - 300$  МэВ/с. Это значение  $p_0$  близко к тем значениям, которые приводятся в работе [50], где исследовался выход  $d$  и  $\alpha$  в ядро-ядерных взаимодействиях при 1,05 и 2,1 ГэВ/нукл. Таким образом, результаты расчета показывают, что наиболее интересная, высокоимпульсная часть спектра (начиная с  $p_T \sim 0,7$  ГэВ/с) хорошо описывается в стандартной модели слипания с постоянным  $p_0$ , не требуя привлечения каких-либо "экзотических" механизмов.

Теперь подсчитаем радиус коалесценции, пользуясь методом, развитым в предыдущих разделах. Это тем более интересно, что  $p_T$ -распределение протонов [31] имеет четкий излом при  $p_T \sim 0,2$  ГэВ/с. Рассмотрим сначала область поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц больше 0,2 ГэВ/нукл. В этой области  $p_T$ -распределение протонов может быть аппроксимировано гауссой с  $Q = 540$  МэВ/с. Если взять распределение протонов по продольному импульсу в виде гаусса с таким же параметром, то из рис. 9 получим  $p_0 \approx 295$  МэВ/с (на самом деле продольное распределение, по-видимому, характеризуется  $Q_L \sim \sim 185$  МэВ/с, что приводит к  $p_0 \approx 280$  МэВ/с). Эти величины  $p_0$  хорошо согласуются с эмпирической оценкой.

Далее подсчитаем радиус коалесценции в области поперечных импульсов от 0,05 до 0,15 ГэВ/с на нуклон. Здесь  $p_T$  — распределение протонов аппроксимируется гауссоидой с  $Q = 140$  МэВ/с. Из рис. 9 видно, что при таком  $Q$  мы уже находимся в области, где  $p_0$  резко падает. Это приводит к уменьшению  $p_0$  до величины около 190 МэВ/с. На рис. 11 сплошная кривая — расчет с учетом изменяемости  $p_0$ . Видно, что учет изменения  $p_0$  позволяет расширить область успешного описания спектра, включив в нее не только большие, но и средние импульсы  $\alpha$ -частиц.

## 2.5. Фрагменты ядра-мишени

Эксперимент по взаимодействию  $^{22}\text{Ne} - \text{Et}$ , обсуждавшийся в предыдущем разделе, был поставлен так, что полученная информация позволяла отделить  $\alpha$ -частицы, образующиеся из нуклонов налетающего легкого ядра  $^{22}\text{Ne}$  (отбирались события с быстрыми  $\alpha$ -частицами; летящими под малыми углами). Такие эксперименты, в которых исследуется фрагментация релятивистских ядер-снарядов, достаточно редки. Имеется значительно более богатая информация по расщеплению ядер-мишеней. Физически эти два случая отличаются тем, что, как правило, мишенью являются более тяжелые ядра, и картина образования легких фрагментов может существенно меняться, например, из-за учета конечности области взаимодействия.

Многочисленные данные (см., например, [51, 40]) показывают, что  $p_0$  уменьшается по мере увеличения атомного номера фрагментирующего ядра от 280 — 290 МэВ/с (для  $p - C$ ,  $C - C$  взаимодействий) до 200 — 220 МэВ/с (для взаимодействия протонов и легких ядер со свинцом). Такая тенденция, вообще говоря, не следует из разработанной выше схемы. Давайте подумаем, в чем может быть дело, какие допущения в случае тяжелых ядер оказываются необоснованными.

1. Строго говоря, все сказанное в разделе 2.2 справедливо, если вклад в образование дейtronов вносит только один канал. На самом деле число различных состояний  $f$  велико. Могло бы быть так, что характер спектра нуклонов в каждом канале свой, и гауссовский вид (29) инклюзивного спектра эффективно получается только как результат вклада многих каналов. Соответственно величина  $p_0$  — разная для разных конечных состояний, и тогда простой результат типа формулы (34) не имел бы места. Мы предположим, что это не так и наклоны спектра нуклонов во всех основных каналах примерно совпадают. Кроме того, мы пренебрегаем возможным изменением фазы амплитуды  $M_d$ .

при изменении относительного импульса двух нуклонов на величину порядка 100 – 200 МэВ/с. Наши предположения отличаются от тех, которые используются в работах, основанных на матрице плотности [ 34, 35, 52, 53 ].

