ВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

дубна - варшава

Д1,2 - 9342

Труды
V Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц

3-9 сентября 1975 г., Варшава, ПНР

Proceedings of the V International Symposium on High Energy and Elementary Particle Physics

Warsaw. Poland. September 3-9. 1975

Дубна 1975

С 3 по 9 сентября 1975 года в Варшаве проходил V Международный симпозиум по физике высоких энергий и элементарных частиц, организованный Объединенным институтом ядерных исследований совместно с Институтом ядерных исследований Ведомства по атомной энергии ПНР.

На симпозиуме были сделаны обзорные доклады по основным разделам физики высоких энергий и элементарных частиц, а также сообщения о новейших экспериментальных и теоретических работах по той же тематике, выполненных учеными ОИЯИ и стран-участниц.

Все материалы воспроизведены фотоофсетным способом в том виде, в котором они были подготовлены авторами.

ОРГКОМИТЕТ

Ответственный за выпуск: Неменов Л.Л.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

стр.

1. СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

II. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

III. СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

IV. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

V. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ.

1. Сильные взаимодействия.

ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А.В. Ефремов

Объединённый институт ядерных исследований , Дубна

К процессам с большим поперечным импульсом мы относим реакции, в которых относительные импульсы всех регистрируемых частиц значительно больше адронных масс. Эти процессы можно разбить на две большие группы:

I. Эксклюзивные и, прежде всего, упругие лептон-адронные (формфакторы) и адрон-адронные рассеяния на большие углы, $s \gg t \gg m^2$.

II. Инклюзивные процессы $A+B \to C+X$ с большим поперечным импульсом, куда относятся как глубоко-неупругое (г.-н.) лептон-адронное рассеяние, так и инклюзивное рождение лептонов и адронов в адрон-адронных соударениях.

В последние годы было вновь осознано большое значение таких процессов для изучения структуры частиц и законов динамики малых расстояний. Говорят, что новое - это хорошо забытое старое и рис. I.[1] неплохо иллюстрирует эту пословицу. Впрочем, аналогия - не доказательство и взятый сам по себе каждый из про-

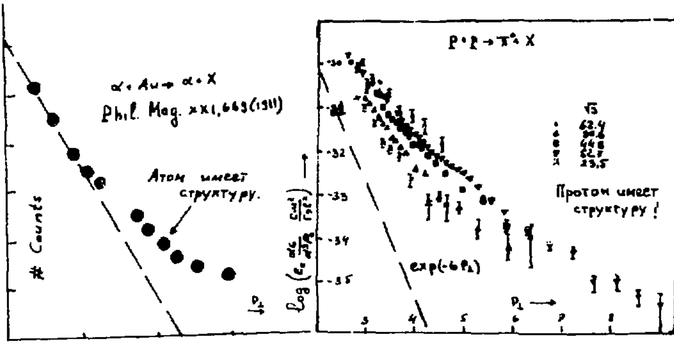


Рис. 1.

цессов с большим $p_\perp$ (как г.-н. рассеяние, так и формфактор) ещё ничего не говорит о структуре адрона. Только совокупность свойств этих процессов (быстрое убывание формфактора и точечноподобный, автомодельный, характер г.н. рассеяния), по-видимому, несовместима с безструктурным адроном.

В первой половине обзора мы кратко остановимся на последних экспериментальных данных по эксклюзивным (раздел I) и инклюзивным (раздел П) процессам, а во второй части (раздел Ш) изложим их понимание с точки зрения квантовой теории поля.

I. Эксклюзивные процессы

Iа. Формфакторы адронов. Уже давно и хорошо известен "дипольный" характер поведения формфактора нуклона: $F_N \sim (Q^2)^{-2}$. В последнее время всё больше свидетельств в пользу "монопольного" убывания формфактора мезона[2]: $F_\pi \sim (Q^2)^{-1}$, а недавно появились данные[3] о поведении формфактора дейтона (рис. 2):

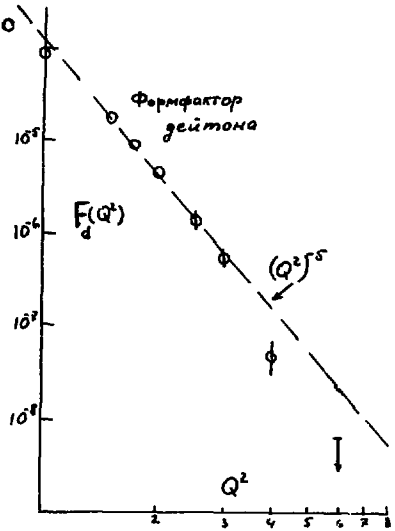


Рис. 2.

Эти степени прекрасно согласуются с "правилами кваркового счёта" Матвеева и др.[4] (I), в основе которого лежит представление о том, что адроны составлены из почти свободных кварков.

I6. Упругое рассеяние на большие углы. Здесь также хорошо известно, что дифференциальные сечения в области $s \gg t$ падают как

$$\left(d\sigma/dt\right)_{ab\to cd} \sim (s)^{-N_{экс}} f(\theta) \qquad \text{(Ia)}$$

$$N_{экс} = n_a + n_b + n_c + n_d - 2, \qquad \text{(I6)}$$

где n_i - число кварков, составляющих частицу i [4]. На рис. 3 в качестве примера приведено поведение упругого сечения pp-рассеяния на 90^0 в системе ц.м.[2] и зависимость от θ. В настоящий момент дифференциальные сечения рассеяния пионов и протонов промерены до области ЦЕРН'овских энергий. Сохранится ли это поведение в области

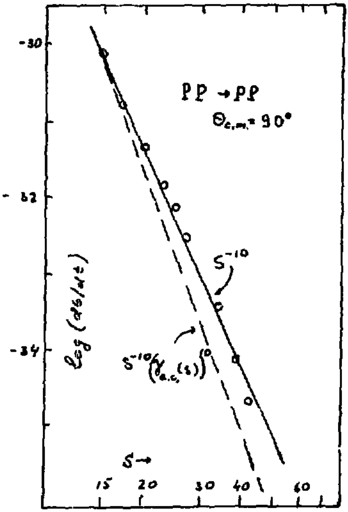

PP → PP
$\Theta_{c.m.}$ = 90°
S^{-10}
$S^{-10}/(\gamma_{a.c.}(s))^{10}$
S →
Log ($d\sigma/dt$)
-30
-32
-34
15
20
30
40
60

Рис. 3а.

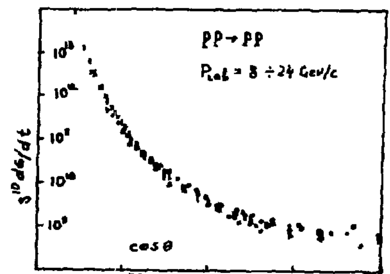

PP → PP
P_{Lab} = 8 ÷ 24 Gev/c
$s^{10} d\sigma/dt$
cos θ

Рис. 3б.

ти энергий Серпухова и Батавии?(Существуют подозрения[5] относительно уменьшения скорости падения до N =8 для протон-протонного рассеяния, например). Интересно также отклонение от закона целых чисел(1), особенно в связи с наметившимся нарушением скейлинга в г.-н. рассеянии. Что могут сказать поляризационные измерения при рассеянии на большие углы?

II. Инклюзивные процессы

IIa. Глубоконеупругое рассеяние. В последний год появились указания на нарушение скейлинга. Большое внимание этому вопросу было уделено в докладе Гилмена[6] в Лондоне и особенно в докладе Тейлора в Палермо[3]. Отмечаются следующие области нарушения скейлинга:

а) Для электронных данных $\nu W_2 \neq f(\omega)$ при малых ω. Это нарушение легко убирается переходом к новой переменной $\omega' = \omega + \frac{M^2}{Q^2}$,

б) $MW_1 \neq f(\omega)$ при малых ω и больших q^2 (рис. 4).

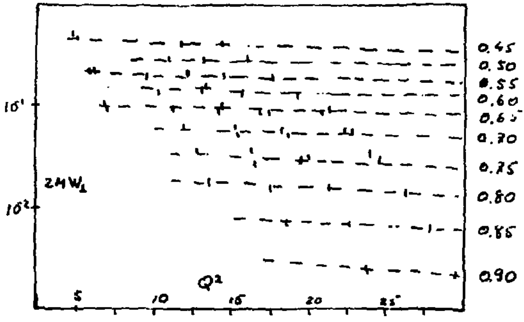


Рис. 4.

(Из рассеяния электронов на угол 60°). Величина нарушения составляет ~30%. Как видно из рис. 4, нарушение становится особенно заметным при $Q^2 > 20$. Скейлингу на графике соответствовали бы горизонтальные линии. Это нарушение также можно было бы ликвидировать за счет перехода к новой переменной типа $\omega + A/Q^2$, но при этом невозможно сохранить скейлинг для νW_2.

в) Нарушение скейлинга в г.-н.-рассеянии мюонов в области Q^2 до 50 $(Гэв/c)^2$ (группа Мичиган-Корнель-Калифорния в Батавии). Экспериментальная установка была расположена и настроена так, что рассеянные мюоны разных энергий (т.е. с разными q^2 и ν), но с одним и тем же $\omega = \nu/Q^2$ проходили в одном и том же месте магнитного спектрометра и искровых камер. Результаты представлены (рис. 5) в виде отношения сечений при $E_\mu = 150$ и $E_\mu = 56$ ГэВ (r).

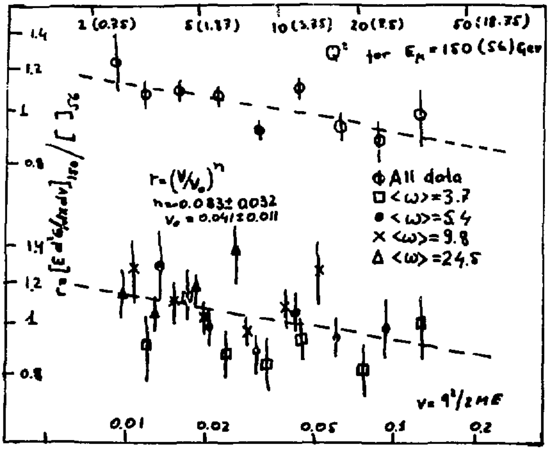


Рис. 5.

При скейлинге это отношение должно быть равно I. Видно, что экспериментальная величина отношения убывает с ростом Q^2, хотя большого противоречия с $r = 1$ нет. Что же касается закона нарушения скейлинга, то, как видно из нижнего графика рис. 5, где приведены результаты для отношения r при разных значениях $<\omega>$, закон нарушения не имеет простой формы. Таким образом, пожалуй, можно согласится с заключением Тейлора, что хотя статус скейлинга сейчас гораздо хуже, чем год назад, нарушение, по-видимому, невелико и конкретная форма его вряд ли будет установлена в ближайшее время.

Несколько слов о других процессах, связанных с г.-н.-рассеянием.

II.б. Аннигиляция $e^+e^- \to$ адроны. Автомодельному поведению г.-н. рассеяния (а также некоторым способам его нарушения, о которых речь пойдет в разделе III) здесь соответствует выход отношения

$$R = \frac{\sigma_{e^+e^- \to \text{адроны}}}{\sigma_{e^+e^- \to \mu^+\mu^-}}$$

на постоянное значение. (В партонной модели оно равно сумме квадратов зарядов партонов).Одним из наиболее интересных событий прошедшего года было то, что увеличение энергии SPEAR до 8 ГэВ по всей вероятности вывело величину R на константу в районе 5,5 ÷ 5 (рис. 6). (Напомним, что обычные кварки-партоны дают $R = 2/3$, цветные – $R = 2$ и т.д.).

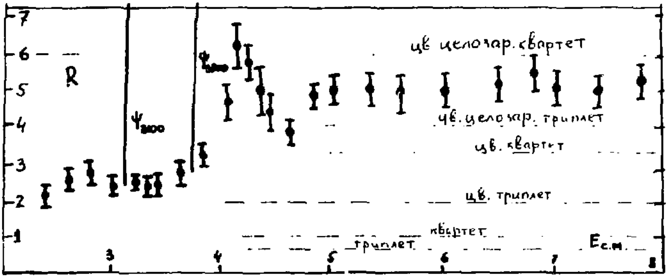


Рис. 6.

Интересно, что выход на асимптотику здесь, во времениподобной области, происходит при гораздо бо́льших $|q^2|$ $(|q^2| \approx 30 \div 36)$, чем г.-н. рассеянии с пространственноподобным q^2 $(|q^2| \sim 1,5 \div 2)$.

IIв. Процесс $pp \to \mu^+\mu^- + X$. Здесь скейлингу в глубоконеупругом рассеянии соответствует поведение сечения

$$\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}} \sim \frac{1}{(m_{\mu\mu})^3} f\left(\frac{m_{\mu\mu}}{\sqrt{s}}\right).$$

Выход на этот режим, как учит нас аннигиляция, следует ожидать при $m_{\mu^+\mu^-} \approx 5$. Имеющиеся экспериментальные данные /8/ (рис. 7) свидетельствуют пока о более быстром убывании $(\sim m_{\mu\mu}^{-5,4})$. Однако значение $m_{\mu\mu} \approx 5$ находится уже на границе фазового объёма.

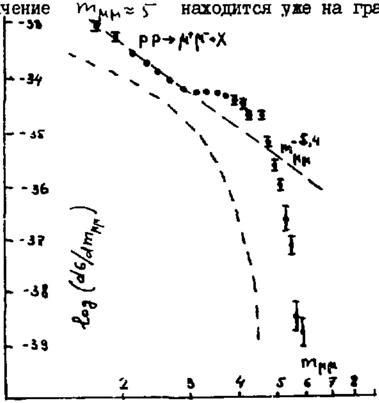


Рис. 7.

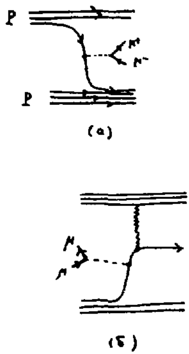


Рис. 8.

Это процесс интересен также в том отношении, что он представляет трудность для партонной модели, согласно которой он идет через аннигиляцию партона и антипартона (рис. 8а). Однако, поскольку доля антипартонов в протоне, как это следует из г.-н. лептон-адронного рассеяния, чрезвычайно мала, то полученное сечение оказывается на несколько порядков меньше экспериментального (рис. 7). Если же заметную долю партонов составляют нейтральные глюоны, то существенным оказывается механизм, представленный на рис. 8б. Безусловно, это один из интереснейших процессов для экспериментов в Серпухове-Батавии, особенно в области больших $m_{\mu\mu}$, в связи с подозрением на большую роль глюонов, которые уносят значительную долю энергии в г.-н. рассеянии и доминируют, по-видимому, в рождении K^- и $\bar{p}$ в инклюзивных процессах.

П.г. Инклюзивные адронные процессы $AB \to CX$ с большими $P_\perp$.

Изучением этих процессов в настоящее время занято более десятка групп в различных физических центрах мира (ISR, Серпухов, Батавия) с различной методикой. Такой интерес вызван теми, совершенно необычными свойствами, которые они проявляют по сравнению с процессами с малыми $P_\perp$:

I. С ростом $P_\perp$ сечение падает гораздо медленней, чем знаменитая $exp(-6P_\perp)$, характерная для малых $P_\perp$ (рис. Iб). В партонной науке рождения таких частиц происходит от двух рассеянных на большой угол партонов (рис. 9), что вместе с правилом квар-

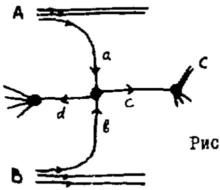


Рис. 9.

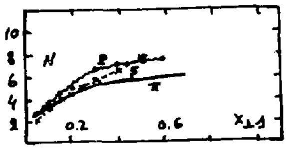


Рис. 10.

кового счета (15) приводит к степенному поведению сечения

$$E_c \, d^3\sigma/d^3p_c \approx \frac{1}{(P_\perp^2)^N} f\left(x_\perp = \frac{2P_\perp}{\sqrt{s}}, \theta\right) \qquad (2а)$$

$$N = n_a + n_b + n_c + n_d - 2 \, . \qquad (2б)$$

В частности, $N_{min} = 2$, когда a, b, c, d – элементарные кварки. Экспериментально (рис. IO), однако, величины N для π-мезонов /9/ и для p, $\bar{p}$ /5/ оказывается зависящими от

$X_\perp$, хотя и приближаются к $N=2$ при $X_\perp=0$.

2. Сечение процессов растет с ростом S, т.е. функция $f(x_\perp)$ оказывается растущей при $x_\perp \to 0$.

3. Доля тяжёлых частиц $(K^\pm, P^\pm)$ возрастает с ростом $P_\perp$ от ≈ 10 до $\approx 40\%$ (рис. II). При этом рождается почти одинаковое число π^+ и π^-, а количество частиц и античастиц (P, K) одинако-

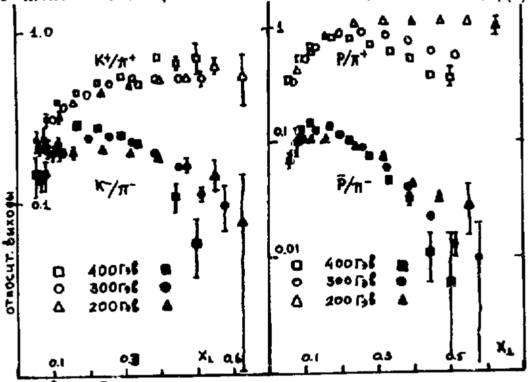


Рис. II.

во до $P_\perp \sim 1,5$ и количество античастиц несколько падает при больших $P_\perp$. Бросается в глаза резкое противоречие этого свойства модели кварков-партонов, согласно которой (и результатам г.-н. рассеяния) содержание антикварков в протоне (особенно с большими импульсами) исчезающе мало. Это противоречие можно в значительной степени ослабить /10/, если допустить наличие в протоне значительной доли нейтральных глюонов, не участвующих в глубоко-неупругих лептон-адронных процессах (см. также II в).

4. Довольно значительным оказывается выход лептонов $(\mu^\pm e^\pm)$. Он составляет $\sim 10^{-4}$ от выхода пионов и несколько возрастает с ростом S /11/ (рис. 12). Считается, что эта величина также представляет большую трудность для партонной модели (так же, как и процесс $pp \to \mu^+\mu^- \cdot X$), особенно ввиду весьма незначительной доли резо-

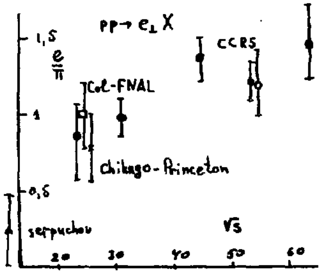


Рис. I2.

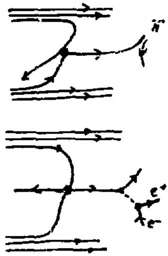


Рис. 13.

нансов (в частности, ρ-мезона), полученных с большим $P_\perp$. По--видимому, это мнение связано с тем, что основным механизмом излучения лептонов принято считать механизм типа Дрелла-Яна (рис. 8а). Кажется, что механизм типа рис. I3 более предпочтителен и приводит (как увидим в дальнейшем) к $\mu/\pi \sim \alpha^2(1-x_1)$.

П д. Сопровождающее излучение. Остановимся теперь на характеристике излучения, сопровождающего частицу с большим $P_\perp$.
Здесь довольно чётко выделяются три компоненты (рис. I4).

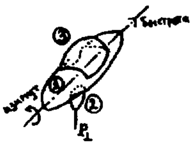


Рис. I4.

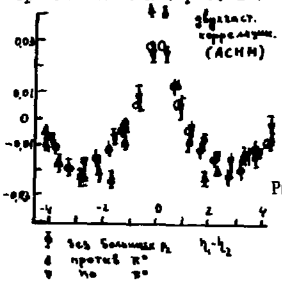


Рис. I5.

I-я компонента - типичное распределение частиц с малыми $P_\perp$ и $\sqrt{s}_{\text{эфф}} = \sqrt{s} - 2P_\perp$. Оно характеризуется отсутствием зависимости от азимута и теми же корреляциями, что и события с малыми $P_\perp$ (рис. I5).

2-ая компонента – частицы, летящие в сторону частицы C, характеризуются следующими свойствами:

а) малой множественностью, почти не зависящей от $P_\perp$ (рис. I6);

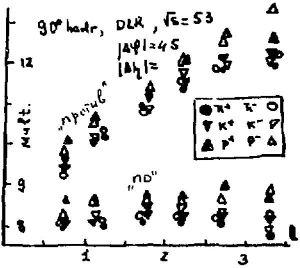


Рис. I6.

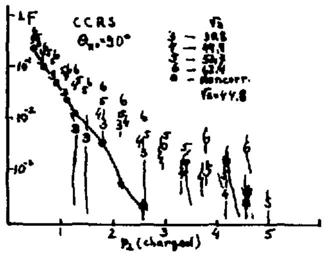


Рис. I7.

б) малым углом разлёта;

в) большой и быстро растущей с $P_\perp$ и несколько растущей с s корреляцией двух частиц с большими $P_\perp$ (рис. I7) (F –отношение дважды инклюзивного сечения, проинтегрированного по $P_{\perp\pi^0} > 3$ ГэВ/с к одноинклюзивному, проинтегрированному в той же области);

г) отсутствием существенной зависимости корреляции от зарядов двух частиц (корреляция $\pi^{\mp}\pi^0$ та же, что и $\pi^{\pm}-\pi^0$);

д) отсутствием какой-либо структуры по инвариантной массе $\pi^-\pi^0$ и $\pi^{\pm}\pi^0$ в области $M_{\pi\pi} \approx 0{,}7 \div 1{,}8$ Гэв/с^2;

е) зависимостью двухчастичного сечения от $(P_{\perp 1} + P_{\perp 2})$, которая примерно та же, что и одночастичного.

Таким образом, эта компонента представляет собой узкий пучок небольшого числа частиц, имеющих, по-видимому, общего "прародителя" небольшой массы (но не резонанс!), летящего с большим $P_\perp$. Кто этот "прародитель"? Кварк? Каковы его квантовые числа?

3-я компонента – частицы, летящие в сторону, противоположную частице C. Свойства её совершенно другие:

а) Широкое азимутальное распределение (рис. 18) и довольно широкое распределение по быстротам (рис. 19), с центром около $y=0$.

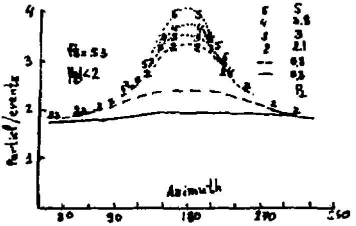


Рис. 18.

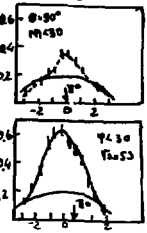


Рис. 19.

б) Множественность быстро растет с $P_\perp$ и не зависит от природы адрона (рис. 16).

в) Большая величина корреляции с частицей C, растущая с увеличением $P_\perp$ и почти не зависящая от S (рис. 20).

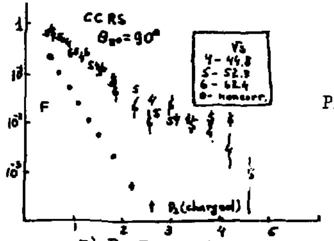


Рис. 20.

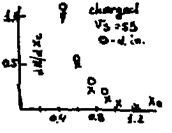


Рис. 21.

г) Распределение заряженных пионов по $x_e = \frac{P_{\pi^\pm}}{P_{\pi^0}}$ такое же, как и в глубоко-неупругом рассеянии (рис. 21).

д) Зарядовая асимметрия $n_+/n_- \approx 1,4$ при малых x_e и возрастает до 2,2 для $x_e > 0,4$.

е) Компонента импульса в плоскости, перпендикулярной плоскости реакции (пл. ABC), остается небольшой.

Таким образом, эта компонента по своим свойствам существенно отличается от второй прежде всего количеством частиц и их распределением. По-видимому, она также образовалась в основном из одного "прародителя" с небольшим $y_\perp$, но большой массой.

Общая картина сопровождающего излучения не согласуется с общепринятым партонным механизмом (рис. 19) прежде всего явной несимметрией свойств второй и третьей компоненты. Ещё меньше она похожа на картину гидродинамического, файербольного типа. Зато эта картина качественно прекрасно согласуется с квантово-полевой моделью (о которой речь идет ниже), где "партон" (частица с небольшой виртуальностью с большим $P_\perp$ может уравновешиваться "тяжелым "файерболом"(глубоко-виртуальной частицей)d, распадающимся на адроны посредством каскадного механизма.

Таким образом, процессы с большим $P_\perp$ раскрывают нам весьма своеобразную картину структуры адронов и их взаимодействия на малых расстояниях. Можем ли мы понять эту картину с точки зрения квантовой теории поля - единственной модели, которая вобрала в себя все основные принципы теории?

Ш. Квантово-полевая модель

Итак, совокупность экспериментальных данных приводит к качественной картине почти не взаимодействующих партонов "внутри" адронов. В то же время, для того, чтобы партоны могли связаться в довольно прочные системы с большим деффектом масс, их эффективное взаимодействие на расстояниях $\sim 10^{-13}$ см должно резко возрастать.

На языке теории поля, как известно/12/, роль эффективной константы взаимодействия играет инвариантный заряд (или заряды) ренормализационной группы (Р.Г.) $\gamma(P^2)$. (Действительно, константа взаимодействия определяется через значения вершинной функции в некоторой точке импульсного пространства, например, равна величине этой функции, когда все частицы на массовой поверхности; с изменением этой точки, например, с выходом за массовую поверхность, константа также меняется. Ренормализационная же инвариантность выражает независимость физических результатов от способа выбора константы связи /I3/. Отражением этой независимости является инвариантный заряд.) Таким образом, Природа подсказывает нам картину, в которой инвариантный заряд достаточно велик при $p^2 \approx m^2$ и падает с ростом p^2.

Как происходит это падение? До каких пор оно продолжается? Падает ли эффективная константа до нуля ("асимптотическая свобода") или же приближается к некоторому малому, по конечному "затравочному" значению $\gamma(p^2) \to g_0^2$?

Как известно /I2/, основу р.г. составляет уравнение для инвариантного заряда

$$d\gamma(s)/d\ln s = \psi(\gamma(s)). \tag{3}$$

Сведения же о функции $\psi(\gamma)$ известны нам лишь из теории возмущений. Им можно доверять только, когда γ мало. Для теорий с безразмерной константой связи разложение ψ начинается с члена $C\gamma^2$. Однако, как уже говорилось, инвариантный заряд должен быть велик при $s \approx m^2$ и падать с ростом s. Это означает, что функция ψ в области $\gamma \approx g^2 \ll 1$ должна быть отрицательной. Следовательно, подойти к нулю при $\gamma \to 0$ она может либо ни разу не обратившись в нуль ($C < 0$), либо обратиться в нуль первый раз в точке $\gamma = g_0^2$ (рис. 22). Первый случай соответствует "асимптотической свободе" (а.с.)

$$\gamma(s) \approx g^2 [1 + Cg^2 \ln s/m^2]^{-1} \to 0, \tag{4a}$$

второй – конечной ренормировке

$$\gamma(s) \approx g_0^2 + (g^2 - g_0^2)(s/m^2)^{-\varkappa} \to g_0^2 \,. \qquad (4б)$$

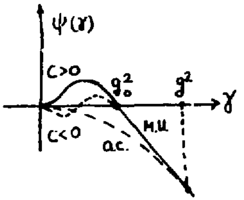


Рис. 22.

С точки зрения теоретика, первая возможность кажется более привлекательной, ибо она означает самосогласованность теории возмущений – пока единственного последовательного аппарата, который у нас есть. С точки же зрения Природы, которой, как известно, нет дела до наших математических трудностей, вторая возможность должна казаться более привлекательной, ибо она связана с появлением новой симметрии малых расстояний – масштабной инвариантности (м.и.)/I4,I5/. На какую из этих возможностей указывают современные данные?

Неизбежная проблема, возникающая при попытке ответить на этот вопрос – как связать поведение физических процессов на массовой поверхности с взаимодействием на малых расстояниях, т.е. с областью, где все квадратичные инварианты импульсов одновременно велики

$$p_i p_j \sim p_i^2 \gg m^2. \qquad (5)$$

Одним из таких методов, как хорошо известно, служит разложение Вильсона/I6/. Он использует тот факт, что в некоторых случаях можно доказать соответствие между некоторым пределом больших переменных и малыми расстояниями между аргументами внешних полей (например, бьеркеновскому пределу соответствует малое расстояние между аргументами электромагнитного тока x и x'). Этот метод, однако, далеко не универсален. Мы не знаем, как использовать его в дифракционной области и даже в инклюзивных процессах с большими поперечными импульсами, которые явно дают нам какие-то сведения о малых расстояниях [2,17].

Более универсальный подход был разработан нами в 1960-1972 г.г. [11,15,18]. Он основан на анализе асимптотического поведения фейнмановских диаграмм [9]. Схема его заключается в следующем.

Рассмотрим произвольную сходящуюся диаграмму некоторого процесса в ренормируемой теории со спином 1/2 и 0 (например, кварки, взаимодействующие через скалярные или псевдоскалярные глюоны, векторных глюонов мы коснемся позднее). Выделим из всего вклада диаграммы часть, происходящую от интегрирования по области, где все расстояния между некоторыми вершинами одновременно малы (т.е. $(x_i-x_k)^2 = \lambda(x_i'-x_k')^2$ и $\lambda \approx 0$). Эти вершины вместе с соединяющими их линиями образуют блок V. Выделенную часть вклада будем называть вкладом от масштабного режима блока V. Топологически такой масштабный режим соответствует сжатию V в точку.

Изучение диаграмм позволило доказать несколько интересных утверждений:

I. Масштабный режим V связан с асимптотическим поведением вклада диаграммы в той области, где импульсные переменные, зависимость от которых "убивается" сжатием V в точку, одновременно велики.

Это утверждение определяет соответствие между кинематической областью некоторого процесса и малыми расстояниями в определенных блоках. Другие утверждения удобнее формулировать на языке меллиновского образа амплитуды по каждой из больших переменных.

II. Масштабный режим каждого из блоков $V_{s_{i_1}\cdots s_{i_k}}$, (т.е."убивающего"зависимость от больших переменных $s_{i_1}\cdots s_{i_k}$) порождает в меллиновском образе простой полюс по сумме меллиновских параметров $(j_{i_1}+j_{i_2}+\dots+j_{i_k}-\delta_0^V)^{-1}$ в точке, равной масштабной размерности блока V, т.е. степени его однородности по импульсным переменным в области (5).

Это правило позволяет оценивать роль разных блоков. Чем больше размерность блока, тем к большей степени поведения по большей переменной приводит его масштабный режим. Если константа связи безразмерна, то масштабная размерность блока определяется только числом его внешних линий,

$$\delta_0^V = \frac{4-\ell_V}{2}\,, \tag{6a}$$

т.е. наиболее существенными оказываются блоки с наименьшим числом внешних линий.

На рис. 23–26 приведено несколько примеров различных процессов в разных областях и соответствующие им блоки.

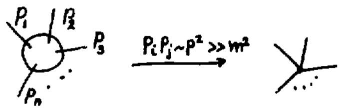


Рис. 23. "Процесс" в симметричной области.

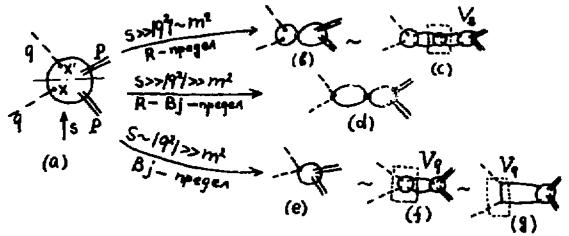


Рис. 24. Сечение глубоконеупругое рассеяние.

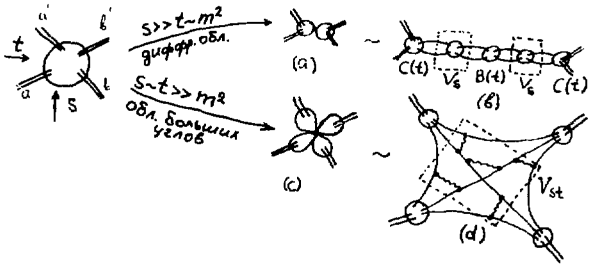


Рис. 25. Упругое рассеяние.

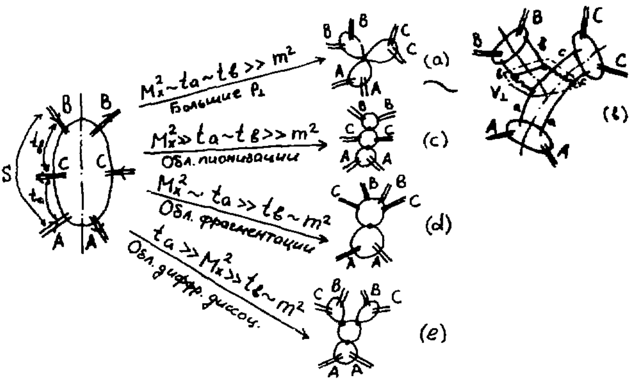


Рис. 26. Сечение инклюзивного процесса AB→CX.

Чем больше таких блоков K находится в масштабном режиме одновременно, тем выше порядок полюса. Этому соответствует появление степеней логарифма большой переменной, $T \sim s^{\delta_0^V}(\ln s)^{K-1}$.

III. Однако в масштабном режиме одновременно могут находиться только те блоки, которые либо целиком содержатся один в другом, либо вообще не имеют общих линий.

Как уже говорилось, эти правила справедливы для любой сходящейся диаграммы и можно было бы считать, что они справедливы и для суммы таких диаграмм. Однако расходящиеся части (вершинные и собственно-энергетические) приводят к дополнительным логарифмам большой переменной, т.е. к повышению порядка полюса. Можно доказать, что за это повышение порядка ответственны лишь расходимости внутри блока, находящегося в масштабном режиме. Это дает возможность использовать для суммирования таких логарифмов метод р.г. Оно приводит к тому, что $s^{\delta_0^V} \tau^V(g^2, s_i/s)$ от вклада сжатого блока V заменяется в случае м.и. (4а) на

$$s^{\delta^V} \tau^V(\gamma(s), s_i/s), \quad \text{где} \tag{7}$$

$$\varepsilon^V = \delta_0^V - \frac{1}{2}\left(f_V \varepsilon_f + b_V \varepsilon_b\right), \tag{8б}$$

а $\varepsilon_f(g_c^2)$ и $\varepsilon_b(g_c^2)$ т.н. аномальные размерности фермионных и бозонных полей, f_V, b_V – число фермионных и бозонных внешних линий блока V, $f_V + b_V = \ell_V$. (В случае а.с. (4б) $s^{\varepsilon(g_c^2)}$ в (7) заменяется на $(1 + c g^2 \ln s/m)^{\frac{\varepsilon(g^2)}{c g^2}}$).

Таким образом, учёт расходимостей изменяет в вышеизложенных правилах лишь характер особенности: в случае м.и. сдвигает полюс от V на величину аномальных размерностей внешних линий и заменяет g^2 в сжатых блоках на $\gamma \to g_c^2$ (в случае а.с. – превращает полюс в существенную особенность).

Безусловно, такой подход проигрывает в наглядности по сравнению,например,с партонной моделью.Зато здесь мы более уверены в непротиворечивости с основными принципами теории,лучше понимаем, что такое партон(поле вне массовой поверхности).а самое главное - понимаем ограниченность партонной модели,связанную с тем,что совершенно выключить взаимодействие спинорных партонов,без нарушения какого-то из основных принципов,невозможно.Партонная модель в нашей схеме возникает как приближение не слишком больших импульсов, как предасимптотика, где инвариантный заряд уже мал, а логарифм большой переменной ещё недостаточно велик:

$$\boxed{\gamma(s)\ln s \ll 1}\,. \tag{8}$$

В этом случае мы можем ограничиться сжатием только одного, самого младшего по g^2 блока, так как сжатие следующего блока, хотя и дает дополнительный $\ln s$, но включает, по крайней мере, одну степень $\gamma(s)$.

Кроме того, наша схема позволяет увидеть отсутствие партонного приближения для малых $p_\perp$,но высоких энергий и понять причину появления реджиевской картины в этой области. Эти вопросы, однако, выходят за рамки темы доклада.

Перейдем теперь к приложению указанной техники.

III а. Глубоконеупругое рассеяние.

В бьёркеновском пределе (рис.24-с) ведущая сингулярность определена блоком V_q с четырьмя внешними линиями. В пределе $\gamma(Q^2)\ln Q^2 \ll 1$ (рис. 27) $\delta^{\nu} = -\varepsilon_q \approx 0$ $\left(\varepsilon_q \sim g_0^2 \ll 1\right)$ и мы получаем скейлинговое поведение для νW_2 и $M W_1$.

С ростом Q^2 и выходом за область (8) появляется необходимость суммирования полюсов от всевозможных блоков V_q . Это суммирование легко выполняется[15], если в качестве больших переменных выбрать Q^2 и $s' = s + Q^2$. Оно приводит к известному правилу сумм[20]

$$B_j(Q^2) = \int \frac{d\omega'}{(\omega')^{j+1}} \left(\nu W_2(Q^2,\omega')\right) = \left(Q^2\right)^{\upsilon(j)-\varepsilon} K(j), \qquad (9)$$

где множитель $(Q)^{\upsilon-\varepsilon}$ нарушает автомодельность, однако, если величина g_c^2 достаточно мала, то $\upsilon(j), \varepsilon \sim g_c^2 \ll 1$ и это нарушение мало. (В случае а.с. $(Q^2)^{\upsilon(j)-\varepsilon}$ заменяется на $\left(\gamma(Q^2)\right)^{A(g^2)}$, нарушение оказывается логарифмическим, а величина его зависит от ренормированной константы g^2).

Из общих соображений следует также, что $\upsilon(1)=0$ и $\upsilon(j) \to \varepsilon$ при $j \to \infty$, т.е. $B_1 \simeq const$ и $B_{j>1}(Q^2)$ должно убывать.
На рис. 27 представлены экспериментальные данные для B_1 и B_7. Видно, что в той области, где B_1 постоянно, B_7 убывает, хотя данные не противоречат и выходу B_7 на $const$ при бóльших значениях Q^2

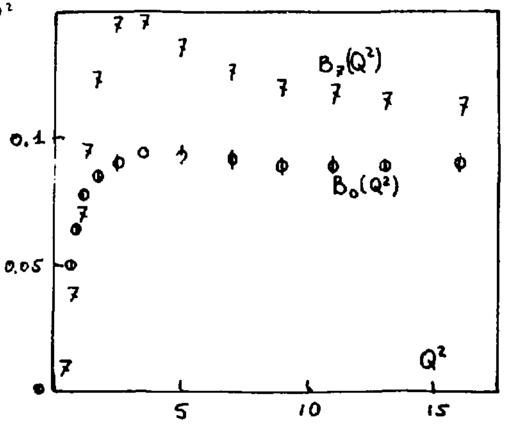


Рис. 27.

Ш б. Рассеяние на большие углы (рис. 25 c).

Нетрудно убедиться, что наиболее существенными будут блоки V_{st} с числом внешних линий, равным числу кварков, составляющих все входящие и выходящие частицы, т.е. $\delta^V = \frac{1}{2}\left[4 - \sum n_i(1+\varepsilon_i)\right]$. В предсимптотической области (9) можно ограничиться блоком V_{st} наинизшего порядка (типа рис. 25 d), что немедленно приводит к результатам, близким к кварковому счету[43/x)]:

$$d\sigma/dt = t^{-N_{экс}}(\gamma(t))^{N_{экс}} f(s/t). \qquad (10)$$

В области $\gamma(t)\ln t \geq 1$ мы должны суммировать по всем возможным сжатым блокам V_{st}. По всей вероятности, это приведет к точке сгущения полюсов при $\delta^V = -\frac{1}{2}\Sigma\varepsilon_i$, т.е. к $N_{экс} = (1+\varepsilon_i(\gamma))\Sigma n_i - 2$ (с точностью до логарифмического множителя). Однако суммирование этих полюсов пока ещё не выполнено.

Интересно также, дают ли диаграммы типа 25d правила поведения по $\cos\theta$, предложенные в работе[21].

Кстати, отсюда ясно, почему о составной природе нуклонов свидетельствует только сравнение данных по глубоко-неупругому и упругому рассеянию. Действительно, для элементарного нуклона $\delta^V = -\varepsilon_N$ и большая величина аномальной размерности $\varepsilon_N \approx 2$ могла бы обеспечить нужную степень убывания $d\sigma/dt$ и $F_N(t)$. Однако эта же большая величина ε_N в показателе $\gamma(t) - \varepsilon_N$ правой части (9) привела бы к полному разрушению бьеркеновского скейлинга.

III в. Для инклюзивного процесса с большим $p_\perp$ наименьшее число внешних концов сжатого подграфа $V_\perp$ равно шести (см. рис. 26 в). В области $\gamma(p_\perp)\ln p_\perp^2 \ll 1$ это предсказывает поведение

---

x) Для получения этих степеней необходимо пион считать членом траектории Редже в аксиальной или тензорной амплитуде рассеяния двух кварков. Однако здесь мы встречаемся с трудностью, связанной с тем, что вычет траектории оказывается пропорциональным $\alpha_\pi(t)$ и "убивает" связанное состояние с нулевым спином (если масса протонного кварка равна массе нейтронного). Траектория же в псевдоскалярной части приводит к уменьшению степени $d\sigma/dt$ на единицу для каждого пионного конца.

$$E_c \frac{d^3\sigma}{d^3 P_c} \approx \frac{1}{P_\perp^4} \left(\gamma(P_\perp^2)\right)^2 f\left(\frac{2P_\perp}{\sqrt{s}}, \theta\right) \qquad (II)$$

независимо от природы частицы C (адрон, лептон, γ- квант), т.е. такое же, как и в партонной модели. Однако здесь же появляется и существенное отличие от партонной модели. Унитарный разрез диаграммы 26 в дает вместо рис. 9 картину, представленную на рис.28.

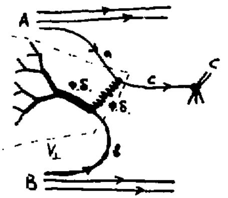


Рис. 28.

где частица C ("партон") имеет большую поперечную быстроту и небольшую виртуальную массу и, следовательно, порождает небольшое число частиц с большими $P_\perp$, а частица d – наоборот – большую виртуальную массу ("файербол") P^2 и небольшую (поперечную) быстроту. Распад такой частицы на реальные адроны происходит каскадным образом/20,22/, множественность растёт, как $(P^2)^\alpha$. Таким образом, естественно возникает несимметрия второй и третьей компонент и большие корреляции. Что же касается величины степени N в (2а), то, как мы видели (рис.10), эксперимент указывает только на стремление степени к $N=2$. Здесь, по-видимому, сказывается конкуренция механизмов типа рис. 28, но неэлементарными партонами , a , b , c (дикварки, мезоны и др.). Заметим, что определяемая такими процессами степень, в отличие от партонной (2б) , оказывается равной

$$N = n_a + n_b + n_c - 1 .$$

Впрочем, как и в партонной модели, причина подавления степени $N=2$ неясна. Более того, ситуация кажется противоречивой.

Если дикварки или мезоны играют здесь столь большую роль, то почему они не проявляются в глубоко-неупругом рассеянии, где они должны были бы приводить к серьезному нарушению скейлинга ?

Остановимся, наконец, на поведении функции $f(x_\perp)$ в (11). В области $x_\perp \to 0$ наряду со сжатиями (рис.26а) становятся существенными также сжатия (рис.26с), которые приводят к двухреджионной картине поведения по $x_\perp$ (рис. 29)

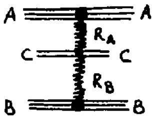


Рис. 29.

$$f(x_\perp) \simeq \sum C_{R_A R_B} (x_\perp)^{2-\alpha_{R_A}(0)-\alpha_{R_B}(0)} \approx \mathrm{const} + A x_\perp^{-1/2} .$$

Предел же $x_\perp \to 1$ означает область малых потерянных масс и должен иметь место гладкий переход к поведению эксклюзивного процесса [23] $A+B \to C+(D+E+\dots)$, т.е.

$$\int^{M^2} dM \frac{d\sigma}{dt\,dM}(A+B\to C+\dots) \sim (t)^{2-n_A-n_B-n_C-n_X} f(\theta) ,$$

где n_X - минимальное число кварков в "потерянной массе" (число "пассивных" кварков). Вследствие этого

$$f(x_\perp) \sim (1-x_\perp)^F ,$$

$$F = (n_A-n_a)+(n_B-n_b)+(n_C-n_c)+n_X-2 .$$

Отсюда нетрудно получить поведение относительных выходов разных частиц в pp-соударении при $x \sim 1$:

$$\frac{K^+}{\pi^+} \to \mathrm{const},\ \frac{K^-}{\pi^-} \sim (1-x_\perp)^2,\ \frac{p}{\pi^+} \sim (1-x_\perp)^2,\ \frac{\bar{p}}{\pi^-}(1-x_\perp)^4,\ \frac{\mu}{\pi} \sim x^2(1-x_\perp) ,$$

которые качественно отражают экспериментальную ситуацию (рис. II, I2).

При выходе за область $\gamma(p_\perp^2)\ln p_\perp^2 \ll 1$ вместо (II) возникает интегральное правило сумм типа (9), но с двойным интегрированием по $\frac{s}{t_A}$ и $\frac{s}{t_B}$.

IУ. Заключение

Таким образом, полевая теория партонов дает возможность объединить различные феноменологические картины: реджелогию в области малых $p_\perp$, партонологию в области больших $p_\perp$, но $\gamma(p_\perp^2)\ln p_\perp^2 \ll 1$ и предсказывает отклонение от этих результатов при дальнейшем росте $p_\perp$.

Но в таком полевом подходе есть одна трудность. При сопоставлении с экспериментом мы предполагаем , что что истинная асимптотика процессов определяется областью малых расстояний. В теории возмущений,однако, появляется ещё один источник, связанный со взаимодействием на больших расстояниях, который может давать асимптотику,в некоторых случаях даже превосходящую асимптотику от области малых расстояний. Это так называемый "пинчевые сингулярности" (один из примеров - механизм Ландсхоффа[2]).

Можно, однако, привести аргументы в пользу того, что их роль по какой-то причине оказывается небольшой:

а)для глубоконеупругого рассеяния и электромагнитных формфакторов можно доказать, что таких сингулярностей нет, однако, поведение как формфакторов, так и сечений рассеяния на большие углы, где пинчевые сингулярности работают, одинаково хорошо описываются правилами кваркового счета;

б) в области дифракционного рассеяния пинчевые сингулярности дают вклад только в положительную сигнатуру[24]. Поэтому экспериментальный факт сигнатурного вырождения также говорит против заметной роли этиих сингулярностей. Интересно было бы понять,какие причины приводят к такому подавлению.

Самый больной вопрос – это природа кварков. Если это частицы с дробными квантовыми числами, то почему они не могут вылетать? Большая масса их, по-видимому, противоречила бы столь раннему скейлингу $Q^2 \propto 1 \div 2$ Гэ^2.

Попытки же заключить кварки в "асимптотической тюрьме" тоже кажутся неудовлетворительными по следующим причинам:

а) Мы хотим, чтобы на малых расстояниях кварки были бы почти свободны, т.е. чтобы кварковый пропагатор $\Delta_q(p^2)$ при больших p^2 вёл себя как $(p^2)^{-1}$. В то же время мы хотим запретить выход как свободных кварков, так и любых состояний с дробными зарядами, т.е. $\mathrm{Im}\, \Delta_q(p^2) \equiv 0$. Эти требования, по-видимому, противоречат локальности.

б) По этой причине $(\mathrm{Im}\, \Delta_q \equiv 0)$ диаграммы типа рис. 24 выпадают из глубоко-неупругого рассеяния и главными оказываются диаграммы с заряженными глюонами типа рис. 30. Однако σ_S/σ_T для таких диаграмм оказывается большим, что противоречит эксперименту $(\sigma_S/\sigma_T \approx 0{,}18)$. Возможно, положение могли бы спасти векторные глюоны, но они, по-видимому, совершенно портят инклюзивные процессы с большим $P_\perp$ из-за диаграммы типа рис. 31. Таким образом, понять ранний бьеркеновский скейлинг без рождения кварков

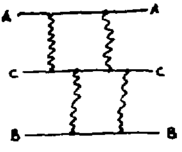


Рис. 31.

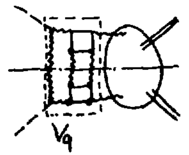


Рис. 30.

или развала их на неблюдаемые частицы оказывается затруднительно.

Одним из выходов могли бы быть целозарядные кварки-партоны. (Их же подсказывает и величина R рис. 6).

Наконец, несколько слов о различии м.и. и а.с.. Как мы видели, экспериментальные данные пока не позволяют провести четкое различие между этими возможностями - слабое степенное отклонение от законов целых чисел трудно отличить от логарифмического пока $c g^2 \ln p^2 \ll 1$ (см. (4а)). В этом отношении мы ожидаем крайне интересных результатов по измерению глубоко-неупругого μp-рассеяния с большими Q^2.

Неожиданный свет на эту проблему проливает малая ширина недавно открытого ψ - резонанса. Наиболее вероятно, что он сделан из "зачарованных" кварков $(p', \bar{p}')$, подобно тому, как φ-мезон из $(\lambda, \bar{\lambda})$. Поскольку квантовые числа этих резонансов одинаковы, интересно сравнить 3π - каналы распада этих мезонов. Дело в том, что для отношения ширин этих распадов р.г. дает[25]

$$\frac{\Gamma_{\psi-3\pi}}{\Gamma_{\varphi-3\pi}} = \frac{M_\psi}{M_\varphi}\,\frac{\chi(m_\pi^2/M_\psi^2,\ \gamma(M_\psi^2, g^2))}{\chi(m_\pi^2/M_\varphi^2,\ g^2)} \approx \frac{M_\psi}{M_\varphi}\,\frac{\xi(\gamma(M_\psi^2), g^2)}{\xi(g^2)},$$

где $g^2 = \gamma(M_\varphi, g^2)$ и предполагается существование предела отношения при $m_\pi^2 \to 0$. Видно, что относительное подавление распада ψ -мезона происходит из-за уменьшения инвариантного заряда с ростом массы резонансов. Если по аналогии с электродинамикой допустить, что аннигиляция $p'\bar{p}'$ (и $\lambda\bar{\lambda}$) идет через 3-глюонный механизм[26] (рис. 32), то $\xi(\gamma) \sim \gamma^6$. По последним данным[27],

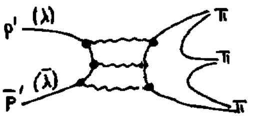


Рис. 32.

$\Gamma_{\psi 3\pi} \approx$ 6 кэВ, а $\Gamma_{\varphi 3\pi} \approx 620$ кэВ. Чтобы обеспечить это подавлечие в 100 раз механизмом а.с., величина cg^2 в (4а) должна быть 0,74. Столь большая величина cg^2 немедленно приводит к противоречию с экспериментом, который лучше всего видно на примере упругого рассеяния (рис. 3). Такого противоречия не возникает в механизме м.и. (4б). Значения $g_c^2/g^2 \approx 0{,}3$, и $\varkappa \approx 1{,}3$ обеспечивают как нужное подавление $\psi \to 5\pi$, так и ранний выход на масштабный режим при $p_\perp^2 \approx 1{,}5 \div 2{,}5$. Эти же величины приводят к $\Gamma_{\psi'(3700)\to 3\pi} \approx 2{,}5$ кэВ, что недалеко от экспериментальной границы [27] ($\Gamma_{\psi'\to\pi^+\pi^-} < 2{,}7$ кэВ).

Литература

1. F.Halzen, "Total Cross-Sections and High $p_\perp$ - Phenomena Above ISR Energies", Univ. of Wisconsin prepr. 1974.
2. P.V.Landshoff. Proc. of London Conf. 1974, p.V-57.
3. R.E. Taylor. Proc. of Palermo Conf. 1975.
4. V.A. Matveev, R.M.Muradjan, A.N.Tavkhelidze N.C. Lett., 7, 719 (1973).
5. P.V.Landshoff et al. Cambridge prepr. DAMTP 75/13, 1975.
6. F.J.Gilman. Proc. of London Conf., 1974 p. IV-149.
7. G.Feldman. Proc. of Palermo Conf., 1975.
8. J.H.Christenson et al. Phys. Rev. D8, 2016 (1973).
9. P.Darriulat. Proc. of Palermo Conf. 1975.
10. Е.М. Левин, Н.Г. Рыскин. Материалы X зимней школы ЛИЯФ, Ленинград, 1975, стр. 46.
11. Pope. Proc. of Palermo Conf. 1975.
12. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. "Теория квантованных полей". М., Наука, 1973.
13. Д.И. Блохинцев, А.В. Ефремов, Д.В. Ширков. Известие ВУЗ'ов № 12, стр. 23 (1974).(См.также препринт ОИЯИ Е2-8027, Дубна, 1975).
14. A.V.Efremov. Prepr. JINR, E2-6612 (1972). I.F.Ginzburg, N.C.Lett. 7, 155 (1973).

15. A.V.Efremov,I.F.Ginzburg. For'schr. der Physik, 22, 575 (1974). (Обзор).

16. K.Wilson. Phys. Rev. 179. 1499 (1969).

17. S.D. Ellis. Proc. of London Conf. 1974, p. IV-20.

18. И.Ф. Гинзбург и др. Материалы международного совещания по аналитическим свойствам. Серпухов, 1969, СТФ 69-101.
В.М. Буднев и др. ТМФ, 6, 55 (1971).

19. А.В. Ефремов. О.И. Завьялов. Материалы конференции по физике элементарных частиц, Дубна, 1964, стр. 360.Атомиздат,М.,1966.
О.И. Завьялов. ЖЭТФ, 47, (1964), 1099.
О.И. Завьялов, Б.М. Степанов ЯФ, 1, 922 (1965).
И.Ф. Гинзбург, Я.Ф.,9,451, 9 , 868 (1969).

20. А.М. Поляков. ЖЭТФ, 59, 542 (1970).

21. V.A. Matveev,R.M.Muradjan, A.N. Tavkhelidze JINR -preprint E2-8048,1974.

22. А.М. Поляков. ЖЭТФ, 60, 1572 (1971).

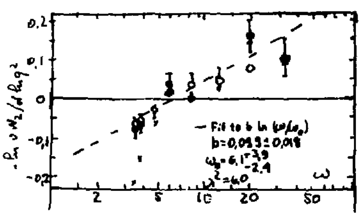
23. R.Blankenbekler,S.Brodsky, J.Ginron Phys. Rev. 1975, (in print).

24. И.Ф. Гинзбург, В.Г. Сербо. ЯФ, 9, 868, (1969).

25. А.В. Ефремов. Препринт ОИЯИ Р2-8647.

26. A De Rujula, S.L.Glashow, P.R. Lett., 34, 46, (1975).

27. V.Luth. Proc. of Palermo Conf., 1975.



<u>Замечание при корректуре:</u>

В недавней статье C. Hand e.a.(MSU-CSL-25) получены более определенные свидетельства о нарушении скейлинга в 2.-и. μp – рассеянии, которое говорит либо о м.и., либо об а.с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ АНТИПРОТОНОВ НА ПРОТОНАХ ПРИ ИМПУЛЬСАХ 13 И 40 ГЭВ/С.

В.Н.Голотов, Л.М.Васильев, М.И.Грачев, В. .Исаков,
Д.Б.Какауридзе, В.Е.Постоев, А.Д.Прокошкин, С.А.Садовский,
В.А.Сенько, А.В.Старцев, Г.В.Хаустов.

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящей работе исследовалась реакция перезарядки анти-протонов на протонах

$$\bar{p} + p \longrightarrow \bar{n} + n \qquad (1)$$

при импульсах антипротонов Р = 13 и 40 Гэв/с. Изучение этой реакции при высоких энергиях представляет большой интерес в связи с обнаружением узкого пика в дифференциальных сечениях под малыми углами /1–4/.

Эксперимент был выполнен на пучке отрицательных частиц, выведенных из ускорителя ИФВЭ на 70 ГэВ /5/. Схема опыта представлена на рис.1 (аппаратура была частично описана ранее /4,6,7/). Охранная система счетчиков, окружающая жидководородную мишень, эффективно подавляла регистрацию процессов неупругого рассеяния антипротонов с образованием $\bar{n}N\pi^o$, $\bar{N}\pi^o$, $\bar{\Lambda}^o$ Λ^o, $\bar{K}^oK^o$ и др.

Антинейтроны, образующиеся в реакции (1), регистрировались искровым спектрометром SC_2, расположенным на расстоянии от 6 до 12 м от жидководородной мишени. Это расстояние менялось с ростом импульса антипротонов. Искровой спектрометр состоял из 16 искровых широкозазорных камер размерами 50 х 50 х 4 $см^2$, прослоенных железными пластинами. Между двумя первыми искровыми камерами вещество не вводилось. Искровой спектрометр представлял собой детектор, эффективно регистрирующий адроны высокой энергии по характерным "звездам", образованным в железных пластинах (3,5 длины ядерного взаимодействия). Одновременно детектор мог регистрировать электромагнитные ливни от высокоэнергичных γ-квантов от распада π^0 - мезонов, для которых железные пластины камер SC_2 служили конверторами (25 рад.ед.).

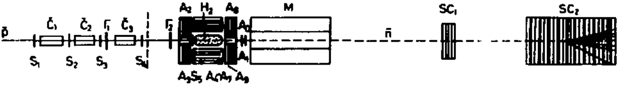


Рис. 1

Схема эксперимента: S_1 - S_5 - сцинтилляционные и $\check{C}_1$ - $\check{C}_3$- газовые пороговые черенковские счетчики, выделяющие пучок антипротонов; A_0 - A_9 - охранная система счетчиков; H_2 - жидководородная мишень; M - магнит, отклоняющий заряженные частицы; Γ_1 и Γ_2 - годоскопы из сцинтилляционных счетчиков для определения координат антипротонов; SC_1 - широкозазорные искровые камеры размерами 30 x 30 x 4 см^3; SC_2 - искровой спектрометр - детектор адронов и γ- квантов. Жирными линиями в счетчиках A_i показаны свинцовые конверторы, а в детекторе SC_2 - железные. Часть установки слева от пунктирной линии изображена в сжатом масштабе.

Для проверки метода идентификации реакции перезарядки (1) было проведено экспериментальное сравнение сечений перезарядки

$K^-p \longrightarrow \bar{K}^0 n$, измеряемых двумя способами регистрации нейтральных каонов: по "звездам", образованным K^0_L - мезонами [4] (так же, как и антипротонами) и по парам пионов от распада K^0_S - мезонов [7,8], регистрируемых искровыми камерами SC_1 и SC_2.

При определении величин сечений реакции перезарядки антипротонов $\sigma(\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n)$ в полученные экспериментальные данные были внесены небольшие поправки, учитывающие эффективность регистрации звезд, поглощение антинейтронов в веществе между мишенью и искровыми камерами SC_2, регистрацию нейтронов отдачи охранной системой $A_3 - A_6$ [6], вклад неупругих процессов и др.

Полученные сечения $\sigma(\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n)$ представлены на рис.2 совместно с данными при меньших энергиях [1-4].

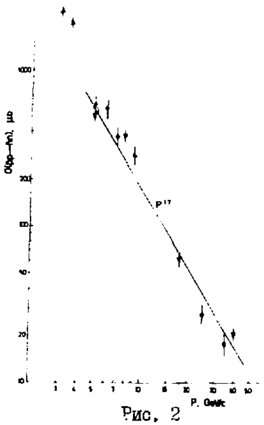


Рис. 2

Сечения перезарядки антипротонов. ▲ - данные настоящей работы, △ - данные [1], ○ - данные [2], ▽ - данные [3], ● - данные [4].

Энергетическая зависимость сечения реакции (1) в области импульсов $3 \le P \le 40$ ГэВ/с описывается степенной функцией

$$\sigma(\bar{p}p \to \bar{n}n) = (9 \pm 1)\, P^{-(1,7 \pm 0,1)} \text{ мбн}. \qquad (2)$$

Здесь $P_0 = 1$ ГэВ/с, $s_0 = 1$ ГэВ^2. Таким образом, в области высоких энергий сечение перезарядки антипротонов продолжает столь же быстро падать, как и при низких энергиях.

Дифференциальные сечения перезарядки (I) при P = 40 ГэВ/с приведены на рис. 3.

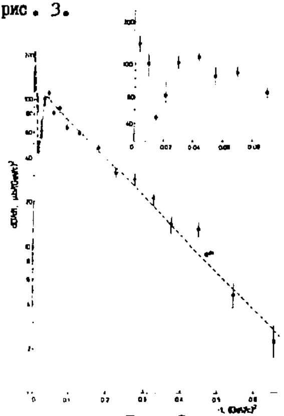


Рис. 3

Дифференциальные сечения перезарядки (I) при импульсе 40 ГэВ/с. Разрешение установки по t было лучше 10^{-3} (ГэВ/с)^2 при $t \sim 0$. С ростом погрешность увеличивалась: $\Delta t = 0,04\sqrt{t}(t$-(ГэВ/с)^2).

Как видно из рис. 3, в области переданных импульсов $0 \le t \le 0,02$ (ГэВ/с)^2 в дифференциальных сечениях четко проявляется узкий пик, аналогичный наблюдающемуся при малых энергиях /I-4/.

После небольшого возрастания к $-t \simeq 0,03$ (ГэВ/с)^2 дифференциальное сечение уменьшается экспоненциально ($\sim e^{bt}$) с показателем $b \simeq 6$ (ГэВ/с)$^{-2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Atwood, B.Barish, H.W.Nicholson et al. Phys.Rev., D2, 2519 (1970).
2. W.Beush, E.Polgar, D.Websdate et al. XV Intern. Conf. on High Energy Phys. Kiev (1970).
3. R.E.Mishke, P.F.Shepard, T.J.Devlin. Phys.Rev.Lett., 23, 542 (1969);
   E.L.Miller, M.Elfied, N.W.Reay et al. Phys.Rev.Lett., 26, 984 (1971);
   J.Engler, K.Horn, F.Monnig et al. Phys.Lett., 34B, 528 (1971);
   J.G.Lee, A.Harckham, M.Letheren et al. Nucl.Phys. B52, 292 (1973).
4. В.Н.Болотов, В.В.Исаков, Д.Б.Какауридзе. Препринт ИФВЭ 73-58; Серпухов (1973); ЯФ, 20, 1974; Nucl.Phys. B85, 158 (1975).
5. М.И.Грачев, К.И.Губриенко, Е.В.Еременко и др. Препринт ИФВЭ 70-98, Серпухов (1970); Ф.Бинон, С.П.Денисов, П.Дютейль и др. Препринт ИФВЭ 69-78, Серпухов (1969); ЯФ, 11, 636 (1970); Phys. Lett., 30B, 506 (1969).
6. В.Н.Болотов, В.В.Исаков, Д.Б.Какауридзе, В.А.Качанов, В.М.Кутьин, Ю.Д.Прокошкин, Е.А.Развуваев, В.Г.Рыбаков, В.К.Семенов, В.А.Сенько. Nucl.Phys., B73, 365 (1974).
7. В.Н.Болотов, В.В.Исаков, Д.Б.Какауридзе и др. Препринт ИФВЭ 73-53, Серпухов (1973); ЯФ, 18, 1061 (1973).
8. Н.Д.Горина, Ю.Д.Прокошкин. Препринт ИФВЭ 71-84, Серпухов (1971).

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ $K^0\pi^+$ И $K^0\pi^-$ – КОРРЕЛЯЦИИ В БЫСТРОТАХ В K^+p – ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 8,2 И 16 ГЭВ/С И ИХ СВЯЗЬ С ОБРАЗОВАНИЕМ $K^*(892)$-РЕЗОНАНСА

Л.В.Вихлянцева, Л.Н.Гердюков, С.А.Гуменюк, О.Г.Чикилев, П.В.Шляпников

Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР

И.Гольдшмид-Клермон, А.Грант, В.Данвуди, Дж.Туоминиеми, Г.Чиапетти

ЦЕРН, Женева, Швейцария

Д.Ваткинс, Дж.Кинсон, К.М.Стор
Физическое отделение, Бирмингамский университет, Великобритания

Ф.Вербер, М.Джобс
Институт физики высоких энергий, Брюссель, Бельгия

Р.Виндмолдерс, В.П.Генри, Ф.Грар, Ф.Херке
Факультет естественных наук, Государственный университет, Монс, Бельгия

В последние несколько лет получено большое количество данных о двухчастичных корреляциях в экспериментах на ускорителях в Серпухове, Батавии, на накопительных кольцах ЦЕРНа и в других лабораториях при меньших энергиях (см.обзор/1/). Однако последние результаты по исследованию корреляций быстрот в полуинклюзивных реакциях, полученные в Серпухове/2/ и ФНАЛе/3/, предостерегают против простой интерпретации наблюдаемых короткодействующих корреляций, обычно рассматриваемых с точки зрения кластеризации. Эти последние результаты совместимы с практическим отсутствием корреляций между парами $\pi^-\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ в полуинклюзивных реакциях с единственным исключением для пар $\pi^+\pi^-$ в 4-лучевых событиях.

Простейшим источником короткодействующих корреляций является образование и последующий распад резонансов с небольшими массами. Если этот механизм, по крайней мере частично, ответственен за наблюдаемые положительные корреляции в пространстве быстрот, то такие корреляции должны существовать и для быстрых вторичных частиц и могут наблюдаться даже при сравнительно низких энергиях. Действительно, проблемы комбинаторики становятся достаточно серьезными при высоких энергиях особенно для резонансов, распадающихся более чем на две частицы.

В настоящей работе представлены экспериментальные данные по бинарным инклюзивным реакциям:

$$K^+p \to K^\circ + \pi^+ + X, \tag{1}$$

$$K^+p \to K^\circ + \pi^- + X \tag{2}$$

при первичных импульсах 8,2 и 16 ГэВ/с. Проводится сравнение корреляционных функций по быстротам для $K^\circ\pi^\pm$ и $K^\circ\pi^-$- частиц во всей кинематической области и в области $K^*(892)$-резонанса. Эксперименты выполнены на 2-метровой водородной камере ЦЕРНа, облученной в ВЧ-сепарированных K^+- пучках. Детали экспериментов опубликованы в работе/4/.

Корреляционные функции R и C определяются обычным образом:

$$R(y_1,y_2) = \frac{\rho(y_1,y_2)}{\rho(y_1)\rho(y_2)} - 1 = \frac{C(y_1,y_2)}{\rho(y_1)\rho(y_2)}, \tag{3}$$

где

$$\rho(y_1,y_2)=\sigma_{inel}^{-1}d^2\sigma/dy_1dy_2,\ \rho(y_1)=\sigma_{inel}^{-1}d\sigma/dy_1 \text{ и } \sigma_{inel}=\sum_{n=2(4)}^{max}\sigma_n(K^\circ). \tag{4}$$

В (4)$\sigma_n(K^\circ)$ - сечение образования K°-мезона при множественности вторичных заряженных частиц n в рассматриваемом интервале эффективных масс $K^\circ\pi$-системы. Суммирование в (4) производится от n=2 для реакции (I) и от n=4 для реакции (2). Значения σ_{inel} представлены в таблице.

Т а б л и ц а

Значения нормировочного коэффициента σ_{inel} (4) и корреляционной функции R(0,0) (3) в центральной области для различных интервалов эффективных масс $K^\circ\pi^\pm$

	$P_{ЛАБ}$ Гэв/с	Все массы		K^* - исключен		K^*-полоса	
		a) $K^\circ\pi^+$	c) $K^\circ\pi^-$	b) $K^\circ\pi^+$	d) $K^\circ\pi^-$	e) $K^\circ\pi^+$	f) $K^\circ\pi^-$
σ_{inel}, мб	8,2	5,56±0,05	2,27±0,03	4,34±0,05	1,97±0,03	1,22±0,03	0,30±0,01
	16	6,19±0,06	3,72±0,05	5,01±0,05	3,18±0,05	1,10±0,02	0,49±0,02
R(0,0)	8,2	0,22±0,04	0,08±0,05	0,24±0,04	0,16±0,06	0,15±0,08	-0,05±0,13
	16	0,21±0,04	0,08±0,05	0,23±0,04	0,11±0,05	0,11±0,09	0,05±0,11

На рис.I приведены спектры эффективных масс $K^\circ\pi^+$- и $K^\circ\pi^-$-систем в реакциях (I) и (2) при 8,2 и I6 Гэв/с. Справа показаны распределения по эффективным массам $K^\circ\pi^+$ для данных при первичном импульсе I6 Гэв/с для нескольких интервалов быстрот K°-мезона в системе центра инерции. Характерной чертой спектров эффективных масс $K^\circ\pi^+$ является сильное образование резонанса $K^*(892)$.

Цель настоящей работы состоит в проверке того, чувствительна ли корреляционная функция $R(y_{K^\circ}, y_\pi)$ к присутствию этого резонанса или нет. Для этого $R(y_{K^\circ}, y_\pi)$ вычислялась для полного интервала эффективных масс $K^\circ\pi^+$, только для области резонанса $K^{*+}(892)$ и для всего интервала $K^\circ\pi^+$-масс, но за вычетом резонанса. Область резонанса $K^*(892)$ определялась как $0,85 < M(K^\circ\pi^\pm) < 0,93$ Гэв/c^2. Конечно,

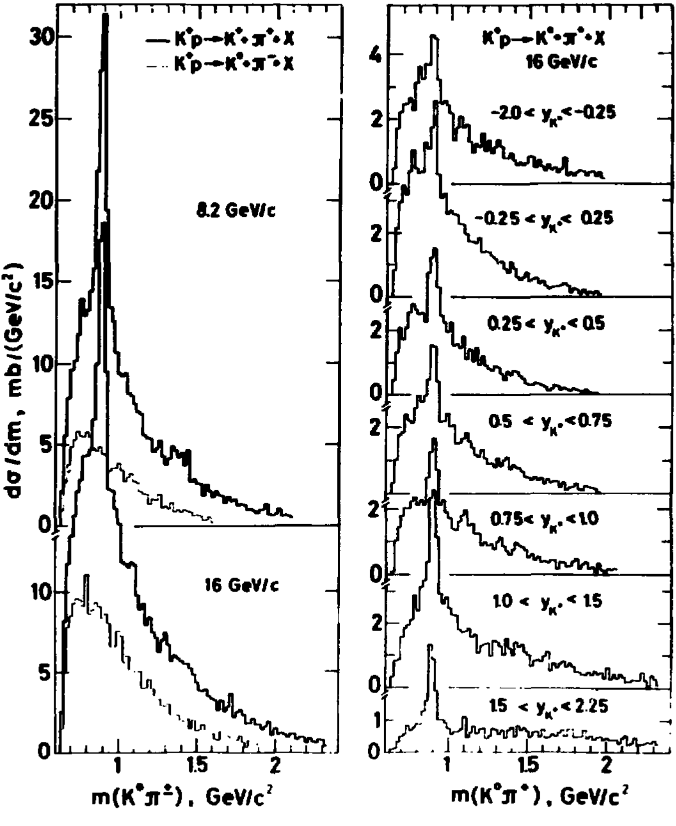


Рис. I. а) Распределения по эффективным массам $K^{\circ}\pi^{+}$ и $K^{\circ}\pi^{-}$ в реакциях (I) и (2) при 8,2 и 16 ГэВ/с. b) Распределения по эффективным массам $K^{\circ}\pi^{-}$ для реакции (I) при 16 ГэВ/с для нескольких интервалов быстрот K°-мезона в с.ц.м.

корреляционная функция в силу уже простой кинематики должна зависеть от выбора интервала эффективных масс $K^\circ\pi^+$. Поэтому для выделения динамики от чисто кинематических эффектов использовалось сравнение корреляционных функций $K^\circ\pi^+$ и $K^\circ\pi^-$.

Результаты представлены на рис.2. Корреляционные функции $R(y_{K^\circ},y_{\pi^+})$ и $R(y_{K^\circ},y_{\pi^-})$ показаны в виде зависимостей от быстрот y_{π^+} или y_{π^-} в с.ц.и., соответственно, для нескольких интервалов быстрот K°-мезона. Наиболее характерные особенности этих распределений таковы:

I. Практически совпадают формы и абсолютные значения корреляционных функций для данных при 8,2 и 16 ГэВ/с за исключением значений y_{K° и y_π, близких к экстремальным, что легко объясняется кинематикой.

2. Формы корреляционных функций для всего интервала масс $K^\circ\pi^+$, а также для области $K^*(892)$-резонанса отличны друг от друга. Но это отличие чисто кинематической природы, что легко видеть из сравнения рис. 2е) и f).

3. Наблюдаются сильные корреляции между K° и π^+ в центральной области (рис.2а)), хотя в этой области относительный вклад $K^*(892)$-резонанса минимален. Соответствующие корреляции между K° и π^- несколько ниже (рис.2с)) и не слишком отличаются от нулевых значений. Удивительно, что $R_{K^\circ\pi^+}(0,0)$ для области $K^*(892)$-резонанса (рис.2е)) неожиданно ниже, чем для всей области эффективных масс. Значения $R_{K^\circ\pi^-}(0,0)$ для области $K^*(892)$ совместимы с нулевыми. Значения корреляций в центральной области, вычисленные в интервалах быстрот $-0,5 < y_{\pi^\pm} < 0,5$, $-0,25 < y_{K^\circ} < 0.25$, приведены в таблице.

4. Не только форма, но и абсолютные значения корреляционных функций для $K^\circ\pi^+$ и $K^\circ\pi^-$ подобны в области эффективных масс $K^*(892)$. Это прежде всего удивительно для самых больших значений y_{K°,

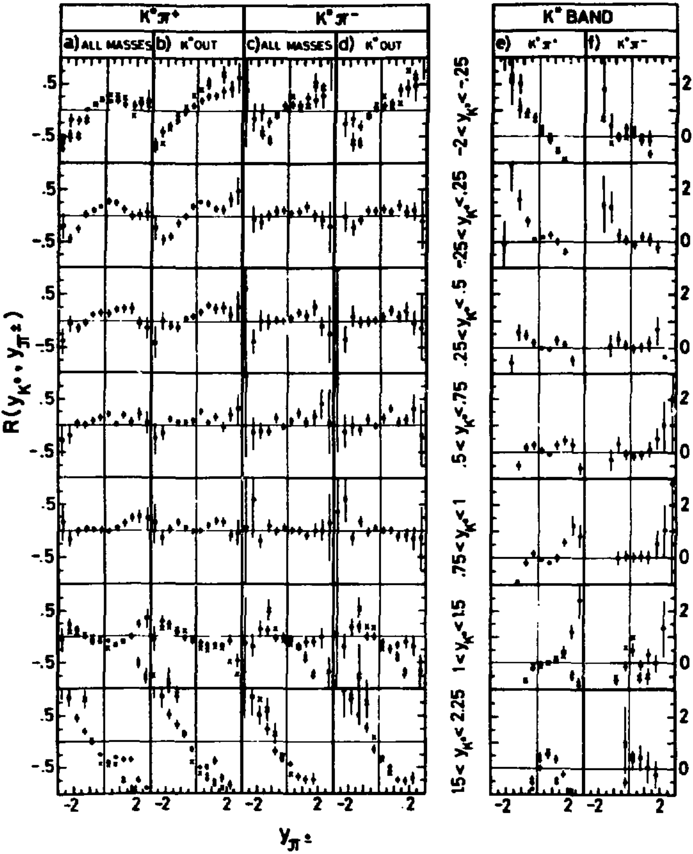


Рис. 2. Корреляционные функции $R(y_{K^{\circ}}, y_{\pi})$ в зависимости от быстрот $\pi^{\pm}$-мезонов в с.ц.и.; a),c)-для всех значений масс $K^{\circ}\pi^{\pm}$; b),d) -после удаления $K^{*}(892)$; e),f) -только для области $K^{*}(892)$. ● -данные при 16 ГэВ/с, × -данные при 8,2 ГэВ/с (показаны только в случаях, когда есть заметное отличие от данных при 16 ГэВ/с).

характеризуемых максимальным отношением $K^*(892)$-сигнала к фону (рис.1). Большие положительные значения R, наблюдаемые в тех случаях, когда одновременно y_{K^0} и $y_{\pi^\pm} > 0$ или y_{K^0} и $y_{\pi^\pm} < 0$, означают существование положительных корреляций. Однако это типичные дальнодействующие корреляции, возникающие в силу законов сохранения энергии и импульса.

Из сделанных выше наблюдений можно заключить, что сильное образование $K^*(892)$-резонанса в K^+p-взаимодействиях при 8,2 и 16 ГэВ/с имеет очень небольшое влияние на поведение двухчастичных $K^0\pi^+$-корреляций в быстротах. Остается сделать лишь следующее общее замечание. Конечно, измерение корреляций - главная задача физики. Образование резонансов или более общее явление кластеризации вторичных частиц должны приводить к положительным короткодействующим корреляциям. Однако другое дело - выбор орудия исследования таких корреляций, выбор метода экспериментального анализа для извлечения физического содержания из наблюдаемых корреляций в быстротах.

Результат этой работы делает сомнительным популярную интерпретацию наблюдаемых корреляций в быстротах как результат образования кластеров или, по крайней мере, количественную интерпретацию таких корреляций. Ограничения проведенного анализа также очевидны. Интервал быстрот, ассоциируемый со вторичными частицами от распада резонанса, не является малым по сравнению с полным интервалом быстрот порядка 4 при рассмотренных энергиях. Поэтому выделение короткодействующих эффектов на фоне дальнодействующих очень сложно и может быть лучше выполнено при более высоких энергиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Whitmore. Phys.Rep., 10, 274 (1974); F.T.Dao. FERMILAB-Conf.-74/98-EXP, 1974.

2. V.V.Babintsev et al. France-Soviet Union Collaboration, paper 459, presented at the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.

3. R.Singer et al. Phys.Lett., B49, 481(1974); W.Ko et al. Paper 437, presented at the XVII Inter.Conf. on High Energy Phys., London, 1974.

4. J.V.Beapre et al. Aachen-Berlin-CERN-London-Vienna and Brussels-CERN Collaborations, Nucl.Phys., B30, 381 (1970); P.V.Chliapnikov, O.Czyzewski, Y.Goldschmidt-Clermont, M.Jacob, P.Herquet. Nucl.Phys., B37, 336 (1972); W.Dunwoodie et al. CERN-Birmingham-Brussels-Mons-Paris-Saclay Collaboration, CERN/D.Ph.II/PHYS. 74-40, 1974 (submitted to Nucl.Phys.).

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В PP-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 22,4 ГэВ/с

Э.Г.Боос, В.В.Самойлов, Ж.С.Такибаев, М.А.Ташимов, Т.Темиралиев.
Институт физики высоких энергий АН Каз.ССР, Алма-Ата, СССР.

Б.В.Батюня, И.В.Богуславский, Н.А.Буздавина, А.Валкарова, И.М.Граменицкий, З.Златанов, В.Г.Иванов, Р.Ледницки, Л.А.Тихонова.
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, СССР.

Б.В.Королев, Я.М.Селектор, В.Ф.Туров, В.Н.Шуляченко.
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, СССР.

Р.К.Дементьев, Е.М.Лейкин, А.Г.Павлова, Н.А.Пожидаева, В.И.Рудь.
Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета, Москва, СССР.

И.Паточка, А.Футо.
Институт экспериментальной физики Словацкой АН, Кошице, ЧССР.

Я.Жачек, Л.Роб, М.Сук.
Факультет физики и математики Карлова Университета, Прага, ЧССР.

Я.Бем, И.Геринек, В.Врба, П.Раймер, Я.Седлак, Я.Цвах, В.Шимак, И.Хила.
Физический институт Чехословацкой АН, Прага, ЧССР.

П.Вилланен, Х.Вилланен, С.Льюнг, Р.Орава, И.Эрванне.
Отдел ядерной физики Хельсинского Университета, Хельсинки, Финляндия.

В настоящей работе приводятся результаты по исследованию инклюзивных одночастичных спектров вторичных заряженных частиц в неупругих pp-взаимодействиях при импульсе 22,4 ГэВ/с.

Экспериментальный материал получен на установке "Людмила", облученной сепарированным пучком антипротонов на ускорителе ИФВЭ /1/. Детали просмотра и характеристики пучка опубликованы в работе /2/.

Для анализа использовалось 7179 событий всех топологий, среди которых было выделено 6113 неупругих взаимодействий. Для положительных и отрицательных вторичных частиц, а также для идентифицированных нуклонов и П-мезонов с импульсом $P_{лаб} < 1,5$ ГэВ/с были получены средние значения поперечных импульсов $\langle P_T \rangle$ и $\langle P_T^2 \rangle$. Эти данные вместе с результатами других экспериментов представлены в таблице I.

Таблица I

Средние характеристики поперечных импульсов

Частица	P_T ГэВ/с	P_T^2 ГэВ/с ^{2}
положительная	0,347 ± 0,003	0,169 ± 0,003
отрицательная	0,358 ± 0,003	0,179 ± 0,003
$П^+$	0,344 ± 0,003	0,168 ± 0,003
P	0,365 ± 0,006	0,172 ± 0,006
pp — $П^-$ + ... (102 ГэВ/с)	0,343 ± 0,010	0,170 ± 0,010
pp — $П^+$ + ... (205 ГэВ/с)	0,343 ± 0,010	0,166 ± 0,003

Распределение по P_T^2 приведено на рис.I вместе с данными по pp-взаимодействиям при разных энергиях /3,4/. Лучше всего наши данные согласуются с результатами pp-взаимодействий при 205 ГэВ/с.

Следует отметить, что значение $\langle P_T \rangle_p$ для $П^+$-мезонов, сопровождающихся идентифицированным протоном, меньше значения $\langle P_T \rangle$ для всех частиц $\langle P_T \rangle_p = 0,291 \pm 0,005$ ГэВ/с. Это значение совпадает с $\langle P_T \rangle$ для П-мезонов в неаннигиляционном канале $\bar{p}p$-взаимодействий при 12 ГэВ/с /5/.

Характерной чертой взаимодействий частиц при высоких энергиях

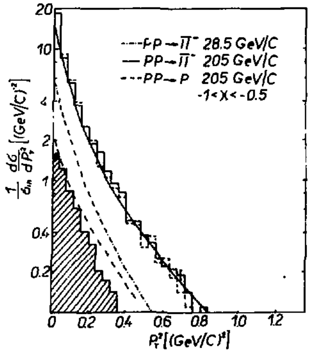


Рис.I. Распределения по квадрату поперечного импульса. Сплошная линия - для отрицательных заряженных частиц, пунктирная - для положительно заряженных частиц, заштрихованная гистограмма относится к идентифицированным протонам.

является наличие квазиупругого процесса фрагментации частиц пучка или мишени. Например, в реакции $pp \longrightarrow p + X$ в распределении по M_X^2 наблюдается пик в области малых M_X^2, отождествляемый с указанным процессом, сечение которого слабо зависит от энергии, а дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ подобно $d\sigma/dt$ упругого рассеяния /4/.

Аналогичный пик в M_X^2 обнаружен для канала $\bar{p}p \longrightarrow p + X$ в наших данных. Оценка сечения фрагментации антипротона для разных топологий проводилась на событиях с импульсом протона $P_{лаб}$ меньше 1,5 ГэВ/с при $M_X^2 < 10$ ГэВ^2.

В таблице II приведены наши данные вместе с результатами, полученными при 32 ГэВ/с /6/. Можно видеть, что сечение фрагментации антипротона при 22,4 и 32 ГэВ/с довольно сильно различаются.

Таблица II

Сечения фрагментации антипротона (мбн)

Число лучей	$\bar{p}p \to p + X$ ($M_X^2 < 10$ ГэВ^2) 22,4 ГэВ/с	32,I ГэВ/с
2	$2,52 \pm 0,13$	$1,8 \pm 0,2$
4	$2,02 \pm 0,11$	$1,1 \pm 0,2$
$\geqslant 6$	$0,31 \pm 0,04$	0
Все	$4,85 \pm 0,18$	$2,9 \pm 0,3$

Распределения по быстроте $y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + P_L^*}{E^* - P_L^*}$ показано на рис.2[*] вместе с данными, полученными при импульсе I4,75 ГэВ/с /7/. Распределение для π^+-мезонов (пунктирная линия) отражено вокруг точки $y^* = 0$. Данные при I4,75 ГэВ/с приводятся только для задней полусферы (распределения для π^+-мезонов также отражены вокруг $y^* = 0$). Можно видеть, что сечения в центральной области при I4,75 и 22,4 ГэВ/с примерно одинаковы.

Сравнение сечений различных процессов в области фрагментации мишени ($P_{лаб} = 0$) приведено на рис.3.

Резкое падение этого сечения в реакции $\bar{p}p \to \pi^- + \ldots$ в интервале импульсов от 4,5 до 22,4 ГэВ/с хорошо согласуются с результатами расчета, проведенного Хамблом /8/ в рамках мультипериферической схемы в предположении сильной энергетической зависимости сечения аннигиляции и большой множественности в аннигиляционном канале. Кресты на рис.3. соответствуют реакции $\bar{p}p \to \pi^- + \ldots$ при нормировке $\sigma_T^{\infty} = 39,8$ мбн.

---

[*] Всем частицам с $P_{лаб} > 1,5$ ГэВ/с присваивалась масса π-мезона.

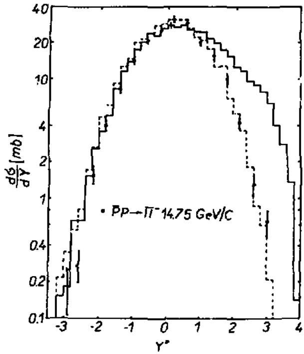


Рис.2. Распределения по быстроте в с.ц.и. для Π^--мезонов (сплошная линия) и Π^+-мезонов (пунктирная линия), распределение Π^+-мезонов отражено вокруг точки $y^* = 0$.

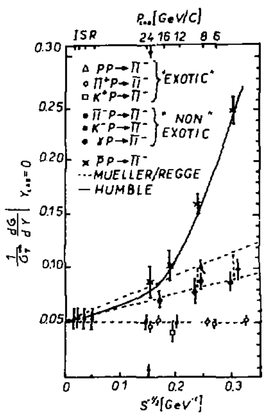


Рис.3. Зависимость сечения фрагментации мишени от $S^{-1/2}$.

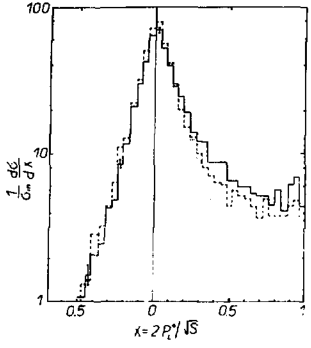


Рис.4. Распределение по λ для Π^--мезонов - сплошная линия, Π^+-мезонов - точечная линия и для всех положительных частиц - пунктирная линия. Последние два распределения отражены вокруг точки $X = 0$.

На рис.4 приводятся распределения по X для отрицательных и положительных частиц, а также для идентифицированных Π^+-мезонов. Последние два распределения отражены вокруг точки $X = 0$.

Из рисунка видно преобладание числа Π^--мезонов в передней полусфере над числом Π^--мезонов в задней полусфере при малых значениях λ. Для исследования этого эффекта X-распределение аппроксимировалось зависимостью $d\sigma/dx = Ae^{-b_\pm |x|}$ отдельно для передней и задней полусфер для разных интервалов P_T и λ. Значение величин b_+

с ростом интервала P_T меняется от 9,9 ± 0,4 до 7,9 ± 0,2 и b_- – от 13,4 ± 0,5 до 12,2 ± 0,2 (максимальные граничные значения P_T и X равны 0,4 и 0,32 ГэВ/с, соответственно). Отношение наклонов $R = b_-/b_+$ растет с увеличением интервалов по X и не зависит от обрезания по поперечному импульсу. Полученное значение R близко к $R \sim 1,5$, обнаруженному в мезон-нуклонных взаимодействиях /9,10/, где оно объясняется в рамках кварковой модели движением с.ц.и. сталкивающихся кварков мезона и нуклона (отношение импульсов мезонного и нуклонного кварков в общей с.ц.и. равно $P_q(M)/P_q(N) = 3/2$). Для объяснения же значения R в процессе $\bar{p}p \to \pi^- + \ldots$ в рамках этой модели необходимо предположить, что заметная доля сечения происходит от процесса кумулятивного взаимодействия двух кварков (дикварка) с налетающим квазисвободным кварком ($P_d/P_q = 2$). Следует, однако, отметить, что импульс 22,4 ГэВ/с скорее всего недостаточно велик для отождествления малых x с центральным взаимодействием кварков.

Отклонение величины R от 1 можно объяснить, например, и эффектом переноса заряда налетающей частицы в центральную область. В $\pi^- N$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с эффект сильного переноса заряда удалось описать в рамках мультипериферизма на языке однореджионных диаграмм Мюллера-Канчели /11/.

Литература.

1. В.Н.Алферов и др., препринт ИФВЭ ОП 74-53, Серпухов, 1974.
   В.Н.Алферов и др., препринт ИФВЭ ОП 74-54, Серпухов, 1974.
   К.И.Губриенко и др., препринт ИФВЭ ОП 74-55, Серпухов, 1974.
2. L.N.Abesalashvili et al., Phys.Lett., 52B, 236 (1974).
3. W.H.Sims et al., Nucl.Phys., B41, 317(1972).
4. J.Whitmore, Phys.Reports, 10C, N5 (1974).

5. D.Gall, to be published in the Proc. of the Int.Symp. on pp-Interactions, Loma-Koli, Finland, June 11-19, 1975.
6. F.Grard et al., Paper present. at the Int.Conf. on Element. Part, Palermo, 23-28, June, 1975.
7. F.T.Dao, J.Lach and J.Whitmore, Proc.Symp. on Antinucleon-Nucleon Interact., Liblice-Prague, 25-28 June, 1974, p.255, CERN 74-18, 1974.
8. S.Humble, CERN TH 1830, 1974.
9. J.W.Elbert et al., Phys.Rev., D3, 2042(1971).
10. O.Czyzewski, Rapporteur's talk given at the Colloqium on Multiparticle Dynamics, Helsinki, 1971.
11. Е.Н.Кладницкая и др. Препринт ОИЯИ, Д1-8859, Дубна, 1975.

О ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ СПЕКТРОВ π^0-МЕЗОНОВ ПО СПЕКТРАМ ГАММА-КВАНТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА СТАТИСТИЧЕСКОЙ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ

Я.Плюта, В.Пэрыт, З.Стругальский

Институт физики Варшавского технического университета

В некоторых вопросах физики высоких энергий и астрофизики важную роль играет задача восстановления спектров недетектируемых непосредственно первичных частиц, например π^0-мезонов, по известным спектрам вторичных частиц, например гамма-квантов.

Г.И. Копылов [1] и Р.Г. Гляссэр [2] в своих работах показали, как связаны спектры проекций импульсов π^0-мезонов на некоторую ось со спектрами проекции импульсов гамма-квантов, происходящих от распада π^0-мезонов, на ту же ось, а также, какие соотношения существуют между спектрами поперечных импульсов π^0-мезонов и спектрами проекций импульсов π^0-мезонов или гамма-квантов на некоторую поперечную ось.

Упомянутые выше соотношения можно выразить в виде интегральных уравнений Фредгольма I рода:

$$f(q_{\parallel}) = \int_a^b \varphi(p_{\parallel})(p_{\parallel}^2 + M_{\pi}^2)^{-1/2} dp, \qquad /1/$$

где M_{π} - масса π^0-мезона, $q_{\parallel}$ - продольный импульс гамма-кванта, $p_{\parallel}$ - продольный импульс π^0-мезона

$$a = q_{\parallel} - \frac{M_{\pi}^2}{4q_{\parallel}}, \quad b = \infty \qquad \text{для } q_{\parallel} > 0$$

$$a = -\infty, \quad b = q_{\parallel} - \frac{M_{\pi}^2}{4q_{\parallel}} \qquad \text{для } q_{\parallel} < 0$$

$$\varphi(p_x) = \frac{1}{\pi} \int_{|p_x|}^{\infty} \psi(p_{\perp})(p_{\perp}^2 - p_x^2)^{-1/2} dp_{\perp} \qquad /2/$$

$$f(q_x) = \frac{1}{\pi} \int\limits_{q_x - \frac{M_\pi^2}{4q_x}}^{\infty} \Psi(p_\perp)(p_\perp^2 + M_\pi^2)^{-1/2} F(k,\Theta) dp_\perp , \quad /3/$$

где $p_\perp$ -поперечный импульс П^0-мезона, p_x -проекция импульса П^0-мезона на поперечную ось, q_x- проекция импульса гамма-кванта на ось х, $\Psi(p_\perp)$-спектр поперечных импульсов П^0-мезонов, $F(k,\Theta)$-эллиптическая функция, $k = p_\perp (p_\perp^2 + M_\pi^2)^{-1/2}$, $\Theta = \arccos\left[\left(q_x - \frac{M_\pi^2}{4q_x}\right)p_\perp^{-1}\right]$.
Аналогичное уравнение существует для энергетических спектров:

$$h(E_\gamma) = \int\limits_{E_\gamma + \frac{M_\pi^2}{4E_\gamma}}^{\infty} \chi(E_{\pi^0})(E_{\pi^0}^2 - M_\pi^2)^{-1/2} dE_{\pi^0} . \quad /4/$$

Греческими буквами обозначены везде спектры П^0-мезонов; латинскими - спектры гамма-квантов.

Как известно, приведенные выше уравнения в принципе допускают прямое аналитическое решение, но искомые спектры $\varphi(p_{\parallel})$, $\Psi(p_{\parallel})$, $\chi(E_{\pi^0})$ можно получить путем дифференцирования экспериментально наблюдаемых соответствующих спектров гамма-квантов. Поскольку операция дифференцирования гистограмм некорректна, удобным и правильным способом решения обратных задач /1/ - /4/ является использование метода статистической регуляризации, разработанного группой В.Ф. Турчина/3/. Такой же метод применяли Н.С. Ангелов, В.Г. Гришин и Г.И. Копылов/4/ для восстановления спектра импульсов П^0-мезонов по спектрам гамма-квантов. Как показано в их работе, решение обратной задачи /1/ сводится к нахождению минимума квадратичного функционала

$$F(\vec{\varphi}) = \sum_{j=1}^{m} \frac{1}{2\sigma_j^2} \left[f_j - \sum_{i=1}^{m} K_{ij} \varphi_i \right]^2 + \frac{\alpha}{2} (\vec{\varphi}, \Omega \vec{\varphi}), \quad /5/$$

где φ_i обозначают неотрицательные значения искомой функции в n-опорных точках, f_j и σ_j - значения экспериментально наблюдаемых спектров гамма-квантов и погрешностей их измерения. Коэффициенты K_{ij}

получается путем замены интегрального уравнения

$$f(y) = \int_a^b K(x,y)\,\varphi(x)\,dx \quad , \quad y \in [c,d]$$

системой алгебраических уравнений

$$f_j = \sum_{i=1}^{n} K_{ij}\,\varphi_i \quad . \qquad (j = 1,2,\dots,n).$$

В нашей работе возможность метода испытывалась следующим образом: бралось интегральное уравнение

$$f(y) = \int_{x'}^{\infty} \varphi(x)\,K(x,y)\,dx \quad , \quad x' = y + \frac{M_\pi^2}{4y} \quad , \qquad /6/$$

с ядром

$$K(x,y) = (x^2 - M_\pi^2)^{-1/2} . \qquad /7/$$

Полагая спектр $\varphi(x)$ равным

$$\varphi(x) = x^k (x^2 - M_\pi^2)^{1/2} \exp(-\frac{x}{x_o}) ; \; k = 0,1,2 \; , \qquad /8/$$

можно $f(y)$ вычислить аналитически:

$$f(y) = x_o \left[(x'+x_o)^k + k(k-1)x_o^{k/2}\right] \exp(-\frac{x'}{x_o}). \qquad /9/$$

Затем мы сравнивали получаемый спектр $\varphi(x)$ с заданным в выражении /8/. Исследуя влияние выше применяемых процедур интегрирования ядра $K(x,y)$ на качество полученных результатов, мы подтвердили, что оно значительно. При использовании метода парабол, как это было сделано в работе Н.С. Ангелова, В.Г. Гришина и Г.И. Копылова/4/, получили согласие с исходной кривой /8/ (см. рис.1).

После применения точного аналитического интегрирования согласие полученного спектра с исходной сплошной кривой значительно улучшилось, как это видно на рис. 2 и рис. 3. Такие же результаты получаются с помощью формулы Симпсона с размельчением интервала интегрирования. Указанные на рисунках I - 3 ошибки восстановления спектров π^0-мезонов отвечают статистике 5000 гамма-квантов.

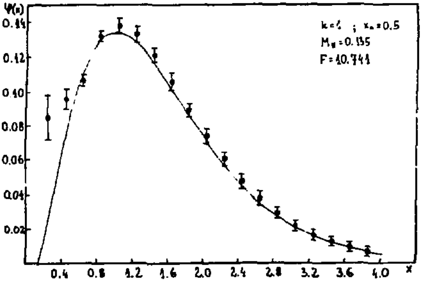


Рис. I

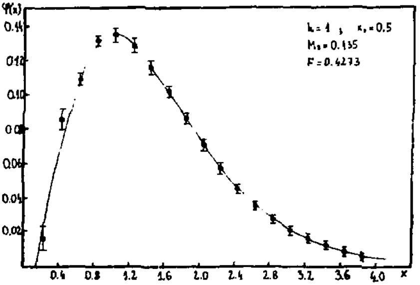


Рис. 2

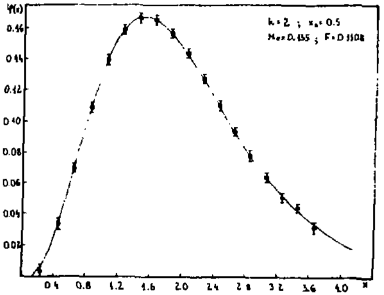


Рис. 3

Литература

I. G. I. Kopylov. Nucl. Phys., B52, 126/1973/.

2. R.C. Glasser. Phys. Rev., D6, 1552/1972/; Phys. Rev., D8, 5223/1973/.

3. В.Ф. Турчин, В.З. Нозик. Изв. АНСССР, сер. Физика атмосферы и океана, 5,23/1969/; В.Ф. Турчин, В.П. Козлов, Н. С. Малкевич, У Ф Н, 102,345/1970/.

4. Н.С. Ангелов, В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, ОИЯИ,PI-7546,Дубна, 1973.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДЫ ОСОБЕННОСТЕЙ, ОБНАРУЖЕННЫХ В СПЕКТРАХ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС Λp

Б.А.Шахбазян, П.П.Темников, А.А.Тимонина,
А.М.Рождественский
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Исследования, выполненные в ЛВЭ ОИЯИ и в ряде других лабораторий, привели к обнаружению в спектрах эффективных масс нескольких особенностей /I-5/.

Во всех этих опытах, различающихся как энергией, так и природой бомбардирующей частицы (n, π^-, p, K^-), а также природой мишени (^{12}C, p, d), были обеспечены условия для последующего взаимодействия родившегося гиперона с нуклоном.

Таким образом, пики в спектрах масс Λp наблюдаются в тех опытах, в которых обеспечены условия для последующего взаимодействия родившегося гиперона с нуклоном.

Этот опытный факт вынуждает предположить, что пики в спектрах эффективных масс Λp должны быть обусловлены существованием особенностей в сечениях взаимодействия гиперонов с нуклонами /I,2/.

Для проверки этой гипотезы была разработана модель, с помощью которой удалось удовлетворительно описать спектр эффективных масс Λp из реакций взаимодействия нейтронов со средним импульсом 7,0 ГэВ/с с ядрами углерода.

Вычисленное по подобранным параметрам сечение упругого рассеяния Λp в диапазоне P_Λ =(0.- 2.) ГэВ/с в системе покоя протона хорошо согласуется с измеренной зависимостью $\sigma^{el}(P_\Lambda)$.

Модель основана на импульсном приближении, которое справедливо в нашем случае, т.к., во-первых, энергия нейтрона значительно превышает энергию связи нуклона в ядре ^{12}C и, во-вторых, мы ограничиваемся "мягкой" частью спектра масс Λp (2053.859--2553.859 МэВ/с^2 или в терминах импульса Λ - гиперона в системе покоя протона $p_\Lambda = (0.-2.0)$ ГэВ/с). Тогда ядро ^{12}C мыслится как ферми -газ нуклонов с импульсным распределением, совпадающим с измеренным в опыте.

Конечные состояния $\Lambda p ...$ реализуются согласно этой модели в следующих процессах.

1. Протон и Λ -гиперон принадлежат разным поколениям внутриядерного каскада, следовательно, слабо коррелируют и поэтому фактически образуют фон из случайных комбинаций протонов и Λ-гиперонов. Этот фон, назовем его каскадным фоном, имитируется спектром эффективных масс Λp случайных комбинаций протонов из событий, входящих в спектр масс Λp с 1300 гиперонами из взаимодействий : а) нейтронов со свободными и квазисвободными протонами; б) нейтронов с нейтронами; в) нейтронов с ядрами углерода. События всех трех типов не содержат протон, идентифицируемый в пропане ($0.150 < p_p < 1.0$ ГэВ/с).

2. Конверсия $\Lambda p \to \Sigma^0 p$ и распад $\Sigma^0 \to \Lambda \gamma$.

3. Конверсия $\Sigma \Lambda$: $n\,^{12}C \to \Sigma^{\pm} ...$, $\Sigma^{\pm} N \to \Lambda p$.

4. Упругое рассеяние $\Lambda p \to \Lambda p$, в котором различаются: а) потенциальное рассеяние; б) резонансное рассеяние.

Учёт каналов взаимодействия гиперон-нуклон с рождением пионов привел бы к поправкам, находящимся в пределах погрешностей опыта. Поэтому достаточно ограничиться двухчастичными каналами реакций взаимодействия гиперон-нуклон. Вероятности процессов 2 - 4б) вычисляются методом моделирования с использованием всех известных данных по диференциальным и полным сечениям взаимодействия гиперон-нуклон с учётом всех кинематических и геометрических ограничений, налагаемых экспериментом. В этих расчётах используются Σ^0 - гипероны и упоминавшиеся уже 1300 Λ-гиперонов, измеренные в данном опыте. Ниже приводятся предварительные результаты обработки спектра масс Λp, содержащего 1730 одно - и двухпротонных событий (2347 комбинаций). На рис. I показан этот спектр без весов. Подобранная гистограмма показана точками. Показаны также вклады рассмотренных выше процессов. Минимальное значение χ^2 оказалось равным χ^2_{31} =31. В таблице I приведены значения χ^2_{min} для ряда моделей, в которых число учитываемых процессов меньше, чем в основной модели. Таким образом, наилучшим образом эксперимент описывается основной моделью, учитывающей все рассмотренные выше процессы.

Сечение упругого рассеяния в зависимости от импульса Λ в системе покоя протона, вычисленное по подобранным параметрам, хорошо согласуется с измеренным в прямом опыте $\sigma_{el}^{экс}(P_\Lambda)$. На рис. 2 показана предсказываемая моделью вероятность $W_{\Sigma\Lambda}(M_{\Lambda p})$

Таблица I.

Только каскадный фон	χ^2_{43} =121.6
Нет I, II, III пиков	χ^2_{40} = 63.9
Нет I и III пиков	χ^2_{37} = 72.3
Нет I пика	χ^2_{34} = 52.1
Нет II пика	χ^2_{34} = 47.0
Нет III пика	χ^2_{34} = 65.0
Нет конверсии $\Lambda\Sigma$	χ^2_{32} = 50.0
Нет конверсии $\Sigma\Lambda$	χ^2_{32} = 63.4
Основная модель	χ^2_{31} = 31.0

конверсии $\Sigma\Lambda$ для различных реакций при различных энергиях.

Видно, что положение максимума перемещается от 2143 МэВ/с^2 при P_{K^-} =0 до 2184 МэВ/с^2 при $\bar{P}_n$ =7.0 ГэВ/с. Таким образом, пик от конверсии $\Sigma\Lambda$, с трудом разрешимый от пика 2127 МэВ/с^2, при p_{K^-} =0 смещается при $\bar{P}_n$ =7.0 ГэВ/с к массе 2184 МэВ/с^2 и в соответствии с предсказанием модели четко виден на рис.I.

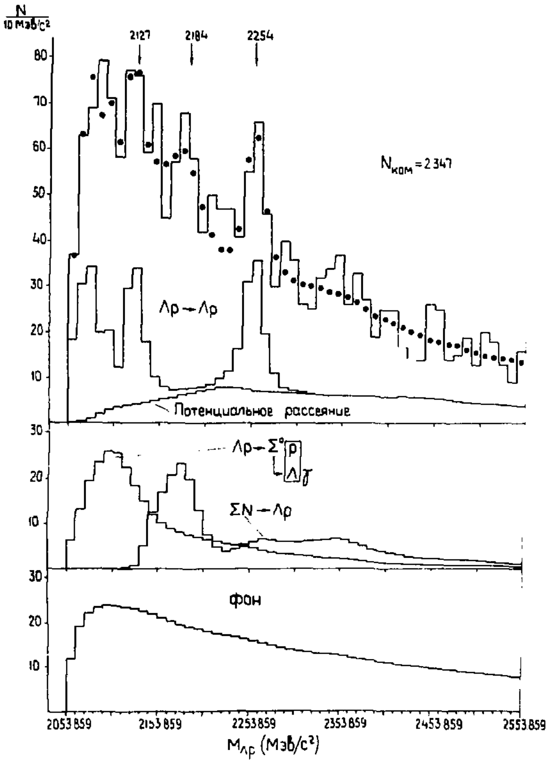
Выводы в рамках модели следующие:

1.Обнаруженные в различных опытах пики при 2058,2127,2254МэВ/с^2 в спектрах эффективных масс Λp являются отражением резонансных особенностей в сечении упругого рассеяния Λp.Все рассмотренные нами альтернативные гипотезы значительно менее вероятны.

Пик вблизи суммы масс Λp инициируется отрицательной длиной рассеяния при низких энергиях. Пики при 2127 и 2254 МэВ/с^2 инициируются резонансным рассеянием при P_Λ = 650 МэВ/с^2 и (1100-1200) МэВ/с в системе покоя протона.

2. Установлено, что пик от конверсии $\Sigma\Lambda$ перемещается от 2143 МэВ/с^2 при p_{K^-} =0 до 2184 МэВ/с^2 при $\bar{p}_n$ =7.0 ГэВ/с и никак не связан с пиком при 2127 МэВ/с^2.

3. Разработан метод,позволяющий извлечь информацию об элементарном акте взаимодействия нестабильных,например, странных частиц, используя атомное ядро в качестве мишени с высокой плотностью нуклонов.



N / 10 Мэв/с²
2127
2184
2254
80
70
60
50
40
30
20
10
$N_{ком}$ = 2 347
Λp → Λp
Потенциальное рассеяние
Λp → Σ° p
Λ γ
ΣN → Λp
фон
2053.859
2153.859
2253.859
2353.859
2453.859
2553.859
$M_{\Lambda p}$ (Мэв/с²)

Рис. 1

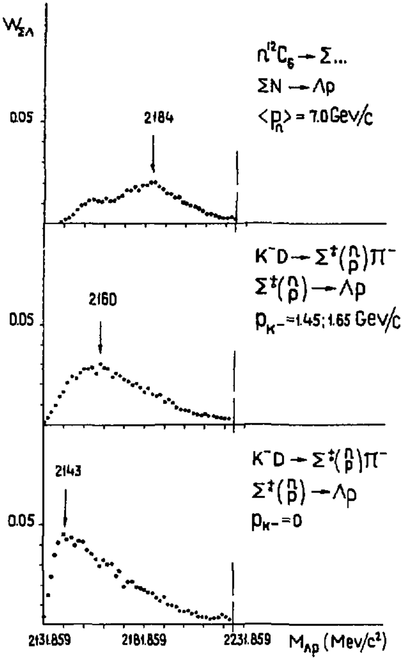


Рис 2

Литература

I. Б.А.Шахбазян. ЭЧАЯ,I973,том 4, вып.3.

2. B.A.Shahbazian, A.A.Timonina, N.A.Kalinina. JINR preprint E1-7669, Dubna, 1974.

3. Melissinos A.C. e.a. Phys. Rev. Lett. 1965, 14, 604; Read J.T. e.a. Phys. Rev., 1968, № 5, 1495.

4. Cline T.D. e.a. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 1452

5. Tai Ho Tan. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 395

АНАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО ПРОЦЕССА ПО $\cos\theta$

Г.Л.Рчеулишвили, А.П.Самохин

Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР

I. Известно[1,2], что дважды дифференциальное сечение

$$\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi} = \frac{1}{2\sqrt{s}\,|\vec{P}_a|} \sum_j \int d\Gamma_j \left| T^j_{ab\to cd}(s\ \cos\theta\ \varphi\ \xi)\right|^2 \qquad (1)$$

процесса $a + b \to c + d + A_j$ (A_j - группа адронов) при физических φ аналитично по $\cos\theta$ внутри области $\mathcal{E} = \left\{ \left[|1-z|+|1+z|\right] < 2\varkappa_o(s) \right.$ с разрезами $\left.(-\varkappa_o,-1],[1,\varkappa_o) \right\}$, где $\varkappa_o(s)$ - большая полуось эллипса Лемана. Этот результат получен в с.ц.м., в репере, в котором вектор $\vec{n}_c = \frac{\vec{K}_c}{|\vec{K}_c|}$ направлен вдоль оси Z, $\vec{n}_d = \frac{\vec{K}_d}{|\vec{K}_d|}$ лежит в плоскости XoZ, $z \equiv \cos\theta = (\vec{n}_c\vec{n}_d)$, φ - азимутальный угол вектора $\vec{P}_a$. В пределе при $s\to\infty$ область $\mathcal{E}$ вырождается в интервал $(-1, 1)$ действительной оси.

В работе[1] была введена вспомогательная функция Φ:

$$\Phi(s,z_1,\varphi_1,z_2,\varphi_2) = \sum_j \int d\Gamma_j\, T^j_{ab\to cd}(s,z_1,\varphi_1,\xi)\, T^{*j}_{ab\to cd}(s,z_2,\varphi_2,\xi)\ , \qquad (2)$$

аналитичная в произведении областей $\mathcal{E}\times\mathcal{E}$. Было сделано предположение, что коэффициенты разложения Φ в ряд по степеням $e^{i\varphi_j}$ ($0 \le \varphi_j \le 2\pi$) аналитичны по z_1, z_2, при любых s выше порога, в некоторой фиксированной окрестности физических точек. На основании этого предположения и гипотезы об аналитичности Φ по $e^{i\varphi_j}$ при $-1 \leq Z_j \leq 1$ были получены интересные физические результаты/1/. Заметим, что при $z_1 = z_2 = \cos\theta$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ функция Φ пропорциональна сечению (1).

В данной заметке мы хотим показать, что в приближении полюсных диаграмм кубической теории для процесса

$$a + b \to c + d + f \tag{3}$$

при физических φ область аналитичности $\mathcal{D}$ может быть расширена. Область аналитичности $d(\varphi_1) \times d(\varphi_2)$, полученная нами для функции (2), при любых физических S и $\varphi \neq 0, \pi, 2\pi$ содержит фиксированную окрестность физических точек. Область же аналитичности сечения (1) расширяется до области, содержащей фиксированную окрестность физических точек $-1 \leq z \leq 1$ при любых $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ и любых S выше порога.

Для процесса (3) в упомянутой выше системе из (2) получим:

$$\Phi(s, z_1, \varphi_1, z_2, \varphi_2) \sim \int \frac{K_c^2 K_d^{*2}\, dK_c\, d\cos\psi}{K_{cc}\sqrt{g^*}}\, T(s, z_1, \varphi_1, K_c, \psi)\, \overset{*}{T}(s, z_2, \varphi_2, K_c, \psi), \tag{4}$$

где $\frac{K_c^2 K_d^{*2}}{K_{cc}\sqrt{g^*}}$ – кинематический множитель, не зависящий от $z_1, \varphi_1, z_2, \varphi_2$; $\cos\psi = (\vec{n}_c \vec{n}_d)$. Для исследованных в работе диаграмм амплитуда T имеет вид:

$$T = c_1\Big([(p_a - K_c)^2 - \mu^2][(p_a - K_d)^2 - \mu^2]\Big)^{-1} + c_2\Big([(p_b - K_d)^2 - \mu^2][(p_b - K_c)^2 - \mu^2]\Big)^{-1} +$$
$$+ c_3\Big([(p_a - K_d)^2 - \mu^2][(p_a - K_c - K_d)^2 - \mu^2]\Big)^{-1} + c_4\Big([(p_a - K_c)^2 - \mu^2][(p_a - K_c - K_d)^2 - \mu^2]\Big)^{-1} + \tag{5}$$
$$+ c_5\Big([(p_b - K_c)^2 - \mu^2][(p_b - K_c - K_d)^2 - \mu^2]\Big)^{-1} + c_6\Big([(p_b - K_d)^2 - \mu^2][(p_b - K_c - K_d)^2 - \mu^2]\Big)^{-1},$$

c_i – константы, массы μ виртуальных частиц равны.

2. Особенности функции (4) (за исключением точек ветвления в $z_i = \pm 1$) в комплексном $z_1 \times z_2$ пространстве могут возникнуть лишь при равенстве нулю знаменателей, входящих в амплитуду (5). Следовательно, для получения области, в которой Φ заведомо аналитич-

на по z_i, нужно взять пересечение по K_c и $\cos\psi$ всех областей, ограниченных кривыми

$$(z_\ell)_j = \pm X_j(k_c, \cos\psi, \varphi_\ell) \pm i\, y_j(k_c, \cos\psi, \varphi_\ell)\ , \qquad j = c, d, f\ ,$$

полученными из равенства нулю знаменателей. Положив массы M внешних частиц равными, получаем:

$$X_c = \alpha_c \qquad , \qquad y_c = 0 \qquad ,$$

$$X_d = \frac{\alpha_d \cos\psi}{\cos^2\psi + \sin^2\psi \cos^2\varphi}\ , \quad y_d = \sqrt{\frac{\sin^2\psi\cos^2\varphi\left[\alpha_d^2 - (\cos^2\psi + \sin^2\psi\cos^2\varphi)\right]}{\cos^2\psi + \sin^2\psi\cos^2\varphi}}\ , \tag{6}$$

$$X_f = \frac{\alpha_f\, \xi}{\xi^2 + \sin^2\psi\cos^2\varphi}\ , \quad y_f = \frac{\sqrt{\sin^2\psi\cos^2\varphi\left[\alpha_f^2 - (\xi^2 + \sin^2\psi\cos^2\varphi)\right]}}{\xi^2 + \sin^2\psi\cos^2\varphi}\ ,$$

где $\xi = \frac{K_c + K_d\cos\psi}{K_d}$, $\alpha_j = \frac{\sqrt{s}\,k_{jc} + \mu^2 - 2M^2}{2 P_a K_j}$, $j = c, d$, $\alpha_f = \frac{\sqrt{s}\,K_{fc} + \mu^2 - 2M^2}{2 P_a K_d}$;

а K_d, K_f — известные функции k_c и $\cos\psi$. Поскольку область аналитичности может быть только ухудшена, если брать пересечение по максимально возможной области изменения переменных, будем считать, что в (6) K_j и $\cos\psi$ независимо пробегают значения $-1 \le \cos\psi \le 1$, $M \le k_{jc} \le \frac{s - 3M^2}{2\sqrt{s}}$, $j = c, d, f$. Пересечение в комплексной z-плоскости содержит ромб с вершинами $\pm x_0$, $\pm y_0$ на оси абсцисс и ординат, соответственно:

$$X_0 = \rho \quad , \quad y_0 = \sqrt{\frac{(\rho^2 - 1) + \sin^2\varphi}{\cos^2\varphi}}\ , \tag{7}$$

а
$$\rho^2 = 1 + 4\,\frac{s\mu^2[s - 7M^2 + \mu^2] + 9M^6}{(s - M^2)(s - 4M^2)(s - 5M^2)}\ . \tag{8}$$

Действительно, учитывая неравенство $\min \alpha_j \geq \rho$, легко видеть, что $y_j^2 / Y^2 \geq 1$ для $Y = y_0\left(1 - \frac{|X|}{\rho}\right)$ с $X = x_j$ при $|x_j| \le \rho$.

При $M = 0$ получаем результат работы[3].

3. Для $\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi}$ из (4) получаем:

$$\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi} \sim \int_0^{1/2} dt \left\{ \frac{1}{u u} J_1 + \frac{1}{u} J_2 + J_3 \right\},$$

где $t = \frac{K_c}{\sqrt{s}}$, $(P_{a,b} - k_c)^2 - \mu^2 = -s\, u_{a,b}$, а массы внешних частиц положены равными нулю. Введем обозначения:

$$(p_{a,c}-k_d)^2-\mu^2=-\frac{s}{2b}L_{a,b}\ ,\quad (p_{a,c}-k_c-k_d)^2-\mu^2=-\frac{s}{2b}N_{a,b}\ ,$$

где $b = 1 - t(1-\cos\psi)$, $m^2 = \frac{\mu^2}{s}$, и

$$\zeta_{L_{a,c}}=\eta_{N_{c,a}}=(1-2t)(1\mp\cos\theta)+2m^2,\quad \eta_{L_{a,c}}=\zeta_{N_{c,a}}=1\pm\cos\theta+2m^2, \tag{9}$$

$$\varepsilon_{L_{a,c}}=\varepsilon_{N_{a,c}}=\mp\sin\theta\cos\varphi\ .$$

Пусть $J_1(N_a L_a)$ означает вклад в сечение члена, содержащего пропагатор $\frac{1}{L_a N_a}$. Тогда

$$J_1(jj)=\frac{t}{(1-2t)}\omega_j^2\left\{2-\varepsilon_j\omega_j\left[\pi-\frac{1}{i}\ln\frac{1+i\varepsilon_j\omega_j}{1-i\varepsilon_j\omega_j}\right]\right\}, \tag{10}$$

$$J_1(kj)=\frac{2t}{n(kj)}\left\{K(\zeta_k\eta_j)\left[\ln\frac{\zeta_k}{\eta_k}-\ln\frac{\zeta_j}{\eta_j}\right]-A(kj)-A(jk)\right\},$$

где

$$A(jk)=\left[\zeta_j K(\varepsilon_j\eta_k)+\eta_j K(\varepsilon_j\zeta_k)\right]\omega_j\left[\pi-\frac{1}{i}\ln\frac{1+i\omega_j\varepsilon_j}{1-i\omega_j\varepsilon_j}\right],$$

$$K(a_i b_j)=a_i b_j-a_j b_i\ ,\qquad \omega_k=\left(\frac{1-2t}{\zeta_k\eta_k-(1-2t)\varepsilon_k^2}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$$n(ij)=K^2(\zeta_i\eta_j)+4(1-2t)K(\varepsilon_i\eta_j)K(\varepsilon_i\zeta_j)\ .$$

Заметим, что ,вследствие симметрии величин (9) достаточно рассмотреть $J_1(L^2_{a,c})$, $J_1(N_{a,b}L_{b,a})$, $J_1(L_{a,c}N_{a,b})$ и $J_1(L_a L_c)$. Учитывая (9) и явный вид величин $n(ij)$, J_2 и J_3 легко свести к различным комбинациям J_1 .

Покажем, что особенности $\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi}$ в $\cos\theta$ -плоскости лежат вне единичного круга. При $0\le\varphi\le 2\pi$ и $|z|<1$ нули $U_{a,b}$ в комплексной t -плоскости - $t^{\pm}=\frac{-m^2}{1\mp\cos\theta}$ лежат слева от прямой $Re\,t=-\frac{m^2}{2}$. Проведя разрезы для $\ln W_i$ налево в комплексной

W_j - плоскости (что использовано в (10)), также легко показать, учитывая явный вид (9), что на первом листе в z -плоскости особенности функций $\ln \frac{\xi_i}{\eta_i}$ и $A(ik)$ лежат справа от линии $Re\, t = \frac{1+m^2}{2}$. Наконец, нуль знаменателя $\omega^2_{a,\ell}$ тоже удовлетворяет этому условию.

Таким образом, полюса в t -плоскости, связанные с нулями $U_{a\ell}$ и знаменателя ω^2_k , и особенности функции $\ln\frac{\xi_k}{\eta_k}$, $A(ik)$ не зацепляют контура интегрирования. Единственные особенности, которые пересекают отрезок $0 \leq t \leq \frac{1}{2}$ - полюса, связанные с нулями функций $n(jk)$. Однако, подставляя решения уравнений $n(ik)=0$ в соответствующие J_1 и учитывая, что логарифмические разрезы не касаются контура интегрирования, легко видеть, что для $0 \leq t \leq \frac{1}{2}$ числитель J_1 на первом листе t -плоскости имеет нуль того же порядка, что и знаменатель.

Из всего сказанного следует, что для полюсных диаграмм процесса (3) $\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi}$ аналитично по $\cos\theta$ в объединении областей $d(\varphi)$ и $\tilde{d}$, где $d(\varphi)$ - ромб с вершинами (7) и разрезами $(-x_0,-1]$, $[1,x_0)$, а $\tilde{d}=\{z: |z|<1\}$. Функция (2) заведомо аналитична по z_1 и z_2 в области $d(\varphi_1)\times d(\varphi_2)$. Таким образом, для функции (1) при $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, а для функции (2) при $\varphi \neq 0,\pi,2\pi$, в нашем приближении, действительно существует область аналитичности по z , содержащая фиксированную окрестность физических точек. Правда, для функции (2) при $\varphi = 0,\pi,2\pi$ и $s\to\infty$ эта область вырождается в отрезок $(-1,1)$, однако рассмотрение Φ как интеграла в целом, возможно, позволит расширить область аналитичности, как было в случае $\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi}$.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А.А.Логунову за постановку задачи и постоянный интерес к работе, а также В.В.Ежеле, М.А.Мествиришвили, В.А.Петрову и Г.П.Пронько.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ежела, Логунов, Мествиришвили, Петров. ТМФ, 15, 153, 1973.
2. Ежела. Препринт ИФВЭ 71-36, Серпухов, 1971.
3. Рчеулишвили, Самохин. Препринт ИФВЭ 74-6, Серпухов, 1974.

К ВОПРОСУ О ВЫБОРЕ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ, ПОДХОДЯЩИХ ДЛЯ ОПИСАНИЯ КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

И. Лукач

Институт физики Словацкой Академии наук, Братислава

Вопрос определения и выбора квантовых чисел, подходящих для описания квантовомеханических систем, является актуальным и в настоящее время. Мы знаем ряд квантовомеханических точно решаемых задач и соответственно знаем и набор квантовых чисел, характеризующих задачу. В задачах с вырождением энергетических уровней существует несколько наборов квантовых чисел, описывающих задачу. Достаточно упомянуть уравнение Шредингера для атома водорода, которое допускает разделение переменных в трёх криволинейных системах координат (сферической, сферо-конической и параболической) и три набора квантовых чисел для этой задачи, или же уравнение Шредингера для трехмерного гармонического осциллятора, которое допускает разделение переменных в одиннадцати системах координат (эллиптической, сферической, декартовой и т.д.), и мы в этом случае располагаем одиннадцатью наборами квантовых чисел.

Если квантовомеханическая нерелятивистская система с N степенями свободы описывается системой волновых функций

$$\Psi_{[\alpha]}(X) = \Psi_{\alpha_1,\alpha_2,\dots\alpha_N}(x_1,x_2,\dots x_N),$$

где $x_1, x_2, \dots x_N$ – переменные, соответствующие степеням свободы, и $[\alpha]$ – полный набор квантовых чисел, характеризующий состояние системы, то тогда существует N линейно независимых взаимно коммутирующих операторов $\hat{\lambda}_1, \hat{\lambda}_2, \dots \hat{\lambda}_N$, диагональных на системе функций

$\psi_{[\alpha]}(X)$ с собственными значениями λ_1, λ_2,... λ_N, т.е.

$$\hat{\lambda}_i \psi_{[\alpha]}(X) = \lambda_i \psi_{[\alpha]}(X).$$

Именно эти собственные значения, называемые полным набором квантовых чисел, и представляют собой хорошие (точные) квантовые числа, которые описывают состояние квантовомеханической системы. Название "квантовое число", однако, в данном случае не совсем удачно, потому что собственные значения λ_1, λ_2,... λ_N могут и не быть числами, а могут быть определёнными функциями параметров, характеризующих данную квантовомеханическую систему. Самые простые собственные значения – это действительно числа. Примером таких простых собственных значений могут служить собственные значения операторов квадрата момента или квадрата изотопического спина, которые, соответственно, равны $J(J+1)$, $J = 0, 1/2, 1, \ldots$ и $T(T+1)$, $T = 0, 1/2, 1, \ldots$. Простым примером собственного значения, зависящего от параметров, является собственное значение оператора энергии несимметричного волчка, которое является функцией его моментов инерции.

При решении квантовомеханических задач важное место занимает группово-теоретический подход ~~к решению этих задач~~. Знание группы симметрии (геометрической, скрытой, феноменологической и т.д.) данной задачи позволяет или полностью решить её, или в значительной мере облегчает её решение. В связи с этим исследование возможных наборов квантовых чисел в пространствах, допускающих группу движений, представляет несомненный интерес. Такими пространствами, как известно, являются пространства постоянной (положительной, равной нулю и отрицательной) кривизны. Рассмотрим возможные полные наборы квантовомеханических наблюдаемых в некоторых из пространств, приведённых в табл. I.

Таблица I

Пространство	Группа движения – физическая задача	Число полных наборов
R_2-сфера в трёхмерном эвклидовом пространстве	O(3)-вращательная симметрия	2
R_3-сфера в четырёхмерном эвклидовом пространстве	O(4)-симметрия атома водорода	6
E_2-двумерная эвклидова плоскость	E(2)-плоская задача двух тел	4
E_3-трёхмерное эвклидово пространство	E(3)-пространственная задача двух тел	II
L_2-двумерный гиперболоид	O(2,I)-кроссинг симметрия	9
L_3-трёхмерный гиперболоид	O(3,I)-группа Лоренца	34
C_3-сфера в трёхмерном комплексном пространстве	SU(3)-унитарная симметрия	2
C_4-сфера в четырехмерном комплексном пространстве	SU(4)-обобщение унитарной симметрии	6

R_2 – двумерное пространство постоянной положительной кривизны

Пусть операторы $\hat{L}_1, \hat{L}_2, \hat{L}_3$ представляют собой генераторы O(3), удовлетворяющие коммутационным соотношениям

$$[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = i e_{ijk} \hat{L}_k, \quad i,j,k = 1,2,3.$$

В пространстве R_2 имеем два возможных набора диагональных операторов /I/:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2 = \ell(\ell+1), \quad \ell = 0,1,2,\dots$$

$$\hat{\lambda}_2 = a_1 \hat{L}_1^2 + a_2 \hat{L}_2^2 + a_3 \hat{L}_3^2 = \varepsilon_{\ell(\tau)}(a_1, a_2, a_3), \qquad (I)$$

$$a_1 \neq a_2 \neq a_3 = const, \ (\tau) = 1, 2, \dots 2\ell+1.$$

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2 = \ell(\ell+1), \quad \ell = 0,1,2,\ldots$$
$$\hat{\lambda}_2 = \hat{L}_3^2 = m^2, \quad m = -\ell, -\ell+1, \ldots \ell \quad . \tag{2}$$

Оператор $\hat{\lambda}_1$ в обоих случаях представляет собой оператор Казимира группы O(3). В том, что операторы $\hat{\lambda}_1$ и $\hat{\lambda}_2$ коммутируют, нетрудно убедиться. Оператор $\hat{\lambda}_2$ в (I) представляет собой линейную комбинацию операторов Казимира трёх подгрупп O(2) группы O(3). В частном случае $a_1 = a_2$ система диагональных операторов (I) эквивалентна системе (2). Собственными волновыми функциями системы операторов (I) являются сферо-конические функции. Собственные волновые функции системы операторов (2) представляют собой действительную и мнимую части сферических функций, которые хорошо известны в физике.