2. Могут давать вклад и диаграммы, отличные от диаграммы рис. 7. Они наверняка должны влиять на результаты при небольших импульсах вылетающего фрагмента. Быть может, их влияние будет чувствоваться и в области высоких импульсов, так как компенсация графиков, обнаруженная в работе [ 44 ], вряд ли остается точной при учете непостоянства амплитуды блока A, отвечающего образованию двух нуклонов.

Наконец, самое главное – дополнительные корреляции двух, трех и четырех нуклонов при малых относительных импульсах, которые могут сильно влиять на величину радиуса коалесценции. В частности, это корреляции, связанные с тождественностью нуклонов и с конечными размерами области взаимодействия.

Оставляя открытыми первые два вопроса, сосредоточимся на разработке третьего. Трудность состоит в большом просторе для фантазии и для разных вариантов. Поэтому попробуем держаться за что-то известное и будем усложнять амплитуду  $M_{\mathcal{A}}$  [ 30 ] способом, аналогичным тому, как обычно рассматриваются корреляции тождественных частиц при малых относительных импульсах [ 54 ]. Предположим, что

$$M_{\mathcal{A}}^{(i)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{B}{\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{\vec{p}_1^2 + \vec{p}_2^2}{Q^2}\right) [a_i(\vec{q}) + a_i^*(-\vec{q}^*)], \quad (38)$$

где  $i$  нумерует различные каналы,  $\vec{q}$  – относительный импульс нуклонов 1 и 2. В квадратных скобках записано выражение, не меняющееся при перестановке 1  $\leftrightarrow$  2, так как дейtron в диаграмме рис. 7 может образовываться только из  $\pi p$ -пары с изоспином  $I = 0$  и спином  $S = 1$ , находящейся в пространственно-симметричном состоянии. Далее примем статистическую гипотезу

$$\sum_i a_i(\vec{q}) a_i^*(\vec{q}') = \Phi\left(\frac{\vec{q} - \vec{q}'}{2}\right), \quad \Phi(0) = 1, \quad (39)$$

и параметризуем  $\Phi$  в виде

$$\Phi(\vec{q}) = \exp(-r_0^2 \vec{q}^2). \quad (40)$$

Здесь  $r_0$  — просто параметр, служащий для параметризации  $\Phi$ , однако надежда на содержательность формулы (40) вытекает так же, как и в случае рассмотрения корреляций тождественных частиц, с предположением, что величина  $r_0$  так или иначе связана с размером области взаимодействия.

С учетом (38) — (40) вместо (34) получаем

$$p_0^3 = 36\pi^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \psi(p) \exp\left(-\frac{q^2 + p^2}{Q_{eff}^2}\right) \times \\ \times \frac{\sin\left(\frac{1}{2} r_0^2 q p\right)}{\frac{1}{2} r_0^2 q p}, \quad \frac{1}{Q_{eff}^2} = \frac{1}{Q^2} + \frac{r_0^2}{4} . \quad (41)$$

Зависимость  $p_0$  от  $Q$  для ряда значений  $r_0$  показана на рис. 12, а, а рис. 12, б демонстрирует зависимость  $p_0$  от  $r_0$  при фиксированных параметрах наклона  $Q$ . Видно, что при возрастании  $r_0$  величина радиуса коалесценции уменьшается и при разумных величинах  $r_0 = (2 - 5)$  Фм лежит в интервале 100 — 240 МэВ/с.

Теперь, зная параметр наклона  $Q$ , подбором  $r_0$  всегда можно получить значение  $p_0$ , которое требуется экспериментально. Обработка данных показывает, что для  $^{27}Al$   $r_0 \sim 2$  Фм, для  $^{112}Sn$  — около 3 Фм, для  $^{238}U$  — (4,0 — 4,5) Фм. Однако это "благополучие" появилось ценой введения нового параметра  $r_0$ . Тем не менее наш подход имеет преимущество перед традиционными, если рассматривается случай, когда спектр нуклонов состоит из частей с разными наклонами, для которых у нас автоматически получаются разные  $p_0$ . Рассмотрим два примера.