R_3 – <u>трёхмерное пространство постоянной положительной кривизны</u>

Пусть $\hat{M}_{\alpha\beta} = -\hat{M}_{\beta\alpha}$, $\alpha, \beta = 1,2,3,4$, являются генераторами группы O(4), удовлетворяющими коммутационным соотношениям:

$$\left[\hat{M}_{\alpha\beta}, \hat{M}_{\gamma\delta}\right] = i\left(\delta_{\alpha\gamma}\hat{M}_{\beta\delta} + \delta_{\beta\delta}\hat{M}_{\alpha\gamma} - \delta_{\alpha\delta}\hat{M}_{\beta\gamma} - \delta_{\beta\gamma}\hat{M}_{\alpha\delta}\right).$$

Для удобства введём вместо шести операторов $\hat{M}_{\alpha\beta}$ операторы $\hat{L}_i$, $\hat{N}_i$ $i = 1,2,3$, согласно формулам: $\hat{L}_i = \frac{1}{2} e_{ijk}\hat{M}_{jk}$, $\hat{N}_i = \hat{M}_{i4}$. При этом коммутационные соотношения для операторов $\hat{L}_i$ и $\hat{N}_j$ записываются следующим образом:

$$[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = i e_{ijk}\hat{L}_k, \quad [\hat{N}_i, \hat{N}_j] = i e_{ijk}\hat{L}_k, \quad [\hat{L}_i, \hat{N}_j] = i e_{ijk}\hat{N}_k.$$

Исходя из группово-теоретических соображений, покажем, что в пространстве R_3 существует шесть различных наборов наблюдаемых . В каждый набор наблюдаемых входят три диагональных оператора $\hat{\lambda}_1$, $\hat{\lambda}_2$, $\hat{\lambda}_3$, причём

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{\Delta} = \frac{1}{2}\hat{M}_{\alpha\beta}^2 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2 + \hat{N}_1^2 + \hat{N}_2^2 + \hat{N}_3^2 = f(f+2), \; f = 0,1,\ldots$$

является оператором Казимира группы O(4). Построим два других диагональных оператора $\hat{\lambda}_2$ и $\hat{\lambda}_3$ в общем случае. Группа O(4) имеет 4 подгруппы O(3) и подгрупп O(2). Обозначим операторы этих подгрупп через $\hat{\Delta}_\alpha$ и $\Delta_{\alpha\beta}$, соответственно. Имеем:

$$\hat{\Delta}_1 = \hat{L}_1^2 + \hat{N}_2^2 + \hat{N}_3^2, \; \hat{\Delta}_2 = \hat{L}_2^2 + \hat{N}_3^2 + \hat{N}_1^2, \; \hat{\Delta}_3 = \hat{L}_3^2 + \hat{N}_1^2 + \hat{N}_2^2, \; \hat{\Delta}_4 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2,$$

$$\hat{\Delta}_{12} = \hat{N}_3^2, \; \hat{\Delta}_{23} = \hat{N}_1^2, \; \hat{\Delta}_{31} = \hat{N}_2^2, \; \hat{\Delta}_{14} = \hat{L}_1^2, \; \hat{\Delta}_{24} = \hat{L}_2^2, \; \hat{\Delta}_{34} = \hat{L}_3^2.$$

Известно, что каждый оператор Казимира подгруппы коммутирует с операторами Казимира группы. Поэтому в нашем случае имеет место

$$[\hat{\lambda}_1, \hat{\Delta}_\alpha] = 0, \quad [\hat{\lambda}_1, \hat{\Delta}_{\alpha\beta}] = 0.$$

Следовательно, диагональные операторы $\hat{\lambda}_2$ и $\hat{\lambda}_3$ можно выбрать в виде линейных комбинаций операторов Казимира подгрупп, т.е. в виде:

$$\hat{\lambda}_2 = \sum a_\alpha \hat{\Delta}_\alpha, \quad \hat{\lambda}_3 = \sum a_{\alpha\beta} \hat{\Delta}_{\alpha\beta},$$

где a_α и $a_{\alpha\beta}$ являются некоторыми произвольными постоянными. Условие $[\hat{\lambda}_2, \hat{\lambda}_3] = 0$ определяет связь между a_α и $a_{\alpha\beta}$, которая имеет следующий простой вид: $a_{\alpha\beta} = a_\alpha \cdot a_\beta$. Таким образом, наиболее общий набор диагональных операторов в R_3 имеет вид:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2 + \hat{N}_1^2 + \hat{N}_2^2 + \hat{N}_3^2, \tag{3}$$

$$\hat{\lambda}_2 = (a_1 + a_4)\hat{L}_1^2 + (a_2 + a_4)\hat{L}_2^2 + (a_3 + a_4)\hat{L}_3^2 + (a_2 + a_3)N_1^2 + (a_3 + a_1)\hat{N}_2^2 + (a_1 + a_2)\hat{N}_3^2,$$

$$\hat{\lambda}_3 = a_1 a_4 \hat{L}_1^2 + a_2 a_4 \hat{L}_2^2 + a_3 a_4 \hat{L}_3^2 + a_2 a_3 \hat{N}_1^2 + a_3 a_1 \hat{N}_2^2 + a_1 a_2 \hat{N}_3^2,$$

$$a_1 \neq a_2 \neq a_3 \neq a_4 = const.$$

Остальные пять случаев получаются из набора (3) как частные случаи. Если $a_1 = a_2$, имеем набор диагональных операторов:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{\Delta}, \quad \hat{\lambda}_2 = \hat{\Delta}_4 + \frac{a_3 - a_2}{a_4 - a_2}\hat{\Delta}_3, \quad \hat{\lambda}_3 = \hat{\Delta}_{34}. \tag{4}$$

Случай $a_2 = a_3$ нам даёт следующий набор операторов:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{\Delta}, \quad \hat{\lambda}_2 = \frac{a_4 - a_2}{a_4 - a_1}\hat{\Delta}_4 - \frac{a_2 - a_1}{a_4 - a_1}\hat{\Delta}_1, \quad \hat{\lambda}_3 = \hat{\Delta}_{23}. \tag{5}$$

Наиболее простой набор диагональных операторов получается в случае, если $a_1 = a_2$ и $a_3 = a_4$:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{\Delta}, \quad \hat{\lambda}_2 = \hat{\Delta}_{34}, \quad \hat{\lambda}_3 = \hat{\Delta}_{12}. \tag{6}$$

Если один из параметров a_α стремится к бесконечности, например,

$a_4 \to \infty$, получаем набор операторов:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{\Delta}\ ,\quad \hat{\lambda}_2 = \hat{\Delta}_4\ ,\quad \hat{\lambda}_3 = \frac{a_3 - a_2}{a_3 - a_1}\hat{\Delta}_{34} - \frac{a_2 - a_1}{a_3 - a_1}\hat{\Delta}_{14}\,. \qquad (7)$$

Последним возможным набором диагональных операторов является набор, получающийся из (3) при $a_4 \to \infty$ и $a_1 = a_2$:

$$\hat{\lambda}_1 = \hat{\Delta}\ ,\quad \hat{\lambda}_2 = \hat{\Delta}_4\ ,\quad \hat{\lambda}_3 = \hat{\Delta}_{34}\,. \qquad (8)$$

Все остальные частные случаи значений параметров a_α сводятся к перечисленным выше. Из-за ограниченного объёма данной работы нет возможности привести здесь собственные волновые функции и собственные значения наборов диагональных операторов (3) – (8).

C_3 – <u>сфера в трёхмерном комплексном пространстве</u>

Обозначим через $\hat{B}^i_j$, $i,j = 1,2,3$, восемь генераторов группы $SU(3)$, удовлетворяющих коммутационным соотношениям:

$$[\hat{B}^i_j, \hat{B}^k_l] = \delta^k_j \hat{B}^i_l - \delta^i_l \hat{B}^k_j .$$

В пространстве C_3 существуют два возможных набора диагональных операторов /2/. Полный набор наблюдаемых в C_3 состоит из пяти операторов, причём два из них представляют собой операторы Казимира группы $SU(3)$ второго и третьего порядков – $\hat{C}^{(2)}$, $\hat{C}^{(3)}$, и два других представляют собой аддитивные квантовые числа – заряд Q и гиперзаряд Y :

$$\begin{aligned}
&\hat{C}^{(3)} = \hat{B}^i_j \hat{B}^j_k \hat{B}^k_i = \tfrac{1}{9}(p-q)(p^2+3pq+q^2)-(p+2q)(q+2),\\
&\hat{C}^{(2)} = \hat{B}^i_j \hat{B}^j_i = \tfrac{1}{3}(p^2+pq+q^2+3p+3q)\ ,\quad p,q = 0,1,2,\dots \qquad (9)\\
&\hat{B}^1_1 = Q\ ,\quad \hat{B}^3_3 = -Y\,.
\end{aligned}$$

К набору операторов (9) добавляется, как правило, оператор Казимира $\hat{C}^{(2)}_T$ группы изотопического спина, которая является подгруппой группы $SU(3)$:

$$\hat{C}^{(2)}_T = \tfrac{1}{2}\left[\hat{B}^1_2\hat{B}^2_1 + \hat{B}^2_1\hat{B}^1_2 + (B^1_1)^2 + (B^2_2)^2 - \tfrac{1}{2}(B^1_1 + B^2_2)^2\right] = T(T+1). \qquad (10)$$

Набор диагональных операторов (9) и (10) можно охарактеризовать цепочкой подгрупп $SU(3) \supset SU_T(2) \otimes U_Y(1)$. Группа $SU(3)$ имеет, как известно, три подгруппы $SU(2)$, соответствующие подгруппам U-, V-, T - спинов. Вместо оператора (10) можно набор операторов (9) дополнить оператором

$$\hat{C}_{UVT} = a_1 \hat{C}^{(2)}_U + a_2 \hat{C}^{(2)}_V + a_3 \hat{C}^{(2)}_T = \varepsilon^{pq}_{QY(t)}(a_1, a_2, a_3), \quad a_i = const, \tag{11}$$

который представляет собой линейную комбинацию операторов Казимира подгрупп $SU_U(2)$, $SU_V(2)$ и $SU_T(2)$. Набор операторов (9) и (11) характеризуется цепочкой подгрупп $SU(3) \supset U_Q(1) \oplus U_Y(1)$. В частном случае $a_1 = a_2$ оператор (11) эквивалентен оператору квадрата изотопического спина.

В заключение хочется отметить, что вышеприведённый подход к проблеме возможных полных наборов наблюдаемых имеет непосредственное применение к физическим задачам. Так, например, используя набор диагональных операторов (9), можно в рамках $SU(3)$ объединить сильные и электромагнитные взаимодействия в одно взаимодействие, нарушающее $SU(3)$-симметрии /3/. При этом можно получить обобщение всех результатов, полученных в $SU(3)$-симметрии с изотопической инвариантностью.

Литература

1. И. Лукач. ТМФ, 14, 366 (1973).

2. И.Лукач, Л.Тотх. ЯФ, 17, 1337 (1973).

3. И.Лукач. ЯФ, 18, 202 (1973).

ДУАЛЬНОСТЬ И КВАРКИ

Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев

Харьковский физико-технический институт

I. Представление о кварках и понятие дуальности обычно предполагаются независимыми и часто рассматриваются в рамках единой модели, содержащей тот или иной вариант дуальности одновременно с некоторой кварковой структурой, вводимой методом Чана-Патона /I/ или методом диаграмм Харари-Рознера /2/. При этом предполагается, что для любой дуальной модели возможно подключение любого числа кварков с точной или нарушенной симметрией $SU(n)$.

В работах /3-5/ на примерной дуальной модели Венециано показано, что в каждой конкретной дуальной модели уже содержится некоторая скрытая кварковая структура, однозначно определяемая внутренними свойствами дуальной модели.

Общая схема установленных в работах /3-5/ отношений между понятиями изображена на рис.I.

На приведенной схеме дуальность является основным исходным понятием, определяющим наличие кварковой структуры и резонансных состояний *).

Связь между дуальностью и кварками изображена на рис.I посредством стрелки с надписью "индуцированные вакуумные перехо-

---

*) Наличие глубоких связей между дуальностью, с одной стороны, и внутренними симметриями и кварками - с другой, предсказывалось рядом авторов. Приведем в качестве примера следующее высказывание Детлофсена и Нильсона /6/:

"We believe that there is some deep truth in the statement that dualitylike principles imply symmetry - including SU(2) - symmetry" ды". Последние играют роль дополнительного возмущения, позволяющего снять некоторое скрытое вырождение резонансных состояний, имеющееся в дуальных амплитудах. Метод, использующий индуцированные вакуумные переходы для определения степени вырождения резонансных состояний, дополняет известный факторизационный метод Фубини, Гордона и Венециано /7/ и оказывается свободным от существенного ограничения последнего, связанного с неявным предположением отсутствия в модели внутренних аддитивных законов сохранения.

Применение метода индуцированных вакуумных переходов позволило показать, что спектр резонансных состояний в модели Венециано действительно является более вырожденным, чем это следует из факторизационной теории Фубини - Гордона - Венециано и что дополнительное вырождение соответствует кварковой модели с бесконечным числом кварков возрастающей массы. Каждая разновидность кварков связывается при этом с законом сохранения некоторого гиперзаряда Y. Как следствие, симметрия результирующей кварковой модели является симметрией $Y_1 \times Y_2 \times \ldots$ - группы (см.рис.I).

Таким образом, верхняя часть схемы рис.I указывает на наличие рассмотренной выше связи между дуальностью и внутренней симметрией и кварками и на важную роль индуцированных вакуумных переходов в установлении этой связи.

Для определения спонтанных вакуумных переходов в модели Венециано используется метод аналитического продолжения по константе индуцированных вакуумных переходов на другие листы римановой поверхности /3-5,8,9/. В работе /4/ применение указанного метода к частному случаю модели Венециано с интерсептом траектории $\alpha_0 = -1$ позволило определить характер возникающих аналитических функций и решить задачу о спонтанных вакуумных переходах в рассматриваемом частном случае. Дальнейшее усовершенствование метода аналитического продолжения, проведенное в работе /5/, позволило решить задачу о спонтанных вакуумных переходах для случая модели Венециано с произвольным интерсептом α_0. При этом было показано, что спонтанные вакуумные переходы приводят к перестройке дуальной амплитуды рассеяния, причем результат такой перестройки может интерпретироваться простым образом, как изменение знака у квадратов масс отдельных кварков (правило $\mu_m^2 \to -\mu_m^2$).

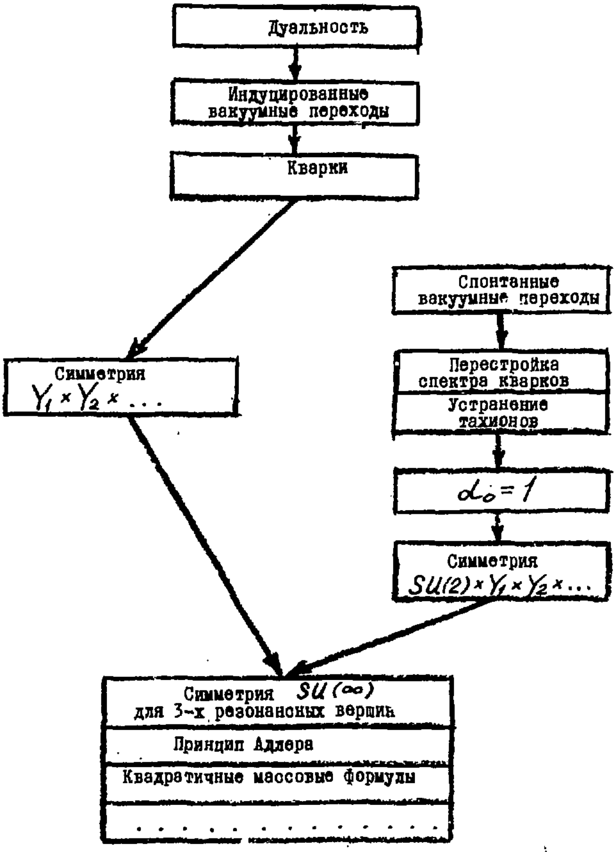

Дуальность
Индуцированные вакуумные переходы
Кварки
Спонтанные вакуумные переходы
Перестройка спектра кварков
Устранение тахионов
Симметрия
$Y_1 \times Y_2 \times \ldots$
$\alpha_0 = 1$
Симметрия
$SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \ldots$
Симметрия $SU(\infty)$ для 3-х резонансных вершин
Принцип Адлера
Квадратичные массовые формулы
. . . .

Рис. I

В случае, когда исходная дуальная модель содержит тахионные состояния ($\alpha_0 > 0$), такие состояния отсутствуют в амплитудах, перестроенных вследствие спонтанных вакуумных переходов. В важном частном случае $\alpha_0 = 1$ (модель Ви· }оро) главные траектории вследствие перестройки амплитуд становятся двухкратно вырожденными, что приводит к увеличению симметрии кварковых состояний и, как следствие, симметрии всех рассматриваемых взаимодействий до симметрии $SU(2)\times Y_1 \times Y_2 \times \ldots$ (см.рис.I).

На схеме рис.I изображены также некоторые следствия обнаруженной в работах /3-5/ кварковой структуры дуальных амплитуд.

Сюда относится, прежде всего, точная симметрия $SU(\infty)$ - группы для трехрезонансных вершинных функций. Последнее следует из результатов работы /6/, в которой показано, что при введении в модель Венециано n кварков различной массы трехчастичные константы связи удовлетворяют соотношениям $SU(n)$ -симметрии.

Сюда же относятся выполнение принципа Адлера для амплитуды рассеяния для резонансов, состоящих из различных кварка и антикварка, квадратичная массовая формула для резонансных состояний и другие следствия представимости интерсепта траектории в виде суммы вкладов от отдельных кварков, которая имеет место в рассматриваемой модели в результате снятия вырождения резонансных состояний.

Указанные выше следствия зависят только от возникающей в модели кварковой структуры безотносительно к характеру рассматриваемых вакуумных переходов (индуцированных или спонтанных), поэтому на схеме рис.I к ним ведут две разные стрелки.

2. Перейдем к более подробному рассмотрению отдельных сущест··нных моментов.

Как показано в работах /3,8/, суммирование по вакуумным переходам в дуальных амплитудах приводит к следующему переопределению n -точечных B -функций:

$$B_n^R(\beta, p_1, \ldots, p_n) = \sum_{\substack{N_i=0 \\ i=1,2,\ldots,n}}^{\infty} \beta^{N_1+\ldots+N_n} B_{n+N_1+\ldots+N_n}(p_1, \overbrace{0,\ldots 0}^{N_1}, p_2, \overbrace{0,\ldots 0}^{N_2}, p_3, \ldots), \tag{I}$$

где β - константа индуцированного перехода частиц в вакуум.

Будем выполнять суммирование в выражении (I) в n этапов. На первом этапе проведем суммирование по всем вакуумным переходам между i и ($i+1$)-й частицами, затем между следующей произвольной парой соседних частиц и т.д.

Парциальная сумма, соответствующая первому этапу, имеет вид

$$B_n^{R_i}(\beta,p_1,\dots,p_n)=\sum\beta^{N_i}B_{n+N_i}(p_1,\dots,p_i,\overbrace{0,\dots,0}^{N_i},p_{i+1},\dots,p_n); \qquad (2)$$

Для рассмотрения отдельных слагаемых в сумме (2) используем представление Кобы-Нильсона для дуальных амплитуд

$$B_m(p_1,\dots,p_m)=\frac{1}{\Omega}\int dX^{(m)}\prod_{\substack{j,k=1\\ j<k}}^{m}X_{j,k}^{-\alpha_{jk}-1}, \qquad (3)$$

где $dX^{(m)}=\dfrac{\prod_{j=1}^{m}dx_j}{\prod_{j=1}^{m}(x_{j+2}-x_j)}$ $SU(1,1)$ - инвариантный дифференциальный объём m - переменных x_j, упорядоченных в интервале ($-\infty$, ∞) Ω - инвариантный объём трех переменных

$$X_{j,k}=(x_j,x_{j-1},x_k,x_{k+1})=\frac{(x_k-x_j)(x_{k+1}-x_{j-1})}{(x_k-x_{j-1})(x_{k+1}-x_j)} \qquad (4)$$

и $\alpha_{i,j}=\alpha' S_{ij}+\alpha_0=\alpha(S_{ij})$, $\alpha_i=\alpha(p_i^2)$.

Суммирование по вакуумным переходам на первом этапе приводит к следующему переопределению дуальных амплитуд:

$$B_n^{R}(\beta,p_1,\dots,p_n)=\frac{1}{\Omega}\int\frac{\prod dx_j}{\prod_j(x_{j+2}-x_j)}\cdot\prod_{j<k}X_{j,k}^{-\alpha_{j,k}-1}\times \qquad (5)$$

$$\times R(\beta,\alpha_i,\alpha_{i+1},X_{i,i+1}),$$

где функция R дается следующим выражением:

$$R(\beta,\alpha_i,\alpha_{i+1},x)=\frac{1}{2\pi i}\,\frac{1}{\Gamma(-\alpha_i)\Gamma(-\alpha_{i+1})}\int_{\gamma}K(s,\beta)\varphi(s,x,\alpha_i,\alpha_{i+1})ds \qquad (6)$$

$$K(s,\beta)=\frac{(\alpha_0-2s)\Gamma(-s)\Gamma(s-\alpha_0)}{1-\beta B(-s,s-\alpha_0)} \qquad (7)$$

$$\varphi(s,x,\alpha_i,\alpha_{i+1})=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Gamma(s-\alpha_i+n)\Gamma(s-\alpha_{i+1}+n)}{\Gamma(2s-\alpha_0+n+1)\,n!}(1-x)^{s+n}. \tag{8}$$

Контур интегрирования γ в представлении (6) обходит все корни $S_m(\beta)$ уравнения

$$1-\beta B(-s,s-\alpha_0)=0, \tag{9}$$

которые при непрерывном изменении β вдоль контура, начинающегося в точке $\beta=0$, при $\beta=0$ совпадают с корнями

$$S_m(0)=m \qquad (m=0,1,2,\dots).$$

Интеграл (6) может быть преобразован к сумме с бесконечным числом слагаемых в полюсах $S_m(\beta)$. Отдельные слагаемые в этой сумме с точностью до несущественных перенормировочных множителей имеют следующий вид:

$$\frac{\Gamma(S_m(\beta)-\alpha_i+n)\,\Gamma(S_m(\beta)-\alpha_{i+1}+n)}{\alpha_i\Gamma(-\alpha_i)\cdot\alpha_{i+1}\Gamma(-\alpha_{i+1})}(1-x)^{S_m(\beta)+n}. \tag{10}$$

В выражение (10) включены множители $\frac{1}{\alpha_i}$, $\frac{1}{\alpha_{i+1}}$, соответствующие полюсам для внешних i-ой и $(i+1)$-частиц.

Рассмотрим характер расщепления резонансных состояний, следующих из выражения (10). Для этого заметим, что полюса по переменным α_i и α_{i+1} содержатся только в Γ-функциях в числителе выражения (10) при значениях

$$\alpha_i(p_i^2)=m+n+\tau+\frac{(-)^m}{m!}\frac{\Gamma(m-\alpha_0)}{\Gamma(-\alpha_0)}\beta, \tag{11}$$

$$\tau=0,1,2,\dots$$

При переходе от выражения (10) к формуле (11) в выражении для корней $S_m(\beta)$ были удержаны только члены линейные по параметру β

$$S_m(\beta)=m+\frac{(-)^m}{m!}\frac{\Gamma(m-\alpha_0)}{\Gamma(-\alpha_0)}\beta. \tag{12}$$

Аналогичное расщепление имеет место и для внутренних траекторий, соответствующих диагоналям дуальной диаграммы на рис.2. Последнее следует из наличия множителя $(1-x)^{S_m(\beta)+n}$ в выражении (5). Используя известные свойства ангармонических отношений, такой множитель может быть преобразован к следующему виду:

$$\left(1-X_{i,i+1}\right)^{S_m(\beta)+n}=\prod_{\ell=2}^{n-2}\left(X_{i+1,\,i+\ell}\right)^{S_m(\beta)+n}, \qquad (13)$$

где каждый сомножитель в правой части соотношения (13) соответствует диагонали диаграммы рис.2.

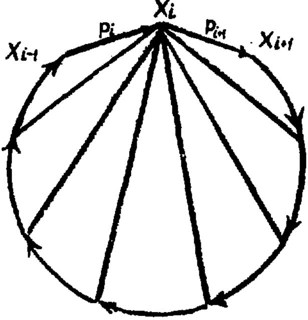


Рис.2.

Так как каждое слагаемое в сумме по m приводит к одновременному и одинаковому смещению интерсептов траекторий внешних i -ой и (i+ 1)-ой частиц и внутренних траекторий, соответствующих диагоналям диаграммы рис.2, то смещение интерсептов для каждого слагаемого может интерпретироваться как изменение массы кварка на кварковой линии между i -ой и (i+ 1)-ой частицами (рис.3).

В соответствии с бесконечным числом слагаемых в сумме по n кварковая линия бесконечнократно расщепляется и соответствует бесконечному числу различных кварков возрастающей массы.

При суммировании по вакуумным переходам между (i+ 1)-ой и (i+ 2)-ой внешними частицами возникает дополнительное расщепление траекторий, которое может интерпретироваться как аналогичное расщепление кварковой линии между (i+ 1)-й и (i+ 2)-ой частицами. В результате суммирования по всем вакуумным переходам происходит расщепление всех кварковых линий диаграммы на рис.3.

Непосредственно из кварковых диаграмм следует, что в случае произвольного процесса рассеяния число кварков каждого сорта сохраняется. Таким образом, в рассматриваемой дуальной модели содержится бесконечное число аддитивных законов сохранения, каждому из которых соответствует определенный вид гиперзаряда.

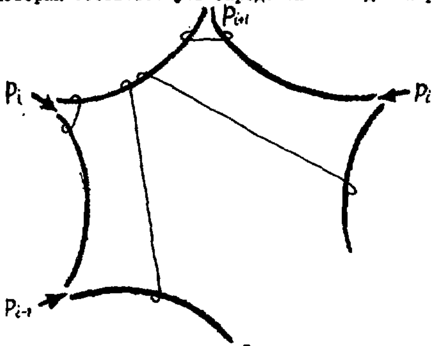


рис.3

Спонтанные вакуумные переходы

Для рассмотрения спонтанных вакуумных переходов в модели Венециано используем интегральное представление (6).

В этом представлении полюса подынтегрального выражения являются функциями параметра β , определяемыми из условия:

$$1-\beta B(-S, S-\alpha_0)=0\,. \tag{I4}$$

При $\beta=0$ уравнение (I4) приводит к двум совокупностям корней

$$S_m(0)=m \quad (m=0,1,2,\dots) \tag{I5}$$

и

$$S_m'(0)=\alpha_0-m \quad (m=0,1,2,\dots)\,, \tag{I6}$$

которые на S -плоскости разделены контуром интегрирования.

При изменении параметра β корни $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$ движутся непрерывным образом в плоскости S. Рассмотрим, какой-либо замкнутый контур C в плоскости β, проходящий через точку $\beta=0$. После обхода контура C корни $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$, которые при $\beta=0$ имели значения (I5) и (I6), снова примут какие-то из возможных значений (I5) и (I6), при этом значения некоторых из корней $S_m(\beta)$ и $S'_m(\beta)$ после обхода контура C могут не совпадать с их исходными значениями (I5) и (I6). В общем случае обходу произвольного замкнутого контура C в плоскости β соответствует некоторая перестановка корней (I5) и (I6). Каждая такая перестановка с точностью до нумерации корней сводится к тому, что некоторые из корней $S_m(0)$ переходят в точки, симметричные относительно точки $S \cdot \frac{\alpha_0}{2}$.

Правило $\mu_m^2 \to -\mu_m^2$

Исходя из сформулированного выше правила перестановки корней уравнения (I4) при обходе по произвольному замкнутому контуру в плоскости β, легко получить значения переопределенных в результате спонтанных вакуумных переходов интерсептов главной траектории и всех траекторий приемышей.

Как было показано, рассмотрение индуцированных вакуумных переходов позволяет обнаружить вырождение резонансных состояний, связанное с их кварковой структурой.

При малых значениях параметра β интерсепты траектории для резонансов, составленных из m -ого кварка и n -ого антикварка, имеют вид:

$$\alpha_0(m,n)=\alpha_0-S_m(\beta)-S_n(\beta) \tag{I7}$$

и при $\beta=0$

$$\alpha_0(m,n)=-\mu_m^2-\mu_n^2\ , \tag{I8}$$

где $\mu_m^2=-\frac{\alpha_0}{2}+m$ — квадрат массы (I9)

m -ого кварка.

Как говорилось выше, контуру в плоскости β соответствующему определенному спонтанному вакуумному переходу, какие-то из значений $S_m(0)=m$ переходят в симметричные относительно точки $S=\frac{\alpha_0}{2}$ значения, то есть $\mu_m^2 \to -\mu_m^2$,

(20)

в результате чего соответствующие данным значениям квадраты масс кварков меняют знак.

Устранение тахионов

Пусть $2n \geqslant \alpha_0 > 2(n-1)$, $n = 1,2,\ldots$ тогда $\mu_m^2 < 0$ при $m < n$, ($m = 0,1,2 \ldots$) и в исходной модели Венециано имеются тахионы.

Выбирая контур обхода в плоскости β так, чтобы вследствие спонтанного вакуумного перехода $\mu_m^2 \to -\mu_m^2 = \mu_m'^2 > 0\ (m<n)$ ($m < n$), получим следующие значения для интерсепта траектории и интерсептов траекторий - приемышей:

$$
\begin{aligned}
&\alpha_0(k,\ell) = \alpha_0 - k - \ell && (k, \ell, \geqslant n) \\
&\alpha_0(k,\ell) = -(k-\ell) && (k \geqslant n,\ \ell < n) \\
&\alpha_0(k,\ell) = -(\ell - k) && (\ell \geqslant n,\ k < n) \\
&\alpha_0(k,\ell) = -\alpha_0 + k + \ell && (k, \ell < n),
\end{aligned}
\tag{21}
$$

т.е. во всех случаях $\alpha_0(k,\ell) \leqslant 0$ и, как следствие, в результирующих дуальных амплитудах тахионы отсутствуют.

$\alpha_0 = 1$; $SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \ldots$ - симметрия

При $\alpha_0 = 1$ для четырех наиболее высоко расположенных траекторий, как следствие соотношений (21), получаются следующие значения интерсептов:

$$
\alpha_0(0,0) = \alpha_0(0,1) = \alpha_0(1,0) = \alpha_0(1,1) = -1, \tag{22}
$$

т.е. вследствие спонтанного вакуумного перехода траектории с k, ℓ, $= 0,1$ принимают одинаковое положени и являются вырожденными.

Вырождение траекторий (22) обусловлено тем, что квадраты масс кварков с $m=0$ и $m=1$ после спонтанного вакуумного перехода приобретают одинаковые значения. Совпадение положения корней $S_0(\beta)$ и $S_1(\beta)$ приводит, в свою очередь, к совпадению всех свойств соответствующих этим корням кварковых состояний и к повышению симметрии дуальных амплитуд до симметрии

$SU(2) \times Y_1 \times Y_2 \times \ldots$ ... группы. При этом 0 -ой и I-й кварк относятся к дублетному представлению $SU(2)$ группы, а частицы, принадлежащие траекториям (37), соответствуют $SU(2)$ - синглетным и триплетным состояниям. В случае, когда внешние частицы в дуальных амплитудах принадлежат траекториям (22), зависимость дуальных амплитуд от внутренних квантовых чисел факторизуется в виде шпура от изоспиновых матриц $\tilde{\tau}_i$ ($= 0, I, 2, 3$) и соответствует обычному введению в дуальные амплитуды изоспиновых состояний по методу Чана-Патона.

Некоторые следствия и дальнейшие перспективы

Проведенное выше рассмотрение показало, что изучение вакуумных переходов в дуальных моделях позволяет установить определенные соотношения между дуальностью,с одной стороны,и кварковой структурой резонансов и внутренними симметриями, с другой.

Для модели Венециано с произвольным интерсептом траектории α_0 соответствующая кварковая структура резонансов определяется бесконечным числом кварков возрастающей массы. Интерсенты главной траектории и всех траекторий - приемышей при этом аддитивны по отношению к квадратам масс образующих кварков (формула (I8)).

Последнее обстоятельство приводит к ряду важных следствий:

а) наличие квадратичных массовых формул для резонансных состояния;

б) точная $SU(\infty)$ - симметрия для трехрезонансных констант связи;

в) выполнение принципа самосогласованности Адлера для внешних частиц, составленных из разных кварка и антикварка и т.д.

В различных модификациях каждое из указанных выше следствий неоднократно обсуждалось в литературе как с точки зрения соответствия различным вариантам точных и нарушенных симметрий, так и с точки зрения соответствия экспериментальным данным.

Связь следствий а) и б) с дуальностью при условии предварительного введения кварковой структуры в дуальную модель была установлена недавно в работе /6/. На возможную связь принципа

Адлера с дуальностью обращалось внимание в ряде работ /10/. Однако в этих работах принцип Адлера рассматривался как некоторое дополнительное требование на амплитуду рассеяния, безотносительно к кварковой структуре рассматриваемых резонансов.

Наличие следствий типа $a - b$ не связано с конкретной формой рассматриваемой дуальной модели. Как показывает предварительное рассмотрение дуальных моделей, отличных от модели Венециано, каждой из таких моделей соответствует свой спектр кварковых состояний и свой способ построения из кварков резонансных состояний.

В заключение заметим, что дальнейшее изучение вопросов, связанных с рассматриваемой темой, возможно, приведет в недалеком будущем к построению более реалистической дуальной кварковой модели, содержащей кварки со спином $\frac{1}{2}$ и способной описывать как мезонные, так и барионные резонансные состояния.

Литература

1. Paton G.E., Chan Hong-Mo, Nucl.Phys. B10, 1969, 516.
2. Harary H. Phys.Rev.Lett. 22, 1969, 562.
   Rosner G.D. Phys.Rev.Lett. 22, 1969, 689.
3. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев, ЯФ, 18, 1973, 902.
4. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. Письма в ЖЭТФ, 20, 1974, 488; ЯФ 21, 1975, 1104.
5. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. Письма в ЖЭТФ 21, 1975, 454. Препринт ХФТИ 75-5 (1975).
6. Dethlefsen G.M., Nielsen H.B. Nuovo Cim. 14A, 1973, 85.
7. Fubini S., Gordon D., Veneziano G., Phys.Lett. B29, 1969, 679.
8. Bardakci K., Nucl.Phys. B68, 1974, 331; B70, 1974, 397.
9. Bardakci K., Halpern M.B. Phys.Rev. D10, 1974, 4230.
10. Lovelace C. Phys.Lett. 28B, 1968, 265.
    Ademollo M., Veneziano G., Weinberg S. Phys.Rev.Lett. 22, 1969, 83.
    Brower R.S. Phys.Lett. 34B, 1971, 143.

О ГОЛДСТОУНОВСКИХ ЧАСТИЦАХ И ПРИНЦИПЕ АДЛЕРА В ДУАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ

Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев

Харьковский физико-технический институт

Недавно в работах /1,2/ было проведено рассмотрение спонтанных вакуумных переходов для случаев дуальной модели Венециано /1/ и дуальной M - модели /2/.

В настоящей работе результаты, полученные в работах /1,2/, обобщаются на случай модели Венециано, содержащей внутренние квантовые числа $SU(N)$ -группы. Проведенное обобщение позволяет рассмотреть, каким образом происходит спонтанное нарушение симметрии в дуальных моделях, какие голдстоуновские частицы при этом возникают, как реализуется принцип Адлера для дуальных амплитуд, и другие вопросы, связанные со спонтанным нарушением симметрии.

1. Рассмотрим дуальные амплитуды с внутренними квантовыми числами, введенными по методу Чана-Патона /4/. Такие дуальные амплитуды для случая n взаимодействующих частиц представлены в виде суммы по перестановкам частиц слагаемых вида:

$$Sp(C_1 C_2 \ldots C_n)\, B_n(p_1, p_2, \ldots, p_n), \qquad (1)$$

где $C_i^{\rho\sigma}$ - матрицы ($\rho, \sigma = 1,2,\ldots$), соответствующие определенным состояниям кварка и антикварка в i -ой частице и $B_n(p_1,\ldots,p_n)$ n- частичные амплитуды Венециано.

Предположим, что какие-то из частиц, принадлежащих мультиплету $C^{\rho\sigma}$, могут переходить в вакуум с константами перехода $\beta^{\rho\sigma}$. Переходя к представлению, в котором матрица $\beta^{\rho\sigma}$ является диагональной, можно провести процедуру перехода к перестроенным дуальным амплитудам и последующее аналитическое продолжение перестроенных амплитуд по константам $\beta^{P\sigma}$, аналогично тому, как это было проведено в работе /I/, независимо для каждого отдельного диагонального элемента β_i матрицы $\beta^{P\sigma}$.

Результат указанной процедуры можно простым образом сформулировать посредством следующего обобщения правила $\mu^2 \to -\mu^2$ /3/ для изменения квадратов масс кварковых состояний, происходящего вследствие спонтанных вакуумных переходов.

С учетом дополнительного вырождения резонансных состояний в дуальных моделях, обнаруженного в работах /I,3/, спектр масс кварковых состояний, соответствующий исходным амплитудам (I) имеет вид

$$\mu_\sigma^2(q_i) = \frac{\alpha_0}{2} + \sigma , \tag{2}$$

где $i = 1,2,\dots N$; $\sigma = 0, 1, 2, \dots$
и α_0 - интерсепт главной траектории амплитуд (I).

Для перестроенных амплитуд спектр масс кварковых состояний становится аналитической функцией констант β_i :

$$\mu_\sigma^2(q_i; \beta_i) = \frac{\alpha_0}{2} + S_\sigma(\beta_i) , \tag{3}$$

где каждая из функции $S_\sigma(\beta_i)$ определяется уравнением

$$1 - \beta B(-S_\sigma, S_\sigma - \alpha_0) = 0 \tag{4}$$

и условием, что на нулевом листе римановой поверхности

$$S_\sigma(0) = \sigma . \tag{5}$$

Из соотношений (2-5) следует, что с точностью до возможной перенумерации кварковых состояний при аналитическом продолжении по константам β_i на другие листы римановой поверхности какие-то из квадратов масс кварковых состояний меняют знак

$$\mu_\sigma^2(q_i, 0) = \pm \mu_\sigma^2(q_i) , \tag{6}$$

Каждый конкретный выбор знаков в соотношении (6) соответствует определенному листу римановой поверхности функции $S_\sigma(\beta)$, и определенному спонтанному вакуумному переходу.

Спектр резонансных состояний, возникающих в результате спонтанных вакуумных переходов, можно представить в виде следующей бесконечной матрицы:

			$\sigma=0$		$\sigma=1$		...
			$\mu_q^2=-\alpha_0/2$	$\mu_q^2=\alpha_0/2$	$\mu_q^2=-\alpha_0/2+1$	$\mu_q^2=\alpha_0/2-1$	...
			$q_{i_1}\ q_{i_2} \dots q_{i_m}$	$q_{i_{m+1}}\ q_{i_{m+2}} \dots q_{i_N}$	$q_{k_1}\ q_{k_2} \dots q_{k_m}$	$q_{k_{m+1}}\ q_{k_{m+2}} \dots q_{k_N}$	...
$\sigma=0$	$\mu_q^2=-\alpha_0/2$	q_{i_1}, q_{i_2}, ..., $q_{i_{m_1}}$	$M^2=-\alpha_0$	$M^2=0$	$M^2=-\alpha_0+1$	$M^2=-1$	...
	$\mu_q^2=\alpha_0/2$	$q_{i_{m+1}}$, $q_{i_{m+2}}$, ..., $q_{i_{m_N}}$	$M^2=0$	$M^2=\alpha_0$	$M^2=1$	$M^2=\alpha_0-1$	...
$\sigma=1$	$\mu_q^2=-\alpha_0/2+1$	q_{k_1}, q_{k_2}, ..., $q_{k_{m_1}}$	$M^2=-\alpha_0+1$	$M^2=1$	$M^2=-\alpha_0+2$	$M^2=0$	...
	$\mu_q^2=\alpha_0/2-1$	$q_{k_{m+1}}$, $q_{k_{m+2}}$, ..., q_{k_N}	$M^2=-1$	$M^2=\alpha_0-1$	$M^2=0$	$M^2=\alpha_0-2$	...
...	...	...	...	...	...	...	

(7)

В матрице (7) $SU(N)$ - симметричные блоки, соответствующие исходной модели, вследствие соотношения (6) разделены на подблоки резонансных состояний с одинаковыми квадратами масс. При этом в диагональных блоках присутствуют подблоки с $M^2=0$, соответствующие голдстоуновским частицам. Заметим, однако, что при отсутствии голдстоуновских частиц в исходной модели ($\alpha_0 \neq 0$) при любом варианте спонтанного нарушения симметрии голдстоуновские частицы всегда присутствуют вместе с тахионами.

Как видно из структуры матрицы (7), спонтанные вакуумные переходы приводят к понижению $SU(N) \times SU(N) \times \dots$ - симметрии исходной модели до симметрии $SU(N-M_1) \times SU(M_1) \times SU(N-M_2) \times SU(M_2) \dots$ ... - группы.

В частном случае отрицательных целочисленных интерсептов симметрия перестроенных амплитуд может стать для нескольких начальных блоков симметрией $SU(2N-M_1-M_2) \times SU(M_1+M_2)$ группы и быть выше, чем симметрия исходной модели.

2. Покажем, что при введении внутренних чисел в дуальные модели в соответствии с (3) при стремлении к нулю импульса частицы составленного из разных кварка и антикварка амплитуды рассеяния обращаются в нуль, т.е. для амплитуд рассеяния имеет место принцип Адлера.

Запишем для этого амплитуду рассеяния $n+1$ -ой частицы в виде:

$$\frac{1}{\Omega}\int dZ^{(n)} \prod_{j<k} Z_{j,k}^{-\alpha_{jk}+S_{j-1}+S_k-1} R(Z_{i,i+1}) , \tag{8}$$

где

$$R(Z_{i,i+1})=\int dy \frac{Z_{i+2}-Z_{i-1}}{(Z_{i+2}-y)(y-Z_{i-1})}\cdot\frac{1}{Z_{i,i+1}}\times$$
$$\times(Z_{i+1},y,Z_{i-1},Z_i)^{-\alpha_{iy}+S_{i-1}+S_y-1}$$
$$\times(Z_{i+2},Z_{i+1},Z_i,y)^{-\alpha_{y\,i+1}+S_i+S_{i+1}-1}$$
$$\times(Z_{i+1},y,Z_{i+2},Z_{i-1})^{S_y-S_i} \tag{9}$$

$(dZ^{(n)}$ - инвариантный дифференциальный объём n -частиц; величины S_i определяют соответственно формуле (3), кварковые добавки к интерсептам траектории и переменные y относятся к частице, импульс которой стремится к нулю.

При $P_y=0$ и при условии, что остальные n частиц находятся на массовой поверхности, степенные показатели в формуле (9) становятся равными

$$-\alpha_{iy}+S_{i-1}+S_y=S_y-S_i$$
$$-\alpha_{y(i+1)}+S_i+S_{i+1}=S_i-S_y ,$$

в результате чего величина R принимает вид

$$R(Z_{i,i+1})=\mathcal{X}(Z_{i,i+1})\cdot B(S_y-S_i;S_i-S_y) . \tag{10}$$

Второй сомножитель в формуле (10) при условии, что разность S_y-S_i не равна целому числу, обращается в нуль. Что и доказывает сформулированное выше утверждение.

Можно показать, что принцип Адлера в аналогичной формулировке имеет место и в дуальной модели Невью-Шварца.

Литература

1. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. Письма в ЖЭТФ. 20, 488 (74); 21, 454 (75). ЯФ 21, 1104 (75); Препринт ХФТИ 75-5.

2. K.Bardakci, M.B.Halpern. Phys.Rev. D10, 4230 (74)

3. Д.В.Волков. Препринт ОИЯИ 2-8765, Дубна, 1975.

4. G.E.Paton, Chan Hong-Mo. Nucl.Phys., B10, 516 (1969).

СПОНТАННЫЕ ВАКУУМНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДУАЛЬНОЙ МОДЕЛИ НЕВЬЮ-ШВАРЦА

Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев

Харьковский физико-технический институт

Изучение вопроса о спонтанных и индуцированных вакуумных переходах в дуальной модели Венециано /I/ показало, что дуальность является основной динамической концепцией, приводящей к кварковой структуре резонансов. Такая связь между дуальностью и кварками является следствием сильного вырождения спектра резонансных состояний в дуальных моделях и соответствует наличию бесконечного числа кварков возрастающей массы. Это приводит к ряду важных следствий, таких, как наличие точной симметрии для трехрезонансных вершинных функций, выполнение принципа Адлера для амплитуды рассеяния резонансов, состоящих из различных кварка и антикварка. С другой стороны, присутствие в дуальной модели Венециано спонтанных вакуумных переходов приводит к перестройке дуальной амплитуды и устранению тахионных состояний, а в некоторых важных частных случаях и к повышению группы симметрии кварковых состояний.

Здесь мы хотим показать, что указанные основные результаты имеют место и в более реалистичных моделях, таких, как например, модель Невью-Шварца.

Обобщим представление Фарли /2/ для n π -мезонной амплитуды рассеяния в модели Невью-Шварца на случай произвольного интерсепта π -траектории.

$$B_n(\alpha_{i,k}) = \frac{1}{\Omega}\int \frac{\prod_j dz_j}{\prod_j (z_{j+2}-z_j-\theta_{j+2}\theta_j)^{1/2}} \times$$

$$\times \prod_{j<k}\left[\frac{(z_j-z_k-\theta_j\theta_k)(z_{j-1}-z_{k+1}-\theta_{j-1}\theta_{k+1})}{(z_j-z_{k+1}-\theta_j\theta_{k+1})(z_{j-1}-z_k-\theta_{j-1}\theta_k)}\right]^{-\alpha_{j,k}-1} \prod_i d\theta_i .$$

Амплитуда $B_n(\alpha_{i,k})$ инвариантна относительно как проективных преобразований, так и преобразований суперсимметрии

$$\Lambda z_i = \frac{a z_i + b}{c z_i + d}\ , \quad \Lambda \varphi_i = \frac{\varphi_i}{c z_i + d}$$
$$S z_i = z_i + \varphi_i \xi\ , \quad S\varphi_i = \varphi_i + \xi\ , \quad \{\varphi_i, \xi\} = 0\ . \tag{2}$$

Заметим, что указанное расширение симметрии дуальных амплитуд приводит к появлению новых инвариантных функций, зависящих от (z_i, φ_i) и являющихся элементами грассмановой алгебры. Рассмотрим простейшие из таких инвариантов.

Для случая 3-х точек (z_i, φ_i) ($z_1 < z_2 < z_3$) имеем одну инвариантную функцию

$$\Phi_2 = \varphi_1\left[\frac{z_3 - z_2}{(z_3 - z_1)(z_2 - z_1)}\right]^{1/2} - \varphi_2\left[\frac{z_3 - z_1}{(z_3 - z_2)(z_2 - z_1)}\right]^{1/2} + \tag{3}$$
$$+ \varphi_3\left[\frac{z_2 - z_1}{(z_3 - z_2)(z_3 - z_1)}\right]^{1/2} + \frac{1}{2}\,\frac{\varphi_1\varphi_2\varphi_3}{\left[(z_3 - z_1)(z_3 - z_2)(z_2 - z_1)\right]^{1/2}}\ .$$

В случае 4-х точек имеем 3 инвариантные функции:

$$\Phi_2, \Phi_3$$
$$z_{1,2,3,4} = \frac{(z_1 - z_3 - \varphi_1\varphi_3)(z_2 - z_4 - \varphi_2\varphi_4)}{(z_1 - z_4 - \varphi_1\varphi_4)(z_2 - z_3 - \varphi_2\varphi_3)}\ . \tag{4}$$

Предположим, что в рассматриваемой модели имеют место индуцированные вакуумные переходы между i - и $i+1$ -частицами. Амплитуда $B_n(\alpha_{i,k})$, перестроенная с учетом таких переходов, имеет вид

$$B_n^R(\alpha_{i,k}) = \frac{1}{\Omega}\int \frac{\prod_j dz_j}{\prod_j (z_{j+2} - z_j - \varphi_{j+2}\varphi_j)^{1/2}} \left[\frac{(z_j - z_k - \varphi_j\varphi_k)(z_{j-1} - z_{k+1} - \varphi_{j-1}\varphi_{k+1})}{(z_j - z_{k+1} - \varphi_j\varphi_{k+1})(z_{j-1} - z_k - \varphi_{j-1}\varphi_k)}\right]^{-\alpha_{jk}-1} \times \tag{5}$$
$$\times R\left(z_{i-1,i,i+1,i+2}; (-)^i\Phi_i; (-)^i\Phi_{i+1}, \alpha_i, \alpha_{i+1}\right) \prod_i d\varphi_i\ .$$

Функция $R(z, \Phi_1, \Phi_2)$ определяется из следующего интегрального уравнения:

$$R(z_{i-1,i,i+1,i+2};\Phi_i,\Phi_{i+1};\alpha_i,\alpha_{i+1}) = 1 +$$

$$+\beta\left[\frac{(z_i-z_{i+2}-\varphi_i\varphi_{i+2})(z_{i-1}-z_{i+1}-\varphi_{i-1}\varphi_{i+1})}{(z_i-z_{i+1}-\varphi_i\varphi_{i+1})(z_{i-1}-z_{i+2}-\varphi_{i-1}\varphi_{i+2})}\right]^{1/2}\int_{z_i}^{z_{i+1}} dy\left[\frac{z_{i+2}-z_{i-1}-\varphi_{i+2}\varphi_{i-1}}{(z_{i+2}-y-\varphi_{i+2}\psi)}\right. \times \tag{6}$$

$$\times\left.\frac{1}{(y-z_{i-1}-\psi\varphi_{i-1})}\right]^{1/2}\left[\frac{(z_i-y-\varphi_i\psi)(z_{i-1}-z_{i+1}-\varphi_{i-1}\varphi_{i+1})}{(z_i-z_{i+1}-\varphi_i\varphi_{i+1})(z_{i-1}-y-\varphi_{i-1}\psi)}\right]^{-\alpha_i-1}\cdot\left[\frac{(y-z_{i+1}-\psi\varphi_{i+1})}{(z_i-z_{i+1}-\varphi_i\varphi_{i+1})}\right. \times$$

$$\times\left.\frac{(z_i-z_{i+2}-\varphi_i\varphi_{i+2})}{(y-z_{i+2}-\psi\varphi_{i+2})}\right]^{-\alpha_{i+1}-1} d\psi\, R(z_{i,y,i+1,i+2};\Phi_y,\Phi_{i+1};\alpha_0,\alpha_{i+1}).$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$R(z,\Phi_i\Phi_{i+1},\alpha_i,\alpha_{i+1}) = f_0(z,\alpha_i;\alpha_{i+1}) + f_1(z,\alpha_i;\alpha_{i+1})\Phi_i +$$
$$+ f_2(z,\alpha_i;\alpha_{i+1})\Phi_{i+1} + f_3(z,\alpha_i;\alpha_{i+1})\Phi_i\Phi_{i+1} \tag{7}$$

$$f_0(z,\alpha_i;\alpha_{i+1}) = \frac{1}{\Gamma(-\alpha_i-1/2)\Gamma(\alpha_{i+1}-1/2)}\cdot\frac{-1}{2\pi i}\int_\gamma K(S,\alpha_0,\beta)\{\varphi_0(S,1-z,\alpha_i;\alpha_{i+1})-(S\to S+1/2)\}dS \tag{8}$$

$$f_1(z,\alpha_i;\alpha_{i+1}) = \frac{\beta}{\Gamma(-\alpha_0-1/2)\Gamma(-\alpha_i-1/2)\Gamma(-\alpha_{i+1}-1/2)}\cdot\frac{1}{2\pi i}\int_\gamma K(S,\alpha_0,\beta)\times$$

$$\times\{\varphi_1(S,1-z,\alpha_i,\alpha_{i+1})-(S\to S+1/2)\}dS$$

$$f_3(z,\alpha_i;\alpha_{i+1}) = \frac{\beta^2}{\Gamma^2(-\alpha_0-1/2)\Gamma(-\alpha_i-1/2)\Gamma(-\alpha_{i+1}-1/2)}\cdot\frac{1}{2\pi i}\int_\gamma K(S,\alpha_0,\beta)\times$$

$$\times\{\varphi_3(S,1-z,\alpha_i;\alpha_{i+1})-(S\to S+1/2)\} \tag{9}$$

$$f_2(z,\alpha_i;\alpha_{i+1}) = -f_1(z,\alpha_{i+1},\alpha_i)$$

$$K(S,\alpha_0,\beta) = \frac{\Gamma(-S)\Gamma(-S+1/2)\Gamma(S-\alpha_0-1/2)\Gamma(S-\alpha_0)}{1+\beta^2\dfrac{\Gamma(-S)\Gamma(-S+1/2)\Gamma(S-\alpha_0-1/2)\Gamma(S-\alpha_0)}{\Gamma^2(-\alpha_0-1/2)}}$$

и функции $\varphi_i(S, z, \alpha_i, \alpha_{i+1})$ определяются

$$\varphi_0(S,z,\alpha_i,\alpha_{i+1}) = \frac{1}{\Gamma(\frac{1}{2}-S)\Gamma(S-\alpha_0-\frac{1}{2})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(S-\alpha_i-\frac{1}{2}+n)\Gamma(S-\alpha_{i+1}-\frac{1}{2}+n)}{\Gamma(2S-\alpha_0+n)\, n!} (1-z)^{S+n}$$

$$\varphi_1(S,z,\alpha_i,\alpha_{i+1}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(S-\alpha_i+n)\Gamma(S-\alpha_{i+1}-\frac{1}{2}+n)}{\Gamma(2S-\alpha_0+n)\, n!} (1-z)^{S+n} \tag{10}$$

$$\varphi_3(S,z,\alpha_i,\alpha_{i+1}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(\frac{1}{2}-S)\Gamma(S-\alpha_0-\frac{1}{2})\Gamma(S-\alpha_i+n)\Gamma(S-\alpha_{i+1}+n)}{\Gamma(2S-\alpha_0+n)\, n!} (1-z)^{S+n},$$

а контур интегрирования γ обходит все корни $S_n(\beta^2)$ уравнения

$$1+\beta^2 \frac{\Gamma(-S)\Gamma(-S+\frac{1}{2})\Gamma(S-\alpha_0-\frac{1}{2})\Gamma(S-\alpha_0)}{\Gamma^2(-\alpha_0-\frac{1}{2})} = 0 \tag{11}$$

которые при непрерывном изменении β^2 вдоль контура, начинающегося в точке $\beta^2=0$, совпадают с корнями $S_n^{(0)}=n, n+\frac{1}{2}\ (n=0,1,\ldots)$

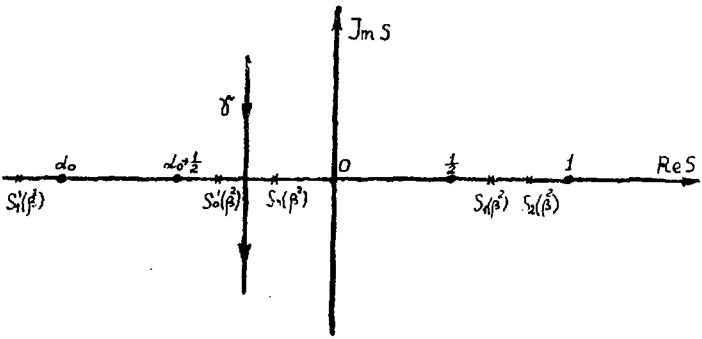


рис. I

В случае $\alpha_0 = -1$ уравнение (II) переходит в уравнение $\sin 2\pi S = 2\pi\beta^2$, структура корней которого очевидна. При переходе к произвольному значению α_0 топология риммановой поверхности функции $S=S(\beta^2)$ не меняется.

Характер расщепления резонансных состояний и внутренних траекторий следует из формул (I0) и по структуре аналогичен расщеплению, присутствующему в модели Венециано. Важное отличие рассматриваемой модели состоит в том, что число кварков удваивается и в соответствии с этим увеличивается число аддитивных законов сохранения. Рассмотрение индуцированных вакуумных переходов между остальными частицами приводит к дополнительному расщеплению траекторий, которое имеет ту же кварковую структуру, что и рассмотренное выше.

Литература

1. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. "Письма в ЖЭТФ", т.21, 454, 1975; ЯФ, т.21, 1104, 1975; Препринт ХФТИ 75-5, 1975.
2. D.B.Fairlie, D.Martin. Nuovo Cimento, v.18A, 373, 1973.

POSSIBLE QUALITATIVE FEATURES OF HEAVY PARTICLE PRODUCTION IN A CLUSTER MODEL

A. Guła
Institute of Nuclear Technology Academy of Mining and Metallurgy
Kraków, Poland

J. Uschersohn
Institute of Theoretical Physics University of Lund
Lund, Sweden
(presented by J. Bartke)

Recently Chan et al. have proposed a model based on unitarity and duality [1]. In particular, when interpreted in terms of clusters the model gives a very good agreement with experiment for multiparticle production [2]. The great advantage of this model is that it provides a well defined cluster production spectrum, notably its mass dependence.
Considering the previous success of the model it is probably worth trying to see what are its predictions concerning heavy particle production, which in any cluster approach is mainly determined by the shape of the mass spectrum [3].
In this note we show that the model predicts an interesting and characteristic pattern of variation of K/π ratio with rapidity and particle configuration.

According to ref. [1] the mass spectrum for N clusters is given mainly by[x]

$$W_N(M_1,\dots M_N) \sim \prod_{i=1}^{N} S_i^{\alpha_i^{(M)}(0)-\alpha_{i-1}^{(4)}(0)-\alpha_i^{(4)}(0)} \quad \text{for } M_i<\bar{M},$$

$$W_N(M_1,\dots M_N) \cong 0 \qquad \text{for } M_i > \bar{M} .$$

[x] The notation is explained in the preceding contribution to this Conference.

As one can see, the cluster mass spectrum is (up to the kinematical constraints) determined mainly by the intercepts of the trajectories $\alpha_i^{(M)}$ and $\alpha_i^{(L)}$. Below we discuss the exchange of nonstrange meson and baryon trajectories and the ensuing implications for K/π ratio in πp collisions.

Consider the diagrams in fig. 1. The figures represent the situation for four cluster production where a baryon is travelling upwards in the ladder and hence (on the average) from $y = -Y_{max}$ to $y = +Y_{max}$. In the corresponding loop diagrams both meson and baryon loops are involved. Also the trajectories $\alpha_i^{(M)}$ are of two different kinds: quark-antiquark, $q\bar{q}$, and $q\bar{q}q\bar{q}$ ones.

Let us assume tentatively the values $\alpha_B = \alpha_N = -0.35$, $\alpha^{(q\bar{q})} = 0.5$, $\alpha^{(q\bar{q}q\bar{q})} = -0.15$ [4]. The values of the exponent $\alpha_i^{(M)} - \alpha_{i-1}^{(L)} - \alpha_i^{(L)}$ determining the cluster mass spectra, obtained with the values of trajectory intercepts are listed in the table below

cluster \ configuration	a	b	c	d
1	-.5	-.5	-.5	+1.2
2	-.5	-.5	+.35	+.55(-.5)
3	-.5	+.35	+.55(-.5)	+.55(-.5)
4	-.5	-.55(-.5)	+.55(-.5)	+.55(-.5)

If we assume that K/π ratio is an increasing function of cluster mass we are led to the qualitative pattern represented in the right-hand side of fig. 1 (for simplicity, we consider only events with one baryon)[x]

Obviously, the numerical results depend on the shape of the dependence of the K/π ratio on cluster mass and on the exact values of trajectory parameters. In the latter case the most ambiguous is the value of $\alpha^{(q\bar{q}q\bar{q})}$. If one forgets about the quark content one may assume, $\alpha^{(q\bar{q}q\bar{q})} = \alpha^{(q\bar{q})} = 0.5$.
This would strongly enhance the effect in fig. 1. On the other

---

[x] The exchange of strange trajectories is here neglected. When looking for the above effect this ambiguity can be, in principle circumvented by selecting the events with a $K\bar{K}$ pair having a small separation in rapidity, $\Delta y \lesssim 1$.

hand, if one chooses [5] $\alpha^{(qqqq)} = -1.2$ one obtains the exponents quoted in the parenthesis in the Table. Even in this latter case there is still a characteristic effect: an enhancement of the K/π ratio in the rapidity neighbourhood of the forward baryon.

References

1. Chen Hong-Mo, J.E. Paton and Tsou Sheung Tsou NP. B86 (1975) 479;
   Chen Hong-Mo, J.E. Paton, Tsou Sheung Tsou. RL-74-149, T.99 (1974).
2. A. Gula, RL-75-030 (1975) and RL-75-080 (1975).
3. A. Bialas, M. Jacob and S. Pokorski, Nucl. Phys. B75 (1974) 259.
4. Dias de Deus and I. Uschersohn, RL-75-042 (1975).
5. M.R. Pennington and A. Gula, RL-75-024 (1975).

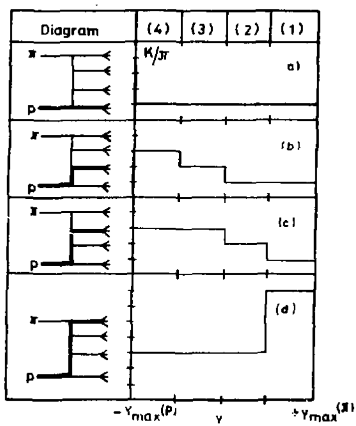


Fig. 1

SOME CONSEQUENCES OF AN ATTEMPT TO IDENTIFY CLUSTERS WITH RESONANCES

A. Guła
Rutherford Laboratory,
Chilton, Didcot

On leave of absence from Institute of Nuclear Physics, School of Mining and Metallurgy, Cracow, Poland.

(presented by J. Bartke)

The cluster model has been recently one of the most popular phenomenological tools for dealing with multiparticle production data. In some models clusters may be associated with known resonances, and a suspicion that this might be the case has been recently reemphasised [1] in connection with the observation of a ρ^0 signal in the process $\pi^- p \to \pi^+ \pi^- X$ at 205 GeV/c [2]. In the present paper the model of Chen, Paton and Tsou [3] is used to describe the cluster (average resonance) production spectrum. Other, commonly accepted features of the cluster model (as isotropic decay and zero cluster charge) are retained in the belief that they provide an adequate first approximation which can be used to describe the average properties of resonances in multiparticle final states.

The physical content of the model is illustrated in Fig. 1. Whenever the subenergy of a group of particles is small enough, $M_1 < \overline{M}$, the amplitude is conveniently expressed as a sum over resonances. If the energy is larger than $\overline{M}$, Regge approximation is adopted. This situation is represented by the left-hand diagram in Fig. 1. After squaring the amplitude and summing over all decay configurations, one can apply the principle of semi-local duality to represent the average behaviour in the resonance region by the asymptotic Regge formula. This leads to the right-hand diagram, in which the reggeons $\alpha_1^{(M)}$ are dual to re-

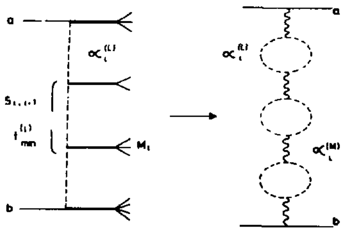


Fig. 1. Diagrams explaining the notation.

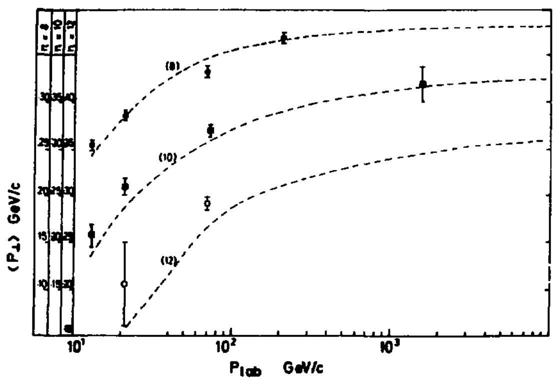


Fig. 2. Average transverse momentum vs. incident momentum for different multiplicities.

sonances M_i. After integration over transverse variables, the formula for N cluster production spectrum is:

$$W_N(s;Y_1,\ldots Y_N;M_1,\ldots M_N) = G_N \prod_{i=1}^{N-1}\left\{\left(\frac{s_{i,i+1}}{S_i\ S_{i+1}}\right)^{2\alpha_0} s_i^{-1}\right.$$

$$\left.\left[1-\exp(-8a_i p_{om} p_{om}^{(i)})\right]\cdot\exp(2a_i t_{min}^{(i)})\right\}\cdot\prod_{i=1}^{N} s_i^{\alpha_0}$$

$$(1-\frac{s_2}{s_{1,2}})\cdot(1-\frac{s_{N-1}}{s_{N-1,N}})\cdot\delta(\sum_{i=1}^{N} k_{l,i})\cdot\delta(\sum_{i=1}^{N}\sqrt{k^2_{l,i}+s_i}-\sqrt{s}),$$

where s_i are cluster masses squared, $S_1 = s_1-m_a^2$, $S_N = s_N - m_b^2$ and $S_i = s_i$ for $i = 2,\ldots N-1$. $s_{i,i+1}$ are the corresponding subenergies. Other symbols are defined in Ref. [3]. Below, all the reggeons are assumed to be represented by one trajectory: $\alpha^{(L)} = \alpha^{(M)} = \alpha_0 + \alpha' t = 0.45 + 0.75t$.
For the other parameters the values determined in previous applications of the model [3] are accepted. In particular, $\bar{M}^2 = \bar{s} = 6\ GeV^2$ and $\mu = 0$.

For the decay let us assume the standard picture of isotropically decaying clusters with independent emission of particles. For the decay multiplicity distribution let us assume the simple form : $p_k^{\pm} = \delta_{k^{\pm},k_0}$ with $k_0^+ = k_0^- = 1$ where $k^+(k^-)$ denotes the decay multiplicity of positive (negative) pions.

A. Average transverse momentum.

If one adopts a statistical description of cluster decay one has a relation: $\langle p_\perp \rangle = a\,M^q$. For example, asymptotically one has $q = \frac{1}{4}, \frac{1}{3}$ for non relativistic, relativistic phase space respectively.

The results of the model are shown in Fig. 2. The curves correspond to $q = \frac{1}{3}$ (relativistic phase space). The only parameter, constant a, in Eq. above has been fixed using the experimental value of $\langle p_\perp \rangle$ for 8 prongs (3 clusters) at 21 GeV/c.

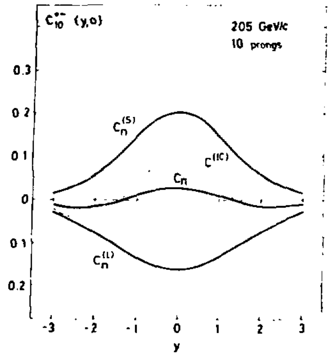


Fig. 3. Illustration of the cancellation effect for 10 prong events at 205 GeV/c.

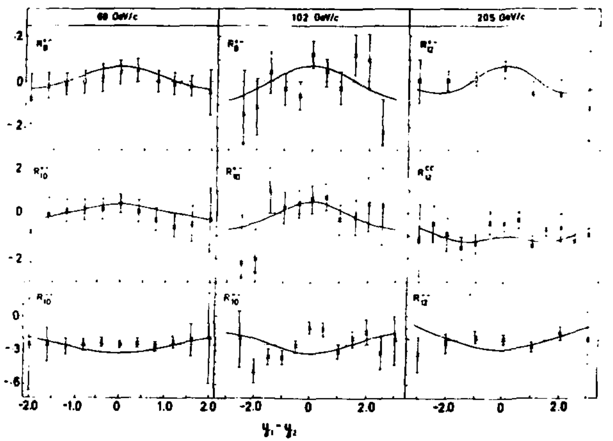


Fig. 4. Comparison of the normalized correlation function with experimental data for p-p collisions.

B. Semi-inclusive correlations.

Below it is argued that correlations between clusters have a negative sign and tend to cancel the characteristic positive component reflecting the correlation between particles originating from the same cluster. Indeed, the two-cluster rapidity distribution is mainly determined by the term: $\exp(2a_i t_{min}^{(i)})$ which accounts for the t_{min}-effect in the link between clusters i and i+1. Since

$$t_{min}^{(i)} \approx - \frac{s_i \, s_{i+1}}{2\sqrt{s_i \, s_{i+1}}\cosh(Y_i - Y_{i+1}) + s_i + s_{i+1}} ,$$

the configurations with $\Delta Y \approx 0$ are suppressed. This produces the anticorrelation effect between clusters which has been mentioned above.

The actual situation arising in the model is shown in Figs. 3 and 4. Figure 3 illustrates the cancellation effect for 10 prongs in proton-proton collisions at 205 GeV/c. Figure 4 shows the normalised correlation function, $R(y_1,Y_2)$ together with the experimental data.

References

1. F. Hayot, "Resonances in High Multiplicity Reactions", preprint, UM-HE 74-36 (1974).
2. F.C. Winkelmann, presented at the IVth International Conference on Experimental Meson Spectrosoopy, Boston (1974).
3. Chan Hong-Mo, J.E.Paton, Tsou Sheung Tsun and Ng Sing Wai, Rutherford Lab. preprint, RL-74-149, T99 (February 1975); Chan Hong-Mo, J.E. Paton and Tsou Sheung Tsun, Nucl. Phys. B86 (1975) 479.

REGGE CUTS AND $\pi^- p \to \pi^0 n$ REACTION

M. Krawczyk

Institute of Theoretical Physics, University of Warsaw
Poland

The recent differential cross section data for simple charge exchange reaction $\pi^- p \to \pi^0 n$ /1/ show, that the parametrization by Regge pole formula

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{2\alpha_\rho - 2} \quad , \text{ where } \alpha_\rho = 0.5 + 0.9t \qquad /1/$$

is very good up to p_{lab} = 101 GeV/c. On the other hand non-zero polarization /2/ and features of the individual helicity amplitudes for this reaction (in particular the vanishing of the imaginary part of helicity non-flip amplitude at $t \approx -0.2$ GeV^2) indicate that there should also exist another contribution.

The simplest possibility is that this contribution arises from other Regge pole exchanges/4/. Unfortunately known trajectories are not allowed in this reaction.

The next possibility is Regge cut exchange. In particular the ρ P cut (P = Pomeron) can be important. The most popular models including this type of contribution are absorption models/5,6/, where the absorption correction is calculated from the box diagram with elastic intermediate states. In practice, absorption models are not able to copy quantitatively with data, for example they have serious trouble with a description of the polarization data for $\pi^- p \to \pi^0 n$.

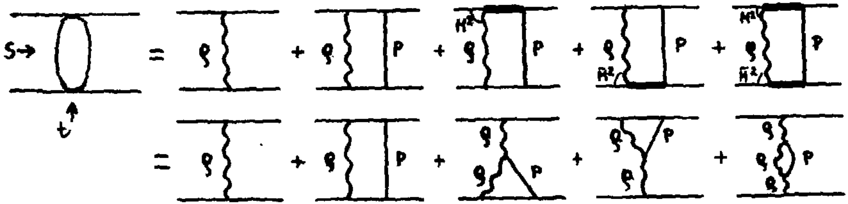
It appears, however, that if one includes the absorption to diffractive channels (but not by a phenomenological factor as in/6/), one can fit all features of considered reaction. The corresponding absorption corrections can be calculated from a sum of diagrams with single and double diffractive intermediate states in a channel. As it has been shown in /7/, this summation can be replace by a summation over Regge trajectory exchanges in t channel. This procedure leads to diagrams with triple Regge couplings, which can be easy calculated.

We applied this approach to describing both helicity amplitudes for $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ reaction (fig 1). Two first contributions ρ and ρP exchanges, were obtained in a standard way /6/. Diagrams with single diffraction were calculated as follows /7/: amplitudes corresponding to the production of a state of mass M were represented by $(S/M^2)^\alpha$. Following the theoretical analysis, we assumed that they are produced with a typical triple - Regge weight factor $(M^2)^\alpha$. Thus to evaluate this contribution we simply integrated over all possible values of M^2. We parametrized the ρ and P exchange in particle-particle scattering and in reggeon - particle one in a similar form except the additional dependence of mass mentioned above. We assumed the factorization of residual functions and took them as a constant in ρ case. Residual functions for P were taken to be exponential. We also assumed that the contribution of Pomeron is pure imaginary and conserves s channel helicity.
The loop diagram was omitted in our calculation (in present energies this term representing double diffractive dissociation is rather small).

We fitted $d\sigma/dt$ at p_{lab}= 5 GeV/c. Only 3 parameters were left free: couplings of ρ to external particles $\beta_{+\pm}$ and triple Regge $\rho\rho P$ coupling G. Parameters of ρ trajectory could change their values only in a small range. The remaining parameters were taken from experiment. Polarization and differential cross sections at higher energies are predicted. We obtained that in the case when ρ-pole exchange has not wrong signature nonsense zeros (WSNZ) then the fit is good and predictions for polarization and $d\sigma/dt$ agree with the data (figs 2 and 3). The best parameters are following

$$\beta_{++} = 20.1 \quad \beta_{+-} = -36.3 \quad \alpha_\rho = 0.65 \quad \alpha'_\rho = 0.9 \quad G = 0.76 \qquad /2/$$

We considered also ρ-exchange with WSNZ, but in this case we were not able to obtain good fit.



$$\text{t channel, j-plane} \rightarrow \frac{f}{j-\alpha_\rho} + g\ln(j-\alpha_c) + (g_1+g_2)\frac{\ln(j-\alpha_c)}{j-\alpha_\rho} + g_1 g_2\frac{\ln(j-\alpha_c)}{(j-\alpha_\rho)^2}$$

$$\text{s channel, } s\rightarrow\infty \rightarrow f s^{\alpha_\rho} + g\frac{s^{\alpha_c}}{\ln s} + (g_1+g_2)\, s^{\alpha_\rho}\ln\ln s + g_1 g_2\, s^{\alpha_\rho}\ln s\ln\ln s$$

Fig. 1. A decomposition of amplitude into various parts (from /7/). The line $\wr$ ($|$) denotes ρ pole (Pomeron) exchange, the summation over all possible diffractive states with mass is represented by a thick line. α_ρ and α_c are trajecteries of ρ pole and ρP branch point, f, g, g_1, g_2 - residual functions.

Acknowledgements

I would like to thank M.Święcki for helpful discussions and reading of the manuscript.

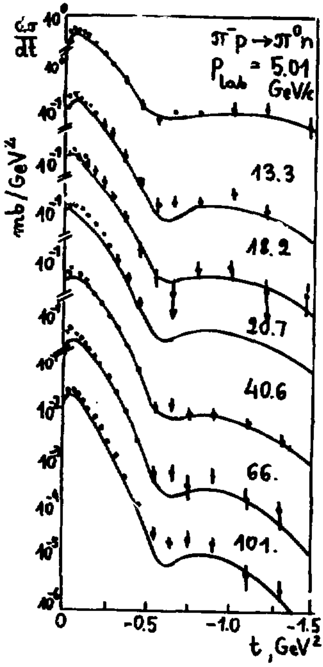


Fig.2. The differential cross sections $\frac{d\sigma}{dt}$ for reaction $\pi^- p \to \pi^0 n$ /4,8/ are compared with our predictions ($d\sigma/dt$ at p_{lab} = 5.0 GeV/c was fitted).

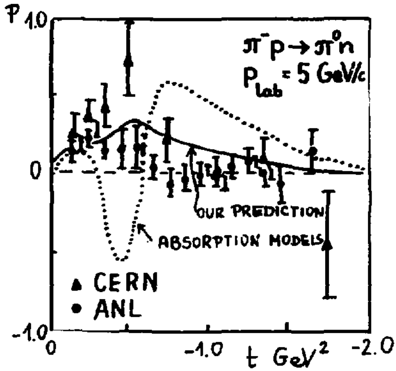


Fig. 3. A comparison of our predictions for polarization in $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ at $p_{lab} = 5$ GeV/c with experimental data /2/ and with typical predictions of absorption models /5,6/.

References

1. A.V.Barnes et.al., Report CALT-68-465 /1974/,
2. P.Bonamy et.al., Nuclear Phys. B52, 392 /1973/;
   D.Hill et.al., Phys. Rev. Letters 30, 239 /1973/,
3. F.Halzen, C.Michael, Phys. Letters 36B,367 /1971/,
4. V.Barger, R.J.N.Phillips, Phys. Letters 53B, 195 /1974/;
   D.Joyneon et.al., preprint I PNO/TH 75-18,
5. R.Arnold, M.Blackmon, Phys. Rev, 176, 2082 /1968/
6. M.Ross, et.al., Nuclear. Phys. B23, 269 /1970/;
   F. Henyey et. al., Phys. Rev. 182, 1579/1969/,
7. B.R. Desai, Phys. Letters 50B, 494 /1974/,
8. G.Giacomelli et.al., CERN-HERA 69-1

II. Электромагнитные взаимодействия.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ МЮОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

В.С.Роганов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

I. В последнее время значительно больше внимания уделяется исследованиям свойств вещества и его структуры с помощью элементарных частиц. На мезонных "фабриках" предусмотрены программы таких исследований, и ряд экспериментов первой очереди уже выполнен. Только на УI Международную конференцию по физике высоких энергий и структуре ядра (июнь 1975 г., США) было представлено около двадцати работ по этому направлению.

Весьма перспективным методом в физических и химических исследованиях свойств вещества является использование поляризационных свойств мюонов. За направлением спина мюона в процессе его взаимодействия с веществом можно следить по асимметрии углового распределения электронов распада.

Целью настоящего сообщения является рассмотрение результатов нескольких экспериментов ОИЯИ, проведенных совместно с ИТЭФ и ИАЭ (осуществлены на сепарированных мюонных пучках Лаборатории ядерных проблем за последние два года) по изучению поведения поляризации μ^+, μ^--мезонов в различных средах. Результаты более ранних исследований сообщались на П Симпозиуме по физике высоких энергий и элементарных частиц[1].

2. Деполяризация μ- мезонов измерялась методом прецессии

спина в магнитном поле на сепарированных пучках поляризованных мюонов. Магнитная система растяжки позволяла иметь пучки без временной микроструктуры, что обеспечивало полное использование высокой интенсивности мюонов. Схема установки для измерения поляризации показаны на рис.I. Импульсы от остановок мюонов в мишени и от электронов распада управляли работой временного анализатора. Мишени помещались в продольное или поперечное магнитное поле напряженностью от нескольких эрстед до нескольких килоэрстед.

Временное распределение электронов распада $N(t)$ анализировалось на ЭВМ методом наименьших квадратов

$$N(t) = N[1 + a\, e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \varphi)]\, e^{-t/\tau_0} + c$$

где $N(t)$ - число отсчетов в канале анализатора в момент времени t, a=I/3 P - коэффициент асимметрии электронов распада, Р-остаточная поляризация, λ - скорость релаксации мюонного спина, τ_0 - время жизни мюона, ω - частота прецессии спина мюона в магнитном поле, φ - начальная фаза прецессии, c -постоянный во времени фон, величина которого не превышала нескольких процентов. Наибольшее измеренное значение а для μ^+ составляло 0,3 (в бромоформе), а для μ^- -0,05 (в углероде). При типичном числе остановок мюонов в мишени $5\cdot 10^6$ статистическая точность определения коэффициента асимметрии $\pm$0,003.

3. В опытах ЛЯП ОИЯИ и ИТЭФ[2)] исследовалось влияние внешнего поля на мюониевую стадию деполяризации $\mu^{\pm}$-мезонов в монокристаллах германия. Целью опытов являлось изучение возможности определения феноменологических параметров теории мюониевой стадии деполяризации μ^+-мезонов[3)]. При остановке μ^{+}- мезонов в среде происходит образование атомной системы мюония и мюон частично деполяризуется за счет сверхтонкого взаимодействия магнитных моментов мюона и электрона. Остаточная поляризация мюона зависит от

τ -продолжительности существования свободных атомов мюония до его вступления в химическое соединение, ν - частоты спин-обменных взаимодействий мюония со средой, Р м.п. - доли поляризации μ^+-мезонов, обусловленной "мгновенными" процессами. Если атом мюония, прецессирующий в поперечном магнитном поле Н с частотой $\omega_M = g_M H$ (g_M и g - гиромагнитное отношение для мюония и мюона, $g_M/g = 103$), вступает в химическую реакцию с окружающим веществом таким образом, что в результате взаимодействия образуется диамагнитное соединение, то в момент взаимодействия происходит скачкообразное уменьшение частоты прецессии до мезонной, поскольку сам процесс диамагнитной связи в конденсированной среде можно считать мгновенным. Быстрый поворот системы спинов триплетного мюония за среднее характерное время химической реакции вызывает появление начального сдвига фазы мезонной прецессии при наблюдении ее после завершения мюониевой стадии. Эксперименты выполнены с мишенью из монокристаллического германия n -типа с концентрацией электронов проводимости 10^{14} $см^{-3}$ для двух значений температуры (161 ± 2) и $(177\pm2)^\circ К$ при варьировании напряженности поля в интервале 0-200 Э. Измерялись модуль Р и начальная фаза у вектора поляризации при его периодическом изменении во времени с мезонной частотой $\omega = gH$. Результаты представлены на рис.2. Получены следующие значения параметров при температуре $161^\circ К$: $P_{м.п} = 0{,}12\pm0{,}01$; $\tau = (17\pm3)$ н.сек, $\nu = (4\pm1)\cdot10^7 сек^{-1}$; при температуре $177^\circ К$ - $P_{мп} = 0{,}13\pm0{,}01$; $\tau = (7\pm1)$ н.сек; $\nu = (8\pm1)\cdot10^7 сек^{-1}$. Т.о., впервые в полупроводниковом материале выявлен сдвиг фазы мезонной прецессии, возникающей за счет существования мюониевой стадии, что позволило определить все параметры мюониевой теории деполяризации в среде.

4. В экспериментах ЛЯП ОИЯИ и ИАЭ изучалась /4/ деполяризация

μ^+-мезонов в ферромагнитах. Такие исследования позволяют получить информацию о свойствах системы металл-водород, важных в технологическом отношении, и, кроме того, μ^+-мезонный метод дополняет другие методы исследования свойств ферромагнитов. Прецессия μ^+-мезонов изучалась в железе, кобальте и никеле при комнатной температуре во внешних магнитных полях до 1400 Э. Схема опыта показана на рис.3. Мишени имели форму эллипсоидов вращения диаметром 60 мм и максимальной толщиной 10 мм. На рис.4 для примера показана прецессия μ^+-мезона в никеле во внешнем поле 750 Э, амплитуда прецессии со временем затухает, т.е. мезон деполяризуется. Основные экспериментальные результаты представлены в таблице.

Таблица

Параметры прецессии спина μ^+ мезона в железе, кобальте, никеле

Вещество	H, э	P	λ, мксек$^{-1}$	ω, Мгц	B_μ, гс	$B_{нас}$, гс
	0	0,66±0,03	2,9±0,3	298,5±0,3	3504±3	
Fe	750	0,72±0,03	3,4±0,3	298,6±0,3	3506±3	21500
	1900	0,78±0,06	4,5±0,5	296,9±0,5	3486±6	
Co	0	0,82±0,03	25,5±8,0	73,1±7,0	858±80	17600
	0	0,88±0,06	8,3±0,9	113,7±0,9	1134±10	
Ni	750	0,97±0,09	8,5±0,8	124,5±0,7	1462±8	6100
	1900	1,05±0,06	6,4±0,5	224,6±0,5	2637±6	

Из таблицы видно, что наблюдается деполяризация спина μ^+-мезона, скорость ее λ зависит от H и вещества, наблюдавшаяся частота ларморовской прецессии меньше, чем частота для поля насыщения $B_{нас}$. В железе эта частота не зависит от внешнего поля, а в никеле зависимость $\omega(H)$ наблюдается при $H \geq 700$ Э (объяснение тому факту пока не дано).

В таблице дана также величина локального магнитного поля на мезоне. Направление B_μ в железе совпадает с направлением внешнего поля H.

Для железа и кобальта начальная поляризация меньше I, что свидетельствует о быстрой частичной деполяризации, не наблюдаемой в данном временном интервале на опыте. Возможно, что отдельные μ^+-мезоны оказываются в таком месте решетки, где B_μ существенно отличается от B_μ, данного в таблице, и поэтому соответствующей прецессии не наблюдается. Значение поляризации 2/3 в железе при H=0 соответствует картине произвольно расположенных доменов. В никеле поляризация достигает единице при H $\simeq$ 700 Э, т.е, при этом поле отсутствуют процессы быстрой деполяризации μ^+-мезона и поле B_μ направлено вдоль направления H.

5. Замедлившиеся в среде отрицательные мюоны деполяризуются при образовании мезоатомов, во время каскадных переходов возбужденного мезоатома в основное состояние за счет спин-орбитального взаимодействия, за счет сверхтонкого взаимодействия спина мюона с ядерным спином и парамагнитной электронной оболочкой мезоатома. Парамагнитная деполяризация прекращается после химической реакции мезоатома в среде с образованием диамагнитного соединения.

Исследования, выполненные ЛЯП ОИЯИ и ИТЭФ/5/, явились продолжением систематических исследований по изучению зависимости деполяризации μ^--мезонов от характеристик среды. Были проведены измерения остаточной поляризации мюонов на кислороде в гидроокисях и кислотах ($Z_k O_m H_n$). Полученные результаты по зависимости a/a_c на кислороде (a_c – значение в графите) от атомного номера представлены на рис.5. Значения a/a_c изменяются от 0,05 до 0,8.

Из этих данных следует, что имеет место периодическая (почти линейная внутри периода) зависимость величины остаточной поляризации a/a_c от атомного номера Z центрального атома. Характерной особенностью этой зависимости является ее одинаковый вид для кислот и гидроокисей. Обращает на себя внимание уменьшение наклона прямых, проведенных через экспериментальные точки при переходе от второго к шестому периоду.

Качественно такую зависимость можно понять на основе представлений о быстрых химических реакциях свободного мезоатома кислорода, имеющего атомарную оболочку азота $_\mu N$. Мезоатом атакует окрестности кислородного атома группы OH. Вероятность образования диамагнитных соединений $H_\mu NO$, $_\mu NO_2$ или парамагнитных $_\mu NH$, $_\mu NO$ зависит от характера связи H и OH с центральным атомом.

Значения a/a_c в кислотах и гидроокисях коррелируют с константами их диссоциации $pK_{[H^+]}$ и $pK_{[OH^-]}$. Периодическая зависимость a/a_c от Z повторяет зависимость ионного радиуса от Z, изменение наклона зависимости a/a_c от Z по периодам аналогична изменению в первом потенциале ионизации центрального атома. Роль химических или физических свойств центрального атома здесь очевидна. Отметим также, что значение a/a_c для кислот и гидроокисей существенно выше, чем для кислорода в окислах[6], где вероятность образования диамагнитных соединений мезоатома мала.

6. В работе по измерению деполяризации μ^--мезонов в смеси бензола и четыреххлористого углерода[7] проводилось дальнейшее исследование химических взаимодействий мезоатомов. Использование метода конкурирующих акцепторов, подобно тому как это было сделано с мюонием[1], дает возможность определения абсолютных констант скоростей химических реакций мезоатома.

На рис.6 приведена зависимость остаточной поляризации a/a_c в атомах углерода от концентрации раствора четыреххлористого углерода в бензоле. Добавление CCl_4 к бензолу приводит к увеличению a/a_c уже при концентрации порядка 10 молярных процентов. При более высоких концентрациях рост a/a_i прекращается.

Заметная остаточная поляризация в мезоатомах углерода на частоте прецессии спина свободного мюона может наблюдаться лишь при условии, если мезоатом образовал диамагнитное соединение, поскольку у этого свободного мезоатома электронная оболочка парамагнитна. Существование свободных мезоатомов неона[8] и мезоатома $\mu^- Hee$[9] недавно наблюдалось экспериментально. В случае мезоатома углерода причиной быстрой компенсации парамагнетизма мезоатома являются различные взаимодействия со средой, главным образом, быстрые химические реакции. Акцептором для мезоатома в рассматриваемом случае наиболее вероятно является молекула CCl_4 с образованием диамагнитного соединения $_\mu BCl$.

Для определения скоростей реакции $_\mu B$ в CCl_4 и C_6H_6 воспользуемся формулами (см.10) зависимости остаточной поляризации от концентрации растворяемого вещества и отношения констант скоростей в этих веществах. Если использовать значение скорости реакции в бензоле $(0,18 \pm 0,05) \cdot 10^{10}$ сек$^{-1}$, полученное ранее[11], то для абсолютной константы скорости реакции $_\mu B$ в CCl_4 на рис.5 получается значение $(1,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-12}$ см^{2}сек$^{-1}$, которое по порядку величины не противоречит значениям констант химических реакций, лимитируемых диффузией.

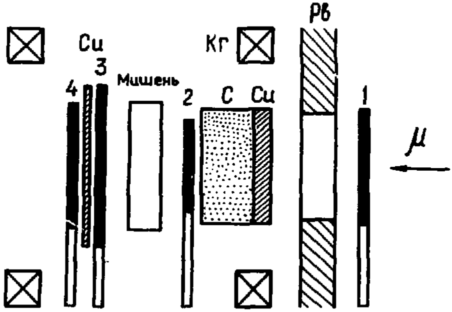


Рис.I. Схема установки для определения остаточной поляризации мюонов в веществе.

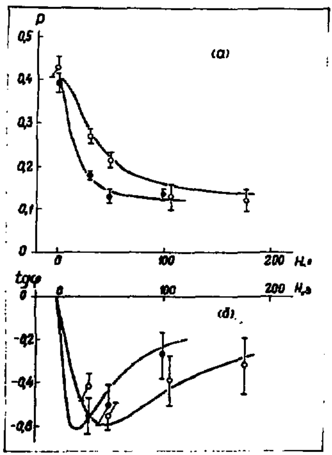


Рис.2. Зависимость P, $tg\varphi$ от напряженности поперечного магнитного поля. Кривые расчитаны по теории мюониевой деполяризации. $\circ$ и $\bullet$ - температуры I77 и I6I^{O}K.

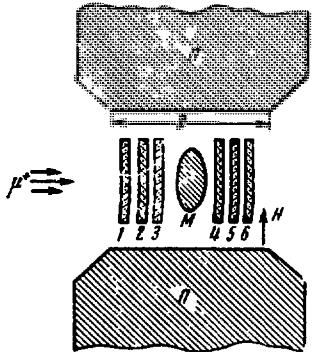


Рис.3. Схема опыта: М-мишень из ферромагнетика, П-полюса электромагнита, I–6 сцинтилляционные счетчики.

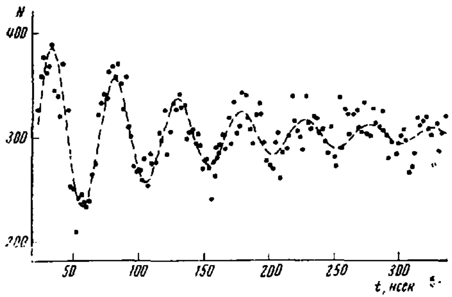


Рис.4. Прецессия μ^+-мезона в никеле во внешнем поле 750 Э. Амплитуда прецессии 0,3I±0,03, частота ω =I24,5±0,7 мГц, скорость затухания прецессии λ =8,5±0,8 мксек$^{-1}$.

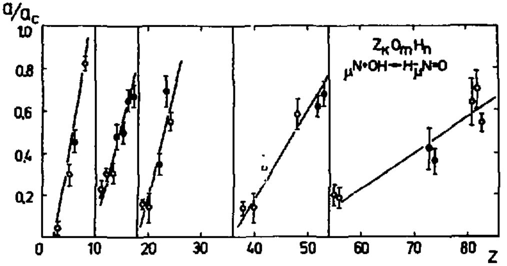


Рис.5. Зависимость от Z остаточной поляризации μ^--мезонов в кислороде гидроокисей (○) и кислот (●).

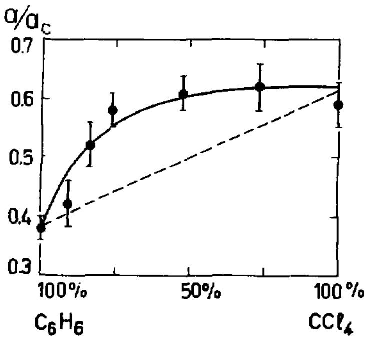


Рис.6. Зависимость остаточной поляризации μ^-- мезонов в углероде от концентрации четыреххлористого углерода в бензоле.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Роганов II Международный симпозиум по физике высоких энергий и элементарных частиц, ОИЯИ Д-6840, стр. 188, Дубна (1973).

2. В.И.Кудинов, Е.В.Минайчев, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, Г.И.Савельев, В.М.Самойлов, В.Т.Фирсов. Письма в ЖЭТФ 21, вып.1, 49 (1975)

3. И.Т.Ивантер, В.П.Смилга ЖЭТФ 54,559 (1968); ЖЭТФ 55,1521(1968).

4. И.И.Гуревич, А.И.Климов, В.Н.Майоров, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова, Б.А.Никольский, В.С.Роганов, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. ЖЭТФ 66, 374 (1974).

5. В.И.Гольданский, В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов, М.В.Фронтасьева, Н.И. Холодов Abstracts of Contributed Papers. VI Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fe and Los Alamos, p. 158 (1975).

6. А.А.Джураев, В.С.Евсеев, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов ЖЭТФ 62, 1424 (1972)

7. См. 5) стр.159.

8. В.Г.Варламов, Ю.П.Добрецов, Б.А.Долгошеин, В.Г.Кириллов-Угрюмов, П.Л.Невский, А.М.Рогожин, В.П.Смилга ЯФ,21, 120 (1975)

9. P.A.Souder, D.E.Casperson, T.W.Crane, V.W.Hughes, D.C.Lu, H.Orth, H.W.Reist, M.H.Yanc. Phys. Rev.Lett., 34,1417 (1975).

10. А.А.Джураев, В.С.Евсеев, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов ЖЭТФ 66, 433 (1974)

11. А.А.Джураев, В.С.Евсеев, Ю.В.Обухов, В.С.Роганов ЯФ 16, 114 (1972)

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ФИ-МЕЗОНА

Л.М.Барков, М.С.Золоторёв, Н.И.Крупин, В.П.Смахтин, Е.П.Солодов
Институт ядерной физики СО АН СССР ,Новосибирск
Л.А.Макарьина, А.П.Мишакова, В.В.Огурцов
Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова ,Москва

В данной работе, выполненной в Институте ядерной физики СО АН СССР на установке ВЭПП-2М в 1974-75 г.г. с помощью эмульсионной камеры, изучается реакция

$$e^{+}+e^{-}\rightarrow \phi \rightarrow K^{+}+K^{-}.$$

Так как кинетическая энергия каонов составляет ~ 1,5% от полной энергии реакции, а масса каона известна с высокой точностью, использование ядерной фотоэмульсии для измерения кинетической энергии каонов обеспечивает высокую точность определения полной энергии. Форма резонансной кривой определяется по количеству зарегистрированных каонов в эмульсии и измеренному интегралу светимости.

На рис.1 приведена принципиальная схема эксперимента. Каоны вылетают из места встречи преимущественно в направлении, перпендикулярном направлению электрон-позитронных пучков, проходят через стенку вакуумной камеры накопителя и останавливаются в слоях ядерной фотоэмульсии. Остановившиеся каоны регистрируются по характерному распаду K^{+} и захвату K^{-} ядрами фотоэмульсии. Было проведено семь облучений эмульсионных камер при энергиях пучков накопителя смещаемых при каждом облучении на 0,8 МэВ. Для того чтобы прослеживать траекторию частиц из одного эмульсионного слоя в другой, на каждый слой наносилась фотометодом координатная сетка, а слои фиксировались друг относительно друга посадкой их на штифты.

Для проведения эксперимента использовался один из четырёх

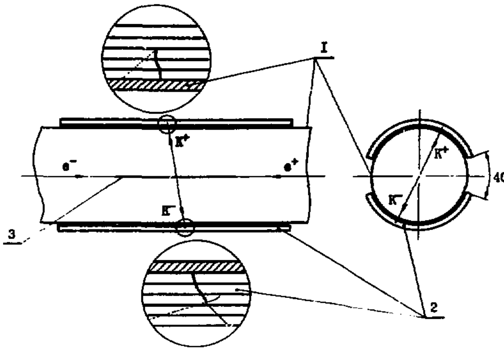


Рис.I. Принципиальная схема эксперимента: I-стенка вакуумной камеры, 2-эмульсионные слои, 3-область взаимодействия пучков.

прямолинейных промежутков накопителя. Вакуумная камера в месте встречи пучков была сделана из нержавеющей стали и представляла собой трубку с толщиной стенки 0,26 мм, диаметром 36 мм и длиной 100 мм, более чем вдвое превышающей длину области взаимодействия пучков. Так как часть энергии каоны теряют в стенке вакуумной камеры, толщина трубки $0{,}21035 \pm 0{,}00005$ г/см^2 определялась особенно тщательно. Эмульсионная камера состояла из верхней и нижней секций, в каждой из которых находилось по 5 слоёв фотоэмульсии НИКФИ Бр-2 толщиной 400 мкм и размерами 86 Х 46 мм^2. При такой геометрии в фотоэмульсии попадало около 75% каонов, рождённых в области взаимодействия. Для определения пробегов каонов в эмульсии до и после облучения проводилось измерение веса, толщины и площади каждого слоя эмульсии. На время облучения для предохранения эмульсионных слоёв от высыхания они упаковывались герметично. Это позволило сохранять одинаковое для всех эмульсионных камер содержание воды, а, следовательно, и тормозную способность эмульсии.

Определение кинетической энергии каонов по пробегам является важной частью данной работы. Поэтому необходимо знать точные соотношения пробег-энергия в эмульсии и нержавеющей стали. В данном эксперименте используется эмульсия НИКФИ Бр-2 [1], сходная по своему химическому составу с эмульсией Илфорд G-5. Соотношение пробег-энергия для эмульсии НИКФИ Бр-2 было получено пересчётом соотношения из работы Баркаса [2], а затем прокалибровано по пробегу монохроматических протонов с энергией 40,0I МэВ на установке НАП-М ИЯФ СО АН СССР. Также была проведена калибровка потерь энергии в нержавеющей стали.

Светимость в эксперименте измерялась по однократному тормозному излучению с помощью телескопов из проволочных пропорциональных камер [3]. Относительная ошибка в измерении светимости при различных энергиях встречных электрон-позитронных пучков меньше I%. Точность измерения абсолютной величины светимости составляет ~ 5% и определяется, в основном, неточностью расчёта эффективности регистрации γ-квантов.

Энергия встречных электрон-позитронных пучков фиксировалась при облучении каждой эмульсионной камеры по величине магнитного поля, измеряемой в одной точке магнита с помощью ЯМР. Это измерение не даёт достаточной точности определения абсолютной величины энергии электронного и позитронного пучков накопителя. Именно поэтому для определения абсолютных энергий пучков потребовалось измерение энергии каонов. На рис.2 приведены значения экспериментально измеренной энергии пучков в семи облучениях при разной частоте ЯМР и аппроксимирующая экспериментальные результаты прямая, проведенная методом наименьших квадратов (χ^2=8,6 при 5 степенях свободы).

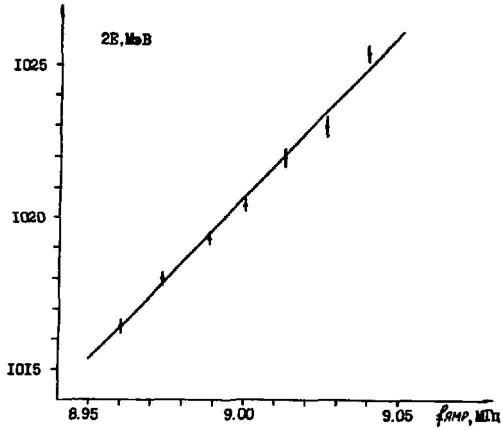


Рис.2

Энергия пучков в каждом облучении определяется из соотношения

$$2E = 2M_K + 2T_K + E_\gamma ,$$

где Е-энергия частиц в пучке, M_K =493,707±0,037 МэВ-масса заряженных каонов[4], T_K -среднее значение кинетической энергии положительных каонов, E_γ -поправка, связанная с радиационными эффектами. Для вычисления поправки E_γ были использованы результаты работы[5]. Поскольку при проведении эксперимента не было уверенности в однозначном соответствии энергии пучков показаниям датчика ЯМР, при обработке использовались значения, полученные для каждой точки прямыми измерениями кинетической энергии каонов.

В таблице I для каждого фиксированного значения частоты датчика ЯМР приведены: интеграл светимости L, число зарегистрированных событий N_K, радиационная поправка E_γ, измеренная по пробегам в эмульсии энергия пучков 2Е и сечение рождения заряженных каонов.

Таблица I

$f_{ЯМР}$, кГц	L, 10^{32} см$^{-2}$	$N_к$	E_γ МэВ	2E, МэВ	σ, мкбн
8960,0	1,29	29	0,12	1016,46±0,21	0,72±0,25
8973,3	1,31	50	0,13	1018,01±0,21	0,84±0,20
8986,5	1,22	82	0,11	1019,33±0,18	1,79±0,31
8999,7	1,19	75	0,15	1020,42±0,20	1,28±0,20
9012,9	1,22	39	0,44	1021,95±0,27	1,01±0,30
9026,2	1,21	34	0,28	1022,95±0,35	0,64±0,20
9039,0	1,23	16	0,58	1025,34±0,25	0,43±0,21

Сечение реакции определялось по формуле

$$\sigma = N_к/(\lambda \cdot \varepsilon \cdot L) ,$$

где λ -вероятность попадания каонов в просмотренные слои эмульсии, ε -эффективность просмотра. Величина λ зависит от геометрических размеров и расположения эмульсионных слоёв, длины области взаимодействия и в каждом облучении определялась отдельно. Величина ε определялась при перекрёстном просмотре и путём сопоставления следов каонов, найденных в верхней и нижней секциях эмульсионной камеры. В настоящее время работа по определению эффективности полностью не закончена и именно ошибки в определении коэффициента определяют точность приводимых экспериментальных результатов.

На рис.3 представлена зависимость экспериментально измеренного сечения рождения заряженных каонов от энергии и наилучшим образом аппроксиммирующая её резонансная кривая, учитывающая радиационные эффекты[5].

Найденные методом максимального правдоподобия при принятом значении Г= 4,2 МэВ[4] величины массы ϕ -мезона и сечения оказались равными

$$M_\phi = 1019,55 \pm 0,30 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0 = 2,21 \pm 0,20 \text{ мкбн}.$$

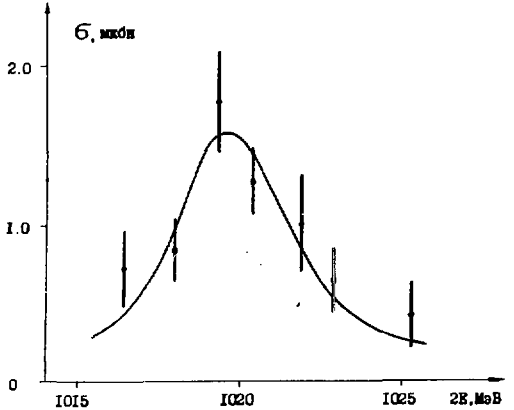


Рис.3

Этот результат в пределах ошибок измерений согласуется со среднемировым значением M_ϕ = IOI9,69±0,28 МэВ и результатами работы /6/ M_ϕ = IOI9,4±0,3 МэВ, полученными также на установке ВЭПП-2М, но другим методом.

Литература

I. К.С.Богомолов, Л.П.Вахтанова. Ж.науч.и прикл.фотогр.и кинематограф.,I2,349 /I967/.
2. W.H.Barkas. NC, 8, 201 /1958/.
3. Н.И.Крупин, Е.П.Солодов. ОИЯИ,I3-7I54,стр.70, Дубна /I973/.
4. Rev. of Particle Prop. PL, 50B/1974/.
5. Я.И.Азимов и др. Письма в ЖЭТФ,2I,378 /I975/.
6. А.Д.Букин и др. Настоящий сборник ,стр. I38.

МЕТОД АБСОЛЮТНОЙ КАЛИБРОВКИ ЭНЕРГИИ ПУЧКОВ В НАКОПИТЕЛЕ. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ϕ -МЕЗОНА

А.Д.Букин, Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР , Новосибирск

Серия экспериментов по изучению векторных мезонов, проведенных на установках со встречными пучками электронов и позитронов, продемонстрировала достоинства нового метода исследований. К их числу относится высокая энергетическая разрешающая способность. Она ограничена естественной энергетической шириной пучка, составляющей в области ϕ -мезона $\sim 10^{-3}$. Используемые до сих пор методы абсолютной калибровки энергии частиц в накопителях (измерение распределения магнитного поля, измерение частоты фазовых колебаний и т.п.) давали точность лишь немного лучше 10^{-2}, в то время как точность 10^{-4}, на порядок лучшая энергетического разброса, имеет практический интерес.

Кроме того, вклад энергетического разброса в неопределенность энергии реакции может быть существенно снижен путем разложения пучков частиц по энергии в области их взаимодействия. Разложение по энергии должно быть достаточно сильным, чтобы устранить "перепутывание" частиц из-за бетатронных (поперечных) колебаний. Если направление разложений для обеих частиц совпадает (более энергичные электроны встречаются с более энергичными позитронами), то для определения энергии реакции необходимо с высокой точностью знать координаты точки соударения в направлении разложения. Если же для электронов и позитронов направление разложения противоположно, то энергия соударения будет одинаковой по всему сечению встречающихся пучков с точностью до бетатронного перемешивания и поправок порядка $(\Delta E/E)^2$.

Такое предложение поднимает вопрос об абсолютной калибровке энергии пучка частиц в накопителе с точностью, значительно лучшей, чем 10^{-4}. Актуальность всех этих вопросов возросла в связи с открытием новых узких резонансов (джипси-мезонов).

В настоящей работе предлагается новый метод определения абсолютного значения средней энергии пучка электронов (позитронов) в накопителе с помощью измерений частоты прецессии спина частиц. Точность этого метода не связана с энергетическим разбросом частиц в пучке и уже в первых экспериментах достигла величины 10^{-4}.

I. Оценка точности метода

В приближении плоских орбит усредненную по быстрым бетатронным колебаниям угловую частоту вращения спина вокруг направления ведущего магнитного поля H_z можно записать в виде

$$\Omega = \omega\left(1+\gamma\frac{q'}{q_0}\right) = \frac{e\overline{H_z}}{\gamma mc}\left(1+\gamma\frac{q'}{q_0}\right), \qquad (1)$$

где ω - частота обращения частиц, γ - релятивистский фактор; q', q_0 - аномальная и нормальная части магнитного момента q. Синхротронные колебания энергии частиц около среднего значения γ с частотой ω_γ приводят к модуляции частоты прецессии спина

$$\Omega = \Omega_0 + \Delta\cos\omega_\gamma t, \qquad (2)$$

где $\Omega_0 = \omega_s\left(1+\gamma\frac{q'}{q_0}\right)$, ω_s - частота ускоряющего напряжения, $\Delta = q'\sigma_\gamma/q_0$; σ_γ - среднеквадратичное отклонение энергии. При наличии модуляции частотный спектр спинового движения будет иметь центральную частоту Ω_0 и боковые частоты $\Omega_0 \pm n\omega_\gamma$

(n – целое) /2/. В идеальном случае стабильного магнитного поля ширина центрального пика зависит от разброса средней энергии γ_0 от энергии равновесной частицы γ_s. Величина последнего разброса $\gamma_0 - \gamma_s$, обязанного зависимости $\overline{H_z}$ от квадрата амплитуд радиальных бетатронных и фазовых колебаний, много меньше энергетического разброса $\sigma_\gamma \sim \gamma_0 \cdot 10^{-3}$. Соответствующая разбросу γ_0 ширина линии δ определяется, в основном, квадратичной нелинейностью ведущего магнитного поля, так что

$$\delta \sim \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} \frac{\overline{x^2}}{H_z} \omega_s \gamma_s \frac{q'}{q_0}, \qquad (3)$$

где $\overline{x^2}$ – квадрат радиального размера.

Оценка для ВЭПП-2М дает $\delta \sim (10^{-5} + 10^{-6})$ и, в принципе, может быть еще уменьшена за счет компенсации $\partial^2 H_z / \partial x^2$. При такой малой величине ширина основной линии на практике будет полностью определяться медленными нерегулярными пульсациями магнитного поля, которые в нашем случае порядка 10^{-4}.

2. Измерение частоты прецессии

Для измерения частоты прецессии спинов можно использовать метод резонансной деполяризации пучка высокочастотным и электромагнитным полями/3/. В настоящей работе использовалось продольное H_v поле, имеющее частоту

$$\omega_d = \omega_s \left(2 - \gamma_s \frac{q'}{q_0}\right). \qquad (4)$$

Для быстрого поиска резонанса удобно использовать деполяризующее поле, модулированное по частоте

$$\omega_d = \overline{\omega_d} + \Delta\omega_d \cos \Omega_d t \quad . \qquad (5)$$

При этом время деполяризации на основном резонансе

$$\tau = \frac{\Delta \omega_d}{W_0^2}, \qquad (6)$$

где $W_0 = \frac{H_v \cdot \ell}{H_z \cdot 2L}$ – частота прецессии вокруг направления H_z, $\ell/2L$ – эффективная относительная длина продольного поля.

Мощность боковых резонансов резко убывает с возрастанием их номера. Можно показать, что

$$(\tau_d)_n = \tau_d \frac{n!\,4^n}{\left(\frac{\Delta}{\omega_\gamma}\right)^{2n}}. \qquad (7)$$

В этих условиях центральная линия легко выделяется по измерению времени деполяризации. В эксперименте наблюдение процесса деполяризации производилось по скорости счета электронов, потерянных пучком вследствие тушек-эффекта /3/. Измерения проводились следующим образом: пучок электронов после поляризации на высокой энергии переводился на энергию эксперимента, измерялась нормированная на квадрат электронного тока скорость счета $\mathcal{N}$, затем включался деполяризатор на заданной частоте и измерялось относительное изменение скорости счета $\Delta\mathcal{N}/\mathcal{N}$, характеризующее степень поляризации.

Результаты измерения времени деполяризации представлены на рис.I, из которого видно, что качественная картина резонансов соответствует ожидаемой. Время деполяризации на боковом резонансе несколько больше, чем следует из (7), что, по-видимому, объясняется шириной боковой линии, которая определяется разбросом частот фазовых колебаний $\Delta\omega_\gamma$, связанным с относительно большой нелинейностью фазового движения. Между резонансами деполяризации не наблюдалось. Ширина полосы деполяризатора в этих измерениях составляла около 30 кГц. В дальнейшем полоса была уменьшена до 2 кГц. Это позволило по деполяризации на центральной линии определить среднюю энергию частиц с точностью $\frac{\Delta E}{E}$ $\pm 10^{-4}$ (рис.2), что на порядок меньше энергетического разброса.

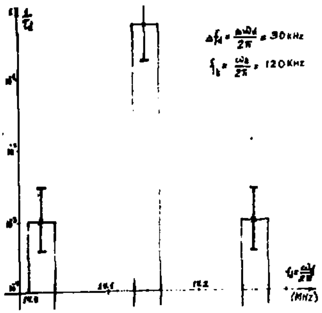


Рис.I. Зависимость обратного времени деполяризации от частоты внешнего деполяризатора.

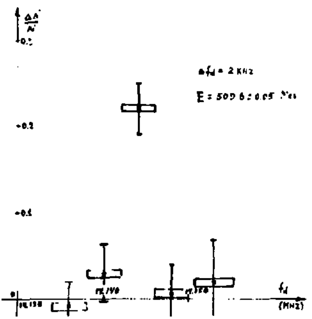


Рис.2. Изменение скорости счета в зависимости от частоты деполяризатора.

3. Измерение массы φ -мезона

Первым приложением нового способа калибровки энергии пучка явилось измерение массы φ -мезона. Для этой цели при помощи детектора "ОЛЯ" /4/ было проведено три цикла измерений кривой возбуждения φ -мезона.

Детектор "ОЛЯ" состоит из I6 координатных проволочных искровых камер с памятью на ферритах ($\sim$ I0 тыс.ферритов), I6 запускающих сцинтилляционных счетчиков и I6 сцинтилляционных счетчиков, составляющих 8 сэндвичей, предназначенных для определения сорта частиц. Для подавления фона космических частиц использовалась схема измерения времени пролета и схема синхронизации запуска детектора с фазой обращения пучков в накопителе. Полный телесный угол детектора составляет 0,65x4π стерадиан.

Перед началом эксперимента была проведена абсолютная калибровка шкалы энергии накопителя методом резонансной деполяризации. На рис.3 показана калибровочная прямая. По оси абсцисс отложена частота ядерного магнитного резонанса (ЯМР), а по оси ординат - абсолютное значение энергии пучка.

Цикл измерения начинался с калибровки энергии пучка в точке E=509, 6 МэВ. Внутри цикла измерения энергия контролировалась по значению частоты ЯМР. После окончания эксперимента вновь была проверена калибровка энергии пучка.

Измерение кривой возбуждения φ -мезона было проведено в интервале энергии E от I0I4 до I026 МэВ. В ходе эксперимента периодически проводились фоновые измерения - встреча пучков в соседнем промежутке.

Количественные характеристики даны в таблице I.

	Эффект	Фон
Время измерения, 10^3 сек	179	
Число запусков детектора, 10^3	179	
Интеграл светимости, 10^{33} см$^{-2}$	39,7	

Канал распада $\phi \to K_S K_L$ регистрировался по двум заряженным пионам от распада $K_S \to \pi^+\pi^-$. При заданной энергии сталкивающихся частиц скорость K_S -мезона фиксирована (с точностью до радиационных поправок), поэтому в лабораторной системе угол отклонения от коллинеарности пионов лежит в пределах от 0 до ω_{max}. На рис.4 приведено распределение неколлинеарных событий по углу ω. Вертикальная черта соответствует границе разделения каналов распада ϕ -мезона. Граничный угол ω =36° равен предельному углу отклонения от коллинеарности при энергии 2E=1026 МэВ. События, имеющие угол отклонения от коллинеарности $>36°$, были отнесены к каналу $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

Для уменьшения вклада фоновых процессов - двойного электророждения ($e^+e^- \to e^+e^- e^+e^-$) и возвращения на ρ -резонанс ($e^+e^- \to \rho\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$) в обработке исключалась область углов $\Delta\varphi < 5°$. В обработку не включались также события, в которых обе частицы имели пробег меньше 23 гр/см^2.

Вероятность регистрации каналов распада ϕ-мезона в заданных условиях выделения вычислялись методом Монте-Карло.

Масса резонанса M_ϕ, ширина и сечение двух каналов распада ϕ -мезона в пике σ_0 определялись методом максимального правдоподобия.

Кривая возбуждения ϕ-резонанса описывается выражением:

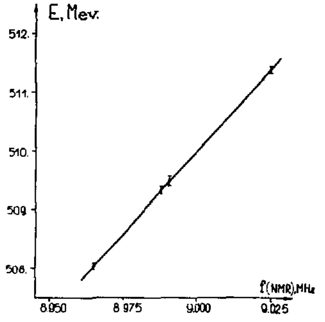


Рис.3. Зависимость значения энергии, измеренной по резонансной деполяризации, от показания ЯМР.

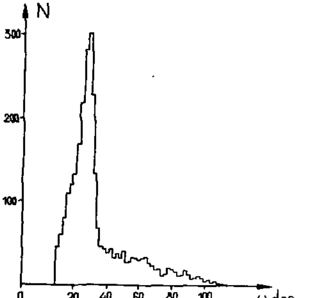


Рис.4. ω - распределение для неколлинеарных событий.

$$\sigma(2E)=\int_0^E \sigma_0\left(\frac{E_0}{E}\right)^2\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^3\left|F(4E(E-E_\gamma))\right|^2 P(E,E_\gamma)\,dE_\gamma ,$$

где σ_0 - сечения для $\varphi\to K_S K_L$ - канала распада в пике резонанса, $E_0=m_\varphi/2$; $\beta=(1-m^2_{K_0}/E^2)$; $\beta=\beta_0(E=E_0)$ 2E - энергия в системе центра масс; E_γ - энергия, излученная начальными частицами, F - формфактор φ -мезона с учетом близости резонанса к порогу рождения K -мезона /5/; $P(E,E_\gamma)$ - плотность вероятности излучения начальной частицей энергии с дважды логарифмической точностью /6/.

Экспериментальные данные и оптимизированная резонансная кривая показаны на рис.5 (сумма по трем циклам измерений). Соответствующая величина массы φ -мезона-1019.4 ± 0,3 МэВ.

На рис.6 представлены значения массы φ -мезона, полученные в других экспериментах /7/. На рис.6 включен также предварительный результат, полученный на ВЭПП-2М группой профессора Л.М.Баркова по методике ядерных эмульсий: M_φ =1019.4±0,4 МэВ.

Авторы признательны М.Н.Егорычеву за создание деполяризатора, а также всем сотрудникам ВЭПП-2М, способствовавшим выполнению этой работы.

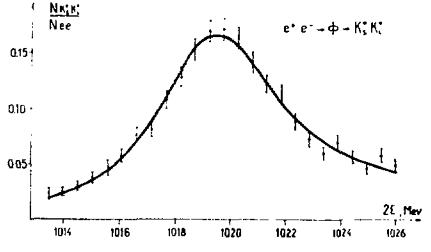


Рис.5. Кривая возбуждения для распада $e^+e^-\to K_S K_L$.

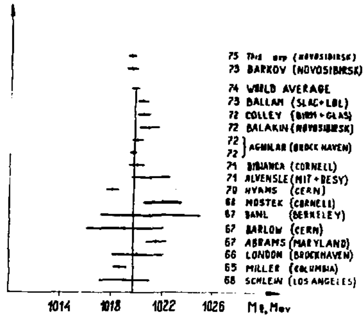


Рис.6. Экспериментальные данные по массе φ -мезона.

Л и т е р а т у р а

I. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. "Релятивистская квантовая теория", ч.I Ф.М., I968.

2. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ЖЭТФ, 60, I2I6 (I97I).

3. L.M.Kurdadze et al., Preprint INF 75-66, Novosibirsk (1975).

4. B.M.Aulchenko et al., Preprint INF 75-65, Novosibirsk (1975).

5. G.Gounaris, T.Sakurai, PRL 21,244 (1968).

6. G.Parrour, These de docteur des sciences, Orsay, LAL 1257 (1971).

7. V.Chaloupka et al. Review of Particle Properties, P. 84 (1974).

РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПУЧКОВ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М

А.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров,
А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР (г.Новосибирск)

Как известно /I,2/, при длительном движении в магнитном поле электроны и позитроны при отсутствии деполяризующих факторов могут поляризоваться вследствие излучения ими фотонов. Степень поляризации в простых случаях стремится к предельной величине

$$\zeta_0 = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 0.924 \qquad (1)$$

по закону

$$\zeta = \zeta_0 (1 - e^{-t/\tau_p})$$

с характерным временем

$$\tau_p = \left[\frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{me^2 c}{\hbar^2} \gamma^2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^3\right]^{-1}, \qquad (2)$$

где γ – релятивистский фактор, H – величина магнитного поля, $H_0 = 4{,}41 \cdot 10^{13}$ э.

Для большинства электрон-позитронных накопителей время поляризации может быть меньше времени жизни циркулирующих пучков. Таким образом, открывается возможность получения интенсивных пучков электронов и позитронов с высокой степенью поляризации и тем самым значительно расширяется круг экспериментов по исследованию электромагнитных взаимодействий на встречных пучках.

Первые измерения поляризации пучка электронов в накопителе были проведены в Новосибирске в 1970 году на установке ВЭПП-2 /3/. В этом эксперименте было доказано существование эффекта радиационной поляризации. Однако, в связи с реконструкцией комплекса ВЭПП-2, эти эксперименты были прерваны с тем, чтобы продолжить их на новом накопителе ВЭПП-2М /4/. Аналогичные измерения проводились в 1972 г. в Орсэ /5/.

I. Деполяризующие резонансы

Задача о движении спина в магнитном поле рассматривалась рядом авторов (см.,напр.,/6,7/). В однородном поле спин совершает прецессию с частотой

$$-\vec{W} = \left(\frac{q_0}{\gamma} + q'\right)(\vec{H}_x + \vec{H}_z) + \frac{q}{\gamma}\vec{H}_v \ , \qquad (3)$$

где $\vec{H}_x, \vec{H}_z, \vec{H}_v$ - поперечные и продольная по отношению к скорости компоненты магнитного поля $\vec{H}$; q', q_0 - аномальная и нормальная части магнитного момента q .

В приближении плоских орбит ($H_v = H_x = 0$) в поляризованном пучке все частицы имеют постоянные во времени проекции спина на направление H_z .

В реальных условиях ускорителей и накопителей наличие малых неоднородностей в поле приводит к некоторой деполяризации за счет разброса траекторий частиц. Величина деполяризации невелика, если частота прецессии спина не кратна каким-либо гармоникам возмущения. При выполнении резонансного условия

$$\nu = n + m\nu_z + k\nu_x + \ell\nu_s \ , \qquad (4)$$

где $\nu = \gamma\frac{q'}{q_0}$; ν_z, ν_x, ν_s - частоты вертикальных и радиальных бетатронных и синхротронных колебаний в единицах частоты обращения ω_s, происходит, вообще говоря, когерентный поворот спинов вокруг направления возмущающего поля H_n с частотой $\omega_n = \omega_s \frac{H_n}{H_z}$.

Вне резонансов возможна диффузия среднего значения спина, вызванная стохастическими скачками энергии и поперечного импульса частицы (рассеяние на остаточном газе, квантовые флуктуации излучения и т.д.) /8,9/. Скорость диффузии определяется расстройкой от ближайшего резонанса и величиной соответствующей гармоники возмущения, ее влияние характеризуется отношением времен поляризации и деполяризации τ_p/τ_d. Расчет этой величины в общем случае требует знания всех возмущений. Однако для оценки деполяризующих резонансов достаточно использовать модель с введением в магнитную структуру накопителя сосредоточенного повернутого квадруполя, дающего градиент $\partial H_x/\partial x$. Результаты расчета такой модели изображены на рис.I. Величины всех гармоник возмущения $\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_n$ приняты одинаковыми и равными величине нулевой гармоники $\left(\frac{\partial H_x}{\partial x}\right)_0 = 0.01\,\frac{H_z}{R_0}$, измеренной экспериментально. На рис.I видно, что в области энергий от 500 до 670 МэВ возможно получение поляризованных пучков всюду, за исключением узких резонансных полос, которые легко передвигаются выбором рабочей точки по частотам бетатронных колебаний.

2. Эксперименты с одним пучком. Деполяризатор

Так же, как и в первых экспериментах на ВЭПП-2, для измерения степени поляризации электронов был выбран метод, использующий зависимость сечения упругого рассеяния частиц внутри сгустка (тушек-эффект) от поляризации /IO/. В собственной системе сгустка частицы, сталкиваясь при поперечных колебаниях, рассеиваются

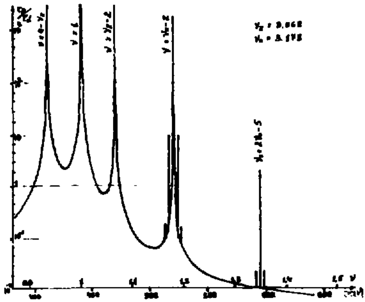


Рис.I. Оценка мощности деполяризующих резонансов, характеризуемой отношением времен поляризации и деполяризации.

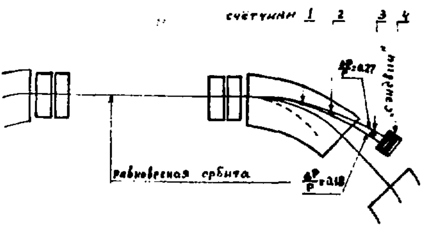


Рис.2. Схема расположения счетчиков для регистрации электронов, рассеянных внутри сгустка (тушек-эффект).

на некоторый угол так, что часть поперечного импульса переходит в продольный. В лабораторной системе продольный импульс, вследствие релятивистского преобразования, увеличивается в γ раз. Таким образом, две частицы после рассеяния будут иметь отличные от равновесного на $\pm\Delta\rho$ импульсы и могут быть разведены магнитным полем накопителя в разные стороны от равновесной орбиты и зарегистрированы каким-либо образом.

Вклад поляризации в скорость счета таких событий характеризуется отношением

$$\Delta = \Delta_{max}\zeta^2 = \frac{N_0 - N_p}{N_0} ,$$

где N_0, N_p – нормированные на квадрат циркулирующего тока скорости счета для неполяризованного и поляризованного пучков. Этот вклад зависит от радиальной и вертикальной компонент поперечных импульсов частиц в сгустке и величины переданного импульса $\Delta\rho$. С целью увеличения Δ желательно регистрировать частицы с большой передачей импульса.

В данной работе регистрировались только те электроны, энергия которых после рассеяния возрастала, а траектория, соответственно, проходила в наружной области поворотного магнита (рис.2). Система из 3 сцинтилляционных счетчиков, установленных на расчетную траекторию, и счетчика полного поглощения типа "сэндвич" для отсечения низкоэнергетического фона, включенных в 4-кратные совпадения, позволяет надежно регистрировать только "полезные" электроны из прямолинейного промежутка. С учетом гауссовского распределения радиальных и вертикальных поперечных импульсов для частиц с полной энергией в диапазоне 1,18-1,27 равновесного значения E=625 МэВ были получены расчетные значения

$$\Delta_{max}=0{,}30\ ; \qquad N_0=0{,}05.$$

Экспериментально получено значение скорости счета $N_0 = 0{,}04$. Эта величина сильно зависит от положения орбиты и размеров пучка, которые могут изменяться в течение эксперимента. Поэтому для надежного измерения степени поляризации возникает необходимость уметь быстро деполяризовать пучок без изменения его параметров.

Такая задача может быть решена созданием на орбите накопителя переменного электромагнитного поля резонансного с частотой вращения спина /4/. Для этой цели можно использовать H_v, H_x, E_z компоненты поля. В данной работе использовалось продольное поле, создаваемое петлей с током, которая составляет часть резонансного контура, раскачиваемого внешним генератором на частоте

$$\omega_d=\omega_0\left(\gamma\frac{q'}{q_0}-1\right). \tag{5}$$

Из-за того, что абсолютное значение энергии частиц в пучке известно с недостаточной точностью, целесообразно применять высокочастотное поле, модулированное по частоте. Глубина модуляции выбирается так, чтобы перекрыть весь диапазон неточности значения энергии.

Величина магнитного поля определяется временем, за которое необходимо деполяризовать пучок. Время деполяризации

$$\tau_d=\frac{1}{\omega_s}\frac{\Delta\omega_d}{\omega_d}\left(\frac{H_z}{H_v}\frac{2L}{\ell}\right)^{-2},$$

где ℓ - эффективная длина продольного магнитного поля, L - периметр орбиты. Применяемая в настоящее время высокочастотная система имеет ℓ/L 3.10^{-3}; $\Delta\omega_d$ =2x100 кГц и магнитное поле H_v=10 Э, что позволяет деполяризовать пучок за время ~ 100 сек.

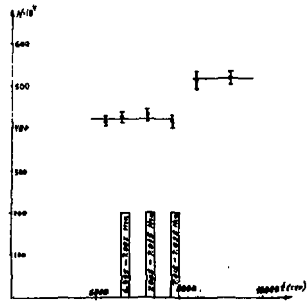


Рис.3. Зависимость относительного изменения скорости счета от частоты деполяризатора.

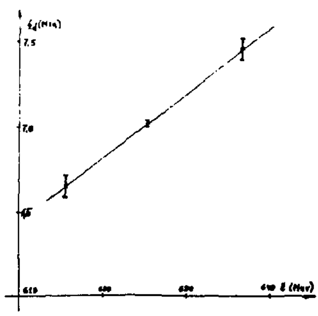


Рис.4. Изменение резонансной частоты деполяризации при изменении энергии пучка.

Измерение степени поляризации проводилось следующим образом. В каждом цикле измерений электронный ток $I \simeq 30$ А выдерживался при определенной энергии в течение некоторого времени. Измерялась нормированная на I^2 скорость счета N_p, затем включался деполяризатор на время 100 сек и после его выключения снова измерялась скорость счета. На рис.3 представлено поведение скорости счета при изменении частоты деполяризатора. Видно, что после работы деполяризатора на определенной частоте скорость счета скачком возрастает. При других значениях энергии пучка частота деполяризатора, на которой происходит скачок скорости счета, изменяется согласно (5) (рис.4).

Зависимость величины скачка Δ от времени, прошедшего от начала захода до момента включения деполяризатора на резонансной частоте, представлена на рис.5. Кривая проведена по экспериментальным точкам с учетом аналитической зависимости степени поляризации от времени (I) со следующими параметрами:

$$\zeta_{max} = 0,92 \pm 0,15 \quad ; \qquad \tau_p = (68 \pm 10) \text{ мин}.$$

Ошибка определения ζ_{max} заключена, в основном, в точности измерения среднеквадратных поперечных σ_{p_x}, σ_{p_z} импульсов в пучке и величины передаваемого импульса $\Delta P/P$, необходимых при вычислении коэффициента Δ_{max}. Обе экспериментально измеренные величины хорошо согласуются с теоретическими значениями $\zeta_0 = 0,924$, $\tau_p = 72$ мин, что свидетельствует об отсутствии заметных деполяризующих факторов при энергии эксперимента E=625 МэВ.

Кроме того, было показано, что поляризация не нарушается при изменении энергии от 650 до 500 МэВ и обратно за время 100 сек. Пересечение спиновых резонансов $\nu = \nu_x - 2$ и $\nu = \nu_z - 2$ не приводит к заметной деполяризации, что не противоречит оценочным расчетам (рис.I).

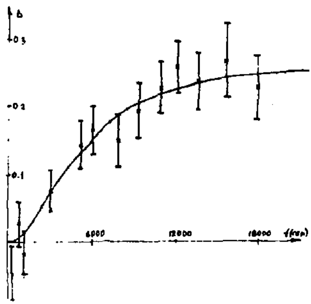


Рис.5. Зависимость степени поляризации от времени.

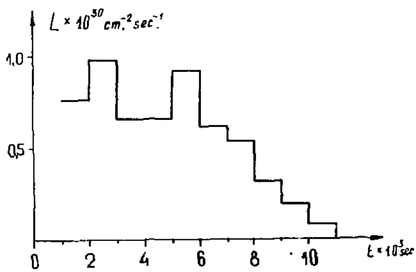


Рис.6. Распределение суммарной (по 8-ми циклам измерений) светимости по времени циркуляции пучков.

3. Поляризация встречных пучков

Деполяризующее влияние встречного пучка было проанализировано в работе /II/. Показано, что вне деполяризующих резонансов (4) эффект радиационной поляризации сохраняется, если взаимодействие встречных пучков (эффекты встречи) мало, т.е. если выполняется условие существования самих встречных пучков.

Для наблюдения поляризации электрон-позитронных встречных пучков был проведен эксперимент по измерению азимутальной анизотропии рождения мюонов в реакции $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$.

Дифференциальное сечение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ с учетом поляризации имеет следующий вид /4/:

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{16\gamma^2}\beta_\mu\left\{2-\beta_\mu^2\sin^2\theta\right\}\left[1+\zeta^-\zeta^+(2\sin^2\varphi-1)\right]\Big\};$$

здесь θ - полярный угол, отсчитываемый от направления начальных частиц, φ - азимутальный угол, отсчитываемый от медианной плоскости, β_μ - скорость мюона, ζ^- и ζ^+ - степень поляризации электронного и позитронного пучков. Азимутальная анизотропия этого распределения весьма значительна, так например, при полной поляризации $\zeta^- = \zeta^+ = 1$.

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}}{d\Omega}\left(\theta=\frac{\pi}{2};\varphi=\frac{\pi}{2}\right)=0\ ;\ \frac{d\sigma_{\mu\mu}}{d\Omega}\left(\theta=\frac{\pi}{2};\varphi=0\right)=2\frac{d\sigma^0_{\mu\mu}}{d\Omega}.$$

Эксперимент проводился на энергии пучков 2E=1300 МэВ. Измерения начинались после накопления токов $I^+ \simeq 15$ мА и $I^- \simeq 18$ мА. При этом для увеличения времени жизни пучков режим накопителя изменялся таким образом, чтобы рабочая точка по бетатронным частотам соответствовала резонансу связи $\nu_z = \nu_x$ (круглые пучки).

В этих условиях максимальная светимость была равной 2.10^{29} $см^{-2}$ сек. Со временем, когда светимость уменьшалась до величины $0,5.10^{29}$ $см^{-2}$сек, режим накопителя возвращался в рабочую точку с малым поперечным сечением пучков, светимость увеличивалась и измерения продолжались.

Всего было проведено 8 циклов измерения. Распределение суммарной (по 8 циклам измерения) светимости по времени циркуляции пучка в накопителе показано на рис.6.