На рис. 13 представлено распределение ядер  $^3He$ , вылетающих под углом  $90^\circ$  в процессе  $p + ^{112}Sn \rightarrow ^3He + \dots$  при энергиях 6,7 и 400 ГэВ [37]. Пунктирная линия — результат обычной модели коалесценции с  $p_0 = 190$  МэВ/с. Расхождение ее с экспериментальными точками при  $p_T < 0,7$  ГэВ/с связано с тем, что соответствующий спектр протонов имеет резкий излом в районе 0,2 ГэВ/с. Сплошная кривая — наш расчет с  $r_0 = 2,9$  Фм. При импульсах выше 0,8 ГэВ/с параметр наклона  $Q \sim 400$  МэВ/с и  $p_0 = 190$  МэВ/с. При  $p_T \sim 0,5$  ГэВ/с параметр наклона  $Q \approx 160$  МэВ/с и, соответственно,  $p_0 = 150$  МэВ/с. Так как  $p_0$  входит в шестой степени, то отсюда и набирается разница между пунктирной и сплошной линиями.

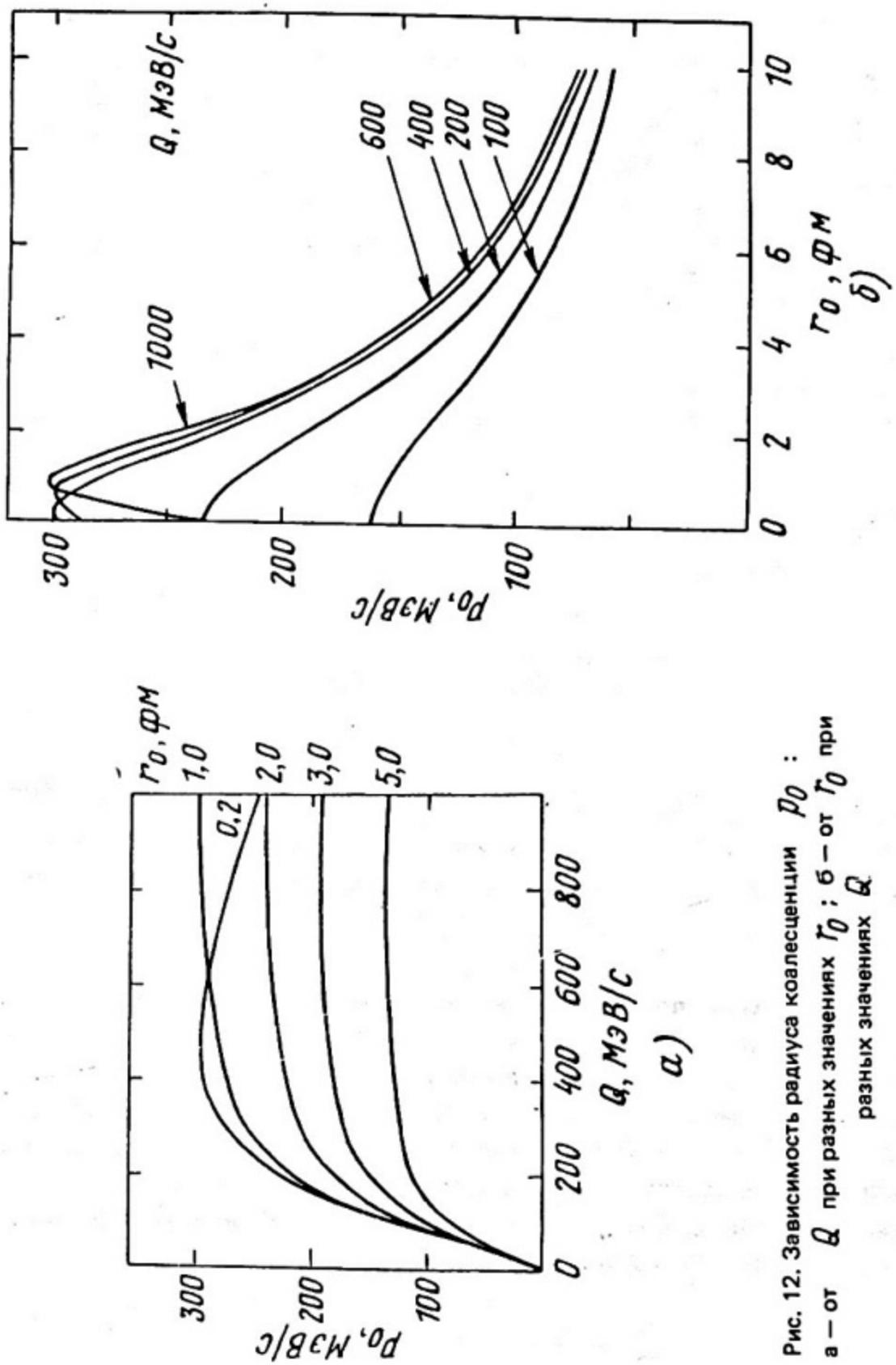


Рис. 12. Зависимость радиуса ковалесценции  $r_0$  :  
а — от  $Q$  при разных значениях  $r_0$ ; б — от  $r_0$  при  
разных значениях  $Q$