Регистрация пар мюонов осуществлялась детектором "ОЛЯ" /I2/, который содержит I6 координатных проволочных искровых камер с памятью на ферритах ($\sim$ I0 тыс.ферритов), I6 запускающих сцинтилляционных счетчиков и I6 сцинтилляционных счетчиков, составляющих 8 сэндвичей, предназначенных для определения сорта частиц. Для подавления фона космических частиц использовалась схема измерения времени пролета и схема синхронизации запуска детектора с фазой обращения пучков в накопителе. Полный телесный угол детектора составляет 0,65х4 π стерадиан.

Контроль рабочих режимов детектора, сбор данных и первичная обработка производятся с помощью миникомпьютера М-6000 в помещении пультовой детектора. Миникомпьютер, в свою очередь, связан с универсальным компьютером М-32, на магнитных лентах которого происходит накопление данных.

Количественные характеристики эксперимента приведены в таблице.

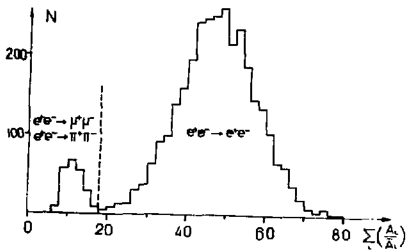


Рис.7. Спектр суммы амплитуд счетчиков-сэндвичей противоположных квадрантов.

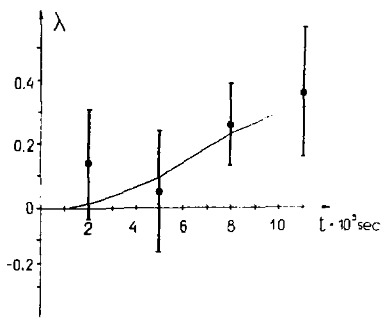


Рис.8. Экспериментальные и расчетные значения параметра λ.

	Эффект	Фон
Время измерения, 10^3 сек	69	240
Число запусков детектора, 10^3	58	2,3
Интеграл светимости, 10^{33} $см^{-2}$	6,7	-
Число событий упругого рассеяния	3049	-
Расчетное число событий $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	168 ± 3	-
Зарегистрированное число событий $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	178 ± 15	2

На первом этапе анализа выделялись коллинеарные ($|\Delta\varphi| < 3^0$, $|\Delta\theta| < 4^0$) треки, пересекающие место встречи. Этим условиям отбора соответствуют двухчастичные процессы упругого рассеяния и рождения мезонных пар. Дальнейшее разделение событий на электроны и мезоны проводилось по амплитудам счетчиков-сэндвичей. На рис.7 показан спектр сумм амплитуд счетчиков-сэндвичей для коллинеарных событий. Вертикальная черта соответствует границе разделения электронов и мезонов. В дальнейшем эти события использовались для нормировки изучаемого процесса.

Небольшая примесь пионов выделялась по ядерному поглощению в материале счетчиков-сэндвичей (суммарная толщина для двух частиц пары составляет 104 г/$см^2$). Неточность в знании ядерного поглощения пионов внесло дополнительную ошибку в число мюонов около 10%, что меньше статистической ошибки. В таблице приведены экспериментальное и расчетное (по квантовой электродинамике) числа мюонов.

Фоном для изучаемого процесса являются космические частицы, запускающие детектор. Измерения фона проводились в отсутствие пучков. За счет выключения схемы синхронизации с фазой обращения частиц в накопителе эффективное время измерения фона в 40 раз больше реального времени.

Для количественной характеристики азимутальной анизотропии введен параметр:

$$\lambda = \frac{N_в - N_г}{N_в + N_г},$$

где $N_в$ - число "вертикальных" мюонов ($45^0 < \varphi < 135^0$),

$N_г$ - число "горизонтальных" мюонов ($-45^0 < \varphi < +45^0$).

На рис.8 приведены экспериментальные и расчетные значения параметра λ в зависимости от времени измерения. Эффект поляризации пучков отчетливо виден.

Дополнительным подтверждением сохранения поляризации при наличии встречного пучка явилось измерение поляризации электронного пучка в присутствии позитронного пучка (по тушек-эффекту) в конце одного из циклов измерений.

Таким образом, доказана возможность проведения экспериментов на поляризованных встречных пучках электронов и позитронов.

Авторы выражают свою глубокую благодарность В.Н.Байеру, Я.С.Дербеневу, А.М.Кондратенко, В.А.Хозе за плодотворные обсуждения, академику Г.И.Будкеру за постоянный интерес и внимание к работе, а также всем сотрудникам института, способствовавшим ее выполнению.

Литература

1. А.А.Соколов, И.М.Тернов, ДАН СССР, 153, 1052 (1963).
2. В.Н.Байер, В.М.Катков. ЖЭТФ 52, 1422 (1967).
3. В.Н.Байер. УФН, 105, 3 (1971).

4. Г.И.Будкер и др. Труды Ш Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва (1973) т.I, стр. 338.
5. I.Le Duff, P.C.Marin, J.L.Masnou, M.Sommer. Препринт Орсэ 4-73 (1973).
6. V.Bargman, L.Michel. V.Telegdi. PRL 2, 435 (1959).
7. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ЖЭТФ 60, 1216 (1971).
8. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Препринт ИЯФ № II (1971).
9. В.Н.Байер, Ю.Ф.Орлов. ДАН СССР 165, 783 (1965).
10. В.Н.Байер, В.А.Хозе. Атомная энергия, 25, 440 (1968).
11. А.М.Кондратенко. ЖЭТФ 66, 1211 (1974).
12. В.М.Аульченко и др. Препринт ИЯФ № 75-65 (1975).

НАЧАЛО ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М

В.М.Аульченко, Г.И.Будкер, И.В.Вассерман, И.А.Кооп, Л.М.Курдадзе, В.П.Кутовой, А.П.Лысенко, С.И.Мишнев, Е.В.Пахтусова, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, А.Г.Хабахпашев, А.Г.Чилингаров, Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц, С.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР (г.Новосибирск)

В Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР (г.Новосибирск) запущена новая установка со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М на энергию до 2Е=1340 МэВ. Решение о строительстве новой установки с большой светимостью было принято в ноябре 1970 года после окончания очередной серии экспериментов на установке ВЭПП-2, средняя светимость которой составляла $10^{28} см^{-2} сек^{-1}$. Весной 1973 года монтаж установки был закончен и в августе того же года получена светимость порядка $10^{28} см^{-2} сек^{-1}$, к маю 1974 года она достигла уровня $10^{29} см^{-2} сек^{-1}$. К моменту начала экспериментов - декабрь 1974 года - максимальная светимость установки лишь немного отличалась от уровня $10^{30} см^{-2} сек^{-1}$.

Кроме высокой светимости, новый накопитель ВЭПП-2М обладает еще двумя преимуществами по сравнению со старым: три (вместо одного) места встречи предназначены для экспериментов и имеется возможность использования регистрирующей аппаратуры с большим телесным углом. Общая схема комплекса ВЭПП-2М показана на рис.I. В качестве инжектора используется импульсный ускоритель ИЛУ на энергию 3 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до энергии 250 МэВ. Ток выведенного из синхротрона пучка составляет I А

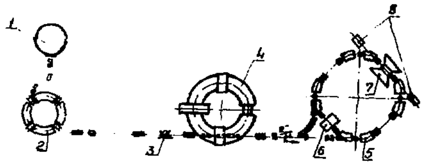


Рис.I. Схема комплекса ВЭПП-2М.

I - инжектор ИЛУ, 2 - синхротрон Б-3М, 3 - параболические линзы и конвертор, 4 - бустер, 5 - кольцо ВЭПП-2М, 6 - резонатор, 7 - детектор "ОЛЯ", 8 - счетчики полного поглощения 2 γ - монитора.

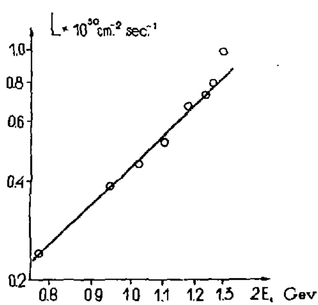


Рис.2. Зависимость светимости от энергии. Экспериментальные значения взяты из сканирования.

(около 10^{11} частиц), частота повторения - I Гц. Старое кольцо накопителя ВЭПП-2 - слабофокусирующий рейстрек с большой апертурой - используется в качестве бустера, в котором поочередно накапливаются электроны и позитроны. Для накопления позитронов в канал синхротрон-бустер вводится конвертор. Накопление электронов и позитронов происходит при энергии I20 МэВ. Скорость накопления позитронов составляет 0,6 мА/мин. После накопления достаточного количества позитронов или электронов их энергия в бустере поднимается до энергии в кольце ВЭПП-2М и затем хорошо сформированный (тонкий) пучок системой однооборотного ввода-вывода переводится в кольцо ВЭПП-2М.

Накопитель ВЭПП-2М имеет жесткую фокусировку. Кольцо накопителя состоит из 8 секций магнитной системы, четырех коротких и четырех длинных (85 см) прямолинейных промежутков. В одном из длинных промежутков расположен резонатор на частоту 200 МГц (I2-я гармоника частоты обращения). Средний радиус равновесной орбиты равен 2,84 м; частота бетатронных колебаний $\nu_x \approx \nu_z \simeq 3{,}1$; коэффициент пространственного уплотнения орбиты $\alpha = 0{,}18$; β-функция в место встречи $\beta_x = 45$ см, $\beta_z = 6{,}5$ см.

Средний вакуум в камере накопителя около $1 \cdot 10^{-9}$ Торр, но время жизни уже при токах 0,I мА определяется эффектом Тушека.

Рекордная светимость $9 \cdot 10^{29}$ см$^{-2}$сек$^{-1}$ была получена при энергии E=625 МэВ. На рис.2 приведена зависимость светимости от энергии в феврале-мае 1975 года. Следует отметить, что при отсутствии неполадок средняя светимость мало отличается от максимальной. Работы по увеличению светимости продолжаются.

Осенью 1974 года на накопителе ВЭПП-2М была смонтирована первая система регистрации - детектор "ОЛЯ"(On-line). Общий вид детектора представлен на рис.3. Детектор "ОЛЯ" содержит 32 сцинтилляционных счетчика (40 ФЭУ) и 16 координатных проволочных искровых камер (10 тыс.проволочек). Он состоит из четырех одинаковых квадрантов, охватывающих место встречи. Телесный угол системы составляет 0,65x4π стерадиана.

Квадрант координатных искровых камер состоит из четырех двухкоординатных проволочных камер с памятью на ферритовых кольцах. Координатные камеры служат для определения точки взаимодействия и углов вылета частиц.

Счетчики С4 $\div$ С7 составляют сцинтилляционный сэндвич, предназначенный для разделения электронов и мезонов. Каждая пластина сэндвича просматривается своим фотоумножителем (ФЭУ-82). При последующей обработке по амплитудам с каждой пластины производится разделение электронов и мезонов по статистическим критериям.

Выбор определенной геометрии регистрируемого события осуществляется запускающими сцинтилляционными счетчиками С1, С2, С3-1 и С3-2.

Для подавления фона космических частиц осуществляется измерение времени пролета частиц между счетчиками С3 противоположных квадрантов детектора. Для событий эффекта это время должно равняться нулю, а для космических событий - 2 нсек. Счетчики С3 имеют размеры 225x725x10 мм^3. Каждый счетчик просматривается двумя фотоумножителями 56-DVP, расположенными с противоположных малых торцов. Сигнал с этих ФЭУ поступает в схему компенсации геометрии, исключающую зависимость момента срабатывания от места прохождения частицы. Временное разрешение (ширина на полувысоте) системы измерения времени пролета равно 0,7 нсек. Отбор по времени пролета позволяет уменьшить число запусков от космических частиц более чем в 100 раз.

DETECTOR „OLYA"

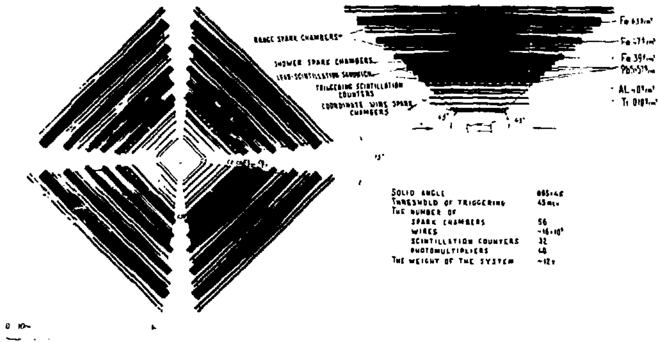


Рис.3. Детектор "ОЛЯ": С1,С2,С3-1 и С3-3 – запускающие сцинтилляционные счетчики, С4-С7 сцинтилляционные счетчики сэндвича.

Дополнительное уменьшение числа запусков от космических частиц в 10 раз получено синхронизацией запуска детектора с фазой частоты обращения пучков в накопителе.

Описанный комплекс аппаратуры составляет первую очередь детектора "ОЛЯ". Вторая очередь будет включать ливневые и пробежные камеры (еще 6 тыс.проволочек).

Оперативное измерение светимости осуществляется регистрацией процесса двойного тормозного излучения двумя счетчиками полного поглощения на кристалле $NaI(Tl)$. Счетчики полного поглощения расположены с противоположных сторон от места встречи вдоль направления пучков. При светимости 10^{29} см$^{-2}$сек$^{-1}$ скорость счета 2γ -событий - 1 Гц, отношение эффекта к фону - около 1.

Управление режимом работы детектора, сбор, контроль и первичную обработку информации осуществляет миникомпьютер М-6000, расположенный в пультовой регистрации. Компьютер М-6000, в свою очередь, связан с универсальной машиной "Минск-32", на магнитных лентах которой и происходит накопление информации.

При помощи детектора "ОЛЯ" в феврале-мае 1975 года на установке ВЭПП-2М проведен эксперимент по поиску узких резонансов путем сканирования по энергии 2Е в области от 760 до 1340 МэВ.

В каждой энергетической точке набирался интеграл светимости 200 или 300 мкбн$^{-1}$. В ходе эксперимента периодически проводились фоновые измерения - встреча пучков в соседнем промежутке. Количественные характеристики эксперимента приведены в таблице 1.

При первой обработке экспериментальных данных отобраны двухтрековые неколлинеарные события - ($|\Delta\varphi| < 15^{\circ}$), в которых хотя бы одна частица имеет пробег больше 23 гр/см^2.

Предварительные результаты обработки показывают, что в облас-

Таблица I

Энергия 2E, МэВ	770 – I026		I026 – I300		I300 – I340	
Тип измерений	эффект	фон	эффект	фон	эффект	фон
Шаг сканирования (2E), МэВ	0,5	5,0	0;66	6,6	I,0	I0
Интеграл светимости в точке, $I0^{30}$ $см^{-2}$	200	–	300	–	200	–
Время измерений, $I0^3$ сек	7I6	74	38I	43	26	36
Число запусков детектора, $I0^3$	700	82	477	60	3I	3,8
Число выбранных событий	2262	5	23I9	6	I4I	I

ти энергий 770-1340 МэВ нет резонансов в системе " $\pi^+\pi^-$ + нейтралы" с сечением больше 0,1 от сечения соответствующего канала ω или ϕ-мезона. Рис.4 иллюстрирует полученные результаты в области энергий 770-1026 МэВ.

В настоящее время ведется выделение других каналов реакции.

Наряду с описанным экспериментом на установке ВЭПП-2М было проведено изучение радиационной поляризации пучков в накопителе /1/. Поляризация одного пучка измерялась по изменению скорос-

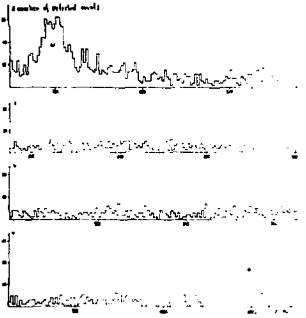


Рис.4. Предварительные результаты сканирования.

ти счета частиц, рассеянных внутри сгустка (тушек-эффект), при резонансной деполяризации внешним электромагнитным полем. Полученные экспериментальные значения времени и степени поляризации хорошо согласуются с предсказаниями теории. По измерению азимутальной анизотропии мюонов в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ доказано сохранение поляризации при взаимодействии встречных электрон-позитронных пучков.

Эффект резонансной деполяризации был использован для абсолютной калибровки энергии частиц в накопителе. Ограничение точности этого метода измерения средней энергии частиц в пучке, в первую очередь, лежит в нерегулярных пульсациях ведущего магнитного поля. Проведена калибровка шкалы энергии накопителя с точностью $\pm 1 \cdot 10^{-4}$.

Разработанный метод был использован для уточнения массы ϕ-мезона. Измерение кривой возбуждения резонанса проведено с помощью детектора "ОЛЯ". Полученное значение массы ϕ-мезона - $M_\phi = 1019{,}4 \pm 0{,}3$ МэВ.

Кроме вышеперечисленных экспериментов, в течение всего времени на комплексе ВЭПП-2М велись эксперименты, не использующие непосредственно методику встречных пучков: изучение упругих и неупругих формфакторов ядер в рассеянии электронов на внутренней газовой мишени бустера и эксперимент по рентгеновской спектроскопии молекул с использованием синхротронного излучения пучка в накопителе ВЭПП-2М.

Литература

1. L.M.Kurdadze et al. Preprint Institute of Nuclear Physics, 75-66, Novosibirsk (1975).
2. A.D.Bukin et al. Preprint Institute of Nuclear Physics, 75-64, Novosibirsk (1975).

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КАОНОВ

М.К. Волков, В.Н. Первушин

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

Ряд недавних работ авторов/I/ был посвящен исследованию квантовой киральной теории в однопетлевом приближении. В работах/I/ были вычислены фазы и длины $\pi\pi$-рассеяния, электромагнитный формфактор, радиус и поляризуемость пионов и амплитуды основных мод распадов пионов в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. В рамках этого подхода была также описана разность масс нейтральных каонов/2/.

В настоящей работе в однопетлевом приближении квантовой киральной теории, соответствующем $1/F_\pi^2$ – порядку теории возмущений (F_π – константа распада пиона), вычисляются формфактор каонов и амплитуда $\gamma\gamma \to KK$. Исходным лагранжианом является нелинейная реализация $SU(3)\times SU(3)$-симметрии с нарушением по схеме $(3,\bar{3})\oplus(\bar{3},3)$ /3/

$$L = \frac{1}{2} \mathcal{D}_\mu\Phi^i \mathcal{D}_\mu\Phi^i + F_\pi^2(m_K^2 - m_\pi^2)(S^0 - \sqrt{2}\, S^8)\sqrt{2/3} + F_\pi^2 m_\pi^2 S^0\sqrt{3/2} +$$

$$+ \bar{B}_i\left[\gamma_\mu\left(i\partial_\mu + \theta_\mu^k f_{kij} + \mathcal{D}_\mu\Phi^k(-i f_{kij}(1-\bar{\alpha}) + \bar{\alpha} d_{kij})\gamma_5 \frac{G}{M}\right) - M\delta_{ij}\right]B_j .$$

Здесь Φ^i, B_i – октеты мезонов и барионов; $\mathcal{D}_\mu\Phi^i$; θ_μ^k; S^0; S^8 определяются уравнениями $e^{-\gamma_5\xi}\,\partial_\mu\, e^{+\gamma_5\xi} = \gamma_5\lambda^i \mathcal{D}_\mu\Phi^i/F_\pi + i\lambda^k\theta_\mu^k$

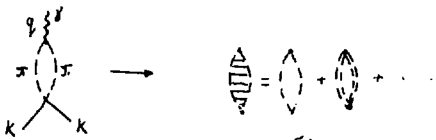
$$\frac{1}{2}\left(e^{i\xi}+e^{-i\xi}\right)=\sum_{n=0}^{8}\lambda^n s^n \quad ; \lambda^0=\sqrt{2/3}\, I \quad ; \xi=\frac{1}{F_\pi}\sum_{i=1}^{8}\varphi^i\lambda^i$$

λ^i -матрицы Гелл-Манна; I - единичная матрица; $\gamma_5^2=-1$ $F_\pi=92\ MeV$; $\bar{\alpha}=2/3$, f_{ikj} , d_{kij} параметр смешивания и коэффициенты F = и D -связей; $G^2/4\pi=14{,}7$, $G\simeq g_A\frac{M}{F_\pi}$, $g_A=1{,}25$, m_π , m_K и M - массы пиона, каона и нуклона, соответственно.

Взаимодействие с электромагнитным полем вводится минимальным образом:

$$\partial_\mu \chi^\pm \to \left(\partial_\mu \chi^\pm \pm ie A_\mu \chi^\pm\right) ; \quad \chi^\pm=\pi^\pm, K^\pm, \Sigma^\pm, P^+, \Xi^- .$$

Сделаем несколько замечаний относительно техники вычисления. Вклады от всех однопетлевых диаграмм вычисляются стандартным образом, за исключением диаграммы на рис. I.



а) б)

Эта диаграмма вычисляется с помощью суперпропагаторного метода/4/, согласно которому для устранения расходимостей можно воспользоваться существенной нелинейностью кирального лагранжиана и получить конечное выражение всей совокупности диаграмм, изображенных на рис. I)б), а затем выделить вклад двухпионной диаграммы.

Перечислим теперь результаты, полученные в $1/F_\pi^2$ приближении.

<u>Формфактор</u>

Нормируем формфактор $\Pi(q)$ так, чтобы в борновском приближении $\Pi_{ab}(q) = I_{ab}^{(+)}$, где $I_{ab}^{(+)} = \left(\frac{I+\tau_3}{2}\right)_{ab}$ –проекционный оператор на состояние заряженного каона; τ_3 –матрица Паули. Сумма вкладов от всех диаграмм в однопетлевом приближении имеет вид

$$\Pi_{ab}(q) = I_{ab}^{(+)}\left[1 + \frac{\langle r^2\rangle^{(B)}}{6} q^2\right] +$$

$$+(\tau_3)_{ab}\left\{\frac{\langle r^2\rangle^{(\pi)}}{6} q^2 + \frac{m_K^2}{3(2\pi F_\pi)^2}\left[-1 + \frac{4}{3}\xi + (1-\xi)J(\xi)\right]\right\} \quad (1),$$

где

$$\xi = \frac{q^2}{4m_K^2} \quad ; \quad J(\xi) = \begin{cases} \frac{y}{2}\ln\frac{y+1}{y-1} & ; \; y = (1-1/\xi)^{1/2} \; ; \; \xi < 0 \\ z \operatorname{arctg} z^{-1} & ; \; z = (1/\xi - 1)^{1/2}, \; 0 \le \xi \le 1 \end{cases}$$

; $\langle r^2\rangle^{B}$ вклад в среднеквадратичный радиус от барионных петель /1/

$$\langle r^2\rangle^{(B)} \simeq \frac{G'^2}{M_N^2(2\pi)^2}\left[\frac{M_N^2}{M^2_{(\Sigma\Sigma\Xi)}} + \frac{1}{9}\frac{M_N^2}{M^2_{(n\Sigma\Sigma)}} + \frac{1}{18}\frac{M_N^2}{M^2_{(\Sigma^0 pp)}} +\right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}\frac{M_N^2}{M^2_{(\Sigma\Sigma\Xi)}} + \frac{25}{54}\frac{M_N^2}{M^2_{(\Lambda pp)}} + \frac{1}{54}\frac{M_N^2}{M^2_{(\Lambda\Xi\Xi)}}\right] \simeq \frac{G'^2}{M_N^2}\frac{1.4}{(2\pi)^2} \simeq 0.3\, f_m^2 \quad (2);$$

$\langle r^2\rangle^{\pi}$ –вклад в величину радиуса от пионной петли

$$\langle r^2\rangle^{(\pi)} = \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2}\left[\ln\frac{8\pi^2 F_\pi^2}{m_K^2} - 3{,}0.577 + 1\right] \simeq 0.08\, f_m^2 . \quad (3)$$

Выражение в квадратной скобке в (I) при малых q^2 пропорционально q^4 .

Из формул (I–3) следует, что

$$\langle r^2\rangle_{K^+} \simeq 0{,}38\, f_m^2 \quad ; \quad \langle r^2\rangle_{K^0} \simeq -0{,}08\, f_m^2 . \quad (4)$$

Значения, полученные для среднеквадратичных радиусов, согласуются с теми, которые получаются в модели векторной доминантности со смешиванием токов/5/. Существующие в настоящее время грубые экспериментальные оценки сверху не противоречат этим величинам/6/. Каонная петля дает вклад только в формфактор заряженного каона, причем значительно меньший, чем вклад от пионной петли. В точной $SU(3)$ симметрии радиусы заряженных пионов и каонов совпадают/I/x).

Комптон-эффект

Нормируем амплитуду $\gamma\gamma \cdot KK$ таким образом, чтобы вклад от диаграмм-деревьев (см. рис. 5) имел вид

$$T^{\mu\nu}_{Born} = 2e^2\left(g^{\mu\nu} - \frac{P_1^{\mu}P_2^{\nu}}{P_1 q_1} - \frac{P_1^{\nu}P_2^{\mu}}{P_1 q_2}\right). \tag{5}$$

Амплитуда (5) определена на массовой поверхности P_1, P_2; $q_1 q_2$ -импульсы каонов и фотонов, соответственно; $q_1\varepsilon_1 = q_2\varepsilon_2 = 0$, $q_1^2 = q_2^2 = 0$, $P_1^2 = P_2^2 = m_K^2$; $\varepsilon_{1\mu}, \varepsilon_{2\nu}$ – поляризации фотонов.

Полную амплитуду в однопетлевом приближении запишем в виде:

---

x) В пределе точной $SU(3)$ -симметрии для произвольного параметра смешивания $\tilde{\alpha}$ все однопетлевые барионные диаграммы для собственной энергии мезона, электромагнитного формфактора и амплитуды комптон-эффекта пропорциональны величине $f(\tilde{\alpha}) = 3(1-\tilde{\alpha})^2 + \tilde{\alpha}^2\, 5/3$. Интересно отметить, что задача на минимум энергии по параметру $\tilde{\alpha}$; $d/d\tilde{\alpha}\; f(\tilde{\alpha}) = 0$ приводит к довольно разумному значению для параметра смешивания:

$$\tilde{\alpha} = 9/14 \simeq 0.65 .$$

$$T^{\mu\nu} = \Gamma^{(+)} T^{\mu\nu}_{Born} + 2e^2(q_1 q_2\, g_{\mu\nu} - q_{1\nu} q_{2\mu})[\Gamma^{(+)}\beta^{(+)}(q_1 q_2) + \Gamma^{(0)}\beta^{(0)}(q_1 q_2)]$$

$$\beta^{(+)}(q_1 q_2) = \beta^{(B)} + \beta^{(K)(+)}(q_1 q_2) + \beta^{(\pi)}(q_1 q_2)$$

$$\beta^{(0)}(q_1 q_2) = \beta^{(K)(0)}(q_1 q_2) + \beta^{(\pi)}(q_1 q_2). \tag{6}$$

Здесь $\Gamma^{(+)}$ и $\Gamma^{(0)}$ – проекционные операторы на конечные состояния с заряженными и нейтральными каонами, $\beta^{(\pi)}$, $\beta^{(K)}$, $\beta^{(B)}$ – вклад в амплитуду от пионных, каонных и барионных петель, соответственно. $\beta^{(B)} \simeq 1.4/(4\pi F_\pi)^2 \simeq \langle r^2\rangle_{K^{(+)}}/6$

$$(4\pi F_\pi)^2 \beta^{(\pi)}(q_1 q_2) = \bar{\xi}_\pi \bar{J}(\bar{\xi}_\pi)\ ;\ (4\pi F_\pi)^2 \beta^{(K)(+)} = (1+\bar{\xi}_K)\bar{J}(\bar{\xi}_K)/2\ ;$$

$$(4\pi F_\pi)^2 \beta^{(K)(0)}(q_1 q_2) = \bar{\xi}_K \bar{J}(\bar{\xi}_K)\ ;\quad \bar{\xi}_\pi = \frac{q_1 q_2}{2m_\pi^2}\ ;\ \bar{\xi}_K = \frac{q_1 q_2}{2m_K^2}$$

$$\bar{J}(\xi) = \frac{1}{2\xi}\left\{\frac{1}{\xi}\left[\operatorname{arctan}\left(\frac{1}{\xi}-1\right)^{-\frac{1}{2}}\right]^2 - 1\right\} = \begin{cases} 1/6 & ; \xi = 0 \\ -3/4 & ; \xi = 1 \end{cases}. \tag{7}$$

Заметим, что функция $(4\pi F_\pi)^2 \beta^{\pi}(q_1 q_2)$ резко меняется от нуля при $q_1 q_2 = 0$, до 3/4 на пороге рождения двух пионов, что следует иметь в виду при сравнении экспериментальных данных с теорией.

Если определять поляризуемость каонов как коэффициент эффективного взаимодействия каона с электромагнитным полем

$$V_{int} = -\frac{\alpha_K}{2}\left(E^2 - H^2\right), \tag{8}$$

то оказывается, что α_K связан с функцией $\beta(q_1 q_2)$ формулой /7/

$$\alpha_{K(0)}^{\ (+)} = \frac{e^2}{m_K}\beta^{(0)}_{(+)}(q_1 q_2)\Big|_{(q_1 q_2)=0}. \tag{9}$$

Тогда нетрудно видеть, что

$$\alpha_{K(+)} = 3.2\,\alpha/m_K^3 \simeq 1.6\cdot 10^{-3} fm^3\ ;\ (\alpha = 1/137).$$

$$\alpha_{K(0)} = 0 \tag{10}$$

Эти значения согласуются как с теоретическими оценками, полученными недавно М.В. Терентьевым с использованием алгебры токов и PCAC /7/ $\alpha_{K(+)} \sim 10^{-3}$ фм^3 , так и с экспериментальными данными, пока еще весьма грубыми /8/: $\alpha^{exp}_{K(-)} = -(4 \pm 11) \cdot 10^{-3}$ фм^3.

Литература.

1. М.К. Волков, В.Н. Первушин. ЯФ 19, 652 (1974); ЯФ 20,762 (1974); Phys. Lett 51 B, 356 (1974).
   Препринты ОИЯИ Е2-8097, Е2-8098,Р2-8165 Дубна, 1974.
2. М.К. Волков, В.Н. Первушин. ЯФ 21, 214 (1975); Phys. Lett. 51B 499 (1974).
3. F.Gürsey and M. Serdaroglu . Nuovo Cimento 7A 584 (1972),9A 263 (E) (1972); S.L. Glashow,S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 20, 224 (1968).
   M.Gell-Mann R.J. Cakes and B. Rennez Phys. Rev. 175,2195 (1968).
4. M.K.Volkov and Ann. Phys. (N.4) 49, 202 (1968) 6,21 (19719, Fortschr.Phys. 22, 499 (1974).
5. N.M.Krole, T.D. Lee, B.Zumino Phys. Rev. 157,1376 (1967).
6. В.Л. Любошиц. Письма ЖЭТФ, 19, 432 (1973).
7. М.В. Терентьев. ЯФ 16, 162 (1972); ЯФ 19, 1298 (1974).
8. G.Backenstoss et al . Phys. Lett.B43,431 (1973).

МОМЕНТЫ КОРНВЭЛА-НОРТОНА И РАЗЛОЖЕНИЯ КОММУТАТОРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ТОКОВ НА СВЕТОВОМ КОНУСЕ

Э.Вицорек и Г.Мотц

Объединенный институт ядерных исследований , Дубна

I. Введение

Для описания глубоко неупругого рассеяния в случае бъеркен-скэйлинга в последние годы успешно использовались интегральные представления. С помощью представления Йоста-Лемана-Дайсона для структурных функций на уровне главных членов были получены взаимно однозначные соотношения между коммутатором электромагнитных токов на световом конусе и автомодельным поведением структурных функций /1,5/ .

Развитие асимптотически свободных калибровочных теорий позволило предсказать асимптотическое поведение моментов /2/ вместо автомодельного поведения самих структурных функций

$$\mu_n(Q^2) = \int_0^1 d\xi\, \xi^{n-1} W(Q^2,\xi) \qquad n=0,2,4,\dots \quad q^2=-Q^2<\infty$$
$$\sim \left(\log\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^{-\gamma_n} \qquad для\ Q^2\to\infty \,. \tag{I}$$

Оказалось, что разработанные для случая скэйлинга (где $\mu_n(Q^2)\to C_n$ при $Q^2\to\infty$ для всех n) методы применимы и в случае (I).

Получены соотношения между асимптотическим поведением моментов и коммутатором электромагнитных токов на световом конусе. При этом не предполагается, как обычно, существование операторного разложения на световом конусе и применение к нему преобразования Фурье /3/ .

2. Ряды Тэйлора для коммутатора и Т-произведения

Мы употребляем для структурных функций интегральное представление Дезера-Гильберта-Сударшана /4/

$$\tilde{C}(x) = \frac{1}{2\pi i}\int_0^\infty d\lambda^2\, \tilde{\varphi}(x_0,\lambda^2)\,\Delta(x,\lambda^2)\,, \tag{2}$$

где

$$\tilde{\varphi}(x_0,\lambda^2) = \int_{-1}^{+1} d\mu\, e^{i\mu x_0}\varphi(\mu,\lambda^2) \tag{3}$$

и $\Delta(x,\lambda^2) = \frac{i}{(2\pi)^3}\int dq\, e^{-iqx}\varepsilon(q_0)\,\delta(q^2-\lambda^2) = \frac{\varepsilon(x_0)}{2\pi}\frac{\partial}{\partial x^2}\left\{\Theta(x^2)\, J_0(\lambda\sqrt{x^2})\right\}$.

$\tilde{C}(x)$ есть Фурье-образ структурных функций $W_i(pq,q^2)$ коммутатора

$$W_{\mu\nu}(p,q) = \frac{1}{8\pi}\sum_\sigma \int dx\, e^{iqx} \langle p\sigma|[j_\mu(x),j_\nu(0)]|p\sigma\rangle \tag{4}$$

$$= \left(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)W_1(pq,q^2) + \left(p_\mu-\frac{pq}{q^2}q_\mu\right)\left(p_\nu-\frac{pq}{q^2}q_\nu\right)W_2(pq,q^2).$$

Т.к. φ финитна по μ, $\tilde{\varphi}$ является целой функцией относительно x_0, если ее проинтегрировать с основной функцией $\varphi(\lambda^2)\in S_+(R_1)$. Отсюда следует, что $\tilde{\varphi}(x_0,\lambda^2)$ можно разложить в ряд Тейлора

$$\tilde{\varphi}(x_0,\lambda^2) = \sum_{n=0}^{\infty} x_0^n\,\frac{i^n}{n!}\,h_n(\lambda^2)\,, \tag{5}$$

где

$$h_n(\lambda^2) = \int_{-1}^{+1} d\mu\cdot\mu^n\,\varphi(\mu,\lambda^2)\,. \tag{6}$$

Чтобы получить соответствующий сходящийся ряд для самого коммутатора, надо рассмотреть симметрично продолженную обобщенную функцию $\bar{C}(x) = \varepsilon(x_0)\tilde{C}(x)$ x). Так как функционал $\{\varepsilon(x_0)\Delta(x,\lambda^2),\ \chi(x^2)\}$, где $\chi(x^2)\in S_+(R_1)$, является основной функцией относительно λ^2 /5/, из (2) и (5) следует

$$\bar{C}(x) = \frac{1}{2\pi i} \sum_{n=0}^{\infty} x_0^n \frac{i^n}{n!} f_n(x^2) \quad , \tag{7}$$

где

$$f_n(x^2) = \int_0^\infty d\lambda^2 \left[\varepsilon(x_0) \Delta(x,\lambda^2) \right] h_n(\lambda^2) \tag{8}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x^2} \left\{ \Theta(x^2) \int_0^\infty d\lambda^2\, \mathcal{J}_0(\lambda \sqrt{x^2})\, h_n(\lambda^2) \right\}$$

является функционалом по x^2. *Обобщенные функции* $f_n(x^2)$ *и* $h_n(\lambda^2)$ связаны специальным преобразованием Бесселя /5/. Проинтегрированное с основной функцией $\chi(x^2)$ уравнение (7) представляет собой разложение целой функции в ряд Тейлора. Хотя оно и не было получено как разложение на световом конусе, этот ряд связан с асимптотическим поведением моментов $\mu_n(Q^2)$.

Чтобы это показать, рассмотрим сходящийся для $|\nu| < Q^2$ ряд Тейлора амплитуды ($W_i(p,q) = \mathfrak{Im}\, T_i(p,q)$)

$$T_i(\nu, Q^2) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{Q^2}\right)^n \mu_{i,n}(Q^2) \quad . \tag{9}$$

Этот ряд был получен из дисперсионных соотношений. Заметим, что в соответствии с Редже феноменологией требуется одно вычитание для T_1, так что в (9) в случае $i=1$, $n=0$ вместо момента стоит $T_0(Q^2)$. Из-за единственности разложения T_i в ряд Тейлора в области аналитичности $|\nu| < Q^2$ справедливо соотношение

---

x)

$$\left\{ \tilde{C}(x), \varphi(x) \right\} = \left\{ \bar{C}(x^2,\vec{x}), \frac{\varphi(\sqrt{x^2+\vec{x}^2},\vec{x}) - \varphi(-\sqrt{x^2+\vec{x}^2},\vec{x})}{2\sqrt{x^2+\vec{x}^2}} \right\},$$

где на правой стороне стоит основная функция относительно x^2 из $S_+(R_1)$ и $\operatorname{supp} \bar{C}(x^2,\vec{x}) \subset \{\vec{x}, x^2 : x^2 \geq 0\}$ /5/.

$$\mu_{i,n}(Q^2) = \frac{\pi}{2}\frac{(Q^2)^n}{n!}\left(\frac{\partial}{\partial\nu}\right)^n T(\nu, Q^2)\Big|_{\nu=0} \quad . \tag{10}$$

Из представления ДГС для амплитуды

$$T(q) = -\frac{1}{\pi}\int_0^\infty d\lambda^2 \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{\psi(\mu,\lambda^2)}{(q_0-\mu)^2-\vec{q}^2-\lambda^2+i0} = -\frac{1}{\pi}\int_0^\infty d\bar{\lambda}^2 \int_{-1}^{+1} d\mu \frac{\psi(\mu,\bar{\lambda}^2+\mu^2)}{-q^2+\mu\nu+\bar{\lambda}^2-i0} \tag{11}$$

при помощи (10) получаем

$$\mu_n(Q^2) = \frac{1}{2} Q^{2n}\int_0^\infty d\lambda^2 \frac{\bar{h}_n(\lambda^2)}{\{Q^2+\lambda^2\}^{n+1}} \quad , \tag{12}$$

где

$$\bar{h}_n(\lambda^2) = \int_{-1}^{+1} d\mu \cdot \mu^n \psi(\mu, \lambda^2+\mu^2) \quad . \tag{13}$$

Таким образом, установлена связь между моментами и однозначно определенными коэффициентами ряда Тэйлора $f_n(x^2)$ посредством спектральной функции $\psi(\mu,\lambda^2)$ в $h_n(\lambda^2)$ и $\bar{h}_n(\lambda^2)$:

$$f_n(x^2) = \int_0^\infty d\lambda^2 [\varepsilon(x_0)\Delta(x,\lambda^2)]\, h_n(\lambda^2) \tag{14}$$

$$\mu_n(Q^2) = \frac{1}{2} Q^{2n}\int_0^\infty d\lambda^2 \frac{\bar{h}_n(\lambda^2)}{\{Q^2+\lambda^2\}^{n+1}} \quad . \tag{15}$$

3. Асимптотика моментов и сингулярности на световом конусе

Предполагается, что для $\bar{h}_n(\lambda^2)$ в (15) существует квазипредел /5/ порядка α_n при $\lambda^2 \to \infty$. Т.е. существует вещественное число α_n такое, что

$$\frac{\bar{h}_n(k\lambda^2)}{k^{\alpha_n}} \longrightarrow g_n(\lambda^2) \qquad \text{при} \qquad k \longrightarrow \infty \tag{16}$$

в смысле обобщенных функций. Отсюда и из результатов /6/ следует, что $\mu_n(Q^2) \longrightarrow (Q^2)^{\alpha_n}$ при $Q^2 \longrightarrow \infty$. (17)

Исключение могут составить низшие моменты с $n < \alpha$. Из положительности структурных функций следует $\mu_{n+2}(Q^2) \leq \mu_n(Q^2)$. Это, естественно, отражается и на асимптотике:

$$\alpha_{n+2} \leq \alpha_n \quad . \tag{18}$$

Этого достаточно /7/ для того, чтобы $h_n(\lambda^2)$ имела квазипредел такого же порядка α_n и удовлетворяла (18). Так как $f_n(x^2)$ является B-преобразованием $h_n(\lambda^2)$, то и $f_n(x^2)$ имеет квазипредел порядка α_n+2 /5/ при $x^2 \to 0$

$$k^{-\alpha_n-2} f_n\left(\frac{x^2}{k}\right) \longrightarrow a_n(x^2) \quad \text{для } k \to \infty \text{ и} \tag{19}$$

имеет место (18). Таким образом при условии, что $W_i(p,q)$ положительны и существует квазипредел от $\bar{h}_n(\lambda^2)$ при $\lambda^2 \to \infty$ уравнения (14) и (15) определяют асимптотическое поведение моментов и поведение $f_n(x^2)$ при $x^2 \to 0$. Более того, сходящийся ряд (7) в этом случае дает асимптотическое разложение на световом конусе.

Физически более интересным является вывод асимптотики моментов непосредственно из сингулярной структуры коммутатора на световом конусе. Оказывается, что для построения таким путем асимптотики $\mu_n(Q^2)$, кроме существования квазипредела для $f_n(x^2)$, требуется, чтобы выполнялось (18). Чтобы доказать упорядоченность ряда (7) на световом конусе, исходя из интегральных представлений, нужно воспользоваться положительностью W_i. Для этого потребовалось бы разрешить (15) относительно $\bar{h}_n(\lambda^2)$. Но нам не известны значения $\mu_n(Q^2)$ во временноподобной области.

Таким образом, установлено, что существует ряд Тэйлора для коммутатора, коэффициентами которого являются обобщенные функции $f_n(x^2)$. Из положительности W_i и условия (16) следует упорядоченность этого ряда и связь между асимптотиками (17) и (19).

Желательно отказаться от условия на $\bar{h}_u(\lambda^2)$, но при этом в дополнение к положительности W_i потребовались бы свойства виртуальной комптоновской амплитуды во времениподобной области.

Литература

1. Н.Н.Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе. ТМФ, 12, 305, 1972.

   Magg, Commun.Math.Phys., 38, 225, 1974.
2. D.J.Gross, F.Wilczek. Phys.Rev.,D9, 980, 1974.
3. N.Christ, B.Hasslacher, A.H.Mueller. Phys.Rev.,D6, 3543, 1972.

4. S.Deser, W.Gilbert, E.Sudarshan, Phys.Rev., 115, 731, 1959.
5. Б.И.Завьялов. ТМФ, 17, 178, 1973.
6. Э.Вицорек, В.А.Матвеев, Д.Робашик, ТМФ, 19, 14, 1974.
7. G.Motz, E.Wieczorek, JINR E2-8894, Dubna, 1975.

АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В настоящем сообщении найдена зависимость аномального магнитного момента электрона, находящегося в магнитном поле H, от напряженности поля.

Для определения аномального магнитного момента использовался найденный недавно массовый оператор электрона в постоянном внешнем поле /1/. Показано, что при $H \gtrsim H_0$ ($H_0 = \frac{m^2}{e} = 4,4 \cdot 10^{13}_{э}$) величина аномального магнитного момента существенно отличается от швингеровского значения $\alpha/2\pi$.

Рассмотрены случаи, когда электрон находится на первых возбужденных уровнях, а также в квазиклассической области, когда квантовые числа становятся большими. Получены асимптотические выражения для величины аномального магнитного момента в случае слабых $H \ll H_0$ и сильных $H \gg H_0$ полей. При помощи численного интегрирования построены кривые поведения аномального магнитного момента, находящегося на первом и втором энергетическом уровнях, в зависимости от величины напряженности поля.

Если измерять аномальный магнитный момент μ в единицах $\frac{\alpha}{2\pi}$, то имеем следующую картину поведения μ. При $\lambda \gg 1$ ($\lambda = \frac{H_0}{2H}$)

$$\mu_n(\lambda) = 1 - \frac{1}{\lambda^2}\left(\frac{7}{3}\ln\lambda - \frac{16}{5}\ln 2 + \frac{83}{180}\right)$$

при $\lambda \sim 1$ μ резко падает, проходит через 0, достигает минимального значения ($\mu_{1min} \approx -0,17$ при $\lambda \approx 0,1$), а затем стремится к нулю со стороны отрицательных значений в соответствии с асимптотикой

$$\mu_1(\lambda) \cong -2\lambda\left(\ln\frac{1}{\lambda} - 1{,}0\right); \quad \mu_n(\lambda) \cong -\frac{2\lambda}{n}\ln\frac{1}{\lambda}.$$

Что касается основного состояния, то выделение спиновой части в массовом операторе не имеет смысла, так что для основного состояния необходимо рассматривать весь массовый оператор. Асимптотическое разложение его в области $H \gg H_0$ $M(n=0) = \frac{\alpha}{4\pi} m\left(\ln\frac{1}{\lambda} - C - \frac{3}{2}\right)^2$ так что поправка к энергии основного состояния является положительной. Сопоставим эти результаты с работой /2/, в которой рассматривалось движение в интенсивном магнитном поле электрона с фиксированным аномальным магнитным моментом $\alpha/2\pi$. Вклад его в энергию является отрицательным и при $H > \frac{4\pi}{\alpha} H_0$ превышает массу m, так что исчезает щель между основным состоянием и вакуумом (это обстоятельство могло бы оказаться важным для астрофизических приложений). Из сказанного выше следует, что этот вывод /2/ основывается на ошибочных посылках, что в основном состоянии электрона можно использовать понятие аномального магнитного момента и что последний не зависит от поля. Фактически же указанная щель расширяется.

В работе /3/ при тех же предположениях вычислялся модифицированный эффективный лагранжиан. Такая постановка вопроса также неправильна, поскольку аномальный магнитный момент является только одной из радиационных поправок, которая к тому же претерпевает существенное изменение в сильных полях.

Литература

1. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, 67, 453 /1974/
2. R.F.O'Connel.Phys.Rev.Lett.21,397/1968/
3. R.F.O'Connel.Phys.Rev.176,1433/1968/

ОПЕРАТОРНЫЙ ПОДХОД К КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Диаграмная техника, основанная на операторном представлении функции Грина заряженной частицы в поле, применяется для случая однородного внешнего поля. Например, для электрона

$$G(x,x') = \frac{1}{\hat{\mathcal{P}} - m + i\varepsilon}\,\delta(x-x'),$$

где оператор $\mathcal{P}_\mu = i\partial/\partial x^\mu - eA_\mu(x)$, $\hat{\mathcal{P}} = \mathcal{P}^\mu\gamma_\mu$. При использовании такой формы записи задача вычисления вклада определенной диаграммы сводится к нахождению матричных элементов от некоторого оператора. Так, для диаграммы собственной энергии электрона таким оператором является:

$$M = -\frac{ie^2}{(2\pi)^4}\int \frac{d^4k}{k^2+i\varepsilon}\,\gamma^\mu \frac{1}{\hat{\mathcal{P}} - \hat{k} - m + i\varepsilon}\,\gamma_\mu .$$

После выполнения нетривиального интегрирования этого выражения по 4-импульсу виртуального фотона /I/ (это интегрирование проводится с использованием экспоненциальной параметризации пропагаторов) в выражении для M появляются операторы:

$$I_H = \frac{R^2 - H^2\hat{\mathcal{P}}^2}{E^2+H^2};\quad I_E = \frac{R^2 + E^2\hat{\mathcal{P}}^2}{E^2+H^2};\quad R = \gamma^5\mathcal{P}F^*\gamma,$$

где

$$E, H = \sqrt{(\mathcal{F}^2+\mathcal{G}^2)^{1/2} \pm \mathcal{F}};\quad \mathcal{F} = \frac{1}{4}F_{\alpha\beta}F^{\beta\alpha},\quad \mathcal{G} = \frac{1}{4}F^*_{\alpha\beta}F^{\beta\alpha},$$

коммутирующие между собой и с оператором $\hat{\mathcal{P}}$. На классе решений уравнения Дирака для нахождения собственных значений этих операторов достаточно знать спектр одного из них, например, I_H. Вид спектра I_H (в специальной системе, где $\vec{E} \parallel \vec{H}$, $I_H = \vec{\mathcal{P}}_\perp^2 - eH\Sigma_3$) легко выясняется: $I_H\psi = 2n|e|H\psi$. Поскольку $[\hat{\mathcal{P}}, R] = 0$ и $\langle R\rangle = \frac{m}{2}\langle\sigma F\rangle$, собственные значения оператора R удобно использовать для классификации спиновых состояний электрона в поле. Полученное выражение для массового оператора состоит из экспоненты, зависящей только от $\hat{\mathcal{P}}^2$, I_H, I_E, и предэкспоненты, в которую входят $\hat{\mathcal{P}}$, R и некоторые операторы, матричные элементы от которых с помощью соответствующих соотношений коммутации выражаются через собственные значения операторов $\hat{\mathcal{P}}$, R. Анологично проводится рассмотрение для скалярных частиц.

Эта же техника/2/ применяется для рассмотрения петель заряженных частиц. Вклад петли с n -фотонными линиями представлен в виде n -кратного интеграла от выражения, не содержащего операторов. Получены явные представления вкладов скалярных и спинорных частиц в поляризационный оператор фотона. Собственные значения $\varkappa_i$ тензора $\Pi_{\mu\nu}$ играют роль квадрата появляющейся в поле массы фотона. Результат для вклада спинорных частиц в поляризационный оператор согласуется с найденным в/3/, где использован явный вид функции Грина частицы со спином 1/2, полученный Швингером. Некоторые свойства функций $\varkappa_i$ исследованы в чисто магнитном поле. Поправки к плотности лагранжиана классического поля, обусловленные вкладом бесфотонных ($n = 0$) петель, получены в рамках общего подхода.

Литература

1. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, 67, 453 /1974/
2. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, 68, 405 /1975/
3. И.А.Баталин, А.Е.Шабад. ЖЭТФ, 60, 894, /1971/

III. Слабые взаимодействия.

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В.М.Шехтер

Ленинградский институт ядерной физики

I. Введение

Существование нейтральных токов в слабом взаимодействии обнаружено всего лишь два года назад. До этого времени было принято думать, что нейтральных токов нет, поскольку распады К -мезонов с образованием нейтральной лептонной пары отсутствуют (см.табл.I). В таких распадах, правда, адронный ток отвечает переходу с изменением странности ($\Delta S = \pm 1$). О переходах без изменения странности ($\Delta S = 0$) никакой информации не было, но тем не менее проблема нейтральных токов всерьёз не воспринималась.

В теоретическом плане ситуация изменилась в 1971 году, когда т'Хуфт продемонстрировал, что существует новый класс перенормируемых и унитарных теорий, в которых переносчиком взаимодействия являются калибровочные векторные поля; среди последних, наряду с заряженными, обязательно присутствуют и нейтральные компоненты /1/. Наибольший интерес в этом плане представила модель Вайнберга-Салама, предложенная на 4 года раньше и довольно изящно объединившая в единой схеме слабое и электромагнитное взаимодействия /2,3/.

Возможность сделать теорию слабого взаимодействия перенормируемой выглядит чрезвычайно привлекательной, и поэтому модель Вайнберга-Салама, остававшаяся в тени почти пять лет, внезапно оказалась в центре внимания. (Был предложен и ряд других моде-

Таблица I

Верхние границы для распада адронов на нейтральную лептонную пару

Распад	Относительная вероятность (по сравнению с полной шириной)
$K_L^0 \to \mu^+ + \mu^-$	$(1{,}0 {}^{+0{,}7}_{-0{,}35}) \cdot 10^{-3}$
$\to e^+ + e^-$	$< 1{,}6 \cdot 10^{-9}$
$K_S^0 \to \mu^+ + \mu^-$	$< 3 \cdot 10^{-7}$
$\to e^+ + e^-$	$< 3{,}5 \cdot 10^{-4}$
$K^\pm \to \pi^\pm + \mu^+ + \mu^-$	$< 2{,}4 \cdot 10^{-6}$
$\to \pi^\pm + e^+ + e^-$	$(2{,}6 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-7}$
$\to \pi^\pm + \bar{\nu} + \nu$	$< 6 \cdot 10^{-7}$
$\to \pi^\pm + (e^\pm + \mu^\mp)$	$< 1{,}4 \cdot 10^{-8}$
$\Sigma^+ \to p + e^+ + e^-$	$< 7 \cdot 10^{-6}$

лей, но они, как правило, включают в себя большее число ненаблюдавшихся до сих пор частиц). Поскольку в этой модели содержатся нейтральные токи, снова встал вопрос об их присутствии в слабом взаимодействии. Отсутствие нейтральных токов перестало быть чем-то почти очевидным.

В распадах нестранных частиц нейтральные токи не могут привести к каким-либо наблюдаемым следствиям. Поэтому их следует искать в каких-то других процессах. Простейшим оказывается поиск таких токов в реакциях, обусловленных взаимодействием нейтрино с адронами или электронами. Отсутствие у нейтрино каких-либо взаимодействий, помимо слабого (гравитация, как всегда для элементарных частиц, несущественна), позволяет резко уменьшить возможный фон. Поскольку сечение слабого взаимодействия нейтрино с электроном или нуклоном растет с энергией, выгоднее работать с нейтринными пучками на больших ускорителях. (Предложено также много экспериментов, позволяющих, в принципе, обнаружить эффекты несохранения чётности на фоне электромагнитных переходов в атомной физике, но все они очень трудны и пока не реализованы).

Рис. I демонстрирует, как различаются на опыте процессы нейтрино-нуклонного взаимодействия в случае заряженных токов (З.Т.) или нейтральных токов (Н.Т.), т.е.

$$\nu_\mu\,(\bar{\nu}_\mu) + N \to \mu^-\,(\mu^+) \text{ + адроны} \qquad \text{(З.Т.)}, \qquad (I)$$

$$\nu_\mu\,(\bar{\nu}_\mu) + N \to \nu_\mu\,(\bar{\nu}_\mu) \text{ + адроны} \qquad \text{(Н.Т.)}. \qquad (2)$$

В конечном состоянии для реакции (I) присутствуют как адроны, так и мюон; в случае (2) - только адроны, ибо нейтрино ненаблюдаемо. Таким образом, критерием события, обусловленного Н.Т., должно быть отсутствие мюона. Выделение событий такого ро-

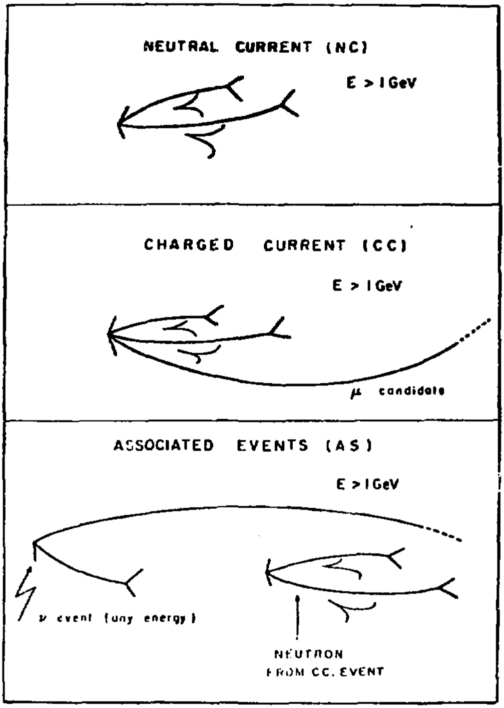


Рис.I. Классификация событий в эксперименте, проводившемся в тяжеложидкостной камере Гаргамель.[4,5]

да возможно в силу характерной особенности мюона, позволяющей отличать его след от адронных, а именно - сравнительно большой длины пробега.

Что касается рассеяния нейтрино на электроне,

$$\nu(\bar{\nu}) + e^- \to \nu(\bar{\nu}) + e^-, \qquad (3)$$

то оно характеризуется наличием только одного следа - от электрона отдачи.

Во всех случаях, конечно, надо считаться с возможным присутствием фона от нейтральных частиц (типа нейтронов, K_L^0- или гамма-квантов) и с возможностью того, что мюон в событии типа (I) так или иначе ускользает от регистрации. Эти обстоятельства являются главной трудностью при экспериментальном исследовании нейтральных токов.

Наличие существенных экспериментальных трудностей привело к тому, что число опытов с нейтральными токами весьма невелико, и их результаты возможно изложить в рамках одного обзора. Такие опыты естественно разбить на три группы, а именно:

I. Инклюзивные эксперименты, в которых производится суммирование по всем адронным состояниям в реакции (2).

2. Эксклюзивные процессы, в которых детектируются вполне определенные адроны.

3. Рассеяние нейтрино или антинейтрино на электроне - реакция (3).

Далее все три группы экспериментов рассматриваются по очереди.

2. Инклюзивные эксперименты

Инклюзивные эксперименты ставились тремя группами:

I. ЦЕРН - сотрудничество Гаргамель-Нейтрино,

2. Сотрудничество Гарвард-Пенсильвания-Висконсин,

3. Сотрудничество Калифорнийский технологический институт - ФНАЛ.

Скажем сперва несколько слов о том, как ставились эти эксперименты.

2а. Эксперимент ЦЕРН /4,5/

Пучок протонов с энергией 26 ГэВ, взаимодействуя с бериллиевой мишенью, образует заряженные пионы и каоны, которые распадаются на мюоны и нейтрино в туннеле длиной 60 м. Система фокусировки выделяет частицы одного знака заряда. Все частицы, кроме нейтрино, поглощаются затем стальной защитой толщиной 22 м. На пути пучка нейтрино (или антинейтрино) стоит пузырьковая камера Гаргамель длиной 5 м и диаметром I,8 м, наполненная фреоном CF_3Br. Рабочий объем равен 7 м^3; в эксперименте используется эффективный объем 3 м^3. Энергия нейтрино меняется от I до IO ГэВ, с максимумом около 2 ГэВ.

События в камере разделялись на три категории, обозначаемые соответственно З.Т. (заряженные токи), Н.Т. (нейтральные токи) и А.С. (ассоциированные события). В событиях З.Т. (рис.Iа) один след похож на мюонный (большой пробег и нет взаимодействий с ядрами), а остальные следы принадлежат адронам. В событиях Н.Т. (рис.Iб) все частицы определенно являются адронами. А.С. (рис. Iв) представляют собой события З.Т., в которых имеется вторая чисто адронная звезда типа Н.Т., происходящая, очевидно, от взаимодействия с ядром нейтрона (его след не виден), образованного при первичном нейтринном столкновении. Анализ А.С. позволил оценить фон от событий, вызванных нейтронами, которые могут образоваться при взаимодействии нейтрино в магните. Фон оказался невелик (~ 10 %). На опыте отбирались события, в которых видимая энергия адронов превосходит 1 ГэВ. К середине 1974 г. при облучении камеры пучком мюонных нейтрино ν_μ было найдено 218 событий З.Т., 189 Н.Т. и 42 А.С. На пучке $\bar\nu_\mu$ найдено около 130 З.Т., 70 Н.Т. и 14 А.С.

2б. Эксперимент ГПВ /6-9/

Установка группы Гарвард-Пенсильвания-Висконсин показана на рис.2. Протоны с энергией 300 или 400 ГэВ попадают на железную мишень. Пионы и каоны распадаются в туннеле длиной 350 м и диаметром 1 м, за которым стоит защита - земля толщиной 1000 м. Имеется возможность фокусировать заряженные частицы и даже получать "узкие" пучки нейтрино с энергией ~ 50 ГэВ (от $\pi \to \mu + \nu_\mu$) или ~ 150 ГэВ (от $K \to \mu + \nu_\mu$). Несфокусированный "широкий" пучок с максимумом около 20 ГэВ содержит смесь ν_μ и $\bar\nu_\mu$ в пропорции 3 : 1 (измеренной по сечениям $\nu_\mu + N \to \mu^-$ и $\bar\nu_\mu + N \to \mu^+$). Установка состоит из 70 т жидкого сцинтиллятора (калориметр, позволяющий измерить полную энергию адронов), искровых камер для регистрации следов частиц и мюонного детектора. Последний состоит из четырёх железных тороидов толщиной 1,2 м, разделенных искровыми камерами.

Как и в эксперименте ЦЕРН, события, в которых не детектировались мюоны, являлись кандидатами для Н.Т., однако расчетная эффективность регистрации мюонов в первоначальном эксперименте /6/ составляла всего 71 % и потому значительная доля безмюонных событий должна была быть отнесена к З.Т. В эксперименте 1974 года /7,8/ эффективность регистрации мюонов была несколько

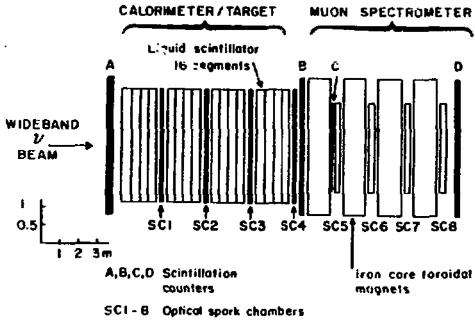


Рис.2. Схема эксперимента группы Гарвард-Пенсильвания-Висконсин в Батавии.

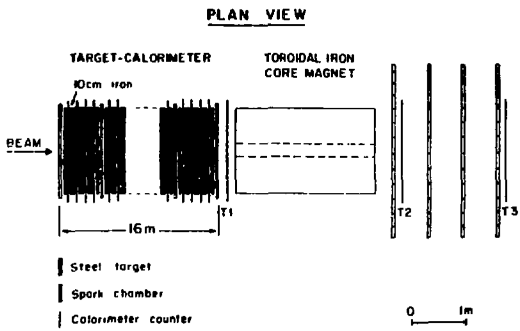


Рис.3. Схема эксперимента группы Калифорнийского технологического института - ФНАЛ.

повышена. Кроме того, эксперименты производились на пучках с различным содержанием нейтрино и антинейтрино. Всего было зарегистрировано 826 безмюонных событий.

2в. Эксперимент Калифорнийского технологического института – ФНАЛ /10,11/

Этот эксперимент производился в узких пучках ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ с энергией 50 и 150 ГэВ. Система образования ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ была такой же, как и в предыдущем опыте ГПВ, только слой защиты был в 2 раза меньше ($\sim$ 500 м). Установка, показанная на рис.3, состояла из железного калориметра весом 143 т (собранного блоками толщиной 10 см) и тороидального магнита для индентификации мюонов.

Экспериментальный анализ основывался на различном поглощении в железе адронов ($\lambda_{\text{погл.}} \approx 1$ м при $E = 100$ ГэВ) и мюонов ($\lambda_{\text{погл.}} \approx 1$ м $\times$ E (ГэВ)). Отбирались события с энерговыделением в калориметре не менее 6 ГэВ, в каждом из них находилась частица с наибольшим пробегом и строилось распределение таких частиц по длине пробега в направлении импульса нейтрино. Последнее показано на рис.4 (пучок ν_μ) и рис.5 (пучок $\bar{\nu}_\mu$). При $L > 1,5$ м оно хорошо согласуется с вычисленным пробегом для мюонов, однако в районе ~ 1 м наблюдается заметное превышение эксперимента над расчётом, по-видимому, за счет чисто адронных событий, которые естественно приписать взаимодействию с Н.Т. Правильность последнего предположения подтверждается тем, что события, попавшие в район пика около 1 м, равномерно распределены вдоль калориметра.

В эксперименте 1974 г. процессы с З.Т. нормировались по области больших пробегов ($L > 1,4$ м), куда попало 666 нейтринных и 444 антинейтринных событий. Если бы Н.Т. не было, то в об-

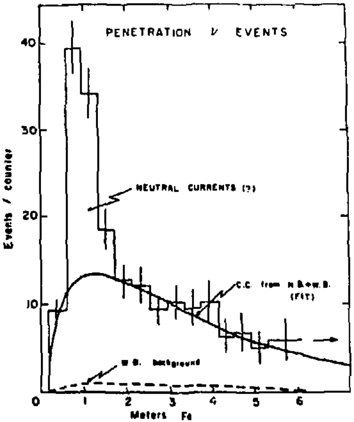


Рис.4. Распределение по длине пробега наиболее энергичной частицы, образованной в пучке нейтрино /10,11/.

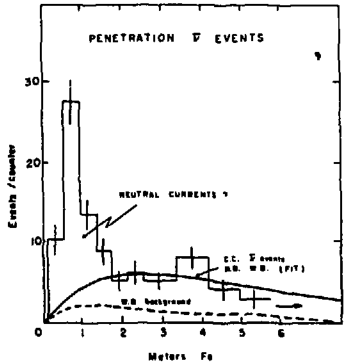


Рис.5. Распределение по длине пробега наиболее энергичной частицы, образованной в пучке антинейтрино /10,11/.

ласти $L <$ 1,4 м должно было бы быть соответственно 155 и 41 событий. Наблюдалось же 332 и 202 события. Избыток 177 и 101 приписывался нейтральным токам. В эксперименте 1975 г. минимальная энергия адронов была повышена до 12 ГэВ, а распределение для З.Т. нормировалось по частицам, пробег которых был достаточен, чтобы пройти не менее 15 сцинтилляционных счетчиков. Трудность обработки экспериментальных данных состоит здесь в том, что продолжение в область малых энергий адронов существенно зависит от гипотезы о структуре (т.е. варианте) слабого взаимодействия с нейтральным током.

2г. Результаты инклюзивных экспериментов

В качестве характеристики Н.Т. принято рассматривать отношение соответствующих сечений Н.Т. и З.Т. :

$$R_\nu = \frac{\sigma(\nu_\mu + N \to \nu_\mu + \text{адроны})}{\sigma(\nu_\mu + N \to \mu^- + \text{адроны})},$$

$$R_{\bar\nu} = \frac{\sigma(\bar\nu_\mu + N \to \bar\nu_\mu + \text{адроны})}{\sigma(\bar\nu_\mu + N \to \mu^+ + \text{адроны})}. \qquad (4)$$

Экспериментальные значения R_ν и $R_{\bar\nu}$ приведены в табл.2 и показаны на рис.6. Данные группы Калтех-Фермилаб рассматриваются авторами как предварительные (в силу упоминавшейся неоднозначности продолжения в область малых энергий адронов), и ошибки для них не даются.

Видно, что во всех случаях значения R_ν и $R_{\bar\nu}$ имеют одинаковый порядок величины, несмотря на изменение энергии нейтрино.

Таблица 2

Сводка инклюзивных результатов

Группа	Энергия, Гэв	R_{ν}	$R_{\bar{\nu}}$	$\left(\frac{\bar{\nu}}{\nu}\right)_{н.т.}$
ЦЕРН	I-I0	0,2I7±0,026	0,43 ± 0,I2	0,74 ± 0,23
Г.П.В.	5-200	0,I2 ± 0,04	0,32 ± 0,08	I,09 ± 0,55
Калифорн. техн. ин-т - ФНАЛ	30-I50	0,22	0,33	0,5

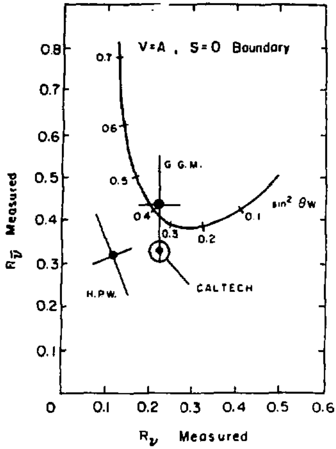


Рис.6. Экспериментальные значения R_ν и $R_{\bar\nu}$ /10,11/. Кривая показывает нижнюю границу, полученную в модели Вайнберга – Салама /17,18/.

Это означает, что инклюзивные сечения Н.Т. меняются так же, как и сечения З.Т. Про последние известно, что они зависят от энергии линейно (см.рис.7 и 8). Можно ввести коэффициенты α_ν и $\alpha_{\bar\nu}$, записав

$$\sigma(\nu_\mu + N \to \mu^- + \text{адроны}) = \alpha_\nu E_\nu \quad ,$$
$$\sigma(\bar\nu_\mu + N \to \mu^+ + \text{адроны}) = \alpha_{\bar\nu} E_{\bar\nu} \quad . \qquad (5)$$

Эти коэффициенты приведены в табл.3. Видно, что они действительно постоянны. Отношение $\alpha_{\bar\nu}/\alpha_\nu$ близко к 1/3 (ошибка здесь меньше, чем для $\alpha_{\bar\nu}$ и α_ν по отдельности, ибо ряд неопределенностей типа нормировки потока выпадает), что характерно для чистого $V-A$ варианта. В то же время отношение сечений с Н.Т. для $\bar\nu_\mu$ и ν_μ (равное $R_{\bar\nu}\alpha_{\bar\nu}/R_\nu\alpha_\nu$), как видно из табл.2, значительно больше и имеет порядок 0,5 - 1,0. Это означает, что Н.Т. невозможно описать чистым $V-A$ взаимодействием.

Дополнительная информация о структуре слабого взаимодействия с Н.Т. получена в опытах 1975 г. , в которых исследовалась зависимость R_ν от энергии адронов. На рис.9 показана такая зависимость, найденная группой Гарвард-Пенсильвания-Висконсин для двух значений коэффициента β , характеризующего композицию пучка:

$$\beta = \frac{\nu_\mu}{\nu_\mu + \bar\nu_\mu} \qquad (6)$$

(значение β определялось по сечениям с З.Т.). На том же рисунке приведены результаты расчета для вариантов $V-A$, $V+A$, V или A . Несмотря на большие экспериментальные ошибки, авторы отмечают, что число высокоэнергетических адронов велико

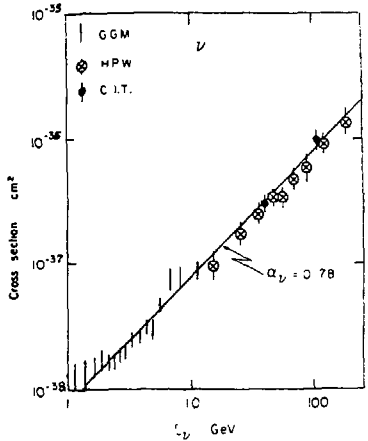


Рис.7. Инклюзивное сечение $\nu_\mu + N \to \mu^- +$ адроны как функция энергии /10,11/.

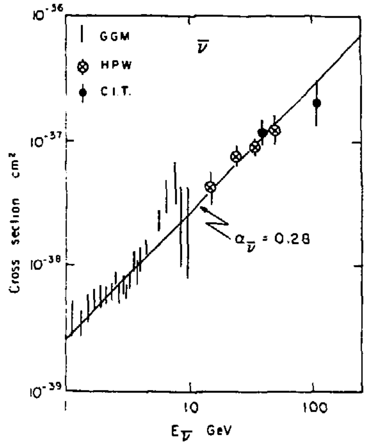


Рис.8. Инклюзивное сечение $\bar\nu_\mu + N \to \mu^+ +$ адроны как функция энергии /10,11/.

Таблица 3

Характеристики процессов с заряженными токами

Группа	Ссылка	Область энергий, Гэв	α_{ν}	$\alpha_{\bar{\nu}}$	$\alpha_{\bar{\nu}}/\alpha_{\nu}$	$\bar{Q}/Q$
			10^{-38} см^2/Гэв			
ЦЕРН	I2, I3	I-I0	$0,76\pm0,02$	$0,28\pm0,03$	$0,38\pm0,02$	$0,05\pm0,02$
Г.П.В.	I4, I5	5-200	$0,70\pm0,18$	$0,28\pm0,09$	$0,41\pm0,11$	$0,08\pm0,12$
Калифорн. техн. ин-т - ФНАЛ	I6	30-I50	$0,83\pm0,11$	$0,28\pm0,055$	$0,33\pm0,08$	$0,00\pm0,09$

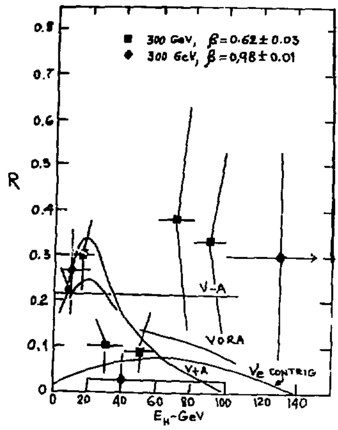


Рис.9. Зависимость отношения нейтральных и заряженных токов от энергии адронов в эксперименте Гарвард-Пенсильвания-Висконсин. β обозначает долю мюонных нейтрино в смешанном нейтрино-антинейтринном пучке.

даже для $V-A$ варианта, который все же выглядит в этом плане лучше, чем V, A или $V+A$. Не исключается даже возможность существования тяжелых лептонов /9/.

Зависимость числа событий от $E_{адр}$, найденная группой Калифорнийского технологического института и ФНАЛ, показана на рис.10 и 11 /11/. Рис.10а демонстрирует правильность предположения, что частицы, прошедшие свыше 14 сцинтилляционных счетчиков, отвечают З.Т., т.е. являются мюонами. На рис. 10б видно заметное превышение экспериментальных точек над кривой, рассчитанной для З.Т. Полагая, что это превышение обусловлено Н.Т., авторы получили распределение событий с Н.Т. по $E_{адр}$, показанное на рис.10в. Оно согласуется с $V-A$, но противоречит как $V+A$, так и S -варианту. Аналогичная картина наблюдается и на рис.11 для $\bar{\nu}$ -событий с Н.Т. Кривые на этом рисунке получены путем пересчёта аналогичных распределений на рис.10.

Итак, ситуация остается неопределенной. Зависимость от $E_{адр}$ (измеренная пока еще не очень хорошо) лучше всего подгоняется $V-A$, но этот вариант не согласуется с отношением $R_{\bar{\nu}}/R_{\nu}$. Следует подчеркнуть, что до сих пор инклюзивные эксперименты производились с ядрами, т.е. мишень состояла из протонов и нейтронов, у которых взаимодействие с Н.Т. может быть неодинаковым.

Заметим, наконец, что экспериментальные значения R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ на рис.6 согласуются с нижним пределом для модели Вайнберга, найденным в работах /17,18/. Согласно /19,20/, такой предел очень близок к результату, получаемому в кварк-партонной модели. При этом угол Вайнберга θ_W находится в районе $35^0 - 40^0$, т.е.

$$\sin^2\theta_W = 0{,}3 - 0{,}4 . \qquad (7)$$

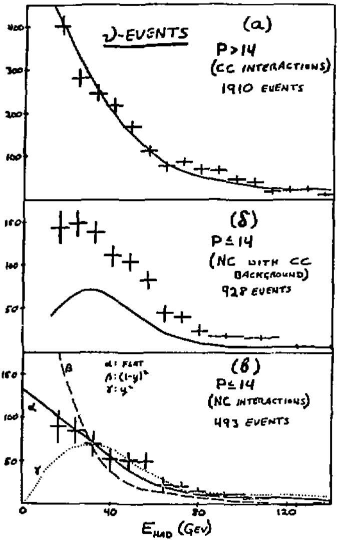


Рис.10. Распределение по энергии адронов в нейтринном эксперименте (см. работы /10, 11/). (а) События с длиннопробежной частицей, которая проходит свыше 14 счётчиков. Кривая – результат расчёта для З.Т. (б) События без длиннопробежных частиц. Кривая – результат расчёта для З.Т. (в) Распределение для событий с Н.Т., получаемое из рис. (б) путём вычитания. Приводятся кривые для $V-A$ (α), $V+A$ (β) и S (γ)-вариантов слабого взаимодействия с Н.Т.

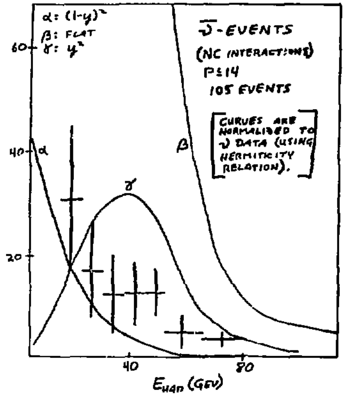


Рис.II. Распределение по энергии адронов в антинейтринном эксперименте 1975 г. группы Калифорнийского технологического института - ФНАЛ. Экспериментальные данные для Н.Т. получены как на рис.10. Кривые $V-A$ (α),- $V+A$ (β)- и (γ)-вариантов слабого взаимодействия нормированы по данным нейтринного эксперимента (рис.10).

Согласно данным ЦЕРНа /5/,

$$\sin^2 \theta_W = 0{,}39 \pm 0{,}05. \qquad (8)$$

В модели Вайнберга нейтральный ток имеет структуру (J_α^3 – третья изотопическая компонента слабого $V-A$ тока, а $J_\alpha^{э/м}$ – обычный электромагнитный ток)

$$J_\alpha^3 - 2\sin^2\theta_W J_\alpha^{э/м} = \qquad (9)$$
$$= \left(\bar\psi \left\{\gamma_\alpha \gamma_5 \tau_3/2 + \gamma_\alpha\left[-\sin^2\theta_W + (\tau_3/2)\cos 2\theta_W\right]\right\}\psi\right).$$

Если $\theta_W = 30^0$ и мишенью является протон, то коэффициент при γ_α обращается в нуль и взаимодействие протона является чисто аксиальным, но если мишенью служит нейтрон, то коэффициент при γ_α равен $-\frac{1}{2}$. При этом отношение $(\bar\nu/\nu)_{Н.Т.}$ равно I для протонов, $\frac{1}{3}$ для нейтронов и $\frac{1}{2}$ для равной смеси тех и других.

3. Эксклюзивные эксперименты

Ниже обсуждаются 5 эксклюзивных процессов:

I). Упругое рассеяние нейтрино на протоне.

2). Рождение одиночных пионов.

3). Образование нескольких пионов.

4). Рождение странных частиц.

5). Нейтринорасщепление дейтрона.

3а. Упругое рассеяние $\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p$

Эксперименты ставились в пропановой и фреоновой камерах ЦЕРНа и водородной камере в Аргонне /21-23/. Главной трудностью было наличие нейтронного фона, поскольку в процессе $n+p\to n+p$ также может появиться одиночный протон. Для уменьшения фона отбирались события в определенном интервале энергий нейтрино и импульсов, передаваемых протону. Результаты приведены в табл.4. Упругое $\nu_\mu p$-или $\bar{\nu}_\mu p$ -рассеяние пока не найдено, но точность эксперимента еще недостаточна. Например, в модели Вайнберга [24] предсказывается отношение Н.Т./З.Т. в интервале

$$0,15 \leqslant \frac{\sigma(\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p)}{\sigma(\nu_\mu + n \to \mu^- + p)} \leqslant 0,25, \tag{10}$$

что не противоречит экспериментальным данным в табл.4.

3б. Рождение одиночных пионов

Возможны следующие процессы с нейтральными токами:

$$\begin{aligned}
&\nu_\mu + p \to \nu_\mu + n + \pi^+, \\
&\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p + \pi^0, \\
&\nu_\mu + n \to \nu_\mu + n + \pi^0, \\
&\nu_\mu + n \to \nu_\mu + p + \pi^-.
\end{aligned} \tag{11}$$

Их надо сравнивать с процессами, которые обусловлены заряженными токами:

$$\begin{aligned}
&\nu_\mu + p \to \mu^- + p + \pi^+, \\
&\nu_\mu + n \to \mu^- + p + \pi^0, \\
&\nu_\mu + n \to \mu^- + n + \pi^+.
\end{aligned} \tag{12}$$

Эксперименты ставились в 12 - футовой камере Аргонна, наполненной водородом или дейтерием [25,23,27], в пропановой [27-29] и фреоновой [30,31] камерах ЦЕРНа, в 7 - футовой камере Брукхевена [32]. В Брукхейвене также был поставлен опыт с алюминиевыми искровыми камерами [33-35]. Статистика всех этих экспери-

Таблица 4

Поиски упругого рассеяния нейтрино на протоне

Группа	ЦЕРН /21/	ЦЕРН /22/	Аргони /23/
Камера	Пропановая	Фреоновая	Дейтериевая
Критерии отбора E_ν -Гэв, t -Гэв^2	$1 < E_\nu < 4$ $0{,}3 < \lvert t \rvert < 1$	$1 < E_\nu < 5$ $0{,}3 < \lvert t \rvert$	$0{,}7 < E_\nu$ $0{,}43 < \lvert t \rvert$ $216^0 < \varphi < 324^0$
Процесс	$\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p$	$\bar{\nu}_\mu + p \to \bar{\nu}_\mu + p$	$\nu_\mu + p \to \nu_\mu + p$
Число событий	4	2	4 (Фон $4{,}91 \pm 2{,}44$)
$\frac{\sigma(\nu + p \to \nu + p)}{\sigma(\nu + N \to \mu + N)}$	$0{,}12 \pm 0{,}06$		$-0{,}08 \pm 0{,}20$
— " — с достоверностью 90 %	$< 0{,}22$	$< 0{,}77$	$< 0{,}32$

ментов указана в табл.5. Результаты для отношения Н.Т./З.Т. приводятся в табл.6. Переход от табл.5 к табл.6 в ряде случаев нетривиален, ибо в нем должны быть приняты во внимание различные поправки. Видно, что в пределах весьма больших ошибок данные различных экспериментов согласуются друг с другом и не противоречат теоретическим оценкам для модели Вайнберга-Салама, полученным в работах /36,37/.

Эксперименты по рождению одиночных пионов особенно интересны в том плане, что из них можно получить информацию об изотопической структуре нейтрального тока. К сожалению, отношение сечений $\nu_\mu+p\to\nu_\mu+p+\pi^0$ и $\nu_\mu+p\to\nu_\mu+n+\pi^+$ определено в Аргоннском эксперименте /25,23,29/ с крайне плохой точностью:

$$\tau\equiv\frac{\sigma(\nu_\mu+p\to\nu_\mu+p+\pi^0)}{\sigma(\nu_\mu+p\to\nu_\mu+n+\pi^+)}=3,1\pm2,2. \qquad (13)$$

Если бы в конечном состоянии доминировало состояние с изоспином $I=3/2$ (для этого в нейтральном токе должна иметься значительная изовекторная компонента, $\Delta I=1$), то должно было бы быть $\tau=2$; но если бы присутствовал только изоспин $I=1/2$, то было бы $\tau=1/2$. Эксперимент согласуется с обеими возможностями.

Больше информации дает изучение распределения по массе системы $p+\pi$ с целью обнаружить резонанс Δ с изоспином 3/2. Интересная ситуация возникла в аргоннском эксперименте, где исследовалась реакция $\nu_\mu+n\to\nu_\mu+p+\pi^-$. Первоначально авторы недооценили фон от реакции $n+n\to n+p+\pi^-$, полагая, что для 14 наблюдённых $p+\pi^-$ фон составляет всего 2 ± 2 события /23/. При этом характер распределения по массе $p+\pi^-$ оказался неожиданным (это

Таблица 5

Рождение одиночных пионов. Число событий

Реакция		$\nu p \to \nu n \pi^+$	$\nu p \to \nu p \pi^0$	$\nu n \to \nu p \pi^-$	$\nu p \to \mu^- p \pi^+$	$\nu n \to \mu^- p \pi^0$	$\bar{\nu} N \to \bar{\nu} N \pi^0$	$\bar{\nu} p \to \mu^+ p \pi^-$
Аргонн H_2, D_2	Критерии отбора	$p_p < 1$ ГэВ/с; $p_\pi < 0{,}4$ ГэВ/с; π^+ вверх; > 20 см до космической частицы						
	Событий	8	8	25	?	-	-	-
	Фон	1,6±0,8	2,0±0,6	18±7				
ЦЕРН пропан	Критерии отбора	$p_\pi < 0{,}7$ ГэВ/с; в "чистом" событии заряд сохраняется в соответствии с реакцией; в "грязном" событии имеется медленные протоны						
	Событий "чистых"	4	2	3	50 π^+ 77 p 37 $p+\pi^+$	-	-	-
	Событий "грязных"	5	1	0	17 π^+ 33 p 14 $p+\pi^+$	-	-	-
ЦЕРН фреон	Наблюдено	-	142 (с $\nu n \to \nu n \pi^0$)	-	384	-	152	216
	С учётом эффективности		150±13	-	351±24	-	178±14	204±15
Брукхейвен	Алюмин. искровые камеры	-	123 (с $\nu n \to \nu n \pi^0$)	-	-	356	-	-
	Дейтериевая камера	-	-	8	56	~17 (с $\nu n \to \mu^- n \pi^+$)	-	-

Таблица 6

Отношение Н.Т./З.Т. в процессах однопионного рождения

Отношение сечений	Аргонн водород, дейтерий /26/	ЦЕРН пропан /29/	ЦЕРН фреон /3I/	Брукхейвен алюмин. искр.кам. /35/	Брукхейвен дейтерий /32/	Модель Вайнберга – Салама /36,37/
$\frac{\sigma(\nu p\to\nu n\pi^+)}{\sigma(\nu p\to\mu^- p\pi^+)}$	0,I3±0,06	0,I2±0,04	–	–	–	0,08–0,26
$\frac{\sigma(\nu n\to\nu p\pi^-)}{\sigma(\nu p\to\mu^- p\pi^+)}$	0,07±0,03*	0,06±0,04	–	–	0,I4±0,04	0,09–0,I8
$\frac{\sigma(\nu p\to\nu p\pi^0)}{\sigma(\nu p\to\mu^- p\pi^+)}$	0,40±0,22	–	–	–	–	0,07–0,I8
$\frac{\sigma(\nu p\to\nu p\pi^0)+\frac{1}{2}\sigma(\nu n\to\nu n\pi^0)}{\sigma(\nu n\to\mu^- p\pi^0)}$	–	0,07±0,05	–	–	–	
$R_\nu=\frac{\sigma(\nu p\to\nu p\pi^0)+\sigma(\nu n\to\nu n\pi^0)}{2\sigma(\nu n\to\mu^- p\pi^0)}$	–	–	$R_{\nu min}$=0,I4±0,03** $R_{\nu max}$=0,I9±0,02	0,I7±0,06	–	0,I9 при $\sin^2\theta_W$ = 0,39
$R_{\bar\nu}=\frac{\sigma(\bar\nu p\to\bar\nu p\pi^0)+\sigma(\bar\nu n\to\bar\nu n\pi^0)}{2\sigma(\bar\nu p\to\mu^+ n\pi^0)}$	–	–	$R_{\bar\nu min}$=0,32±0,06** $R_{\bar\nu max}$=0,40±0,04	–	–	

* Учитываются только 6 событий $\nu+n\to\nu+p+\pi^-$ с импульсом вверх.

** R_{min} и R_{max} отвечают различным оценкам нейтронного фона.

распределение показано на рис.12 для 25 событий, наблюдённых к началу 1975 г. /26/ . Вблизи резонанса Δ° с массой 1232 МэВ не видно никакой структуры. Если бы этот резонанс и в самом деле отсутствовал, это означало бы, что в нейтральном адронном токе нет изовекторной компоненты и, следовательно, калибровочные теории вроде модели Вайнберга-Салама не имеют отношения к нейтральным токам в слабом взаимодействии.

Позднее, однако, выяснилось, что нейтронный фон от $n+n\to n+p+\pi^-$, а также $n+n\to d+\pi^-$ и $n+d\to d+p+\pi^-$ велик, особенно в направлении сверху вниз из-за наличия отверстий в верхней части камеры. Из полного числа 25 событий в 19 случаях система $p\pi^-$ движется вниз. Возможно, что практически все они обусловлены фоном. Распределение остающихся 6 событий, в которых движется вверх, по эффективной массе $p+\pi^-$ показано на рис.12 заштрихованной гистограммой. Видно, что все они сосредоточены как раз в районе Δ° . Их средняя масса равна 1260 ± 30 МэВ.

Более определённой оказалась ситуация с образованием Δ в работе ЦЕРНа /31/. На рис.13 показаны распределения по эффективной массе в системе $p+\pi^+$ и $p+\pi^-$ как для Н.Т., так и для З.Т. Во всех случаях заметен пик в районе резонанса Δ . Количественная интерпретация этих распределений затруднена, однако, тем фактом, что эксперимент ставился на ядрах, где значительная часть заряженных пионов перезаряжается в нейтральные.

<u>3в. Многопионные события</u>

В брукхейвенском эксперименте, проводившемся в 7-футовой пузырьковой камере, исследовались также реакции с образованием двух или четырёх пионов /32/. Результаты приведены в табл.7. Из них следует отношение числа событий с Н.Т. и З.Т., равное

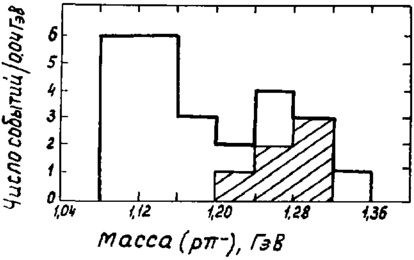


Рис.12. Распределение по эффективной массе в системе $p+\pi^-$, полученное в аргоннском эксперименте /26/. Заштриховано распределение для событий, в которых система $p+\pi^-$ движется снизу вверх.

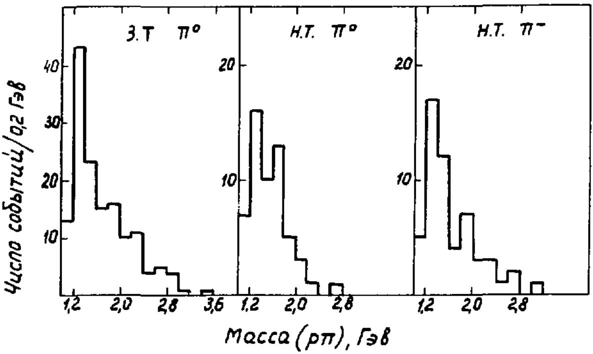


Рис.13. Распределение по эффективной массе в системе $p+\pi$, найденное в эксперименте ЦЕРНа /31/ для процессов, выглядящих как $\nu_\mu+n\to\mu^-+p+\pi^0$, $\nu_\mu+p\to\nu_\mu+p+\pi^0$ и $\nu_\mu+n\to\nu_\mu+p+\pi^-$.

Таблица 7

Мультипионные процессы в Брукхейвене /32/

Тип событий	Мишень / Реакция	H_2	D_2
Н.Т.	$\nu_\mu p \to \nu_\mu p \pi^+ \pi^-$	4	5
	$\nu_\mu p \to \nu_\mu p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	I	I
	$\nu_\mu n \to \nu_\mu n \pi^+ \pi^-$	–	4
	Всего событий	I5	
	С учетом эффективности и фона	23,I ± 7,5	
З.Т.+ +Н.Т.	Полное число мультипионных событий	43	98
	Всего мультипионных событий	I4I ± I2	
З.Т.	С учетом эффективности и фона	I00 ± I5	

$$\frac{\sigma(\nu_\mu+N\to\nu_\mu+N+k\pi)}{\sigma(\nu_\mu+N\to\mu^-+N+k\pi)} = 0{,}23 \pm 0{,}08 \qquad (k \geq 2). \quad (14)$$

Это число вполне согласуется с экспериментальным отношением R_ν для инклюзивных процессов (табл.2).

3г. Рождение странных частиц

Экспериментально образование странных частиц исследовалось в Аргонне /38,26/ и ЦЕРНе /39,40/. Детектировались Λ, K^o_S или K^+. Вероятность регистрации $\Sigma^\pm$, Σ^o или K^- была мала. Результаты приводятся в табл.8. Видно, что отношение сечений образования странных частиц за счет Н.Т. и З.Т. имеет различную величину в Аргонне ($\sim$ 1) и ЦЕРНе ($\sim$ 1/3). Значение, найденное в ЦЕРНе, согласуется с глобальным отношением R_ν в табл.2. Значение, полученное аргоннской группой, основано на очень малой статистике и может сильно измениться. (Следует, однако, заметить, что все 6 событий С.Н.Т. в Аргонне отвечают процессам "чистого" образования ΛK^o_S, Λ или K^o_S, тогда как из 6 событий С.З.Т. таким свойством обладают всего 2 события с рождением ΛK^+; в остальных случаях помимо странных частиц образуются нестранные адроны(p или π^-. Поэтому отношение С.Н.Т./С.З.Т. для событий одинаковой структуры здесь даже больше единицы).

Вопрос об отношении С.Н.Т./С.З.Т. особенно интересен в связи с проблемой о весе, с каким входят в нейтральный ток странные кварки /41/.

3д. Нейтринорасщепление дейтрона

До сих пор обсуждались только процессы с участием мюонных нейтрино. Это связано с тем, что такие нейтрино могут быть полу-

Таблица 8

Образование странных частиц заряженными (С.З.Т.) и нейтральными (С.Н.Т.) токами

Группа	Аргонн /26/		ЦЕРН /39,40/			
Методика, критерии отбора	Водород, дейтерий; $p_\pi < 0,4$ Гэв/с; $p_p <$ I Гэв/с.		Фреон; $E_{адр} <$ I Гэв(для С.Н.Т.) время жизни Λ или K^0_s меньше $3\tau_\Lambda$ или $3\tau_{K^0_s}$			
Пучок	ν_μ		ν_μ		ν_μ	
Процесс	С.Н.Т.	С.З.Т.	С.Н.Т.	С.З.Т.	С.Н.Т.	С.З.Т.
ΛK^0_s	I	I	0	I	I	3
ΛK^+	0	2	2	II	0	3
$K^0\overline{K^0}$	0	0	I	0	0	0
$K^+\overline{K^0}$	0	I	0	0	0	0
Λ	4	0	7	28	I	22
K^0_s	I	I	3	I3	0	6
K^+	0	I	3	I5	I	2
Всего	6	6	I6	68	3	33
В одинаковой кинематике ($E_{адр} >$ I Гэв)	6	2	I6	48	3	II
Фон	~I,5 (0,02 ± ± 0,02 для ΛK^0_s)		~3			
С.Н.Т. / С.З.Т.	~ I		$0,34^{+0,17}_{-0,08}$ ($\Delta S = 0$) $0,29 \pm 0,14$ ($\Delta S = 0$ или I)		~ 0,3	

чены на ускорителях и имеют большую энергию, а сечения слабого взаимодействия растут с E_ν. Источником электронных антинейтрино служит реактор, где их энергия невелика. Поэтому до сих пор был выполнен только один эксперимент с электронными антинейтрино /42/, в котором группа Райнеса искала и не нашла реакцию

$$\bar{\nu}_e + d \to \bar{\nu}_e + n + p. \qquad (15)$$

Её теоретическое сечение вычислялось в работах /43,44/ в рамках модели Вайнберга-Салама (в /44/) и с учетом спектра нейтрино ($E_{\bar{\nu}}$ = 2,2 - 5 МэВ). Оно оказалось равным 4,4 · 10^{-45} $см^2$. Экспериментальный верхний предел пока в 6 раз превосходит эту величину /42/, т.е. на уровне 3 стандартных отклонений

$$\sigma(\bar{\nu}_e + d \to \bar{\nu}_e + n + p) < 25 \cdot 10^{-45}\ см^2 . \qquad (16)$$

4. $\nu(\bar{\nu})e$ - рассеяние

Имеются следующие данные:

1. Эксперимент ЦЕРН по $\bar{\nu}_\mu e^-$ рассеянию, где обнаружено 3 события $\bar{\nu}_\mu + e^- \to \bar{\nu}_\mu + e^-$ /45-47/.

2. Эксперимент ЦЕРН, где получен верхний предел на сечение $\nu_\mu + e^- \to \nu_\mu + e^-$ /45/.

3. Эксперимент Райнеса и др. /48/, где найден верхний предел для рассеяния электронного антинейтрино от реактора, $\bar{\nu}_e + e^- \to \bar{\nu}_e + e^-$.

Результаты этих опытов приводятся в табл.9. Отметим, что $\bar{\nu}_e e$ рассеяние должно иметь место и в рамках "старой" схемы Фейнмана-Гелл-Манна /50/, имеющей дело только с заряженными токами. Эксперимент Райнеса и др. ещё не достиг точности, требуемой для обнаружения эффекта, предсказанного в /50/. С другой

Таблица 9

Рассеяние нейтрино на электроне

Процесс	$\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$	$\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-$	$\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_e e^-$
Энергия нейтрино	2 – 10 Гэв		0 – 10 Мэв
Критерии отбора	0,3 Гэв $< E_e$; $5^0 < \theta_e$		$3,6 < E_e < 5,0$ Мэв
Просмотрено фотографий	800 000	375 000	
Найдено одиночных e^-	3	0	$\leq 0,2$ (в день) x 150 дней
Оцененный фон	$0,46 \pm 0,15$		
Пределы для сечения (см ^{2}, достоверность 90 %, в ГэВ)	$0,3 \cdot 10^{-42} \leq$ $\leq \sigma / E_\nu \leq$ $\leq 2,9 \cdot 10^{-42}$	$\sigma / E_\nu \leq$ $\leq 2,6 \cdot 10^{-42}$	$\sigma \leq 1,7 \cdot 10^{-41} E_{\bar{\nu}} =$ $= 3\, \sigma_{F-G}$ $\sigma \leq 1,9\, \sigma_{F-G}$ (1 станд.откл.)
Ограничения на угол θ_W в модели Вайнберга-Салама	$\sin^2\theta_W \leq 0,45$	$0,1 \leq \sin^2\theta_W \leq$ $\leq 0,6$	$\sin^2\theta_W \leq 0,35$ /49/

стороны, именно из данных /48/ вытекает наиболее жесткое ограничение на угол Вайнберга /49/ :

$$\sin^2\theta_W \leqslant 0{,}35 \,. \tag{17}$$

5. Заключение

Слабое взаимодействие, обусловленное нейтральными токами, исследуется весьма интенсивно. Полученные до сих пор результаты являются, по сути, лишь предварительными. Многое может измениться. Тем не менее, уже сейчас можно сделать несколько утверждений.

1. При взаимодействии мюонных нейтрино с нуклонами и электронами происходят процессы, не сопровождающиеся испусканием мюонов. Их наиболее естественное объяснение - наличие нейтральных токов в слабом взаимодействии.

2. Такое объяснение тем более правдоподобно, что измерявшиеся сечения линейно растут с энергией, что свойственно как раз слабому взаимодействию пока энергия в системе ц.и. мала по сравнению с массой промежуточного бозона.

3. Отношение сечений с Н.Т. и З.Т., получаемое из инклюзивных или эксклюзивных экспериментов на пучке нейтрино, имеет одинаковый порядок 1/5 - 1/4. Данные, полученные на пучке антинейтрино, менее точны.

4. Результаты согласуются с моделью Вайнберга-Салама, если

$$\sin^2\theta_W = 0{,}3 - 0{,}4. \tag{18}$$

5. Адронные спектры в инклюзивных процессах согласуются с предположением, что нейтральный адронный ток представляет собой (в среднем - для протона и нейтрона) смесь V и A - вариантов,

константы которых различаются знаком. Одна из таких констант (по-видимому, A) несколько больше другой.

6. Изотопическая структура нейтрального тока остаётся неопределённой. В этом плане особый интерес представляет процесс
$\nu_\mu + n \to \nu_\mu + \Delta^0 \to \nu_\mu + p + \pi^-$.

7. Неясно также, с каким весом входят в нейтральный ток странные кварки.

Итак, проблема структуры нейтральных токов в слабом взаимодействии ещё весьма далека от своего решения. Тем больший интерес представляют будущие эксперименты.

Литература *)

1. G.t'Hooft, Nucl.Phys., B35, 167 (1971).
2. S.Weinberg, Phys.Rev.Letters, 19, 1264 (1967).
3. A.Salam, in Elementary Particles Theory, ed.N.Svartholm, Almquist and Forlag A.B., Stockholm, 1968.
4. F.J.Hasert et al., Phys.Letters, 46B, 138 (1973); Nucl.Phys., B73, 1 (1974).
5. A.Pullia, London, IV-114.
6. A.Benvenuti et al., Phys.Rev.Letters, 32, 800 (1974).
7. B.Aubert et al., Phys.Rev.Letters, 32, 1454 (1974).
8. C.Rubbia, London, IV-117.
9. K.Mann, Paris, p.273.

*) Используются следующие сокращения:

London - Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.

Paris - La Physique du Neutrino a Haute Energie, Ecole Polytechnique, Paris, 1975.

10. B.C.Barish et al., Phys.Rev.Letters, 34, 538 (1975).
11. B.C.Barish, Paris, p.291.
12. T.Eichten et al., Phys.Letters, 46B, 274, 281 (1973).
13. M.Hagunauer, London, IV-95.
14. A.Benvenuti et al., Phys.Rev.Letters, 32, 1250 (1974).
15. R.Imlay, London, IV-100.
16. F.Sciulli, London, IV-105.
17. A.Pais, S.B.Treiman, Phys.Rev., D6, 2700 (1972).
18. E.A.Paschos, L.Wolfenstein, Phys.Rev., D7, 91 (1973).
19. L.M.Sehgal, Nucl.Phys., B65, 141 (1973).
20. C.N.Albright, Nucl.Phys., B70, 486 (1974).
21. D.C.Cundy et al., Phys.Letters, 31B, 479 (1970).
22. E.Escoubes, Paris, p.265.
23. P.Schreiner, London, IV-123.
24. S.Weinberg, Phys.Rev., D5, 1412 (1972).
25. S.J.Barish et al., Phys.Rev.Letters, 33, 448 (1974).
26. L.G.Hyman, Paris, p.183.
27. I.Budagov et al., Phys.Letters, 29B, 524 (1969).
28. D.H.Perkins, Proccedings of the XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, vol.IV, p.189, 1972.
29. A.Rousset, London, IV-128.
30. J.P.Vialle, Paris, p.225.
31. Gh.Bertrand-Coremans, Balaton Neutrino Conference, 1975.
32. E.G.Cazzoli, Paris, p.239.
33. W.Y.Lee, Phys.Letters, 40B, 423 (1972).
34. W.Y.Lee, London, IV-127.
35. W.Y.Lee, Paris, p.205.
36. C.H.Albright et al., Phys.Rev., D7, 2220 (1973).
37. S.L.Adler, Phys.Rev., D9, 229 (1974).
38. S.J.Barish et al., Phys.Rev.Letters, 33, 1446 (1974).

39. U.Nguen Khac, Paris, p.173.

40. Gh.Bertrand-Coremans, Balaton Neutrino Conference, 1975.

41. Л.Л.Франкфурт, Письма ЖЭТФ, 21, 686 (1975).

42. H.S.Gurr, F.Reines, H.W.Sobel, Phys.Rev.Letters, 33, 179 (1974).

43. Ю.В.Гапонов, И.В.Тютин, ЖЭТФ, 47, 1826 (1964).

44. T.W.Donnely et al., Phys.Letters, 49B, 8 (1974).

45. F.J.Hasert et al., Phys.Letters, 46B, 121 (1973).

46. J.Sacton, London, IV-121.

47. J.Hasert, Paris, p.257.

48. H.S.Gurr, F.Reines, H.W.Sobel, Phys.Rev.Letters, 28, 1406 (1972).

49. H.H.Chen, B.W.Lee, Phys.Rev., D5, 1874 (1972).

50. R.P.Feynman, M.Gell-Mann, Phys.Rev., 109, 193 (1958).

THE COHERENT $K_L^0C \rightarrow K_S^0C$ REGENERATION AT HIGH ENERGIES

K.-P.Albrecht, F.Deak, V.I.Genchev, J.Hladký, V.D.Kekelidze, V.G.Krivokhizhin, V.V.Kukhtin, M.P.Lilkhachev, I.Manno, A.Meyer, M.Novák, A.Prokeš, H.-E.Rysek, M.Sachwitz, I.A.Savin, L.V.Silvestrov, G.Vesztergombi

Berlin - Budapest - Dubna - Prague - Serpukhov - Sophia Collab.

A series of the neutral kaons regeneration experiments has been made in recent years using various regenerators in the neutral beam of the proton-synchrotron in Serpukhov. The results about the hydrogen, deuterium and carbon(first experiment) regeneration have been published elsewhere[1,2,3]. This paper gives results from the last run of our regeneration experiments - the coherent regeneration of long-lived kaons into short-lived kaons on the carbon, using the regeneration length of 97 cm and the kaons decay zone of 6 m length, where in addition to our previous carbon experiment the data in the momentum intervals of 12 and 16 GeV/c were obtained.

The main aim of the experiment has been a study of the asymptotical behaviour of the forward scattering amplitudes of kaons and antikaons at high energies, in particular a test of the validity of the Pomerančuk theorem for light nuclei.

The experimental setup[4] was placed in the neutral beam containing long-lived kaons in the momentum range of $10 \leq P_K \leq 50$ GeV/c. It was the magnetic wire spark chambers spectrometer with the electron and muon detectors for the electrons and muons identification and scintillation counters and hodoscopes, providing the trigger logic for the registration of the neutral kaons decay into two pions[3].

About 123 000 of triggers have been obtained during the run. The geometrical reconstruction programme has reconstructed about 58 000 events.After the standard cuts applied, more than 23 000 events have been used for the analysis. Their invariant mass, calculated under the assumption, that both particles registrated are pions, lies in the 468 $\leq m_{\pi\pi} \leq$ 528 MeV interval. All experimental distributions were compared with the corresponding Monte-Carlo ones. The data have been analysed using the special KSUMX statistical programme[5] as well as the standard minimisation fit programme.

As a background, the following main components were taken into account to contribute to the sample of the coherent two-pion events: $K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$, $K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm} e^{\mp}\nu$ and $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ from the elastic and inelastic scattering region.

About 3000 events having a signal in one or more muon detector counters have been excluded of the further analysis.Using the comparision of the experimental and Monte-Carlo distributions, several geometrical cuts were applied for the sample of events provided the optimal selection of the pure $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sample. More than 16 000 events survived this procedure. Their effective mass distribution is shown on Fig.1. The sharp peak of 7 MeV width indicates the signal to background ratio as 10 to 1. The special study was made to clarify the nature of about 2000 events marked by a signal in the electron detector. About one quarter of this events lies in the $\theta^2 \leq 0.8$ mrad^2 forward peak region of the θ^2 angular distribution belonging to the sharp peak in the effective mass distribution also. (Here θ is the angle between the direction of the K_L^0 beam particle and the vector of the K_S^0 momentum reconstructed from two-pions decay.) Therefore they have been for the further analysis also accepted. The main part of the background contribution of the elastic and inelastic regeneration origin has been excluded by the angular distribution cut off, slightly depended on the beam momentum. All

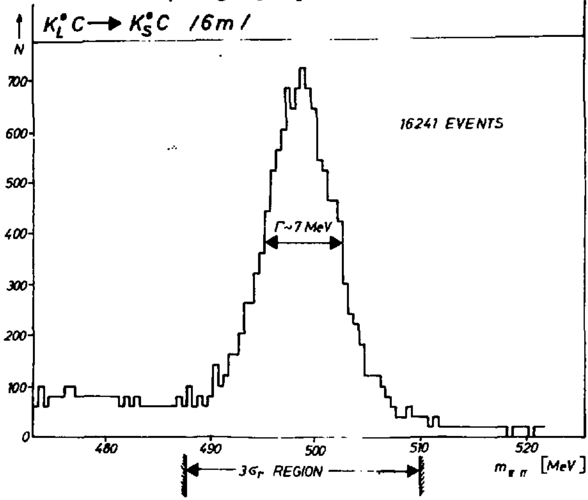


Figure 1

the coherent events lie in the interval of $\theta^2 < 0.4$ mrad^2 in the sharp forward peak. A few percent of both backgrounds minded above was from the peak region also subtracted. Thus, the sample of more than 7 000 events of the $\pi^+\pi^-$ type has been selected.

Several fits have been performed using our usual standard fit procedure[1,2]. Figure 2 illustrates the regeneration amplitude $|f^0-\bar{f}^0|$ / k results obtained from the best fit, using the regeneration phase $\varphi_{21}^0 = -126^\circ \pm 14^\circ$, obtained from the other fits of our experimental data. For a comparision, the results of our first carbon experiment[3] are also plotted. The solid line represents the optical model predictions.

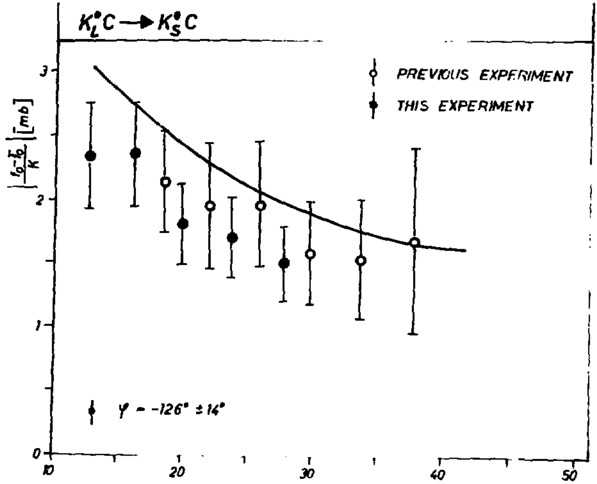


Figure 2

On can see that the results of our both experiments performed with the carbon regenerator under the different experimental and data analysis conditions are in good agreement:

The regeneration phase φ^0_{21} is momentum independent, being $-126^\circ \pm 14^\circ$, in the range of $10 \leq P_K \leq 30$ GeV/c, compared to the value of $-130^\circ \pm 17^\circ$ in the range of $16 \leq P_K \leq 42$ GeV/c;

The modulus of the regeneration amplitude has a dependence $|f^0 - \bar{f}^0| / k \sim P_K^{-n}$ with n closed to 0.6 in agreement with the optical model predictions.

Both results are close to the value of the regeneration amplitude and phase obtained on the hydrogen and deuterium regenerators[1,2].

References

1. V.K.Birulev et al. Phys.Lett., 38B, 452 (1972).
   V.K.Birulev et al. JINR E1-6851, Dubna(1972).
2. K.F.Albrecht et al. Phys.Lett., 48B, 257 (1974).
3. K.F.Albrecht et al. Nucl.Phys., B93, 237 (1975).
4. S.G.Basiladze et al. JINR P1-5361, Dubna(1970).
5. M.Novák, FÚ ČSAV, Prague(1972).

1V. Взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Т. Хофмокль

Институт экспериментальной физики Варшавского университета

В последнее время все возрастает интерес к ядерным реакциям при больших энергиях. Это понятно как физику, занимающемуся элементарными процессами, так и тому, кто интересуется структурой ядра и свойствами многонуклонных систем. Число экспериментальных работ в этой области физики растет с каждым годом очень быстро, и в кратком обзоре невозможно хотя бы коснуться некоторых важных вопросов, не говоря уже об отдельных экспериментах. Главные физические проблемы связаны с пространственно-временным развитием элементарного процесса и структурой многонуклонных систем. В дальнейшем обсуждаются следующие вопросы:

1. масштабная инвариантность в инклюзивных ядерных процессах,
2. ядерный KNO-скейлинг,
3. закономерность Врублевского для взаимодействий на ядрах,
4. множественность вторичных частиц в ядерных взаимодействиях,
5. диффракционная диссоциация π-мезона, протона и нейтрона.

I. Масштабная инвариантность в инклюзивных ядерных процессах

Изучение взаимодействий адронов с ядрами представляет большой интерес с точки зрения исследования фундаментальных закономерностей, связанных с локальными свойствами адронной материи. В 1971 году А.М.Балдин /1/ высказал гипотезу о масштабной инвариантности сильных взаимодействий при столкновении релятивистских ядер и частиц с ядрами. Подробное обсуждение ядерного скейлинга было представлено Г.А.Лексиным /2/ на IУ Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий /множественные процессы; Дубна, июнь 1975 г./.

Исследовался класс инклюзивных реакций типа $a + A \to b + \ldots$, в которых во взаимодействии участвует много нуклонов ядра или даже ядро как целое. Одним из возможных способов отобрать такие случаи является рассмотрение реакции $a + A \to b + \ldots$, где "b" – барион, вылетающий назад в лабораторной системе координат, или мезон с энергией выше кинематического предела для нуклон-нуклонного соударения. Группа Г.А.Лексина /2/ занималась исследованием барионов, вылетающих назад. В экспериментах группы А.М.Балдина /3/ исследовалось испускание π-мезонов с кинетической энергией выше предельной энергии в соответствующем NN-взаимодействии /эффект кумулятивного мезонообразования/.

Спектры кумулятивных частиц описываются инвариантной функцией:

$$f = E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p^2}\frac{d^3\sigma}{dp\,d\Omega},$$

где E и p – полная энергия и импульс вылетающей частицы.

Поведение f для протона в функции импульса для ядер меди и углерода показано на рис. I /4/. В полулогарифмическом масштабе зависимость хорошо описывается прямой

$$f_p = B\exp[-\alpha_p p^2].$$

Из рисунка следует, что прямая для меди параллельна прямой для углерода. Значения α_p для C и Cu совпадают, $\alpha_p = 11.5 \pm 0.7$ и отношение $B^{Cu}/B^{C} = 2.5 \pm 0.7$. Заметим, что $\sigma_{tot}^{pCu}/\sigma_{tot}^{pC} = (A^{Cu}/A^{C})^{2/3} = 3.05$. Соотношения одинаковы в пределах ошибок. Естественно в связи с этим исследовать функцию

$$\rho = \frac{f_p}{\sigma_{tot}},$$

где σ_{tot} – полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром /есть указания на то, что вместо σ_{tot} надо брать полное неупругое сечение/. При исследовании функции ρ сделано предположение, что ρ можно записать в виде

$$\rho = C\,e^{-Bp^2}. \qquad \text{I}$$

Оказывается, что с точностью до 10–15% параметр B не зависит от рода первичной частицы и энергии столкновения. Примером может служить рис. 2, где показана зависимость B от первичной энергии E_0 для протонов, вылетающих из разных ядер при столкновении

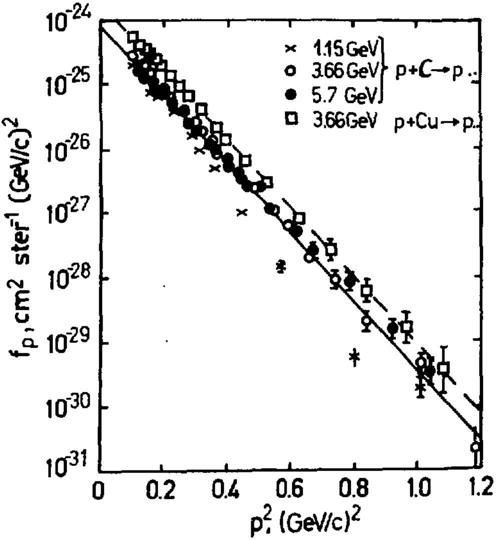


Рис. I.

разных частиц /2/. Параметр C зависит от A мишени.

Формула I удачно аппроксимирует все данные о вылете из ядер кумулятивных барионов.

Исследуя кумулятивное мезонообразование, авторы /3/ описывали вылет пионов соотношением

$$\rho = C \exp\left[-\frac{T_{кин}}{T_0}\right], \qquad 2$$

где $T_{кин}$ - кинетическая энергия пиона.

Для нерелятивистских частиц формулы I и 2 совпадают с точностью до коэффициентов. Г.А.Лексин /2/ показал сравнение обеих параметризаций для спектра протонов, вылетающих из Pt под углом 90° в зависимости как от p^2, так и от $T_{кин}$ вылетевших протонов /рис. 3/. Из рисунка следует, что для релятивистских частиц верна такая параметризация, в которой употребляется кинетическая энергия как переменная.

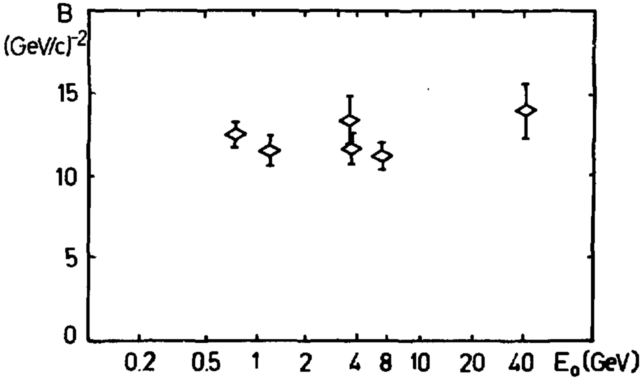


Рис. 2. Зависимость B от E_0 для протонов, вылетающих из разных ядер под действием разных частиц в диапазоне углов около 135°.

Из приведенных данных следует, что существует закономерность, позволяющая описать энергетические распределения вторичных частиц в ядерных процессах универсальной функцией. В том смысле мы можем говорить о ядерном скейлинге.

С другой стороны, вопрос о природе ядерного скейлинга еще не решен. Можно ожидать, что решение этого вопроса даст новую информацию о ходе элементарных процессов внутри ядерной материи.

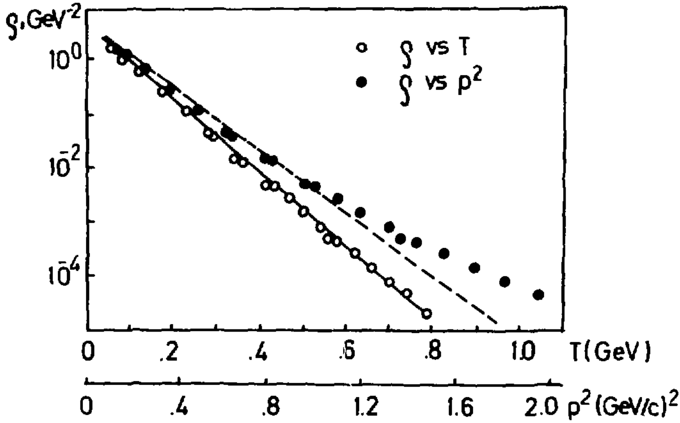


Рис. 3. Спектр протонов, вылетающих из Pt под углом 90°, в зависимости как от p^2, так и от $T_{кин}$ вылетевших протонов.

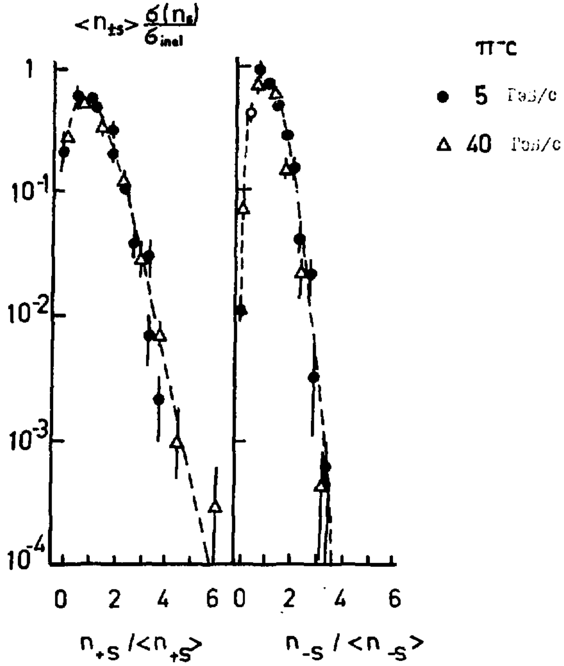
2. Ядерный KNO-скейлинг

Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen [5] заметили масштабную инвариантность распределения множественности заряженных частиц в элементарных взаимодействиях

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} \xrightarrow[s\to\infty]{} \langle n\rangle^{-1}\,\psi(n/\langle n\rangle),$$

где σ_n - сечение рождения n заряженных частиц в исследуемой реакции, полное неупругое сечение которой равно σ_{in}.

В 1975 г. В.И.Гришин и др. [6] заметили KNO-скейлинг в π^-C-взаимодействиях при 40 ГэВ/с. С этого времени появилось много работ, подтверждающих это наблюдение в различных реакциях. М.Азимова и др. [7] сравнили данные по π^-C-взаимодействиям при 5 и 40 ГэВ/с, полученные в пропановой камере. Рис. 4 показывает распределение $\langle n\rangle \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}}$ vs $n/\langle n\rangle$ для отрицательных и положительных релятивистских частиц: данные при обеих энергиях ложатся на одну кривую.



$\langle n_{\pm s}\rangle \frac{\sigma(n_s)}{\sigma_{inel}}$
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
0
2
4
6
0
2
4
6
$n_{+s}/\langle n_{+s}\rangle$
$n_{-s}/\langle n_{-s}\rangle$
π^-C
5 ГэВ/с
40 ГэВ/с

Рис. 4

J.R.Elliot и др. /8/ сравнивали распределения множественности π-мезонов для $\pi^- Ne$-взаимодействий при 10.5 и 200 ГэВ/с (рис. 5). Для сравнения показаны данные по π^- р-взаимодействиям при 200 ГэВ/с /9/. Все экспериментальные точки ложатся приблизительно на одну кривую.

Наблюдаемый эффект KNO -скейлинга в ядерных взаимодействиях позволяет предположить, что распределение по множественности не зависит от того, произошло ли возбуждение в одном соударении или же в нескольких столкновениях. Эта картина согласуется с предположением, что время распада файербола или остатка первичного адрона значительно больше, чем время соударения.

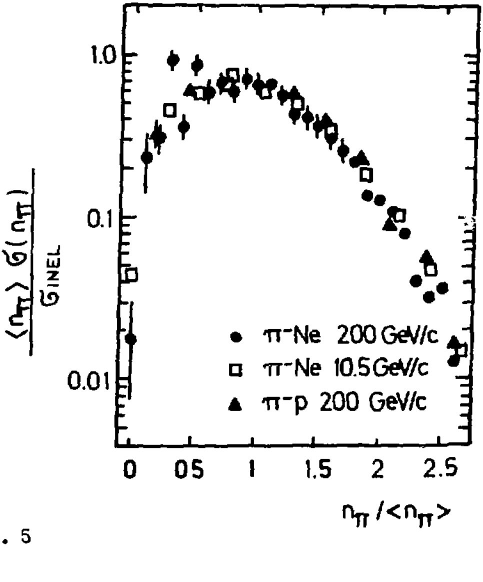


Рис. 5

6. Закономерность Врублевского для взаимодействий на ядрах

Очень важным является сравнение взаимодействий на ядрах с соответствующими процессами на свободных нуклонах, так как оно дает указание, насколько наличие большого числа нуклонов изменяет характер первичного взаимодействия. A.K.Wróblewski /10/ заметил линейную зависимость дисперсии распределения заряженных вторичных частиц, рождающихся в πp - и pp -взаимодействиях, в функции средней множественности этих частиц:

$$D \equiv \left(\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2 \right)^{1/2} = a \langle n_{ch} \rangle + b .$$

В ядерных взаимодействиях наблюдается также линейная зависимость. В экспериментах, в которых мишенью является ядерная эмульсия /смесь разных ядер/, положение прямой отличается от положения прямой для взаимодействий pp /11/. Рис. 6 показывает линейную зависимость дисперсии в функции множественности вторичных частиц для всех взаимодействий (кривая А, $N_h > 0$), взаимодействий, в которых $N_h > 9$ (кривая В) и данных pp (кривая C). Эксперименты, выполненные с однородной мишенью /6/, /16/, свидетельствуют о том, что зависимость дисперсии от средней множественности является универсальной и не зависит от атомного числа ядра.

A.Gurtu и др. /11/ пытались объяснить результаты для ядерной эмульсии тем, что она является смесью /Ag, Br, CNO, H/. Из статистики следует, что даже если прямая Врублевского универсальна для всех ядер в отдельности, то она не должна описывать поведения D vs $\langle n \rangle$ для смеси ядер. Соотношение $D/\langle n \rangle$ для эмульсии должно быть больше, чем в случае ядер одного рода. Авторы пришли к заключению, что эффектом смеси нельзя полностью объяснить наблюдаемое поведение D vs $\langle n \rangle$ для эмульсионных экспериментов. Этот вывод существенно зависит от оценки множественности вторичных частиц, рождающихся на отдельных ядрах эмульсии.

В последнее время появилась работа А.Бяласа и др. /28/, в которой подробно исследовался тот же вопрос, насколько смесь ядер влияет на поведение прямой Врублевского. Авторы пришли к выводу, что прямая D vs $\langle n \rangle$ является универсальной прямой для всех ядер, а результаты, полученные на ядрах эмульсии, можно объяснить эффектом смеси.

Вопрос становится проще для взаимодействий на однородной ядерной мишени. В работе /8/ было получено значение соотношения $D/\langle n\rangle$ во взаимодействии π^- Ne

$$D/\langle n\rangle = 0.54 \pm 0.2 \quad \text{для} \quad 200\ \text{ГэВ/с}$$
$$= 0.55 \pm 0.01 \quad \text{для} \quad 10.5\ \text{ГэВ/с},$$

что хорошо совпадает с результатами для pp взаимодействий.

W. Busza /16/ исследовал множественное рождение пионов во взаимодействии π^- ядро при энергиях 100 и 175 ГэВ. Рис. 7 показывает зависимость D vs $\langle n\rangle$ для средней множественности вплоть до $\langle n\rangle$ = 14.

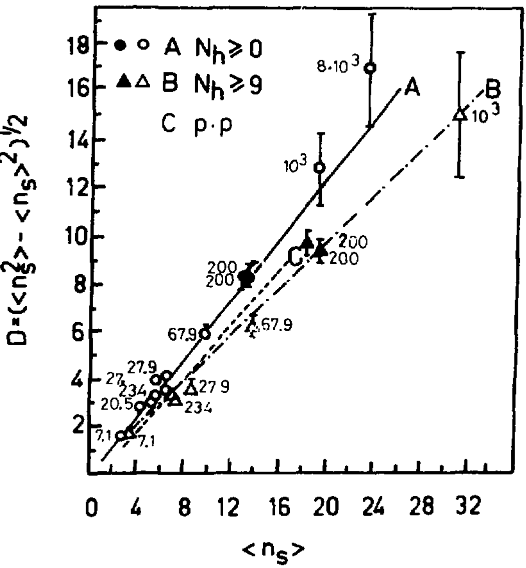
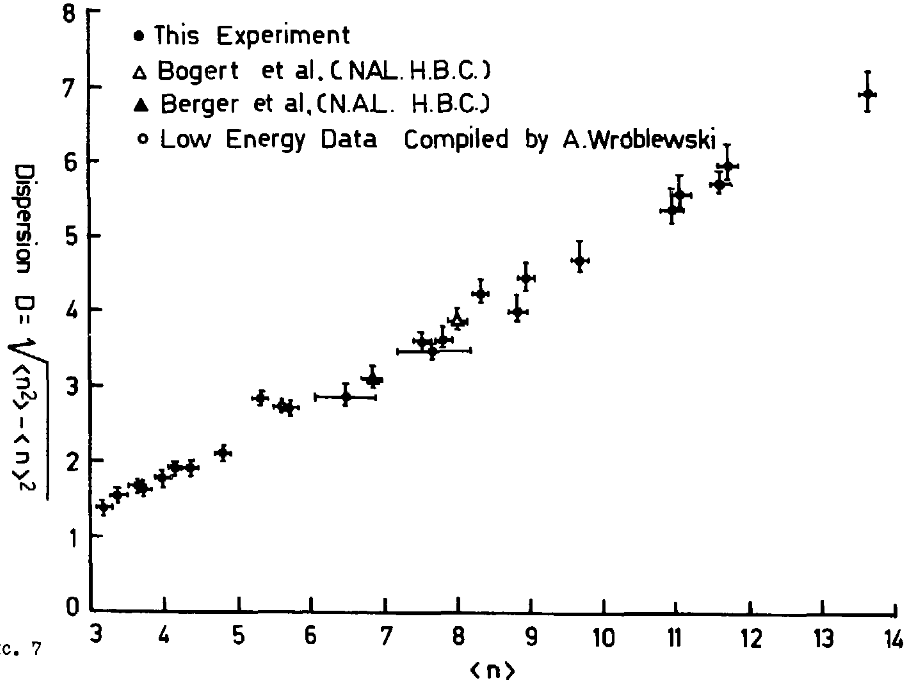


Рис. 6



• This Experiment
△ Bogert et al. (NAL. H.B.C.)
▲ Berger et al. (N.A.L. H.B.C.)
∘ Low Energy Data Compiled by A.Wróblewski
Dispersion $D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}$
$\langle n \rangle$
0
1
2
3
4
5
6
7
8
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14

Рис. 7

Из представленных выше результатов следует, что закономерность Врублевского справедлива также в ядерных столкновениях. Наклон прямой D vs $\langle n \rangle$, по-видимому, такой же для всех ядер, включая взаимодействие на нуклоне.

Результаты эмульсионных экспериментов, которые отличаются от результатов, полученных на ядрах, можно объяснить известным в статистике фактом, что дисперсия суммы распределений с разными средними значениями больше отдельных дисперсий слагаемых распределений.

4. Множественность вторичных частиц в ядерных взаимодействиях

Эксперименты с множественным рождением на нуклонах дают сведения только об асимптотических состояниях и не могут давать информацию о пространственно-временном развитии процесса генерации частиц. Косвенные данные о пространственно-временной структуре процесса множественного рождения можно получить, исследуя корреляции между вторичными частицами. Для того чтобы исследовать развитие процесса генерации, необходимо иметь возможность влиять контролируемым образом на самый процесс во время его развития.

Если предположить, что время процесса множественного рождения $\tau \gtrsim \hbar/m_\pi$, то при энергии налетающей частицы 100 ГэВ путь l, на котором развивается взаимодействие, $l \approx c(E/2M)^{1/2}\tau \gtrsim 10$ фм. Это означает, что взаимодействие происходит на расстоянии многих Ферми в лабораторной системе, то есть на длине большей, чем средний пробег адронов в ядерной материи. Таким образом, во время развития первичного взаимодействия, возможны, в принципе, вторичные столкновения с нуклонами; из этого следует, что можно оказывать влияние на процесс во время его развития.

Наиболее наивное представление о ядерном множественном рождении состоит в предположении, что в одном акте соударения в ядре рождается определенное число частиц, и все они сразу после взаимодействия способны к дальнейшим соударениям. Это означает, что внутри ядра при достаточно большой первичной энергии может развиваться каскад: первичные взаимодействия, вторичные и даже взаимодействия третьего порядка; это должно привести к быстрому росту числа вторичных частиц с увеличением энергии и размеров ядра. Уже в 1951 году И.Я.Померанчук /14/ высказал идею, что степени свободы вторичных частиц начинают играть роль только тогда, когда объем состояния может поместить все рожденные частицы. В самом деле, исследование отношения R средней множественности релятивистских частиц в процессах на ядре к средней множественности π-мезонов в процессах на нуклоне показало, что R практически не зависит от первичной энергии и слабо зависит от атомного числа.

Таблица I показывает данные ,приведенные в работе Готтфрида /I5/, в которой обсуждается предложенная им модель каскада потока энергии /EFC - energy flux cascade/. Хорошо видно, что экспериментальные данные свидетельствуют о независимости отношения R от энергии первичной частицы и атомного числа.