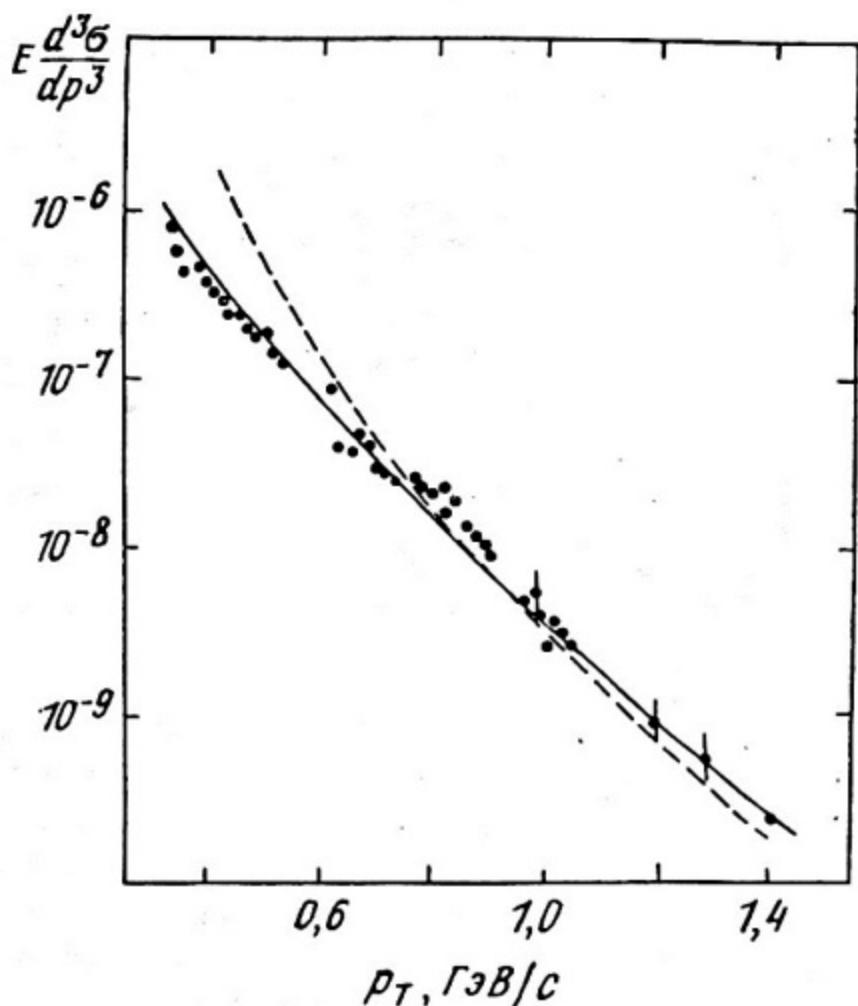


Рис. 13. Спектр  ${}^3\text{He}$  под углом  $\theta_{\text{ЛАБ}} = 90^\circ$  из реакции  $p + {}^{72}\text{S}\pi + {}^3\text{He} + \dots$  при  $E_0 = 6,7$  и  $400$  ГэВ [37]. Пунктирная линия — расчет по обычной модели коалесценции с  $p_0 = 190$  МэВ/с. Сплошная кривая — расчет по схеме раздела 2.5 с  $r_0 = 2,9$  Фм

Недавно появились данные японской группы [55] по спектру дейtronов из взаимодействий  $p$  и  $\pi^+$  с  $\text{Al}$  и  $Pb$  при  $4$  ГэВ/с. Они показывают, что по мере увеличения импульса дейtronов от  $200$  до  $800$  МэВ/с · нукл. требуемые значения  $p_0$  возрастают (для  $\text{Al}$  от  $200$  до  $250$  МэВ/с). В той области, для которой в [55] опубликованы данные и по спектру протонов, можно провести расчет по изложенной выше методике. Оказывается, что упомянутый рост хорошо воспроизводится при  $r_0 = 2$  Фм.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главный вывод — это то, что подход, основанный на диаграмме рис. 7, способен служить динамической основой модели коалесценции. Уже самые простые предположения о виде амплитуды образования двух нуклонов позволяют выразить подгоночный параметр модели коалесценции (радиус коалесценции  $r_0$ ) через наклон инклюзивного спектра нуклонов и указать причины, по которым этот параметр не является константой. Учет непостоянства  $r_0$  позволяет расширить область применимости представления о том, что легкие фрагменты образуются в результате слипания нескольких независимо рожденных нуклонов. Естественным образом получается приближенная универсальность параметра  $r_0$  для разных легких фрагментов. Вместе с тем большое число вопросов остаются открытыми и имеется обширная область для исследовательской работы.

Следует указать, что мы коснулись только части тематики, связанной с моделью слипания, не затронув работ, основывающихся на полуклассическом подходе к взаимодействиям в трубке [39,53], на реджевском подходе [56] и т.п.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ш а п и р о И.С. Теория прямых ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1963.
2. Ш а п и р о И.С. УФН 92, 549 (1967).
3. К о лы б а с о в В.М. Материалы 3-й Зимней школы ЛФТИ по теории ядра и физике высоких энергий. Л., 1968, с. 211.
4. Б л о х и н ц е в Л.Д. Диаграммный метод в теории прямых ядерных реакций. М.: МИФИ, 1970.
5. К о лы б а с о в В.М. Общие свойства матрицы рассеяния и поляризационные эффекты в прямых ядерных реакциях. М.: МИФИ, 1971.
6. К о лы б а с о в В.М., Л е к с и н Г.А., Ш а п и р о И.С. УФН, 113, 239 (1974).
7. Ш а п и р о И.С. УФН 125, 577 (1978).  
*Shapiro I.S. Phys. Rep. 35, 129 (1978).*
8. Bridges D. et al. Phys. Rev. Lett. 56, 211 (1986);  
56, 215 (1986); 57, 1534 (1986).

9. Ahmad S. et al., in: *Physics at LEAR with low energy antiprotons*, ed. by Amsler C. et al. (Harwood, 1987), p.447.
10. Dover C.B. *Phys. Rev. Lett.* 57, 1207 (1986).
11. Далькаров О.Д., Колыбасов В.М. ЯФ 18, 809 (1973).
12. Kolybasov V.M., Shapiro I.S., Sokolskikh Yu. N. *Phys. Lett. B* 222, 135 (1989).
13. Locher M.P. *Intern. Conf. on medium and high energy nuclear physics*, Taipei 1988, p.656. Singapore : World Scientific.
14. Колыбасов В.М., Ксензов В.Г. ЯФ 22, 720 (1975).
15. Fasano C.G., Locher M.P., Nozawa S. Z. *Phys.* A 338, 95 (1990).
16. Lacombe M. et al. *Phys. Lett. B* 101, 139 (1981).
17. Machleidt R. et al. *Phys. Rep.* 149, 1 (1987).
18. Колыбасов В.М., Смородинская Н.Я. ЯФ 17, 1211 (1973).
19. Балдин А.М., Гольданский В.И., Максименко В.И., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций. М: Атомиздат, 1968.
20. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. М.: Мир, 1975.
21. Колыбасов В.М. Феноменологические вопросы теории ядерных реакций. // Материалы 4-й Зимней школы ЛФТИ по теории ядра и физике высоких энергий. Л., 1969, с. 34.
22. Reiderger J., Amsler C., Doser M. et al. *Phys. Rev. C* 40, 2717 (1989).
23. Oh B.Y. Eastman P.S., Ming Ma Z. et al. *Nucl. Phys. B* 51, 57 (1973).
24. Nozawa S., Locher M.P., in: *Physics at LEAR with low energy antiprotons*, ed. by Amsler C. et al. (Harwood, 1987), p.763.
25. Guaraldo G., Nuovo Cim. 102A, 1137 (1989).
26. Kondratyuk L., Guaraldo G. CERN-EP/89-122.
27. Колыбасов В.М., Сокольских Ю.Н. Письма ЖЭТФ 51, 434 (1990); Препринт ФИАН № 84 (1990).
28. Proc. *Third Intern. Conf. on nucleus-nucleus collisions* (Saint Malo, June 1988), *Nucl. Phys. A* 488 (1988).
29. Андреева Н.П. и др. Письма ЖЭТФ 47, 21 (1988).
30. Heckman H.H. et al. *Phys. Rev. C* 17, 1735 (1978).