Таблица I

p - эмульсия		p - C	
Энергия Гэв	R	Энергия Гэв	R
67	I.65 ± 0.04	II0	I.I8 ± 0.I0
200	I.75 ± 0.04	200	I.I0 ± 0.08
200	I.68 ± 0.06	290	I.I5 ± 0.II
I000	I.7I ± 0.03I	4I0	I.I6 ± 0.2I
3000	I.8I ± 0.0I7	670	I.35 ± 0.I9
8000	I.63 ± 0.I2	3000	I.38 ± 0.I9

K.Gottfried предполагает, что поток энергии адронной материи является основной переменной, которая управляет первым ранним этапом развития процесса,и в ядерных столкновениях имеет место каскад этого потока, а не каскад обычных адронов.

Количественно, после некоторых приближений, из модели следует:

$$R_A = \alpha + \eta(\bar{\nu}_A - 1),$$

где α и η - параметры, $\bar{\nu}_A$ - среднее число соударений, подсчитанных на основе модели многократного рассеяния Глаубера. Параметр α соответствует вкладу лидирующей частицы и в модели Готтфрида принимается $\alpha = 1$, $\eta = 1/3$. Полученные из этой модели значения $R_{Em} = 1.7$, $R_C = 1.4$ совпадают с экспериментальными данными.

W.Busza и др. /I6/ исследовали в I974 году взаимодействия ядер при энергиях I00 и I75 ГэВ/с при помощи системы черенковских счетчиков. Рис. 8 показывает зависимость R от $\bar{\nu}$ для частиц с разным углом вылета. Для $\theta < 5.5^{\circ}$ рост множественности не наблюдается; она ведет себя так же, как и в π p -взаимодействиях. В случае мезонов, вылетающих под углом $\theta_{лв} > 26^{\circ}$, возможны, по-видимому, каскадные процессы. На следующем рисунке показана зависимость R от A и R от $\bar{\nu}$. Для определенного значения A R_A для мезонных соударений меньше, чем R_A для протонных реакций. Если вместо R_A vs A нарисовать зависимость R_A vs $\bar{\nu}$, все точки укладываются на одну кривую. Это позволяет сделать заключение, что параметром, который управляет множественным рождением, является сечение поглощения налетающей частицы, а не вторичных частиц. J.R.Elliot и др. /8/ анализировали в 1975 году π-Ne-взаимодействия при энергиях π-мезона 10.5 и 200 Гэв. Соотношение R получается равным 1.36 ± 0.04 для 10.5 Гэв и 1.35 ± 0.07-для 200 Гэв/с. Пункт этот был нанесен на рис. 9.

Модель Готтфрида в общем хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные, но при больших углах вылета получается разногласие. Это понятно, так как в модели не учитывается поперечное развитие потока энергии. Bo.Andersson /17/ обратил внимание на то, что в области энергий Серпухов - NAL в расчеты Готтфрида необходимо ввести изменения. Одна из модификаций связана с тем, что пренебрегается наклоном отдачи в элементарных столкновениях. Согласно Андерссону, параметр η будет меньше 1/3 (0.25-0.27), α же больше, чем 1, ($\sim$1.2). Очень вероятно, что или модель Готтфрида надо модифицировать, или надо обратить внимание на другие теоретические подходы к этому вопросу /18/. Во всяком случае, экспериментальные данные ясно показывают, что необходимо отбросить простой каскадный подход.

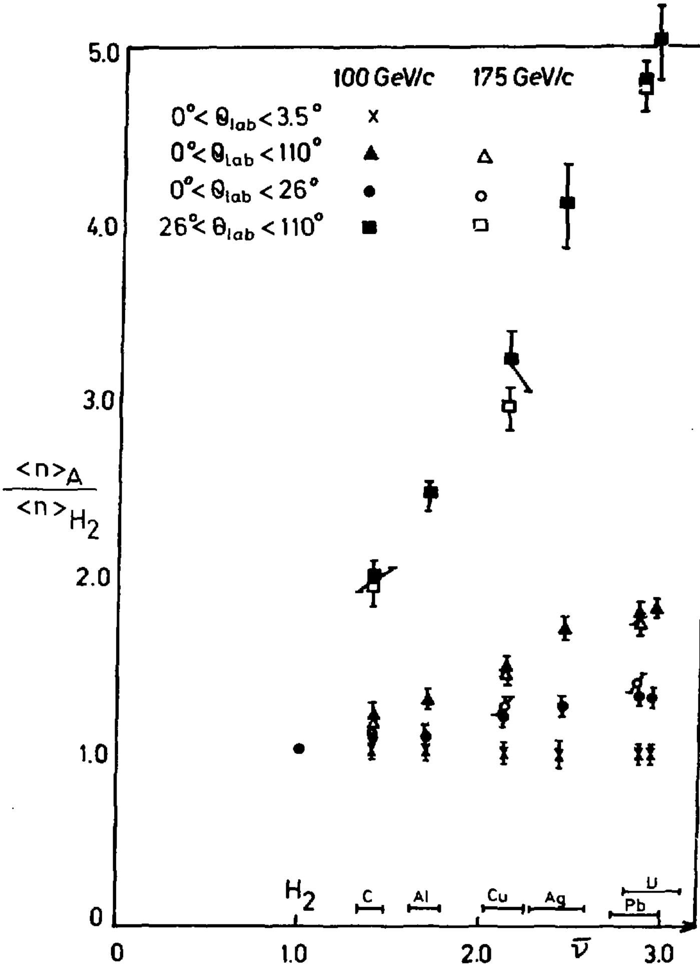
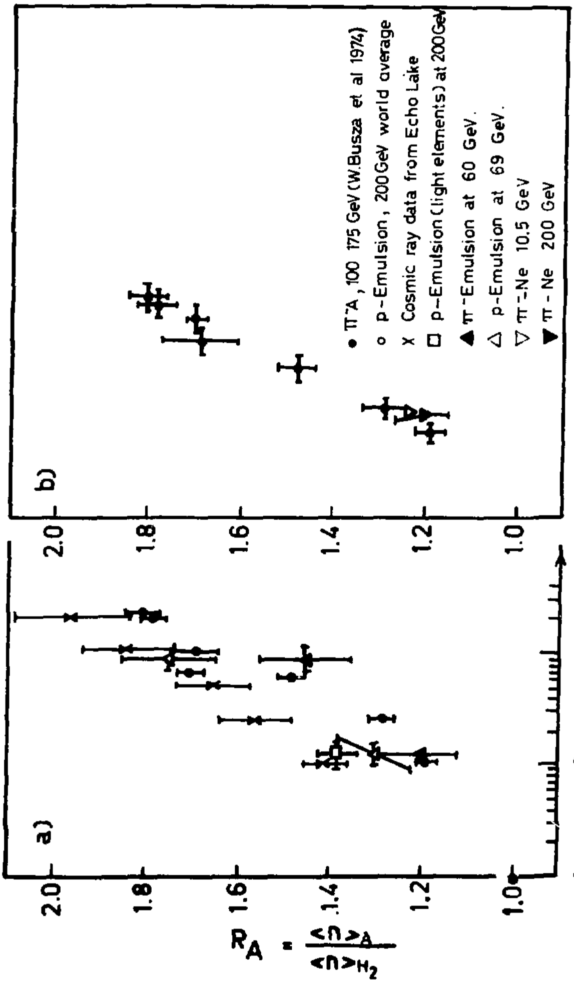


Рис. 8. Зависимость R от $\bar{\nu}$ для частиц с разным углом вылета.



a)
b)
$R_A = \frac{\langle n \rangle_A}{\langle n \rangle_{H_2}}$
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
1
10
100
A
2
3
4 $\bar{\nu}$
• π⁻A, 100 175 GeV (W.Busza et al 1974)
∘ p-Emulsion, 200GeV world average
x Cosmic ray data from Echo Lake
□ p-Emulsion (light elements) at 200GeV
▲ π⁻Emulsion at 60 GeV.
△ p-Emulsion at 69 GeV.
▽ π⁻-Ne 10.5 GeV
▼ π⁻-Ne 200 GeV

Рис. 9

5. Дифракционная диссоциация π-мезона, протона и нейтрона

Процесс будем называть когерентным, если ядро мишени участвует в процессе как целое. Когерентный процесс, в ходе которого имеет место обмен квантовыми числами вакуума /$J^P = 0^+$, $G = +$/, называется **дифракционным.** Примером **дифракционной** диссоциации является диссоциация π-мезона $\to$ A1, A3, 5π. Здесь будем обсуждать последние результаты, касающиеся диссоциации π, p, n.

Диссоциация мезона

В последние годы интенсивно изучался вопрос о том, каким образом новорождающееся многочастичное состояние проходит сквозь ядерную материю. Это несколько другой подход к вопросу о пространственно-временном развитии взаимодействия, который обсуждался в связи с множественным рождением релятивистских частиц на ядрах. Конвенциональный анализ дает указание на то, что

$$\sigma[(3\pi)N] = \sigma(\pi N)$$

для системы 3π в интервале масс A_1 и является значительно меньшим для больших масс, например, в интервале A_3 или для системы 5π /19/. G.Fäldt и P.Osland /20/ показали, что в первом приближении эти сечения могут быть одинаковы, если возможна интерференция между прямым процессом **и процессом из 2-х стадий.** Например, если процесс $\pi N \to A_3N$ **может интерфировать с процессом**

$$\pi N \to A_1N$$
$$A_1N' \to A_3N'.$$

Такой результат поддерживает идею, что конечное состояние развивается после того, как первичный и обычно возбужденный мезон уходит из ядра.

W.Beusch /21/ провел в 1975 году анализ парциальных волн для данных 3π. Оказалось, что в конвенциональном анализе, без *интерференции, состояние $J^P = 0^-$ имеет сечение значительно* большее, чем доминирующее состояние $1^+(A_1)$.

P.Osland /22/ на конференции в Санта-Фе и Лос-Аламосе в июне 1975 г. показал результаты анализа рождения состояния 0^-, учитывающие интерференцию $\pi N \to (3\pi)_{0^-}$ и **процесса из 2-х стадий**

$$\pi N \to (3\pi)_{1^+} N$$
$$(3\pi)_{1^+} N' \to (3\pi)_{0^-} N'$$

Предполагалось, что состояние 1^+ является доминирующим промежуточным состоянием, так как имеет ту же самую "натуральность" и сильно производится.

Предполагая, что $\sigma[(3\pi)_{0^-}N] \approx \sigma[(3\pi)_{1^+}N] \approx \sigma(\pi N) \approx 25$ мбн, фитировалась зависимость когерентного сечения σ_{coh} в зависимости от атомного числа А, где свободным параметром является соотношение амплитуд

$$R = \frac{f\{\pi \to (3\pi)_{1^+}\} \cdot f\{(3\pi)_{1^+} \to (3\pi)_{0^-}\}}{f\{\pi \to (3\pi)_{0^-}\} \cdot f_{упруг}}.$$

Результаты фита представлены на рис. 9. Непрерывная кривая подсчитана для R = 0.8. Пунктирная кривая получена для R = 0.4. В обоих крайних случаях согласия не наблюдается. Это свидетельствует, по-видимому, о том, что при имеющихся энергиях состояние 0^- развивается внутри ядра, в то время как состояния 1^+, 2^- – вне ядра.

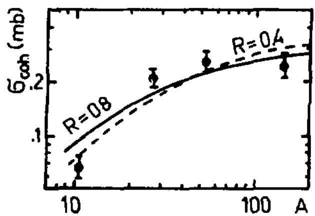


Рис. I0

Диссоциация протона

На Палермской конференции K.Goulianos /23/ показал результаты исследования дифракционной диссоциации протонов на дейтерии в интервале $0.03 \leq |t| \leq 0.07$ Гэв/с ^{2} и $1.4 \leq M_x^2 \leq 4$ Гэв ^{2} в области энергий 50 – 275 Гэв. Авторы /23/ показали, что дифрактивное сечение обладает структурой с доминирующим максимумом при $M_x^2 = 1.9$ Гэв ^{2}.

Эксперимент выполнен электронной техникой с использованием дейтериевой газовой струи. Технические детали описаны в работе /23/.

На рис. II показаны дифференциальные сечения для масс M_x^2=I.9, 2.7, 3.I ГэВ^2 в реакции $p+d \to d+X$ при импульсе протона 275 ГэВ/с. Виден экспоненциальный характер зависимости от передачи четырехмерного импульса, как и ожидается для когерентного рассеяния. Нет указаний на уменьшение сечения для малых значений t. В исследуемом интервале t указанное распределение можно описать при помощи одной экспоненты. Но так как формфактор дейтона может быть для малых значений представлен в виде /24, 25/

$$|S(t)|^2 = \exp\{-b_0|t| + c_0 t^2\},$$

где b_0 = 26.4 (ГэВ/с)$^{-2}$, c_0 = 62.3 (ГэВ/с)$^{-4}$, авторы параметризовали дифференциальное сечение следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{dt\, dM_x^2} = A \exp\left\{-b_d\left[|t| - 0.035\right] + c_0\left[t^2 - (0.035)^2\right]\right\},$$

где параметры A и b_d фитировались, параметр c_0 принят равным c_0 = 62.3 (ГэВ/с)$^{-4}$.

Результаты фита для $|t|$ = 0.035 указаны на рис. I2. Хорошо виден максимум в области M_x^2 = I.9 ГэВ^2 и второй, менее четкий, при M_x^2 = 2.8 ГэВ^2.

Диссоциация нейтрона

Когерентная диссоциация нейтронов может происходить двумя путями: через адронную дифракционную диссоциацию и через электромагнитное возбуждение нейтрона в кулоновском поле ядра-мишени.

На Палермской конференции T.Ferbel /26/ показал результаты исследования диссоциации нейтрона в систему $p\pi^-$ при энергии в интервале 50 - 300 ГэВ. Эксперимент выполнен техникой искровых камер в пучке нейтральных частиц.

На рис. I3 показано распределение передачи четырехмерного импульса $t' = |t - t_0|$ между нейтроном и системой $p\pi^-$ для трех интервалов массы (t_0 - наименьшая допустимая кинематически передача импульса)

< I.28 ГэВ	Δ(I230)
I.35 – I.45 ГэВ	N^*(I400)
I.55 – I.80 ГэВ	N^*(I688)

Ядро отдачи не регистрировалось и только большой наклон в распре-

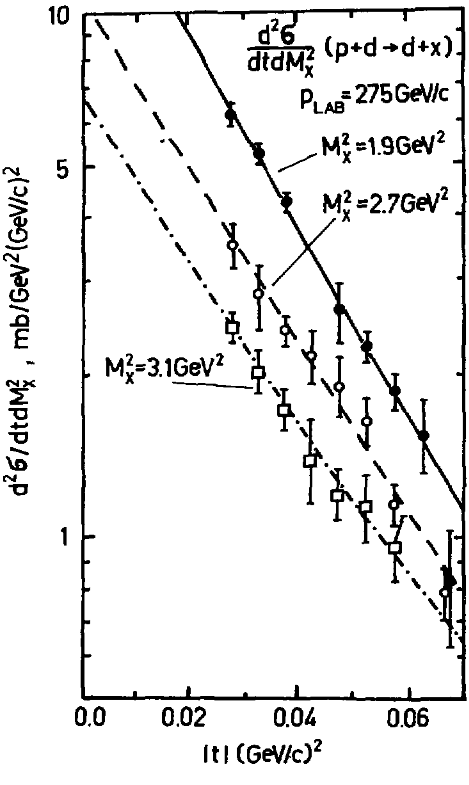


Рис. II. Дифференциальные сечения для масс M_x^2 = I.9, 2.7, 3.I ГэВ^2 в реакции $p + d \rightarrow d + X$ при энергии 275 ГэВ.

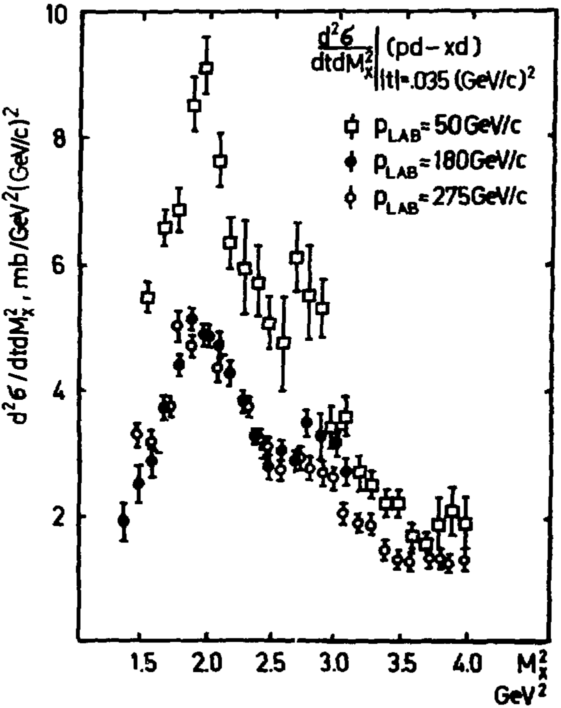


Рис. I2. Распределение масс M_X^2 в реакции $p + d \to d + X$

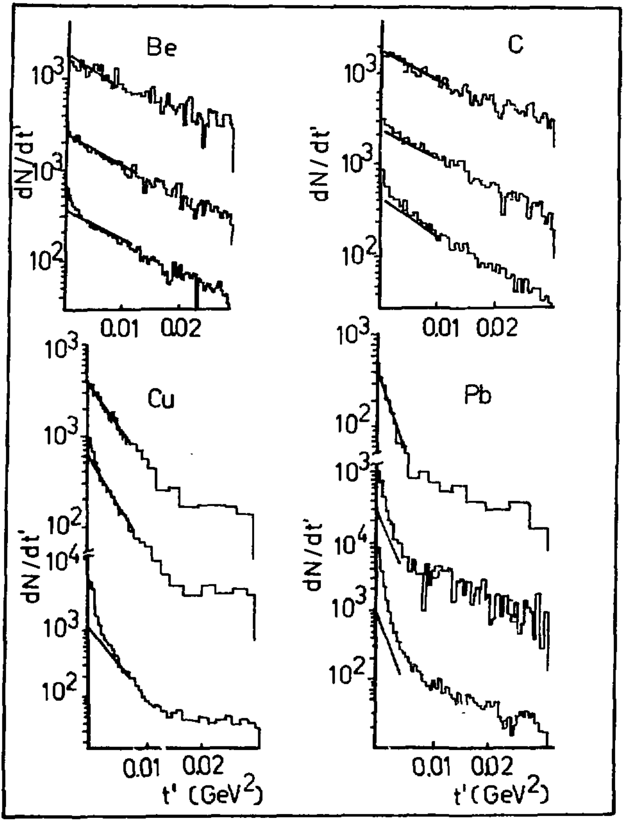


Рис. 13. Распределения передачи четырехмерного импульса между нейтроном и системой $p\pi^-$ для трех интервалов массы. M < 1.28 ГэВ /нижняя кривая/, 1.35 ГэВ < M < 1.45 ГэВ /средняя кривая/ и 1.55 < M < 1.80 ГэВ /верхняя кривая/.

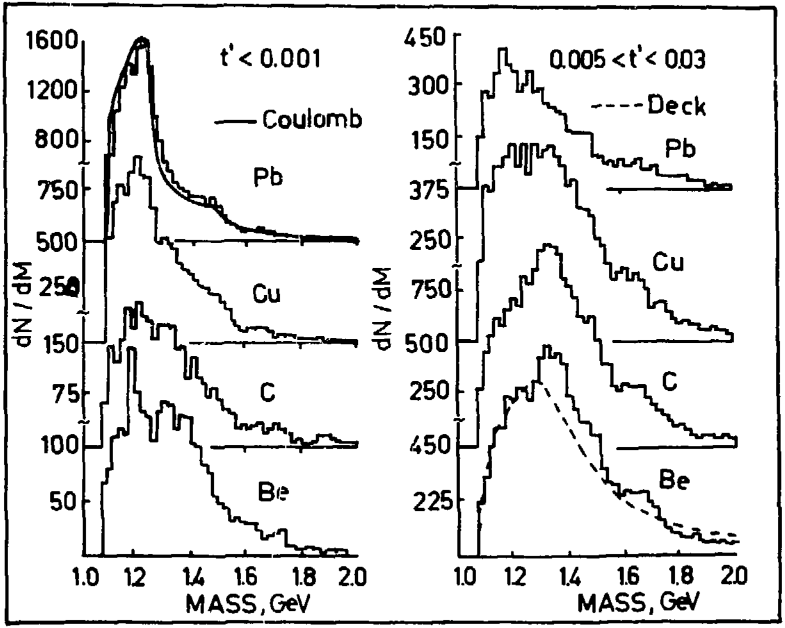


Рис. 14. Массовые спектры системы $p\pi^-$

деления по t' свидетельствует о том, что мы имеем дело с когерентным процессом. Зависимость распределения от M подобна для всех мишеней. Для предела масс, в котором заключается Δ (1236), все распределения имеют крутой наклон для $t' \lesssim 0.001$ ГэВ/с^2. Это может быть объяснено кулоновским рождением системы $p\pi^-$. Сплошная кривая на рисунке – результат расчета, учитывающего кулоновское взаимодействие и дифракционное рождение /27/.

На рис. 14 показаны массовые спектры для двух областей t':

1. t' 0.001 ГэВ/с^2, где важную роль играет кулоновское рождение, и

2. $t' \in$ (0.005 – 0.05) ГэВ/с^2, где доминирует дифракционная диссоциация.

Данные показывают, что в области малых t' наблюдается Δ (1236), N^* (1520) и N^*(1688) видны в области больших t'.

Настоящий доклад не ставит своей целью обсудить важнейшие вопросы в области физики ядерных взаимодействий больших энергий. Он является лишь введением в сессию, посвященную этим проблемам. Уже беглое обсуждение представленных здесь вопросов позволяет прийти к выводу, что ядерная физика высоких энергий является, по сути, естественным продолжением физики элементарных взаимодействий в области больших плотностей материи и коротких времен жизни. Следует ожидать, что дальнейшее развитие исследований в этой области прольет новый свет как на вопрос о процессе элементарного процесса в первой стадии развития, так и на многонуклонные взаимодействия.

Я считаю своим приятным долгом поблагодарить всех, кто критическими замечаниями и дискуссией помог мне в подготовке настоящего доклада, и особенно доктора Марию Шептыцкую.

Литература

1. А.М.Балдин, Краткие сообщения по физике, АН СССР, 1 /1971/35.
2. Г.А.Лексин, Доклад и конспект лекции "Ядерный скейлинг". Изд-во Московского инженерно-физического института, 1973.
3. А.М.Балдин и др., Препринт ОИЯИ, 1-8249, ЯФ 20 /1974/ 1201.
4. Ю.Д.Баюков и др., ЯФ, 19 /1974/ 1266.
5. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen. Nucl.Phys., B40 /1972/ 317.
6. В.И.Гришин, Препринт 7525 /1973/, Дубна
7. М.Азимова и др. ЯФ, 20 /1974/ 921.

8. J.R.Elliot et al., Phys.Rev.Lett., 34 /1975/ 607.
9. D.Bogert et al., Phys.Rev.Lett., 31 /1973/ 1271.
10. A.K.Wróblewski, Proceedings of the III International Colloquium on Multiparticle Reactions /Zakopane, Poland, 1972/, Warsaw University Report IFD/72/2.
11. J.Babecki et al., Phys.Lett., B47 /1973/ 268;
A.Gurtu et al., Phys.Lett., B50 /1974/ 391.
12. Barcelona, Batavia, Belgrade, Bucharest, Lund, Montreal Nancy - Ottawa, Paris, Rome, Strasbourg, Valencia Collaboration. Sixth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure Santa Fe and Los Alamos, June 9-14, 1975, paper VI.A 3.
13. Сотрудничество Алма-Ата, Москва, Ташкент. Препринт, 1974.
14. cf. E.L.Feinberg , Phys.Rep., 5C. N° 5 /1972/.
15. K.Gottfried , Phys.Rev.Lett., 32 /1974/ 957.
16. W.Busza et al., Invited paper presented at the Topical Meeting on High Energy Collisions Involving Nuclei, Trieste 8-14 September 1974, Phys.Rev.Lett., 34 /1975/ 836.
17. Bo.Andersson , Sixth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fe and Los Alamos, June 9-14 1975, paper VI.A.10.
18. Можно ожидать, что модель тормозного излучения даст возможность количественно объяснить наблюдаемые эффекты.
19. P.Mühlemann et al , Nucl.Phys., B59 /1973/ 106.
20. G.Fäldt and P.Osland , Nucl.Phys., B87 /1975/ 445.
21. W.Beusch et al., Phys.Lett., 55 B /1975/ 97.
22. P.Osland , Sixth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fe and Los Alamos, June 9-14 1975, paper VI.A.9.
23. Y.Akimov et al., International Conference on High Energy Physics, Palermo, June 23-28 1975, paper 63-49.
24. Y.Akimov et al., Proton Deuteron Elastic Scattering at Small Momentum Transfer from 50 to 400 GeV/c. Submitted for publication to Physical Review.
25. Л.С.Золин и др., ЯФ 18 /1974/ 56.
26. T.Ferbel., Invited paper delivered at the International Conference on High Energy Physics, Palermo, June 9-14 1975.
27. G.Fäldt., Nucl.Phys., B43 /1972/ 591; C.Bemporad et al. Nucl. Phys., B51 /1973/ 1.
28. A.Białas et al., Cracow preprint TPJ U-9/75. To be published in Nucl.Phys.

ВЕЩЕСТВЕННАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ И ПАРАМЕТР НАКЛОНА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО pd-РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 30 И 50,7 ГЭВ

В.И.Заячки, К.И.Йовчев, Л.Г.Христов

Высший химико-технологический институт, София

В настоящей работе приводится результаты экспериментального исследования упругого рассеяния протонов на дейтронах при энергиях 30 и 50,7 ГэВ в области квадрата четырехмерного переданного импульса $0{,}005 \leq |t| \leq 0{,}175$ (ГэВ/с)^2.

Эксперимент выполнен на ускорителе ИФВЭ ~~в Серпухове~~ методом регистрации частиц отдачи /1/. На внутреннем протонном пучке ускорителя облучалась дейтеризованная полиэтиленовая мишень толщиной 0,8мкм и размерами 40 х 7 мм^2 (7 мм вдоль направления пучка ускоренных протонов). Вторичные частицы, в том числе и дейтроны отдачи от упругого рассеяния на дейтроне, вылетающие под углом 90^0–87^0 в лабораторной системе, регистрировались фотоэмульсионными камерами.

Для проведения облучения была использована установка группы В.А.Никитина, описанная в работе /2/.

Методика просмотра фотоэмульсионных камер, измерения пробегов и определения дифференциальных сечений упругого pd-рассеяния были такими же, как в ряде экспериментов, выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне и на ускорителе ИФВЭ в Серпухове /3,4,5/. Были измерены спектры частиц отдачи при 22 (E_1 = 30 ГэВ) и 26 (E_2 = 50,7 ГэВ) различных значениях углов вылета. Рис.1

демонстрирует вид энергетических спектров дейтронов отдачи при $t_1 = -0{,}012$ (ГэВ/с)^2 и $t_2 = -0{,}016$ (ГэВ/с)^2 при $E_2 = 50{,}7$ ГэВ.

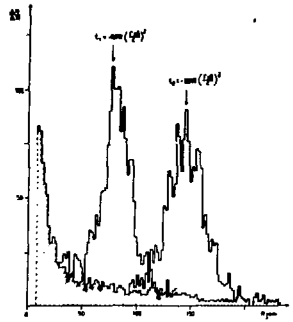


Рис.1 Спектры частиц отдачи при измерении упругого pd-рассеяния при $E_2 = 50{,}7$ ГэВ. Заштрихован фоновый спектр.

Найденные по площадям пиков дифференциальные сечения со средней статистической ошибкой ~ 3 % аппроксимировались известной формулой Бете[6]

$$\frac{d\sigma}{dt} = M\left[f_i^2 + f_z^2 + f_c^2 - 2f_c\left(f_z + 2n f_i \ln\frac{1{,}06}{ka\theta}\right)\right], \quad (1)$$

где M - параметр нормировки дифференциальных сечений к абсолютным значениям; $f_i = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{opt}}\, exp\left[\frac{1}{2}(bt + ct^2)\right]$ - мнимая часть амплитуды рассеяния; $f_z = \alpha_{pd} f_i$ - действительная часть амплитуды рассеяния; $f_c = \frac{2n}{k\theta^2} f(t)$ - модуль кулоновской амплитуды рассеяния; $f(t) = exp\left[\frac{1}{2}(bt + ct^2)\right]$ - электромагнитный формфактор дейтрона; $n = 1/137{,}04\beta_{лаб}$, $\beta_{лаб}$ - скорость налетающей частицы в лабораторной системе в единицах c; k - волновой вектор сталкивающихся частиц в с.ц.м.; θ - угол рассеяния в с.ц.и.; a -радиус области сильного взаимодействия дейтрона; b и c -параметры дифракционного конуса pd- рассеяния.

Значение оптической точки $(d\sigma/d\Omega)_{opt}$ вычислялось на основании существующих экспериментальных результатов по полным сечениям pd -взаимодействия[7]. Полученные по методу наименьших квадратов значения параметров α_{pd}, b и c представлены в таблице.

Таблица

Результаты измерения параметров α_{pd}, b и c pd-рассеяния

P ГэВ/с	α_{pd}	b (ГэВ/с)$^{-2}$	c (ГэВ/с)$^{-4}$
30,9	-0,22 ± 0,11	39,2 ± 0,7	58,0 ± 5,4
51,6	-0,17 ± 0,08	38,1 ± 0,5	52,8 ± 3,6

Из рис.2 видно, что результаты измерения α_{pd} настоящего эксперимента согласуются с экспериментальными данными, полученными[8] при близких энергиях, а также и с теоретическими расчетами[10]. Полученное значение параметра наклона дифференциального сечения b при $t = 0$ представлено на рис.3.

В виде прямой линии дана зависимость

$$b = (35,1 \pm 2,3) + (0,80 \pm 0,47) \ln S/S_0$$

(S -квадрат полной энергии в с.ц.и., S_0 = 1 ГэВ^2) из работы[8]. Как видно, результаты этого эксперимента потверждают сделанный в [8] вывод о сужении дифракционного конуса упругого pd- взаимодействия с ростом энергии.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. А.А.Логунова и проф.Р.М.Суляева за их согласие проводить наш эксперимент на ускорителе ИФВЭ, докторов П.К.Маркова, В.А.Свиридова, В.А.Никитина, Л.С.Золина, М.Г.Шафранову за помощь в облучении,

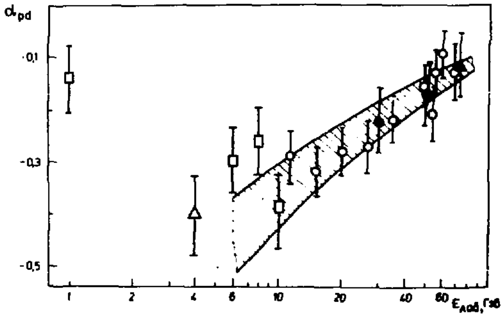


Рис.2 Энергетическая зависимость отношения действительной части амплитуды упругого pd-рассеяния к мнимой ее части при t = 0. □ /3/, △ /9/, ○ /8/, ▲ /5/, ● -данная работа. Кривые соответствуют расчетам по дисперсионным соотношениям /10/.

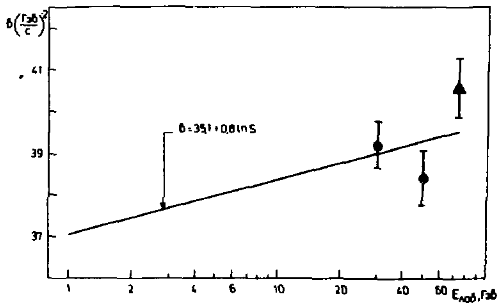


Рис.3 Параметр наклона дифракционного конуса b в упругого pd-рассеяния. Прямая линия /8/, ▲ /11/, ● -данная работа.

группу С.И.Любомилова за высококачественную химическую обработку эмульсионных камер. Мы благодарны лаборантам Й.Заячка, М.Волчановой и Р.Бойковой за просмотр и измерения фотоэмульсионных слоев. Авторы благодарны также проф.Д.Димитрову и проф.М.Натову за поддержку этой работы.

Литература

1. В.А.Никитин и др., ПТЭ, 6, 18, 1963
2. Г.Г.Безногих и др., ЯФ, 10, 1212, 1969
3. Н.Далхажав и др., ЯФ, 8, 342, 1968
4. Kh.M.Chernev et al. Phys.Lett. V36B, 266, 1971
5. В.И.Заячки и др., ЯФ, 15, 949, 1972
6. H.A. Bethe. Ann.of Phys., 3, 190, 1958
7. Ю.П.Горин и др., ЯФ, 14, 998, 1971
8. В.Д.Бартенев и др., ЯФ, 15, 1174, 1972
9. И.Генков и др. ОИЯИ, P_1-4898, 1970
10. Ю.С.Вернов, ЯФ, 3, 877, 1966
11. В.И.Заячки и др. Ежегодник технических учебных заведений. Физика, кн.2, 25, София, 1972

ВЫСОКОИМПУЛЬСНЫЕ ЧАСТИ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ОТ СОУДАРЕНИЙ 6,3 ГэВ/с - ДЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ, ДЕЙТРОНАМИ И ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров,
В.В.Иванов, М.А.Игнатенко, А.С.Кузнецов,
М.Г.Мещеряков, С.В.Разин, Г.Д.Столетов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Наблюдение высокоимпульсной части спектров вторичных частиц, испущенных при бомбардировке ядер протонами высокой энергии, является эффективным средством исследований кластерной структуры ядер /1,2/ и процессов многократного дифракционного протон-нуклонного рассеяния /3,4/. Использование дейтронов в качестве бомбардирующих частиц может дать новую информацию о свойствах этих процессов.

В настоящем сообщении приводятся предварительные результаты измерений высокоимпульсных частей спектров дейтронов, рассеянных на ядрах водорода, дейтерия и углерода. Измерения проводились с помощью одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами на линии с ЭВМ БЭСМ-4. Схема эксперимента показана на рис.1. Пучок выведенных из синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ дейтронов с начальным импульсом 6,29 ГэВ/с падал на мишени CH_2, CD_2 или C, установленные в ионопроводе медленного вывода. Интенсивность пучка составляла $\sim 2 \cdot 10^9$ дейтронов за цикл длительностью ~ 300 мсек. Частицы, рассеянные на угол (103 ± 2) мрад, регистрировались системой сцинтилляционных счетчиков С1÷С9. Счетчики С3÷С4 и С5÷С9 были включены в схемы "ИЛИ", сигналы о которых вместе с сигналом от счетчика С1 подавались на схему совпадений.

Наличие импульса совпадений приводило к запуску системы искровых камер SCI+ SCII, шесть из которых были установлены во входной, а остальные - в выходной ветвях спектрометра. Карта напряженности магнитного поля в объеме между полюсами магнита была измерена с помощью датчика Холла, прокалиброванного методом ядерного магнитного резонанса. Импульсы частиц, прошедших через спектрометр, определялись с точностью 0,1%. Некоторые характеристики магнитного спектрометра приведены в таблице I.

Таблица I

Количество вещества на пути частицы	- 6,5 г/см^2
Телесный угол входной ветви	- $1{,}19 \cdot 10^{-5}$ стерад
Горизонтальный угловой аксептанс	- ± 1,7 мрад
Вертикальный угловой аксептанс	- ± 1,7 мрад
Импульсный аксептанс	- 25% при 6 ГэВ/с
Импульсное разрешение	- ± 0,25% при 6 ГэВ/с
Частота срабатывания камер	- 125 Гц

Система двухкоординатных искровых камер с памятью на ферритовых кольцах, а также аппаратура считывания и передачи в ЭВМ БЭСМ-4 информации с искровых камер и других датчиков были описаны ранее /5/. Непосредственно в ходе эксперимента в промежутках между циклами ускорения обрабатывалось около 30% информации, поступающей с детектирующих устройств. Весь экспериментальный материал записывался на магнитную ленту и подвергался по окончании измерений полной обработке на ЭВМ БЭСМ-4 или СДС-6200.

Импульсные спектры дейтронов от d-p- и d-d-соударений находились методом вычитания спектров, полученных от эквивалентных по тормозным способностям мишеней CH_2, CD_2 и C толщиной около 2 г/см^2 каждая.

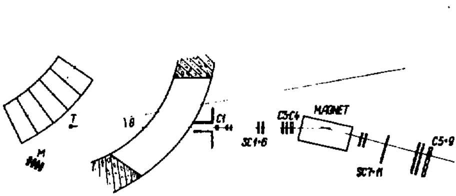


Рис.I. Схема эксперимента. T – мишень, CI ÷ C9 – сцинтилляционные счетчики, SCI ÷ SCII – искровые камеры, M – монитор.

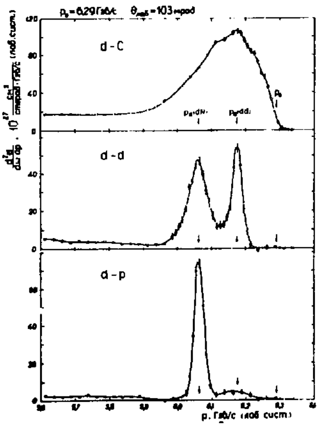


Рис.2. Импульсные спектры дейтронов, испущенных под углом IO3 мрад в лаб.системе в соударениях дейтронов с протонами, дейтронами и ядрами углерода при p_0= 6,29 ГэВ/с. Стрелки соответствуют значениям импульсов дейтронов, вычисленным из кинематики упругих d-N- и d-d-рассеяний. Кривые проведены визуально.

Абсолютная калибровка полученных значений относительных дифференциальных сечений рассеяния производилась путем измерения наведенной активности ядер ^{24}Na в тонких алюминиевых фольгах, облученных пучком дейтронов в месте расположения мишеней. В предположении, что сечение реакции $^{27}Al(d,3p2n)^{24}Na$ слабо зависит от энергии падающих дейтронов в области 2÷5 ГэВ, его значение было принято равным $(15,25 \pm 1,5)\cdot 10^{-27}$ см^2 /6/.

Высокоимпульсные части спектров дейтронов от d-p-, d-d- и d-C -соударений показаны на рис.2. В спектре от d-p - соударений доминирует пик при 6,06 ГэВ/с, кинематически соответствующий упругому d-p -рассеянию ($|t| = 0,406$ (ГэВ/с)^2). Полная ширина этого пика на половине высоты составляет 32 МэВ/с и характеризует экспериментальное разрешение спектрометра. Справа от пика, при ~6,18 ГэВ/с, что соответствует середине интервала между импульсами упруго рассеянных и падающих дейтронов, обнаруживается небольшой прилив, отвечающий, согласно оценкам, тем случаям, когда первичный дейтрон испытывает два последовательных рассеяния на протонах в мишени. Ранее макроскопическое двукратное рассеяние протонов наблюдалось при 24,0 ГэВ/с /7/. Слева от пика упругого d-p -рассеяния в сторону меньших импульсов простирается фон от неупругих d-p -взаимодействий.

Импульсный спектр дейтронов от d-d -соударений содержит два хорошо разрешенных пика. Пик при 6,06 ГэВ/с кинематически соответствует квазиупругому рассеянию дейтронов на протоне или нейтроне внутри дейтрона (однократное d-N -рассеяние). Ширина этого пика, равная 68 МэВ/с, определяется, главным образом, внутренним движением нуклонов в дейтроне. Второй пик, при 6,18 ГэВ/с, отвечает половинной потере импульса по сравнению с упругим d-p-рассеянием и может быть кинематически объяснен процессами упругого d-d-рассеяния и двукратного квазиупругого рассеяния дейтронов на нуклонах внутри дейтрона, сопровождающегося развалом последнего. Отметим, что в настоящем эксперименте передача импульса в упругом d-d-рассеянии ($|t|$=0,4I (ГэВ/с)^2) велика по сравнению с энергией связи дейтрона.

В рамках модели многократного дифракционного рассеяния /8,9/ процесс квазиупругого d-N-рассеяния (так же, как и упругого d-p-рассеяния) может быть представлен как сумма однократного и двукратного нуклон-нуклонных рассеяний и интерференции между ними, а процессы упругого и неупругого (с развалом дейтрона) d-d-рассеяний - как результат суперпозиции N-N-рассеяний различной кратности, вплоть до четырех /I0/.

В область пика при 6,I8 ГэВ/с попадают также дейтроны от макроскопического двукратного d-N-рассеяния. Примесь этих дейтронов, оцененная на основании результатов измерений спектра от d-p-соударений, в условиях настоящего эксперимента составила около 25% и была учтена при определении значения дифференциального сечения упругого и неупругого d-d-рассеяний.

В спектре дейтронов, рассеянных на ядрах углерода, наблюдается широкий пик, простирающийся от 5,90 до 6,29 ГэВ/с с максимумом при $\sim$6,I8 ГэВ/с. По-видимому, подобный характер спектра вторичных дейтронов свидетельствует о том, что в дейтрон-углеродных соударениях имеет место суперпозиция нуклон-нуклонных рассеяний различной кратности.

Предварительные данные о дифференциальных сечениях, отвечающих площадям под пиками, приведены в табл. 2; указаны только относительные ошибки. Возможная систематическая ошибка, обусловленная неопределенностями в мониторировании пучка, в определении телесного угла, вырезаемого спектрометром, а также погрешностью определения сечения активации ядер ^{24}Na , оценивается равной ± 25%.

Таблица 2

	$d\sigma/d\omega$ (лаб.сист.), 10^{-27} см^2/стерад
упругое d-p-рассеяние	2,8 ± 0,2
макроскопическое двукратное d-p-рассеяние	0,3 ± 0,1
квазиупругое d-N-рассеяние в дейтроне	3,5 ± 0,2
упругое плюс неупругое d-d-рассеяния	1,6 ± 0,3
d-C-рассеяние для $p > 5,9$ ГэВ/с	24,0 ± 0,8

Ранее спектры потерь импульсов в p-d-соударениях были измерены вблизи 20 ГэВ/с /3,4,7/ в области $|t| \sim 1$ (ГэВ/с)^2, причем были обнаружены два пика, происхождение которых в рамках модели многократного рассеяния /8,9/ удалось объяснить /11,12/ как сумму ядерного неупругого и упругого рассеяний, идущих путем однократного (пик при больших импульсных потерях) и двукратного (пик при меньших импульсных потерях) нуклон-нуклонных рассеяний.

Возможность детектировать нуклон-нуклонное дифракционное рассеяние высокой кратности является довольно уникальной. Когда в качестве падающих частиц используются дейтроны, то уже процессы упругого d-p (и квазиупругого d-N) рассеяний могут интерпретироваться как двукратные N-N-взаимодействия.

В условиях настоящих экспериментов удалось явно разделить однократное и двукратное d-N-рассеяния и показать, что роль N-N-рассеяний высокой кратности в ядерных взаимодействиях дейтронов весьма заметна. Количественная оценка вкладов различного типа кратности N-N-взаимодействий в рассеяние дейтронов требует, однако, дальнейшего теоретического анализа. Можно предполагать, что исследование взаимодействия составных ядерных систем (примером которого является $d-d$ -рассеяние) поможет развитию подходов, рассматривающих адрон-адронное рассеяние как столкновения между некоторыми своеобразными составными системами.

Авторы выражают благодарность А.М.Балдину, И.Н.Семенюшкину и Л.Г.Макарову за интерес к работе. Авторы благодарны также И.Б.Иссинскому, А.Д.Кириллову и С.А.Новикову, обеспечившим возможность проведения экспериментов на канале медленного вывода.

Литература

1. Л.С.Ажгирей и др. ЖЭТФ 33, 1185 (1957).
2. R.J.Sutter et al. Phys.Rev.Lett., 19, 1189 (1967).
3. G.Cocconi et al. Phys.Rev., 126, 277 (1962).
4. J.V.Allaby et al. Phys.Lett., 30B, 549 (1969).
5. Л.С.Ажгирей и др. ОИЯИ, Р13-6522, Дубна, 1972.
   Л.С.Ажгирей и др. ОИЯИ, Д13-7616, Дубна, 1974, стр.70.
6. J.Banaigs et al. Nucl.Instr. and Meth., 95, 307 (1971).
7. U.Amaldi et al. Nucl.Phys., B39, 39 (1972).
8. А.Г.Ситенко. Укр.физ.журнал, 4, 152 (1959).
9. R.J.Glauber. In "Lectures in Theoretical Physics", vol. 1, ed. by W.E.Brittin et al. (Interscience N.Y., 1959), p. 315.
10. V.Franco. Phys.Rev., 175, 1376 (1968).
11. R.J.Glauber et al. Nucl.Phys., 220 (1971).
12. O.Kofoed-Hansen. Nucl.Phys., B39, 61 (1972).

NARROW SIGNALS IN THE TWO-BARYON EFFECTIVE MASS SPECTRUM AND SPIN EFFECTS IN THE pn → np CHARGE EXCHANGE PROCESS

B.S.Aladashvili+, B.Badełek*, V.V.Glagolev+, R.M.Lebedev+, M.S.Nioradze+, I.S.Saitov+, T.Siemiarczuk§, J.Stepaniak§, V.N.Streltsov+, P.Zielinski§

(presented by T.Siemiarczuk)

Dubna-Warsaw Collaboration

+ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

* Warsaw University, Warsaw, Poland

§ Institute for Nuclear Research, Warsaw, Poland

1. Introduction

In recent years there has been a growing interest in the study of the nucleus fragmentation process initiated by high energy projectiles. The main effort was devoted to the inclusive studies and little is known about the correlations between nuclear fragments which are still calling for more systematic approach. The present work concerns the study of two-nucleon correlations in the break up of the deuteron on proton target. This process may be considered as one of the simplest nuclear fragmentation processes.

Several years ago a narrow signal was reported at Q ≅ 0 MeV in the effective mass distribution of two slow proton fragments emitted in the fragmentation of the xenon nuclei induced by 9 GeV/c negative pions [1,2]. This observation of the "diproton" has been confirmed lately ~~by Azimov et al.~~ [3,4] where the fragmantation of carbon nuclei by negative pions at 4,5 and 7 GeV/c have been studied. Some evidence of the frequent emission of two protons with small relative angle was also observed in the emulsion experiment by Bogatin et al.[5].

In the present paper we report some preliminary results concerning the "diproton" production in the deuteron break up at high energy. We confirm our previous observation of the "diproton" in interactions with heavier nuclei[1,2] and report an evidence of the analogous signal in the neutron-proton effective mass spectrum at $Q \cong 0$ MeV in the deutron break up.

2. The experiment

The experiment was performed by exposing the JINR one metre hydrogen bubble chamber to a deuteron beam at 3.3 GeV/c momentum. We report here the analysis of about 20.000 events of $dp \to ppn$ deuteron break up.

The break up events can be distinctly separated into two processes: the charge exchange

$$dp \to (pp)\, n \qquad (1)$$

reaction when the neutron momentum is higher than that of both protons in the deuteron rest system, and the remaining charge retention events proceeding without charge exchange between the projectile and the target:

$$dp \to (pn)\, p \,. \qquad (2)$$

The following advantages of using the deuteron beam, which make possible to carry out the present study, should be pointed out:

(i) there is no mixing between elastic and break up channels; this mixing is common to the deuterium target experiments[6] and does not allow to study the low Q part of the two-nucleon effective mass spectrum;

(ii) there are no losses in the proton spectators whereas when the deuterium target is used, the protons with momentum $p_s < 80$ MeV/c are invisible.

For further details of the experimental procedure we refer to refs[7,8].

3. Results and discussion

Figure 1 shows the $Q_{pp}=M_{pp}-2m_p$ distribution of a pair of the two slow protons in the deuteron rest system for the charge exchange channel. A narrow signal is observed at $Q_{pp} \cong 0$ MeV. The peak is associated mainly with low spectator proton momenta ($p_s < 100$ MeV/c) and low four-momentum transfer ($|t| < 0.1$ GeV^2). The smaller the spectator proton momentum, the lower is the four-momentum transfer associated with Q_{pp} contribution to the "diproton" peak. The picture changes when the charge retention channel is considered. Figure 2 shows the neutron-proton Q_{pn} distribution for different intervals of the spectator nucleon momentum. The signal at $Q_{pn} \cong 0$ MeV is present for $p_s > 100$ MeV/c whereas the events with low spectator nucleon momentum ($p_s < 100$ MeV/c) exhibit a dip at $Q \cong 0$ MeV. The experimental resolution in Q for the two first bins is 1 and 2 MeV for Q_{pp} and Q_{pn} distributions respectively.

The presence of the peak for the low spectator momentum events in the charge exchange channel and its absence in the charge retention case can be understood by examining the four-momentum transfer distributions for both channels presented in figs. 3 and 4. The curves represent the Glauber model prediction calculated neglecting the spin according to refs[9,10]. The closure approximation was used in the calculations. The Bressel-Kerman deuteron wave function was chosen. The parametrization of the elementary proton-nucleon and elementary charge exchange amplitudes were taken in the form:

$$f_{pN} = A_N\,(i + \alpha_N)\,\exp(\tfrac{1}{2} b_N t)$$

$$f_{ch.ex.} = A_1 \exp(b_1 t) + iA_2 \exp(b_2 t)$$

The latter was fitted to experimental data by Bizard et al. /11/.

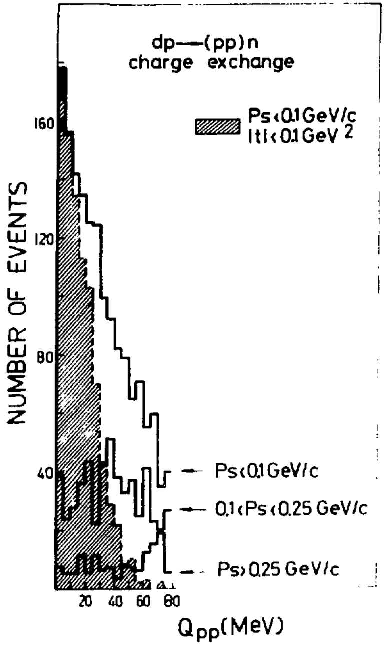


Fig. 1 The two-proton $Q_{pp}=M_{pp}-2m_p$ distribution for different intervals of the spectator proton in reaction (1). The shaded area corresponds to the events with $|t|<0.1$ GeV^2 (t is the four-momentum transfer from the proton target to the neutron).

The shapes of the experimental $d\sigma/dt$ distributions for charge exchange and charge retention channels exhibit completely different behaviour in the low $|t|$ region. The strong dip and fairly good agreement with the Glauber model prediction is observed for charge retention channel, whereas the charge exchange

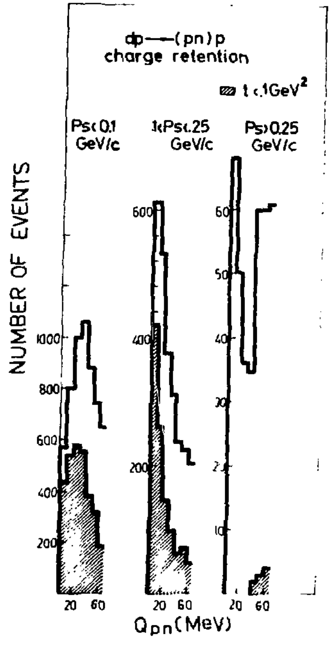


Fig.2 The proton-neutron $Q_{pn}=M_{pn}-m_p-m_n$ distribution for different intervals of the spectator nucleon in the charge retention channel. The shaded area corresponds to the events with $|t|<0.1$ GeV^2 (t is the four-momentum transfer from the proton target to the fastest proton in the deuteron rest frame).

reaction shows singnificant disagreement between the experiment and Glauber model calculations neglecting the spin. The observed shapes of the dσ/dt distributions for channels (1) and (2) can be connected with the presence and absence of the peaks at $Q \cong 0$ for low spectator momenta ($p_s < 100$ MeV/c) in the charge exchange and charge retention reactions, respectively. In the former case the low momentum spectator has frequently a partner (struck proton) with small relative momentum providing the low Q_{pp} contribution,

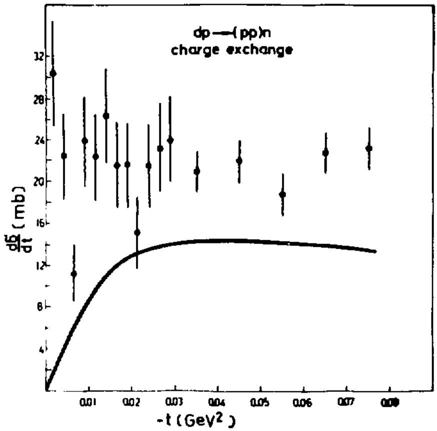


Fig.3 The four-momentum transfer distribution for charge exchange channel. The curve represents the Glauber model prediction with spin effects neglected.

whereas in the latter case the parther which could give low Q_{pn} is not present due to the fact, that the neutron-proton pairs corresponding to low $|t|$ values and being in the triplet spin

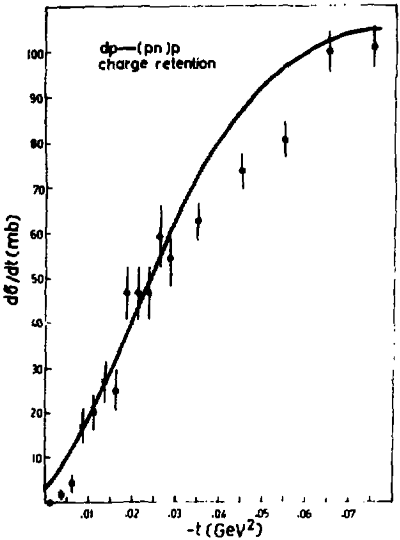


Fig.4 The four-momentum transfer distribution for charge retention channel. The curve represents the Glauber model calculation with spin effects neglected.

state form a deuteron and pass to elastic channel. The picture is different, however, wh i the charge exchange process is considered. The low |t| events correspond to S state of two protons which are not allowed to remain in the triplet spin state unless the spin dependent interaction occurs in the elementary pn→np process. The narrow peak at $Q_{pp} \cong 0$ MeV provides, therefore, a direct evidence of the presence of spin-dependent interaction in the elementary pn→np charge exchange process.

Summarizing, we would like to point to following experimental findings:

(i) Evidence is presented for the signal in the effective mass distribution of two slow protons ("diproton") in the charge exchange channel of the deuteron break up reaction at high energy.

(ii) Evidence is reported for the occurence of the spin dependent interaction in the elementary $pn \to np$ charge exchange process.

The analysis of nature of the signals observed in Q_{pp} and Q_{pn} distributions at $Q \cong 0$ MeV is subject to the forthcoming study.

References

1. T.Siemiarczuk and P.Zieliński, Physics Letters,24B,675 (1967).
2. B.Balcer, T.Siemiarczuk and P.Zieliński, Acta Physics Polonica, 33, 619 (1968).
3. S.A.Azimov et al., Sov.Journal of Nuclear Physics,19,317 (1974).
4. S.A.Azimov et al., JINR, report 1-7839, 1974.
5. V.I.Bogatin et al., JINR report, 1-8830, 1975.
6. R.Harris, PhD Thesis, VTI-PUB-22, Univ.of Washington report, 1975.
7. B.S.Aladashvili et al., Dubna-Warsaw Collaboration, JINR report 1-7645, 1973.
8. B.S.Aladashvili et al., Dubna-Warsaw Collaboration, Nuclear Instruments and Methods 129 (1975), in press.
9. R.J.Glauber and V.Franco, Phys.Rev., 156, 1685 (1967)
10. V.Franco and R.J.Glauber, Phys. Rev., 142, 1195 (1966)
11. G.Bizard et al., paper submitted to II Int. Conference on Elementary Particle, Aix-en-Provance, 1973.

ON THE TWO-NUCLEON ENHANCEMENT ASSOCIATED WITH HIGH MOMENTUM TAIL OF THE SPECTATOR IN THE DEUTERON BREAK UP

B.S.Aladashvili[+], B.Badełek[*], V.V.Glagolev[+], R.M.Lebedev[+], M.S.Nioradze[+], I.S.Saitov[+], A.Sandacz[#], T.Siemiarczuk[#], J.Stepaniak[#], V.N.Streltsov[+], P.Zieliński[#]

(presented by J.Stepaniak)

Dubna:Warsaw Collaboration

[+]Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

[*]Warsaw University, Warsaw, Poland

[#]Institute for Nuclear Research, Warsaw, Poland

In the present paper we are concerned with the deuteron break up reaction on proton target without pion production.

As it has been shown by Aladashvili et al.[1] the low |t| and high momentum spectator events cannot be described as a single or double scattering on deuterium nucleons. We analyse those events in terms of the pion exchange between the target proton and the incoming deuteron acting as a whole.

The experiment was performed using the JINR 1-metre bubble chamber exposed at the JINR synchrophasotron. Details of the experiment are given elsewhere[2].

We are concerned with

a) the charge retention reaction $dp \to (np)p$ (15330 events)

b) the charge exchange reaction $dp \to (pp)n$ (3260 events)

We call the charge retention reaction the process proceeding without charge exchange between incoming and target nucleons. Experimentally, we ascribe to this channel all the events in which the proton is the fastest particle in the deuteron rest system. In the following we refer to the more commonly used deuteron rest system and we call "the spectator nucleon" the slowest nucleon in the deuteron rest system.

Figure 1 shows the effective mass distribution for two slow nucleons in the deuteron rest system for 618 charge exchange (fig. 1a) and 1204 charge retention (fig. 1b) events with spectator momentum greater than 300 MeV/c. The enhancement is seen in the two proton effective mass distribution at 2170 ± 10 MeV. The width of the peak is 50 MeV. The pn effective mass distribution exhibits no significant signal in this region. The experimental effective mass resolution in the peak region is about 10 MeV.

It is seen from fig. 1 (the dotted histograms correspond to the events with $-t > 0.15$) that the enhancement at 2170 MeV is mainly due to the contribution of the events with $|t| < 0.15$ GeV^2. The $t' = t - t_{min}$ momentum transfer distributions for the charge exchange and the charge retention channels differ significantly, the former exhibits larger slope in the $0 < |t| < 0.15$ region(fig.2). For $|t| > 0.15$ the slopes of both distributions seem to be closed.

Due to the proximity of the pion pole to the physical region the one pion exchange model might be a good approximation for the events with the small momentum transfer. In order to examine this hypothesis suggested by Foster et al./3/ the comparison was made with the prediction of one pion exchange model, in which the pion exchange takes place between proton target and the deuteron acting as a whole (the corresponding diagram is shown in fig. 3).

In fig. 4 the two nucleons effective mass distribution of the events with $|t| < 0.15$ is presented. The curve was calculated according to the formula:

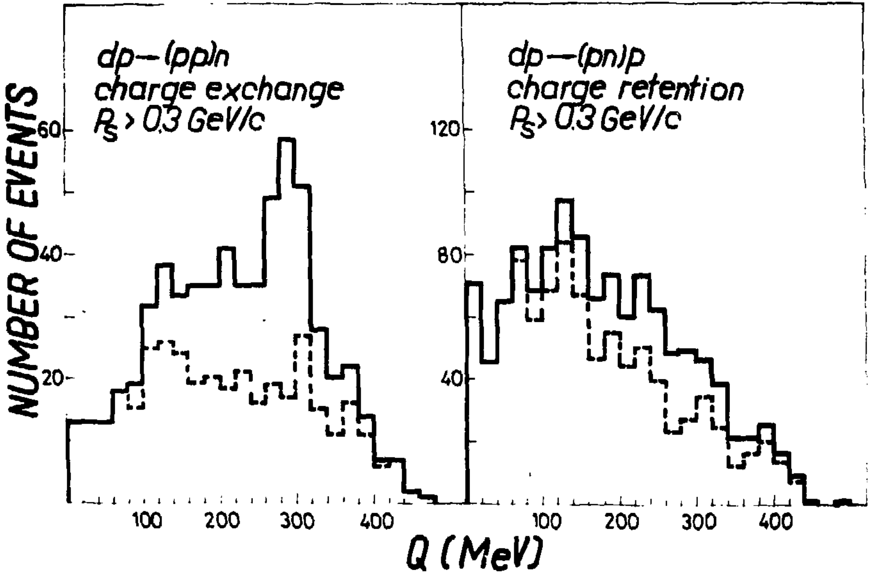


Fig. 1. The $Q=M_{NN}-2M_N$ distribution for the charge exchange and the charge retention channels. The dotted histograms correspond to the events with $|t| > 0.15$ GeV^2.

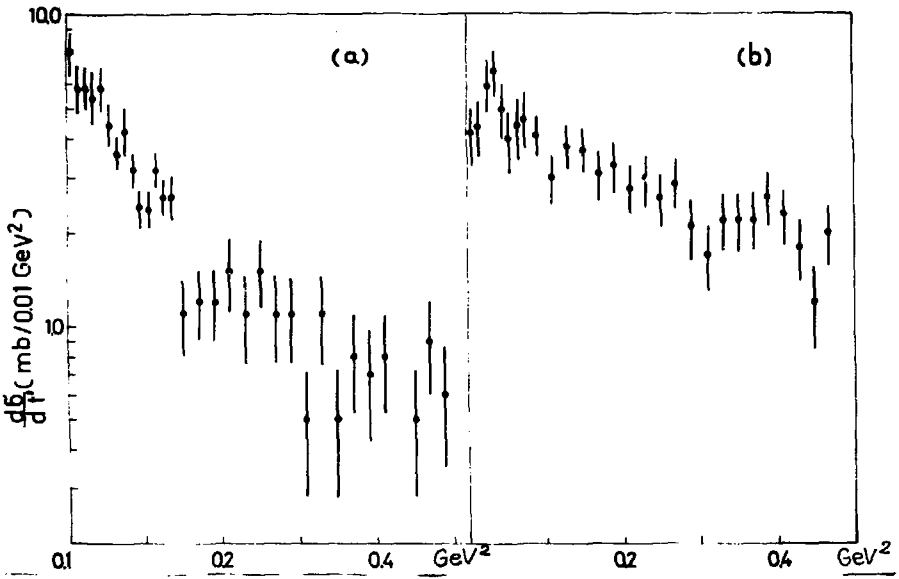
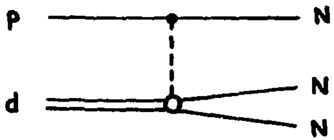


Fig. 2. The dσ /dt' distribution for a) charge exchange and b) charge retention channels (where $t' = t - t_{min}$ and t is the four momentum transfer between the target proton and the slowest nucleon in the laboratory system).



$$\frac{d\sigma}{dM} \sim QM^2\sigma_{\pi d}(M)\int_{\Delta_{min}}^{\Delta_{max}} \frac{\Delta^2}{(\Delta^2+\mu^2)^2}\, d\Delta^2,$$

where Q is the three momentum of a nucleon in the two nucleons CMS, M is the effective mass of two nucleons and μ is the pion mass. It is seen that the curve reproduces the shape of the experimental distribution in the $M > 2.1$ GeV region for both, charge exchange and charge retention channels. The observed shape of the peak in the Q-distribution reflects the behaviour of $\pi^+ d \to pp$ reaction cross section (fig. 5), however, the production of large masses is attenuated by the influence of the $|t|_{min}$ cut, so the width of the peak is smaller than that for the $\pi^+ d \to pp$ reaction.

We compare also the experimental angular distribution in the CMS of the two slow nucleons (fig. 6) with the angular distribution taken from the existing experimental data on the $\pi^+ d \to pp$ reaction at appropriate pion energy (see ref. [4]). The agreement is observed.

We would like to indicate another mechanism which might be responsible for the appearance of the observed signal (or of a part of it) in the pp effective mass distribution. Namely, one can also tempt to ascribe the peak to the resonance in the Δ-N system (see, e.g., ref. [5]). In this case the two proton decay mode of such a hypothetic (ΔN) resonance implies the spin and parity $J = 2^+$.

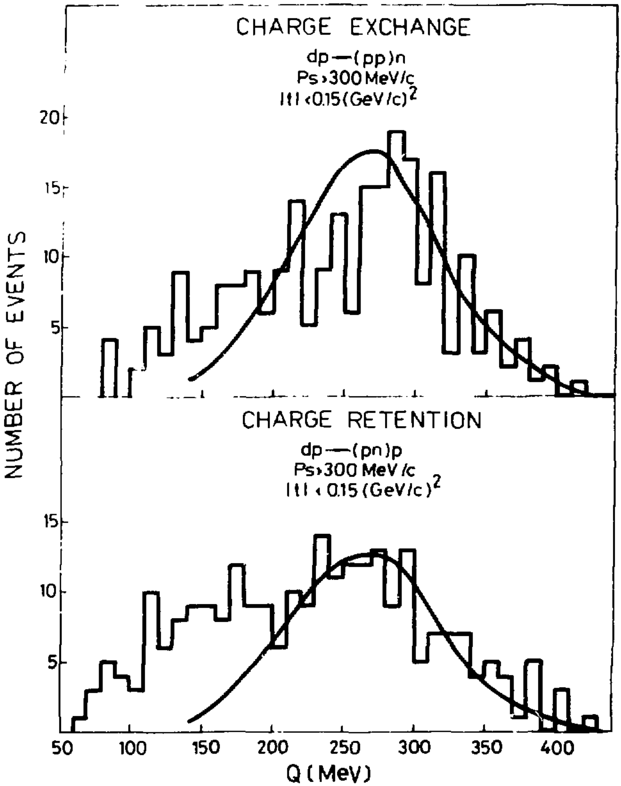


Fig. 4. The Q distribution for the charge exchange and the charge retention channels for the events with $|t| < .15$ GeV^2 and Ps $>$ 300 MeV/c.