31. Колыбасов В.М., Сокольских Ю.Н. Письма ЖЭТФ 47, 24 (1988).
32. Butler S.T., Pearson C.J. *Phys. Rev. Lett.* 7, 69 (1961); *Phys. Rev.* 129, 863 (1963).
33. Schwarzschild A., Zupancic C. *Phys. Rev.* 129, 854 (1963).
34. Sato H., Yazaki K. *Phys. Lett.* B98, 153 (1981).
35. Gyulassy M., Frankel K., Remler E.H. *Nucl. Phys.* A402, 596 (1983).
36. Csernai L.P., Kapusta J.I. *Phys. Rep.* 131, 223 (1986).
37. Яковлев Ю.П. ЭЧАЯ 14, 1285 (1983).
38. Anderson L. et al. *Phys. Rev.* C28, 1224 (1983).
39. Гаврилов В.Б. и др. ЯФ 41, 843 (1985).
40. Адъясевич Б.П. и др. ЯФ 46, 1353 (1987).
41. Kolybasov V.M., Sokolskikh Yu.N. *Phys. Lett.* B225, 31 (1989).
42. Колыбасов В.М., Сокольских Ю.Н. Препринт ФИАН № 94 (1989).
43. Das Gupta S., Mekjian A.Z. *Phys. Rep.* 72, 131 (1981).
44. Браун М.А., Вечерний В.В. ЯФ 44, 784 (1986); ЯФ 36, 614 (1982).
45. Kolybasov V.M., Kondratyuk L.A. *Phys. Lett.* B39, 439 (1972).  
Колыбасов В.М., Ксензсов В.Г. ЖЭТФ 71, 13 (1976).
46. Манько В.И. Ядро-ядерные столкновения при высоких энергиях. М.: МИФИ, 1987.
47. Kolybasov V.M., Sokolskikh Yu.N. *Abstracts of XII Intern. IUPAP conf. on few-body problems in physics*, Vancouver, Canada, 1989.
48. Muslim, Kim Y.E. *Nucl. Phys.* A427, 235 (1984).
49. Устинин М.Н., Эфрос В.Д. Препринт ИАЗ-4689/2 (1988).
50. Anderson L. et al. *Phys. Rev.* C28, 1224 (1983).
51. Nagamiya S. et al. *Phys. Rev.* C24, 971 (1981).
52. Mrówczynski S., J. *Phys. & Nucl. Phys.* 13, 1089 (1987).
53. Любошиц В.Л. ЯФ 48, 1501 (1988).
54. Goldhaber G., Goldhaber S., Lee W., Pais A. *Phys. Rev.* 120, 300 (1960); Gyulassy M. et al. *Phys. Rev.* C20, 2267 (1979). Boal D.H., Glebbe C.K., Jennings B.K. *Rev. Mod. Phys.* 62, 553 (1990).
55. Tokushiki K. et al. *Phys. Lett.* B235, 245 (1990).
56. Браун М.А., Вечерний В.В. ЯФ 47, 1452 (1988); ЯФ 51, 873 (1990).

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
1. Перерассеяние пионов в процессах $\bar{p}d$ -аннигиляции . . . . .	3
1.1. Сдвиг и уширение резонанса $\Sigma(1480)$ в $\bar{p}d$ -аннигиляции . . . . .	3
1.2. Распределение по импульсу протонов-спектаторов . . . . .	13
1.3. Другие каналы $\bar{p}d$ -аннигиляции . . . . .	15
2. Диаграммный подход к модели коалесценции . . . . .	17
2.1. Модель коалесценции . . . . .	18
2.2. Диаграммный подход . . . . .	20
2.3. Универсальность параметра . . . . .	25
2.4. Распределение по поперечным импульсам $\sigma$ -частиц из $^{22}Ne - Et$ взаимодействий . . . . .	26
2.5. Фрагменты ядра-мишени . . . . .	28
Заключение . . . . .	33
Список литературы . . . . .	33

Редактор Е.Г. Станкевич

Техн. редактор Е.Н. Кочубей

Корректоры А.В. Цветкова, Е.Т. Щудло

Тем. план 1991 г.

---

Подписано в печать 7.05.91

Формат 60Х84 1/16 Печ.л. 2,25

Уч.-изд.л. 2,0

Тираж 180 экз. Изд. № 062-1 Заказ 745 Цена 15 коп.

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.

115409, Москва, Каширское шоссе, 31