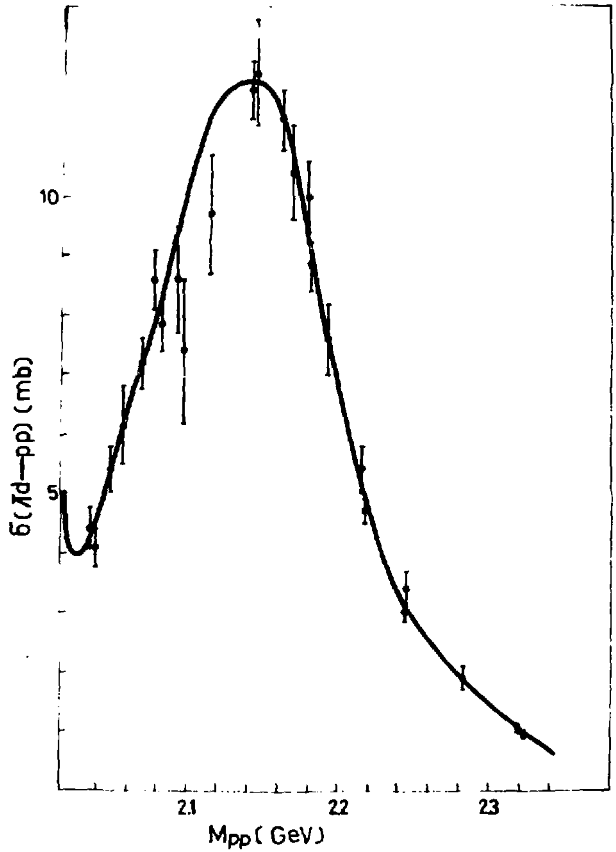


Fig. 5. The compilation of the cross section for the $\pi^+ d \rightarrow pp$ reaction.

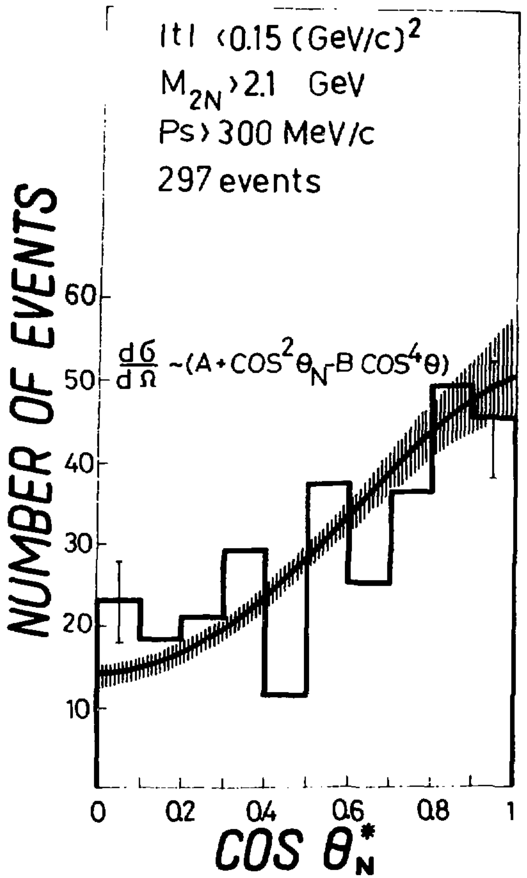


Fig. 6. The angular distribution of slow nucleons in their CMS system with respect to the direction of motion of this system in the deuteron rest frame.

References

1. B.S.Aladashvili et al. Dubna-Warsaw Collaboration, Nucl.Phys., B86, 461 (1975).
2. B.S.Aladashvili et al. Dubna-Warsaw Collaboration, JINR Report, 1-7645, Dubna, 1975 and Nucl.Instr. and Meth., 129 (1975), in press.
3. R.Poster et al. Phys.Rev.Lett., 33, 1625 (1974).
4. C.Richard-Serre et al. Nucl.Phys., B20, 413 (1970).
5. L.A.Kondratyuk and I.S.Shapiro. Sov. Journ. of Nucl.Phys., 12, 220 (1971) and references therein.
   H.Arenhovel. Phys.Lett., 49B, 329 (1974), and references therein.

ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ПРОДУКТОВ $\pi^{\pm}$ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ КАК ИСТОЧНИК ИНФОРМАЦИИ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ НА ПЕРИФЕРИИ АТОМНОГО ЯДРА

К. Миллер, В. Пэрыт, Я. Плюта, З. Стругальский
Институт физики Варшавского технического университета

В ~~настоящей~~ работе на примере исследования ядерных реакций $\pi^{\pm}$ + Xe, ~~будет~~ показано, как можно использовать распределения взаимодействий по числу $N_{сн}$ вторичных заряженных продуктов (кратностные характеристики) для исследования взаимного расположения нейтронов и протонов на периферии ядра мишени. Будут приведены предварительные результаты исследования, в частности, исследования соотношения числа нейтронов N_n к числу протонов N_p, N_n/N_p. Исследования велись на снимках 26-литровой ксеноновой пузырьковой камеры, облученной в пучках π^+-мезонов с импульсом 2.34 ГэВ/с и π^--мезонов с импульсом 9 ГэВ/с, и на снимках 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры, облученной в пучке π^--мезонов с импульсом 3.5 ГэВ/с.

Метод исследования /1/ основывается на двух фактах: а/ взаимодействия с небольшим числом вторичных заряженных продуктов $N_{сн} \leqslant 4$ являются в основном квазиэлементарными, происходящими на периферии ядра-мишени /1,2/; б/ согласно закону сохранения электрического заряда, реакциям "π^- + нейтрон" и "π^+ + нейтрон" соответствуют нечетные числа $N_{сн}$ заряженных продуктов; реакциям "π^- + протон" и "π^+ + протон" соответствуют четные числа $N_{сн}$. На рис. 1 показано распределение вероятности $f(\frac{r}{R})$ взаимодействия π^+-мезонов с импульсом 2.34 ГэВ/с с квазисвободными нуклонами ксенона в зависимости от расстояния от центра ядра, измеряемого в длинах радиуса ядра R /3/. На этом рисунке дано также распределение плотности ядерной материи в ядре ксенона и сурьмы. На рис.2 показаны распределения $\pi^{\pm}$ + Xe-взаимодействий по $N_{сн}$, соответственно для 2.34 и 3.5 ГэВ/с; виден разный ход распределений для $N_{сн}$ четных и $N_{сн}$ нечетных. Для исследований относительного распределения нейтронов и протонов интересны лишь участки кратностных характеристик, относящиеся к малым значениям $N_{сн}$.

Участки распределений исследуемых реакций по $N_{сн}$ для малых значений кратностей, для взаимодействий π^+ + Xe при 2.34ГэВ/с и π^- + Xe при 3.5 и 9 Гэв/с показаны на рис. 3. В распредения входят в основном реакции типа:

$$\Pi^{\pm} + \text{нейтрон} \longrightarrow \Pi^{\pm} + \text{нейтрон},$$
$$\Pi^{\pm} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \text{нейтрон},$$
$$\Pi^{\pm} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \text{нейтрон}.$$

$$/I/$$

$$\Pi^{\pm} + \text{протон} \longrightarrow \Pi^{\pm} + \text{протон},$$
$$\Pi^{\pm} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \text{протон},$$
$$\Pi^{\pm} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \text{протон}.$$

Полные сечения взаимодействий со свободными протонами и нейтронами при значениях импульсов настоящих исследования не отличаются друг от друга /4-6/. В первом приближении предположим, что они не отличаются и для соответствующих каналов реакций. Используя это, мы определили значения соотношения N_n/N_p. Результат показан в таблице I.

Таблица I.

Камера	Налетающая частица	Число снимков	Число случ.	Импульс П	Соотношение N_n/N_p
26 л.	Π^{+}	20000	6I00	2.34	1.51 ± 0.16
26 л.	Π^{-}	-	5689	[illegible]	1.47 ± 0.17 /I/
I80 л.	Π^{-}	5000	I544	3.5	1.44 ± 0.18

Представленные в таблице результаты нуждаются еще в дальнейшем анализе, особенно с точки зрения поправок на возможный неучёт треков в просмотре. Однако уже сейчас видно, что метод позволяет определить соотношение N_n/N_p. Во всем ядре ксенона соотношение составляет I.43.

Дальнейшие исследования ведутся в направлении исключения возможных неопределенностей в отборе случаев. С этой целью исследуются такие реакции, продукты которых идентифицируются легко и чётко. К ним относятся:

$$\Pi^{+} + \text{нейтрон} \longrightarrow \Pi^{+} + \Pi^{0} + \text{нейтрон},$$
$$\Pi^{+} + \Pi^{-} + \Pi^{+} + \text{нейтрон}; \qquad \text{для } \Pi^{+} + Xe$$
$$\Pi^{+} + \text{протон} \longrightarrow \Pi^{+} + \Pi^{-} + \Pi^{+} + \text{протон},$$
$$\Pi^{+} + \Pi^{0} + \text{протон}$$

и $$/2/$$

$$\Pi^{-} + \text{нейтрон} \longrightarrow \Pi^{-} + \Pi^{0} + \text{нейтрон},$$
$$\Pi^{-} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \text{нейтрон}; \qquad \text{для } \Pi^{-} + Xe$$
$$\Pi^{-} + \text{протон} \longrightarrow \Pi^{-} + \Pi^{+} + \Pi^{-} + \text{протон},$$
$$\Pi^{-} + \Pi^{0} + \text{протон}.$$

После учета сечений для соответствующих каналов реакций можно по числу взаимодействий с квазисвободными нуклонами оценить значение соотношения N_n/N_p.

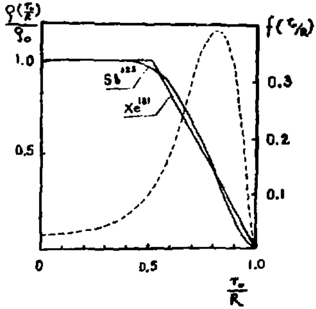


Рис. I

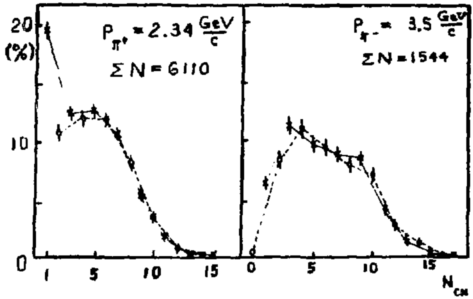


Рис. 2

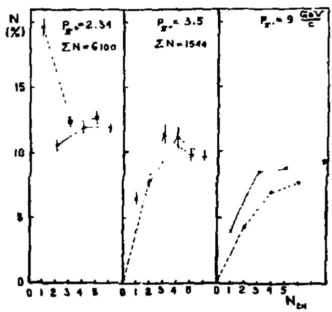


Рис. 3

Разработанный наш метод может служить для определения значения соотношения N_n/N_p и другими экспериментальными техниками, например с помощью электронной аппаратуры. Очевидно, что такая методика исследования позволяет получать значения N_n/N_p для других ядер атомов, не только ксенона.

Литература

1. Z.S. Strugalski. Nuclear Phys., 87, 280/1966/.
2. Z.S. Strugalski, T. Siemiarczuk. Phys.Lett., 13, 347/1964/.
3. Б. Словинский. Я.Ф., 19, 59:/1974/.
4. И.И. Шмушкевич, Н. Душин. ДАН СССР, 106, 801/1956/.
5. И.И. Шмушкевич. ДАН СССР, 103, 235/1955/.
6. Compilation of cross sections I: π^- and π^+ induced reactions, CERN/HERA 72-1, 11.5.1972.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ АТОМОВ

З.С.Стругальский

Институт физики Варшавского технического университета

Исследования процессов соударений быстрых ядерно-активных частиц с ядрами атомов связаны с тремя проблемами более широкого значения:а)с проблемой механизма прохождения быстрой частицы через сгусток ядерной материи, каким является атомное ядро; б)с проблемой структуры атомного ядра; в)с проблемой ядерных сил. Обычно в исследованиях соударений"частица -ядро" до сих пор обращалось в основном внимание на две первые проблемы.Третья проблема обсуждалась мало - существовало широко распространенное мнение, что вопрос ядерных сил может быть решен лишь путем изучения соударений"частица -нуклон", обычно называемых элементарными соударениями.

Почти во всех экспериментальных исследованиях, проводимых стандартными методами, в основном с помощью фотоэмульсий или пузырьковых камер ,наполненных пропаном или фреоном, исследователи встречались с затруднениями методического характера. Оставалась неопределенность в идентификации ядра-мишени в начальной стадии процесса соударения; не было возможности идентифицировать в полном телесном угле и в полном диапазоне значений энергий, начиная с нуля, частиц определенного сорта,обильно рождаемых, характеристики которых и есть те факты,которые составляют опытную основу взглядов на все три вышеуказанные проблемы.

С другой стороны,для получения определенных сведений об актах соударений быстрых частиц с ядром необходимо иметь определенные исходные данные - определенную налетающую частицу и определенное ядро-мишень; нужно располагать однозначными характеристиками хотя бы некоторых,если не всех,вторичных частиц, в полном телесном угле их эмиссии и в полном, начиная с нуля, диапазоне значений их энергий.Ядро-мишень,кроме этого, для исследований должно быть не слишком мало , чтобы процесс прохождения быстрой частицы через ядерную материю четко вырисовывался.

Имея в виду все эти требования к эксперименту и намеченные физические задачи, мы вели поиски подходящей методики исследования. В результате была выбрана методика ксеноновых пузырьковых камер, которая в большой мере удовлетворяет определенным выше условиям эксперимента.

I. Основные сведения о методике исследования

Ограничимся только сведениями о важнейших возможностях применяемой нами методикой; подробности , касающиеся методической процедуры,описаны уже достаточно полно/I,2/.

Первичные пучковые частицы известной природы и энергии соударяются с массивными ядрами химически определенного вещества, ксенона (Z =54,A = I3I).Рожденные в центральной области камеры Π^0-мезоны регистрируются со I00%-ной эффективностью в полном телесном угле и в полном диапазоне встречаемых значений энергий,начиная с нуля.Энергии этих Π^0 - мезонов определяются со средними точностями 8-I0% и углы их эмиссии-с точностями 0,5 - 2 градуса. Эмиттируемые в реакциях,происходящих в центральной области камеры, протоны с кинетическими энергиями 20-200 МэВ регистрируются со I00%-ной эффективностью в полном телесном угле;их энергии определяются с точностью 10-1 % и углы эмиссии-с точностью 1-5 градусов. Кроме этого, легко идентифицируются Π^+ - мезоны по характерной цепочке заряженных продуктов распада: $\pi^+ \to \mu^+ \to e^+$. Максимальные энергии Π^+ -мезонов, регистрируемых в полном телесном угле, составляют около 100 МэВ. Другие частицы V^0, K^+-регистрируются не хуже, чем в других камерах; можно идентифицировать частицы, распадающиеся на Π^0 - мезоны и гамма-кванты.

По простым признакам, по числу вторичных заряженных продуктов реакции можно легко и с высокой степенью достоверности определить, происходит ли реакция на квазисвободном нуклоне ядра мишени.

2. Основные экспериментальные факты

Среди всех полученных в исследованиях сведений можно выделить следующие основные экспериментальные факты, относящиеся к взаимодействиям при энергиях 2-10 ГэВ:

1. Основными, почти едиными источниками гамма-квантов, эмиттированных во взаимодействиях, являются Π^0-мезоны; в квазиэлементарных взаимодействиях, особенно в районе значений энергий около 3 ГэВ, заметную долю источников составляют η^0-мезоны /3,4/.

2. Распределение взаимодействий по кратности эмиттированных Π^0-мезонов почти одинаково для всех классов взаимодействий - квазиэлементарных и обычных ядерных /5/.

3. Кратность Π^0- мезонов почти не зависит от кратности вторичных заряженных частиц; значение средней кратности растет с ростом энергии взаимодействующих с ядром частиц. /5/

4. Протоны преобладают среди вторичных продуктов реакции, особенно при больших кратностях (больше 2-4), вторичных заряженных частиц. /6/

5. Средняя кинетическая энергия вторичных протонов не зависит от числа вторичных заряженных продуктов реакции; среднее значение этой энергии составляет $\sim$ 70 МэВ[6].

6. Наблюдается заметное число протонов с кинетическими энергиями до 300 МэВ, направленных под большими углами в лабораторной системе координат[6,7].

3. Обсуждение основных результатов

Полученные в проведенных исследованиях характеристики Π^o-мезонов и протонов еще неполны; набор экспериментальных фактов продолжается. Однако уже на основании имеющегося материала можно сделать следующие заключения[5,8]:

1. Наблюдаются четкие качественные различия между предсказаниями модели внутриядерного каскада и результатами эксперимента относительно кратности эмиссии Π^o-мезонов.

2. Характеристики кратностей эмиссии Π^o-мезонов в ядерных взаимодействиях сходны с характеристиками кратностей эмиссии Π^o- мезонов в элементарных и квазиэлементарных взаимодействиях.

3. Зависимость энергетических и угловых характеристик протонов от кратности их эмиссии не согласуется качественно с предсказаниями модели внутриядерного каскада.

4. Угловое распределение Π^o-мезонов и протонов согласуется качественно с предсказаниями модели внутриядерного каскада.

Экспериментальные данные, касающиеся структуры ядра мишени, будут изложены в наших докладах, представленных на эту конференцию сотрудниками Института физики Варшавского технического университета доктором Б.Словинским и К.Миллер.

Пока наш экспериментальный материал не анализировался с точки зрения характера сил взаимодействия ядерно-активных частиц с ядерной материей.

ЛИТЕРАТУРА

1. З.С.Стругальский,ОИЯИ, Р13-6406,Дубна,1972.
2. З.С.Стругальский, в трудах международн. семинара "Векторные мезоны и электромагнитные взаимодействия, ОИЯИ 2-4816, Дубна, 1969, стр. 563.
3. З.С.Стругальский, И.В.Чувило, З.Яблонский,Т.Канарек,Л.С.Охрименко, Д.Пинтер, Б.Словинский, ОИЯИ, Е1-5349,Дубна,1970.
4. Б.Словинский, З.Стругальский, ОИЯИ,Р1-4076,Дубна,1975.
5. К.Миллер,Я.Плюта, В.Перит,З.С.Стругальский,ОИЯИ,Р1-9083, Дубна,1975.
6. З.Стругальский, Я.Плюта,ОИЯИ,Р1-7730,Дубна,1974.
7. Б.Словинский, З. Стругальский,Б.Среднява,ОИЯИ,Е1-8694,Дубна,1975.
8. Я.Плюта,Кандидатская диссертация,Варшава,Варшавский технический университет,1975.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ОБМЕНА ЗАРЯДОМ Π^+-МЕЗОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 2.34 ГэВ/с НА ЯДРЕ КСЕНОНА И ВОПРОС О СУЩЕСТВОВАНИИ П-МЕЗОНОВ ВНУТРИ ЯДРА

Б. Словинский, Б. Среднява,
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
З. Стругальский
Институт физики Варшавского технического университета

1. Введение

Взаимодействия релятивистских частиц с атомными ядрами, приводящие к эмиссии небольшого числа вторичных частиц, представляют интерес с точки зрения исследования ядерных структур. В частности, это относится к двух- и квазидвухчастичным каналам реакций, отличающимся особенной простотой. Они также достаточно подробно изучены с использованием свободных нуклонов как мишени. В настоящей работе изложены результаты анализа Π^++Xe-взаимодействий при 2.34 ГэВ/с, сопровождающихся эмиссией k=2-гамма-квантов и ~~$N_\gamma \leqslant 4$~~-вторичных заряженных частиц. В основном изучались каналы реакции с эмиссией Π^0- и η^0-мезонов и не более чем одним протоном, останавливающимся в камере: Π^++Xe $\to$ Π^0+/N_γ=0;1 ост./ /1/, и Π^++Xe $\to$ / $\eta^0 \to 2\gamma$/ + /N_γ=0;1 ост./ /2/. Целью работы является выделение внутриядерной эффективной мишени, участвующей в этих процессах. Работа выполнена при помощи 26-литровой ксеноновой пузырьковой камеры ОИЯИ /далее в тексте КПК/.

2. Описание эксперимента

Методика анализа случаев взаимодействий, регистрируемых на снимках с КПК, описана в наших публикациях$^{/1\div5/}$. В работе было использовано 550 тыс. стереофотографий камеры, причем на 50 тыс. кадров было отобрано 796 событий с числом вторичных заряженных частиц $N_\gamma \leqslant 4$ и k=2 гамма-квантами. Они обозначены как Π^++Xe $\to \gamma\gamma$ +/$N_\gamma \leqslant 4$/ /3/. На остальных 500 тыс. снимках было отобрано 701 событие с N_γ=0;1 ост. и k=2. В результате анализа этих событий были выделены каналы взаимодействий /1/ и /2/. Более подробно процедура выделения каналов взаимодействий описана ранее /6/.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Энергетические распределения Π^0- и η^0-мезонов

На рис.1 приведены распределения по полным энергиям Π^0- и η^0-мезонов, образованных во взаимодействиях типа /1/ и /2/. Нанесено также распределение по суммарной энергии пар гамма-квантов из тех событий, в которых эффективные массы двух гамма-квантов не удовлетворяли принятым условиям коррекции энергии /6/. Здесь же представлено энергетическое распределение Π^0-мезонов из реакции /3/.

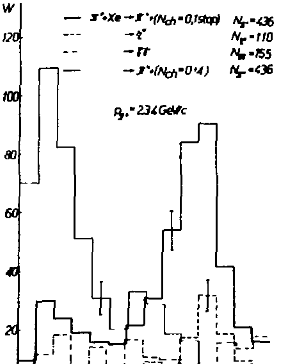


Рис.1. Распределение взаимодействий $\Pi^+ + Xe \to 2\gamma + /N_\gamma = 0;1$ ост./ при 2.34 ГэВ/с по суммарной энергии: — Π^0-мезонов, --- η^0-мезонов и -·- $\Pi\Pi$, не удовлетворяющий условию коррекции; — энергетическое распределение Π^0-мезонов из реакции /3/ при 2.34 ГэВ/с.

В энергетическом распределении π^0- и η^0-мезонов из взаимодействий типа /I/ и /2/ выделяется четкий максимум в области энергии 2000-2200 МэВ, чего следовало бы ожидать в случае реакции типа $\pi^+ + n \to \pi^0 + p$ и $\pi^+ + n \to \eta^0 + p$. Второй, меньший по величине, пик в энергетическом распределении π^0-мезонов в области $E_{\gamma} = 200 - 400$ МэВ обусловлен процессами, в которых возникает большее количество частиц. Подтверждением этому является энергетическое распределение π^0-мезонов из инклюзивной реакции /3/, четко выраженный максимум которого находится в этой области.

3.2. Угловые распределения π^0- и η^0-мезонов

На рис. 2 угловое распределение π^0-мезонов из реакции /I/ и η^0-мезонов из реакции /2/ сравнивается в постулированной системе пион-нуклон /CMS/ с соответствующим распределением π^0-мезонов из реакции $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ при 2.39 ГэВ/с.

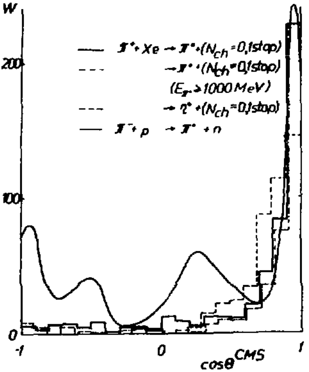


Рис.2. Угловое распределение π^0-мезонов из реакции /1/ при 2.34 ГэВ/с в постулированной системе π-нуклон: -·- то же, но для π^0-мезонов с $E_{\gamma} > 1000$ МэВ. Сплошная кривая соответствует угловому распределению π^0-мезонов из реакции $\pi^- + p \to \pi^0 + n$ при 2.39 ГэВ/с /7/. Все распределения взаимно нормированы в области $\cos\theta_{\pi^0}^{CMS} = 0.9 - 1$. -- угловое распределение в CMS η^0-мезонов из взаимодействий /2/.

Дополнительно представлено там угловое распределение Π^0-мезонов из реакции /I/, полная энергия которых $E_{\Pi^0} \geq 1000$ МэВ. На этом рисунке приведено также угловое распределение в CMS η^0-мезонов.

Можно заметить, что в области $\cos\theta_{\gamma}^{CMS}=-1+0.6$ спектр углов эмиссии Π^0-мезонов из реакции /I/ при 2.34 ГэВ/с существенно отличается от соответствующего спектра Π^0-мезонов из реакции перезарядки $\Pi^- + p \to \Pi^0 + n$ при 2.39 ГэВ/с /7/.

3.3. Зависимость угла эмиссии Π^0- и η^0-мезонов от их полной энергии

На рис. 3 представлено двухмерное распределение Π^0-мезонов из взаимодействий типа /I/ при 2.34 ГэВ/с по углу эмиссии и полной энергии в лаб.системе.Здесь же нанесены кинематические кривые,соответствующие столкновениям Π^+-мезонов с импульсом 2,34Гэв/с с мишенью, состоящей из одного, двух, трех и четырех нуклонов, а также с Π-мезоном и гипотетической мишенью с массой, равной 40, 80 и 100 МэВ, соответственно. Штрихованной кривой изображена область допустимых значений энергии и углов эмиссии Π^0-мезонов из реакции $\Pi^+ + n \to \Pi^0 + p$ при 2.34 ГэВ/с с учетом фермиевского движения нейтрона. Внутри области, ограниченной штрихованными линиями, должно содержаться не менее 90% таких Π^0-мезонов, если не учитывать их рассеяния и поглощения внутри ядра.

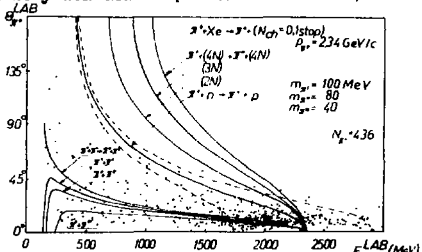


Рис. 3. Распределение Π^0-мезонов из реакции /I/ при 2.34 ГэВ/с по углу эмиссии и полной энергии в лаб.системе.Сплошными линиями нанесены кинематические кривые,соответствующие реакциям,указанным на рисунке.Штрихованной линией изображена область допустимых значений углов эмиссии и полных энергий Π^0- мезонов, обусловленных фермиевским движением квазисвободного нейтрона.

Можно заключить, что имеется значительная коллимация эмиссии Π^0-мезонов из взаимодействий типа /I/ при 2.34 ГэВ/с в области малых углов эмиссии, чего не должно было бы наблюдаться в случае, если бы изучаемые Π^0-мезоны происходили от столкновений Π^+-мезонов с квазисвободными внутриядерными нейтронами. Отмеченная коллимация соответствует массе внутриядерной гипотетической мишени,по порядку величины равной массе П-мезона.

Интересно подчеркнуть, что аналогичное распределение Π^0-мезонов из инклюзивной реакции /3/ проявляет ту же тенденцию.

Возможность существования частиц с массой порядка массы П-мезона может быть связана с реальным присутствием внутри ядра пионов как квантов ядерных сил. Следует отметить, что в случае взаимодействий типа /2/ углы эмиссии и энергии η^0-мезонов не противоречат кинематике реакции $\Pi^+ + n \to \eta^0 + p$, если учесть фермиевское движение внутриядерных нейтронов /6/.

Литература

1. З.С.Стругальский, И.В.Чувило, Т.Гемеши, И.А.Ивановская, Э.Яблонский, Т.Канарек, С.Красновский, Л.С.Охрименко, Г.Пинтер, Б.Словинский. Препринт ОИЯИ, EI-5349, Дубна 1970.
2. И.А.Ивановская, Т.Канарек, Л.С.Охрименко, Б.Словинский, З.С.Стругальский, И.В.Чувило,Э.Яблонский. ПТЭ, 2, 39 /1968/.
3. Б.Словинский, З.Стругальский. Препринт ОИЯИ, PI-4076, Дубна 1968.
4. З.С.Стругальский. Пузырьковые камеры. Материалы рабочего совещания по методике пузырьковых камер.Дубна,ОИЯИ,1969/с.26/.
5. Б.Словинский. Сообщение ОИЯИ, PIO-7681, Дубна, 1974.
6. Б.Словинский, З.Стругальский, Б.Среднява. Препринт ОИЯИ, EI-9084. Дубна 1975.
7. J.E.Nelson, R.B.Chaffee, O.I.Dahl, R.W.Kenuey, J.R.Linscott, M.Pripstein, T.B.Risser, A.Skuja, M.A.Wahlig. Phys.Lett., 47B, N.3, 281 (1973).

V. Общие вопросы квантовой теории поля.

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ДЛИНА КАК НОВЫЙ МАСШТАБ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

В.Г.Кадышевский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

"Следы геометрии запечатлены в мире так, словно геометрия была прообразом мира"

Иоганн Кеплер

§ I. Введение

В основу настоящего обзора положен ряд работ А.Донкова, М.Матеева, Р.Мир-Касимова и автора /I-9/. Эти работы носят сугубо поисковый характер. В них предпринята попытка выхода за рамки современной квантовой теории поля (КТП) с целью заложить фундамент для последовательной теории элементарных частиц.

Как известно, существующая КТП представляет собой нетривиальное объединение двух теорий – квантовой механики и теории относительности. Каждая из этих компонент вносит в КТП свой характерный масштаб: квантовая механика – постоянную Планка $\hbar$, теория относительности – скорость света c.

Из величин $\hbar$ и c нельзя построить комбинацию, которая бы имела размерность длины или времени. Это обстоятельство отражает тот факт, что в КТП геометрия пространства-времени остается в принципе такой же, как в "классической" физике. Другими словами, микроскопические расстояния качественно ничем не отличаются от макроскопических, а течение времени в ультракоротких интервалах такое же, как в интервалах произвольно большой длительности. Такое однородное пространство-время называется псевдоевклидовым или пространством Минковского.

Есть немало физиков, разделяющих убеждение, что существующая КТП слишком прямолинейно решает вопрос о синтезе квантовой механики и релятивизма. По их мнению, распространение релятивистских понятий на квантовые объекты обязательно должно приводить к радикальному пересмотру концепции псевдоевклидовости пространства-времени в области малых масштабов. Размеры этой области характеризуются новой универсальной постоянной – фундаментальной длиной ℓ.

На расстояниях порядка ℓ и при временах порядка ℓ/c обычные метрические соотношения должны утрачивать силу. Поэтому, например, становится бессодержательным понятие длины волны де Бройля $\hbar/p$, если

$$\frac{\hbar}{p} \lesssim \ell . \tag{1}$$

Можно сказать и иначе: в области

$$p \gtrsim \hbar/\ell \tag{2}$$

старое понятие импульса уже является непригодным. Заметим, кстати, что с геометрической точки зрения все 4-импульсы, фигурирующие в аппарате обычной КТП, образуют свое псевдоевклидово пространство. Преобразование Фурье с плоскими волнами

$$\langle x|p\rangle = e^{ixp} \tag{3}$$

отображает псевдоевклидово x -пространство на псевдоевклидово p -пространство, и наоборот.

В силу сказанного выше, если поверить в существование фундаментальной длины ℓ, современная КТП, опирающаяся на псевдоевклидовы x- и p -пространства, может претендовать на адекватное описание лишь таких физических явлений, в которых характерные расстояния и промежутки времени значительно превышают величины ℓ и ℓ/c, а импульсы и энергии частиц заметно меньше величин $\hbar/\ell$ и $\hbar c/\ell$.

Исторически развитие идеи о фундаментальной длине теснейшим образом связано с поиском решения проблемы ультрафиолетовых расходимостей в теории поля. Эта трудность в том или ином виде присуща всем известным формулировкам КТП. Например, в *дисперсионном подходе вместо расходящихся интегралов появляются* произвольные постоянные, связанные с вычитательной процедурой. Подобные неоднозначности возникают и в точно решаемых полевых моделях /10/.

Во всех рассматриваемых случаях появлением расходимостей и неоднозначностей теория обязана области малых 4-расстояний, или, если перейти в p -представление, области больших виртуальных 4-импульсов. Можно думать поэтому, что эти дополнительные друг другу области являются "критическими" для современной КТП. По счастливой случайности в перенормируемых теориях их вклад может быть включен в ненаблюдаемые затравочные постоянные. В результате, например, в квантовой электродинамике любой процесс может быть рассчитан со сколь угодно высокой точностью. Однако при этом *массы и заряды частиц должны быть взяты из опыта, ибо теоретическое вычисление этих величин оказывается принципиально невозможным.*

Что касается неперенормируемых теорий поля, то, вообще говоря, для них вопрос об устранении ультрафиолетовых расходимостей остается открытым.

Как известно /11-13/, с формально математической точки зрения ультрафиолетовые расходимости связаны с наличием в аппарате теории в конфигурационном представлении произведений сингулярных обобщенных функций с совпадающими особенностями. Эти особенности (полюса, δ -функции, разрывы) локализуются либо на всем световом конусе

$$x_0^2 - \vec{x}^2 = 0 \quad , \tag{4}$$

либо в его вершине.

Простейшим одномерным примером /13/ такого рода произведения может служить выражение

$$\theta(t)\,\delta(t), \tag{5}$$

где

$$\theta(t) = \begin{cases} 1 & , \ t>0 \\ 0 & , \ t<0 \end{cases} \quad , \tag{6}$$

а $\delta(t)$ - временная δ -функция. Учитывая, что

$$\theta(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iEt} \frac{dE}{E - i\varepsilon}, \tag{7}$$

запишем (5) в виде:

$$\theta(t)\delta(t) = \delta(t) \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{E - i\varepsilon} . \tag{8}$$

Интеграл в формуле (8) расходится в области больших $|E|$. Более строгое рассмотрение с привлечением теории обобщенных функций дает

$$\theta(t)\delta(t) = C\,\delta(t), \tag{9}$$

где C – произвольная постоянная.

Если вклад больших $|E|$, скажем, значений

$$\left|\frac{E}{C}\right| \gtrsim \frac{t}{\ell} \tag{10}$$

будет каким-то образом подавлен, то интеграл (8) станет сходящимся и соответственно исчезнет произвол в (9). Так совсем упрощенно выглядит идея привлечения фундаментальной длины ℓ с целью избавления теории от расходимостей.

Модели теории поля, в аппарат которых введена фундаментальная длина с целью избавления от ультрафиолетовых расходимостей, принято называть "нелокальными". По нелокальным КТП существует обширная литература. Предложено немало схем, в которых расходящиеся интегралы сделаны конечными с помощью разного рода искусственных приемов. Цена, которую приходится платить за подобную модификацию теории, довольно высока. Новая теория оказывается либо внутренне противоречивой, либо в ней не выполняются жизненно важные принципы, такие,как унитарность, релятивистская инвариантность и т.п.

По-видимому, перестройка КТП в духе гипотезы о фундаментальной длине должна быть более радикальной и начинаться еще на "геометрическом уровне".

§ 2. Импульсное пространство и хронологическое произведение

Как уже отмечалось, отсутствие в современной КТП параметра типа фундаментальной длины отражено в том, что в рамках данной теории четырехмерные p - и x -пространства считаются взаимно псевдоевклидовыми. Если теорию первоначально формулировать в импульсном представлении, то пространственно-временные переменные*) будут носить вторичный характер и, в согласии с принципами квантовой механики, представляться в операторном виде:

$$\xi_0 = -i \frac{\partial}{\partial p_0} \tag{II}$$

$$\xi^2 = \left(-i \frac{\partial}{\partial p}\right)^2 = \frac{\partial^2}{\partial \vec{p}^2} - \frac{\partial^2}{\partial p_0^2} \tag{I2}$$

и т.п. Собственными функциями этих операторов являются плоские волны $e^{ip\xi}$, а спектр собственных значений, как и должно быть, соответствует псевдоевклидовой геометрии конфигурационного пространства:

$$-\infty < \xi_0 < \infty \tag{I3}$$

$$-\infty < \xi^2 < \infty \tag{I4}$$

Заметим, что после решения данной простой задачи на собственные значения в нашем распоряжении оказываются вещи, играющие важную роль в теории взаимодействующих полей. В частности, в спектре (I4) содержится световой конус (4), который, как мы знаем, может генерировать ультрафиолетовые расходимости. Далее, в области $\xi^2 \geqslant 0$ направление течения времени ξ_0 является релятивистски инвариантным:

$$\frac{\xi_0}{|\xi_0|} = invar . \tag{I5}$$

Благодаря этому в теории возможно построение хронологического и запаздывающего произведений операторов и, в конечном счете, - формулировка принципа причинности Боголюбова /II-I3/.

---

*) По соображениям, которые станут ясными позднее, мы будем теперь обозначать эти переменные греческими буквами.

Полезно иметь в виду, что операторы ξ^2, ξ_0 и $\frac{\xi_0}{|\xi_0|}$ в p-пространстве Минковского допускают простую теоретико-групповую интерпретацию. В самом деле, введем в рассмотрение 10-параметрическую группу движений этого пространства (группу Пуанкаре):

$$p'_\mu = L_\mu{}^\nu p_\nu + k_\mu \tag{16}$$

($\| L_\mu{}^\nu \|$ — матрица лоренцевского преобразования, $\mu,\nu = 0,1,2,3$).

Тогда оператор времени ξ_0 можно истолковать как генератор сдвига вдоль оси p_0, а величину ξ^2 — как оператор Казимира всей группы (16). Те представления группы Пуанкаре, где $\xi^2 \geqslant 0$, характеризуются, как известно, дополнительным знаковым инвариантом $\xi_0/|\xi_0|$.

Совсем краткое резюме рассуждений данного параграфа может быть таким: возможность построения Т-произведения в обычной КТП заложена уже в группе движений псевдоевклидова импульсного пространства.

§ 3. Переход к импульсному пространству де Ситтера

Мы уже говорили, что принятие гипотезы о существовании фундаментальной длины ℓ могло бы означать, что в области

$$|p_0/c|, |\vec{p}| \gtrsim \hbar/\ell \tag{17}$$

пространство импульсов не является псевдоевклидовым, а подчиняется другой геометрии. В соответствующей новой теории поля большие виртуальные импульсы будут описываться совершенно иначе, нежели в обычной КТП. При этом надо полагать, что рассмотренная выше проблема умножения обобщенных сингулярных функций или ультрафиолетовых расходимостей должна быть разрешена.

Но спрашивается, однако, не являются ли эти рассуждения с самого начала "незаконными" ввиду их противоречия каким-либо хорошо установленным физическим принципам?

Мы проанализировали этот вопрос в рамках аксиоматической КТП и пришли к выводу, что псевдоевклидовость четырехмерного p-пространства не следует из основных кинематических[*] посту-

---

[*] т.е. не требующих для своей формулировки выхода за массовую поверхность.

латов КТП, а является независимой аксиомой динамического характера, которая наряду с принципом причинности Боголюбова определяет способ расширения величин теории за массовую поверхность. Отказ от псевдоевклидовости p-пространства в области больших энергий и импульсов ($\gtrsim \frac{\hbar}{\ell}$) обязательно должен повлечь за собой модификацию принципа причинности в малых ($\lesssim \ell$) пространственно-временных масштабах*). Это, однако, не может привести к каким-либо трудностям и противоречиям, поскольку экспериментальной информацией о причинно-следственных связях "в малом" мы не располагаем.

Итак, псевдоевклидовость геометрии p-пространства в КТП не является догмой. Более того, можно думать, что использование псевдоевклидовых виртуальных 4-импульсов в области больших значений компонент физически не оправдано и приводит к трудностям с расходимостями.

Существует ли достаточно содержательная альтернатива описанию в терминах псевдоевклидова p-пространства? Ответом на этот вопрос является следующая гипотеза, играющая ключевую роль в нашем подходе.

Импульсное 4-пространство в КТП представляет собой пространство постоянной кривизны, которое реализуется на одной из двух гиперповерхностей пятимерного пространства ($p_0, \vec{p}, p_4$):

$$\frac{\hbar^2}{\ell^2} p_4^2 + p_0^2/c^2 - \vec{p}^{\,2} = \frac{\hbar^2}{\ell^2} \tag{18а}$$

$$\frac{\hbar^2}{\ell^2} p_4^2 - \left[\frac{p_0^2}{c^2} - \vec{p}^{\,2}\right] = \frac{\hbar^2}{\ell^2} . \tag{18б}$$

Случаю (18а) отвечает положительная кривизна, а (18б) – отрицательная. Новая универсальная постоянная ℓ, определяющая кривизну по абсолютной величине, отождествляется с фундаментальной длиной. Можно также ввести в рассмотрение фундаментальную массу

$$M = \frac{\hbar}{\ell c} , \tag{19}$$

играющую роль радиуса кривизны p-пространства.

---

*) Ср. конец § 2.

В теоретической физике пространства вида (18а)-(18б) обычно называют пространствами де Ситтера. В пределе малых 4-импульсов $|\frac{p_0}{c}|, |\vec{p}| \ll Mc$ геометрия де Ситтера неотличима от плоской псевдоевклидовой геометрии. Это составляет основу принципа соответствия между новой схемой и обычной теорией.

Если же энергии частиц, передаваемые импульсы и т.п. близки к Mc или превышают эту величину, то эффекты кривизны становятся существенными. В итоге возникает <u>новая физика сверхвысоких энергий</u>. Качественно данная ситуация напоминает, например, переход от нерелятивистской механики к релятивистской, многие предсказания которой в области больших скоростей, близких к скорости света, разительно отличаются от выводов нерелятивистской теории.

В дальнейшем, как правило, будет использоваться система единиц, в которой

$$\hbar = c = \ell = M = 1 , \tag{20}$$

и все соотношения теории становятся безразмерными. В частности, плоскому псевдоевклидову пределу в этих единицах отвечает область

$$|p_0|, |\vec{p}| \ll 1 , \quad p_4 \approx 1 . \tag{21}$$

Сейчас нельзя с уверенностью произвести окончательный выбор одной из возможностей (18а)-(18б). Ниже будет рассматриваться лишь вариант (18а). В единицах (20) это уравнение записывается так:

$$p_4^2 + p_0^2 - \vec{p}^{\,2} = 1 . \tag{22}$$

§ 4. <u>Аномальные частицы</u>

Пусть $\varphi(p)$ – оператор свободного скалярного поля массы m, заданный в p-пространстве де Ситтера (22). Ясно, что гиперболоид массовой поверхности

$$p^2 - m^2 = 0 \tag{23}$$

может принадлежать поверхности (22) лишь при соблюдении условия

$$m^2 \leqslant 1 . \tag{24}$$

Мы будем предполагать, что (24) всегда выполняется для масс тех объектов, которые описываются квантованными 4-полями. Тогда (23) эквивалентно соотношению:

$$(p_4 - m_4)(p_4 + m_4) = 0 , \tag{25}$$

где, по определению, $m_4 \equiv \sqrt{1-m^2} \geqslant 0$. Поскольку на поверхности (22) каждому фиксированному значению p отвечают два отличающиеся лишь знаком значения p_4 , то любая из скобок в (25) может обратиться в нуль:

$$p_4 - m_4 = 0 \tag{26а}$$

$$p_4 + m_4 = 0 \; . \tag{26б}$$

Ранее мы предполагали[2], что для свободных полей выполняется лишь условие (26а). Это приводило к следующему "уравнению Клейна-Гордона":

$$2\,(p_4 - m_4)\,\varphi(p) = 0 \; . \tag{27}$$

В соответствии с (27), пропагатор поля записывался в виде:

$$\mathcal{D}^c(p) = \frac{1}{2\,(p_4 - m_4 - i\varepsilon)} \; . \tag{28}$$

Легко видеть, что в плоском пределе (см. (21)) и уравнение (27) и пропагатор (28) в точности переходят в свои псевдоевклидовы аналоги.

Вправе ли мы игнорировать равенство (26б)? Аномальные состояния, для которых $p_4 = -m_4$, характеризуются 4-импульсом $(p_0, \vec{p})$ с обычным соотношением (23) между энергией и импульсом.

Рассмотрим соответствующее уравнение движения, аналогичное (27):

$$2\,(p_4 + m_4)\,\psi(p) = 0 \; . \tag{29}$$

Ему отвечает пропагатор (ср. с (28))

$$\Delta^{c}(p) = \frac{1}{2\,(p_4 + m_4 + i\varepsilon)}\,, \tag{30}$$

имеющий полюс в точке $p_4 = -m_4$. Однако, в отличие от (28), в плоском пределе

$$\Delta^{c}(p) \to \frac{1}{2\left[1 - \frac{p^2}{2} + 1 - \frac{m^2}{2}\right]} \simeq \frac{1}{4}\,. \tag{31}$$

Следовательно, обмен аномальной частицей при малых передаваемых импульсах эквивалентен контактному взаимодействию с константой связи $\sim \ell^2$. Здесь сразу возникает ряд вопросов, которые мы сформулируем, но, к сожалению, оставим пока без ответа:

I) Существуют ли аномальные частицы $(p_4 < 0)$ в природе? Если существуют, то как их можно отличить от частиц обычной материи?

2) Каков физический смысл преобразования симметрии $p_4 \to -p_4$? (Это преобразование оставляет инвариантным уравнение (22) и связывает между собой уравнения (27) и (29)).

3) Можно ли контактное четырехфермионное слабое взаимодействие интерпретировать как плоский предел взаимодействия, вызванного обменом аномальным векторным мезоном? Если на этот вопрос будет дан положительный ответ, то (ср. /14/)

$$\ell \sim \ell_{FERMI}\,. \tag{32}$$

Ниже мы уже не будем возвращаться к аномальным частицам.

§ 5. Группа де Ситтера

Введем в p-пространстве де Ситтера (22) ортогональные координаты $(\omega, \vec{p})$, полагая

$$\begin{aligned} p_0 &= \sin\omega\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}} \\ p_4 &= \cos\omega\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}} \end{aligned}\quad, |\omega| \leqslant \pi. \tag{33}$$

В этих координатах инвариантный элемент объема p -пространства записывается в виде

$$d\Omega_p = 2\,\delta(p_0^2 - \vec{p}^{\,2} + p_4^2 - 1)\, d^5 p = d\omega\, d\vec{p}\,. \tag{34}$$

Положим далее

$$\delta(p,p') \equiv \delta(\omega-\omega')\,\delta(\vec{p}-\vec{p}\,')\,. \tag{35}$$

Отсюда с помощью (33)-(34) нетрудно установить, что

$$\delta(p,p') = \theta(p_4 p_4')\,|p_4|\,\delta(p-p')\,. \tag{36}$$

В работе/2/ было установлено, что коммутационное соотношение для операторов $\varphi(p)$, подчиняющихся уравнению (27), имеет вид:

$$[\varphi(p),\varphi(p')] = \delta(p,-p')\,\varepsilon(p_0')\,\delta(2p_4 - 2m_4)\,. \tag{37}$$

Используя координаты $(\omega,\vec{p})$, это равенство можно переписать так:

$$[\varphi(\omega,\vec{p}),\varphi(\omega',\vec{p}\,')] = \delta(\omega+\omega')\,\delta(\vec{p}+\vec{p}\,')\,\varepsilon(\omega')\,\delta(2\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}}\,\mathrm{ch}\,\omega - 2m_4)\,. \tag{38}$$

Обсудим теперь кратко вопросы, связанные с непрерывными преобразованиями симметрии p -пространства де Ситтера (22). Из самого вида уравнения (22) сразу следует, что группой движений в данном случае является 10-параметрическая группа пятимерных "вращений" $SO(2,3)$.

Ее шестипараметрическая подгруппа, отвечающая "поворотам" вокруг оси p_4 , совпадает с группой Лоренца:

$$p_\mu' = L_\mu^{\ \nu} p_\nu \qquad ;\ \mu,\nu = 0,1,2,3 \tag{39}$$
$$p_4' = p_4\,.$$

В качестве других 4-х независимых движений часто удобно рассматривать повороты в плоскостях $(p_\mu p_4)$:

$$
\begin{aligned}
p_\mu' &= p_\mu \pm k_\mu \left(p_4 \mp \frac{pk}{1+k_4}\right) \equiv (p(\pm)k)_\mu \\
p_4' &= p_4 k_4 \mp pk \equiv (p(\pm)k)_4 .
\end{aligned}
\tag{40}
$$

Отсюда непосредственно видно, что для малых (псевдоевклидовых) p и k

$$
(p(\pm)k)_\mu \to p_\mu + k_\mu , \tag{41}
$$

так что в целом группа $SO(2,3)$ переходит в группу Пуанкаре (16).

В отличие от трансляций плоского пространства, операция "сдвига" $(\pm)$ в (40) не обладает всеми групповыми свойствами. Поэтому наряду с (40) полезно иметь в виду также четырехпараметрические преобразования "сдвига" в p -пространстве (22), которые образуют группу /8/.

Чтобы найти эти преобразования, введем предварительно на поверхности (22) псевдоорисферические координаты $(\xi, \tilde{q})$:

$$
\begin{aligned}
(p_4 + p_3)^2 &= e^{2\xi} \\
\frac{p_4 - p_3}{p_4 + p_3} &= e^{-2\xi} - \tilde{q}^2 \; ; \; \tilde{q} = (q_0, q_1, q_2), \tilde{q}^2 = q_0^2 - q_1^2 - q_2^2 \\
\frac{\tilde{p}}{p_4 + p_3} &= \tilde{q} .
\end{aligned}
\tag{42}
$$

В новых переменных (ср. (34))

$$
d\Omega_p = e^{3\xi} d\xi \, d^3\tilde{q} . \tag{43}
$$

Далее нетрудно убедиться, что преобразования $(\tilde{q}', \xi') = T_{(\tilde{k},\xi)}(\tilde{q}, \xi)$ с правилом композиции

$$
\tilde{q}' = e^{-\xi}\tilde{q} + \tilde{k} , \quad \xi' = \xi + \xi \tag{44}
$$

образуют группу, которая оставляет инвариантными уравнение (22) и элемент объема (45). В плоском пределе, очевидно,

$$\xi \simeq p_3 \quad , \tilde{q} \simeq \tilde{p} \quad ,\dots \tag{45}$$

и т.п., так что (44) совпадает с группой псевдоевклидовых сдвигов

$$p_\mu' = p_\mu + k_\mu \quad , \tag{46}$$

содержащихся в (16).

§ 6. Искривление относительных импульсов

Предположим, что аппарат теории поля в p -пространстве де Ситтера развит до такой степени, что в нашем распоряжении имеется матрица рассеяния. Рассмотрим произвольную амплитуду перехода

$$\langle p_1' p_2' \cdots p_n' | S | p_1 p_2 \cdots p_m \rangle . \tag{47}$$

В обычной теории это выражение обязательно должно содержать функцию $\delta(p_1'+p_2'+\dots+p_n' - p_1 - \dots - p_m)$, выражающую закон сохранения полного 4-импульса системы. Как будет обстоять дело в новой схеме?

Оказывается, в новом формализме закон сохранения полного 4-импульса можно по-прежнему считать строго выполняющимся, не вступая при этом в противоречие с неевклидовостью 4-векторов $p_1', p_2', \dots, p_n', p_1, \dots, p_m$ /3/. Спектр оператора энергии-импульса системы полей остается тем же, что и ранее, с дополнительным ограничением (24) на массы одночастичных состояний.

Искривленность p -пространства сказывается лишь на тех 4-импульсах, значения которых не фиксируются законом сохранения. Эти величины могут быть условно названы относительными импульсами.

В целях иллюстрации сказанного рассмотрим в p -пространстве де Ситтера (22) систему двух частиц с 5-импульсами (p_1, p_{14}) и (p_2, p_{24}). Если $p_{14} = \sqrt{1-m_1^2}$, $p_{24} = \sqrt{1-m_2^2}$, то мы имеем дело с реальными частицами; в общем случае частицы виртуальны.

Перейдем от 8 независимых переменных (p_1, p_{14}) и (p_2, p_{24}) к новым переменным, среди которых, по предположению, фигурирует суммарный вектор энергии-импульса:

$$P_\mu = (p_1 + p_2)_\mu \quad ; \ \mu = 0,1,2,3. \tag{48}$$

В плоской теории вторым независимым 4-вектором был бы "относительный" импульс q, определяемый, например, такими соотношениями:

$$\begin{aligned} p_1 &= q + \frac{P}{2} \\ p_2 &= -q + \frac{P}{2}, \end{aligned} \qquad q = p_1 - \frac{P}{2} = \frac{p_1 - p_2}{2}. \tag{49}$$

Оказывается, в p-пространстве де Ситтера существуют непосредственные аналоги формул (49):

$$\begin{cases} p_1 = q(+)U \quad , \quad p_2 = -q(+)U, \\ U_\mu = \dfrac{P_\mu}{2\sqrt{1-q^2}} \quad ; \quad U_0^2 - \vec{U}^2 + U_4^2 = 1 \end{cases} \tag{50}$$

$$\begin{cases} q = p_1(-)U = \dfrac{\mu_2 p_1 - \mu_1 p_2}{\mu_1 + \mu_2}, \\ q_4 = (p_1(-)U)_4 \quad , \end{cases} \tag{51}$$

где

$$\mu_1 = \frac{1}{2}\left(p_{14} + \frac{1}{2}\sqrt{P^2 + (p_{14}+p_{24})^2}\right)$$

$$\mu_2 = \frac{1}{2}\left(p_{24} + \frac{1}{2}\sqrt{P^2 + (p_{14}+p_{24})^2}\right),$$

а $(\pm)$ – операция "сдвига" (40).

Мы видим, что, в отличие от P_μ, относительный 4-импульс q_μ принадлежит тому же пространству де Ситтера (22), что и исходные 4-векторы $p_{1\mu}$ и $p_{2\mu}$.

Теперь ясно, что в развиваемой теории существенной модификацией должны также подвергнуться величины, являющиеся в плоском пределе разностями или линейными комбинациями разностей координат. Эти "относительные" координаты мы будем обозначать греческими буквами $\xi, \eta, \zeta, \ldots$. Очевидно, ξ -пространство канонически сопряжено кривому p -пространству (22) в духе соответствующего преобразования Фурье*). Ядро этого интегрального преобразования будет обозначаться далее символом $\langle \xi | p \rangle$.

§ 7. Квантованное конфигурационное пространство

В § 2 отмечалось, что квадрат интервала псевдоевклидова конфигурационного пространства может быть истолкован как собственное значение оператора Казимира группы Пуанкаре (16). Роль собственных функций при этом выполняют плоские волны.

Рассмотрим аналогичную задачу на собственные значения в p -пространстве де Ситтера. Соответствующий оператор Казимира совпадает в данном случае с оператором Лапласа-Бельтрами $-\frac{1}{\sqrt{|g|}}\frac{\partial}{\partial p_\mu}\left(g^{-1}_{\mu\nu}\sqrt{|g|}\frac{\partial}{\partial p_\nu}\right)$, где $g_{\mu\nu}$ -метрический тензор кривого p-пространства, $g = \det \| g_{\mu\nu} \|$. Таким образом, будем иметь:

$$-\frac{1}{\sqrt{|g|}}\frac{\partial}{\partial p_\mu}\left(g^{-1}_{\mu\nu}\sqrt{|g|}\frac{\partial}{\partial p_\nu}\right)\langle \xi | p \rangle = \lambda \langle \xi | p \rangle , \qquad (52)$$

где λ -собственное значение. Отвлекаясь от деталей, укажем только, что спектр λ в (52) отвечает максимально вырожденной серии унитарных представлений группы $SO(2,3)$ /15/ и состоит из двух ветвей - дискретной и непрерывной:

$$\lambda = \begin{cases} L(L+3) , & L = -1, 0, 1, 2, \ldots \qquad (53а) \\ -\left(\frac{3}{2}\right)^2 - \Lambda^2 , & 0 \le \Lambda < \infty . \qquad (53б) \end{cases}$$

В плоском пределе оператор Лапласа-Бельтрами дается выражением (12), а λ совпадает с ξ^2 . При этом L -область переходит во времениподобные интервалы, а Λ -область - в пространственноподобные. Принципиально важный момент: "световой конус" в спектре

---

*) Подчеркнем еще раз, что в обычной теории относительные координаты и координата, сопряженная полному 4-импульсу системы, являются псевдоевклидовыми векторами, что вытекает из псевдоевклидовости 4-вектора P_μ и относительных 4-импульсов. Теперь же разделение переменных на относительные и абсолютные стало более радикальным: относительные переменные имеют неевклидову природу.

(53) выделить нельзя! Эта поверхность возникает лишь после предельного перехода к плоскому случаю.

Аналогом оператора времени (II) в новой схеме является генератор "сдвига" (40) вдоль оси p_0 :

$$\xi_0 = -i p_4 \frac{\partial}{\partial p_0} = -i \frac{\partial}{\partial \omega} \tag{54}$$

($tg\,\omega = \frac{p_0}{p_4}$, см. (23)). Этот оператор имеет целочисленный спектр

$$\xi_0 = n \tag{55}$$

в любой лоренцевской системе отсчета, поскольку (54) – нулевая компонента 4-вектора.

Оказывается далее, что в L -области всегда

$$|n| \geqslant L+3. \tag{56}$$

Это соотношение можно интерпретировать как условие "времениподобия дискретной области значений (53а) нового интервала (в плоском пределе оно эквивалентно неравенствам $\xi^2 > 0$, $|\xi_0| \geqslant \sqrt{\xi^2}$).

Из условия (56) следует замечательный факт: знак дискретного времени $n/|n|$ является дополнительным оператором Казимира группы $SO(2,3)$ в представлениях, отвечающих дискретной L -серии. Другими словами, во "времениподобной" области (53а)

$$\frac{n}{|n|} = invar \tag{57}$$

(ср. (I5)),и поэтому в аппарате теории могут быть естественным образом построены хронологические произведения,запаздывающие и опережающие коммутаторы и т.п. (ср. конец § 2).

Соответствующая ступенчатая функция $\theta(n)$ задается следующим разложением:

$$\theta(n) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\pi}^{\pi} e^{in\omega} \frac{d\omega}{tg\frac{\omega}{2} - i\varepsilon} = \begin{cases} 1, & n > 0 \\ 0, & n < 0, \end{cases} \tag{58}$$

где $e^{in\omega}$ – собственные функции оператора времени (54). Попутно заметим, что аналогом произведения (8) в развиваемом формализме служит выражение:

$$\theta(n)\delta_{n,0} = \delta_{n,0}\,\frac{1}{4\pi i}\int\limits_{-\pi}^{\pi}\frac{d\omega}{\mathrm{tg}\frac{\omega}{2}-i\varepsilon} = \frac{1}{2}\,\delta_{n,0} \tag{59}$$

($\delta_{n,m}$ -символ Кронекера). Таким образом, неоднозначностей здесь не возникает (ср. (9)).

Займемся теперь базисными функциями $\langle\xi|p\rangle$, являющимися решениями уравнения (52). Наряду с λ , в полный набор величин ξ , от которых зависят $\langle\xi|p\rangle$, включим дискретное время n и единичный трехмерный вектор $\vec{\nu}=(\cos\varphi\sin\vartheta, \sin\varphi\sin\vartheta, \cos\vartheta)$. Тогда в L -области будем иметь:

$$\langle\xi_L|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_{L,n}}}\, e^{in\omega}\,(1+\vec{p}^{\,2})^{-\frac{L+3}{2}}\, C^{L+3}_{|n|-L-3}\left(\frac{\vec{\nu}\vec{p}}{\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}}}\right) \equiv e^{in\omega}\langle\xi_L|\vec{p}\rangle \tag{60}$$

$$|n| \geq L+3$$

(C^{α}_{k} - полином Гегенбауэра, $N_{L,n}$ - постоянная нормировки). Соответственно, в Λ -области:

$$\langle\xi_\Lambda|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_{\Lambda,n}}}\, e^{in\omega}\,(1+\vec{p}^{\,2})^{\frac{i\Lambda-3/2}{2}}\left(1-\frac{(\vec{\nu}\vec{p})^2}{1+\vec{p}^{\,2}}\right)^{\frac{i\Lambda}{2}-\frac{1}{2}} P^{-i\Lambda+1}_{n-\frac{1}{2}}\left(\frac{\vec{\nu}\vec{p}}{\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}}}\right) \equiv e^{in\omega}\langle\xi_\Lambda,\vec{p}\rangle \tag{61}$$

(P^{μ}_{ν} - сферическая функция Лежандра на разрезе, $N_{\Lambda,n}$ - постоянная нормировки).

В плоском пределе функции (60)-(61) переходят в обычные плоские волны:

$$\langle\xi|p\rangle \to e^{i\xi_0 p_0}\, e^{-i\sqrt{\xi_0^2-\xi^2}\,(\vec{\nu}\vec{p})} = e^{i\xi p}. \tag{62}$$

Совокупность всех допустимых значений $(\lambda, n, \vec{\nu})$ образует некоторое множество, которое мы будем называть ξ -пространством. Структура этого множества "в малом" чрезвычайно отличается от псевдоевклидового пространства; псевдоевклидовость восстанавливается только на бо́льших, по сравнению с ℓ, расстояниях.

Рассмотрим в ξ -пространстве оператор скалярного поля, полагая

$$\varphi(\xi)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\langle\xi|p\rangle\,\varphi(p)\,d\Omega_p . \qquad (63)$$

Условие скалярности дает:

$$U_L\,\varphi(p)\,U_L^{+}=\varphi(Lp) \qquad (64)$$

(L - преобразование Лоренца). Отсюда и из (63) будем иметь:

$$U_L\,\varphi(\xi)\,U_L^{+}=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\langle\xi|L^{-1}p\rangle\,\varphi(p)\,d\Omega_p . \qquad (65)$$

Применяя обратное преобразование Фурье с функциями $\langle p|\xi\rangle$ [ж)], получим:

$$U_L\,\varphi(\xi)\,U_L^{+}=\int\langle\xi|L|\eta\rangle\varphi(\eta)\,d\Omega_\eta\equiv\varphi_L'(\xi) , \qquad (66)$$

где

$$\langle\xi|L|\eta\rangle=\frac{1}{(2\pi)^4}\int\langle\xi|L^{-1}p\rangle\,d\Omega_p\,\langle p|\eta\rangle . \qquad (67)$$

В плоском пределе, очевидно,

$$\langle\xi|L|\eta\rangle=\delta\left(L\xi-\eta\right) . \qquad (68)$$

Будем называть оператор $\varphi(\xi)$ локальным, если он удовлетворяет следующим "одновременным" коммутационным соотношениям:

$$\left[\varphi_L(\xi),\,\varphi_L(\eta)\right]_{n_\xi=n_\eta}=0 \quad , \quad L=\text{произв.} \qquad (69)$$

Для свободных полей выполнение условия (69) прямо следует из (38) и (60)-(6I):

$$\left[\varphi_L(\xi),\varphi_L(\eta)\right]_{n_\xi=n_\eta}=\frac{1}{(2\pi)^3}\int_{-\pi}^{\pi}\varepsilon(\omega)\,d\omega\int\langle\xi|\vec{p}\rangle\langle\eta|\vec{p}\rangle\,\delta(2p_0-2m_0)\,d\vec{p} . \qquad (70)$$

ж) Из-за недостатка места мы не выписываем здесь условия ортогональности и полноты для базисных функций $\langle\xi|p\rangle$ и явного вида „элемента объема" $d\Omega_\xi$.

Другой путь доказательства (70) не столь короток, но поучителен. Ясно, что

$$[\varphi_L(\xi),\varphi_L(\eta)] = \int \langle\xi|L|\xi'\rangle\langle\eta|L|\eta'\rangle d\Omega_{\xi'} d\Omega_{\eta'} [\varphi(\xi'),\varphi(\eta')]. \tag{71}$$

Отсюда, в силу (37),

$$[\varphi_L(\xi),\varphi_L(\eta)] = \int \langle\xi|L|\xi'\rangle\langle\eta|L|\eta'\rangle d\Omega_{\xi'} d\Omega_{\eta'} \langle\xi',-\eta'|\zeta\rangle d\Omega_\zeta D(\zeta), \tag{72}$$

где

$$D(\zeta) = \frac{1}{(2\pi)^3 i} \int \langle\zeta|p\rangle \varepsilon(p_4)\delta(2p_4-2m_4) d\Omega_p \tag{73}$$

-перестановочная функция, изучавшаяся нами ранее/4/, а

$$\langle\xi',-\eta'|\zeta\rangle = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \langle\xi'|p\rangle\langle\eta'|-p\rangle d\Omega_p \langle p|\zeta\rangle \tag{74}$$

-матричный элемент, построенный по образцу коэффициентов Клебша-Горцана. В обычной теории

$$\langle\xi',-\eta'|\zeta\rangle = \delta(\xi'-\eta'-\zeta), \tag{75}$$

что дает возможность все свойства разности $\xi'-\eta'$ формулировать в терминах одного вектора ζ. Нечто подобное имеет место и в новой схеме. Действительно, в силу (60)-(61),

$$\langle\xi',-\eta'|\zeta\rangle = \frac{1}{(2\pi)^3}\delta_{n_{\xi'}-n_{\eta'}-n_\zeta,0}\int \langle\xi|\vec{p}\rangle\langle\eta|-\vec{p}\rangle d\vec{p}\langle\vec{p}|\zeta\rangle, \tag{76}$$

где кронекеровская δ-функция обеспечивает выполнение правила отбора

$$n_{\xi'} - n_{\eta'} = n_\zeta \tag{77}$$

по дискретному времени.

Как мы уже знаем, если ζ принадлежит времениподобной L-области, $Sign\, n_\zeta = invar$. Отсюда, в силу (77), для тех значений ξ' и η', для которых (76) не обращается в нуль, получаем

$$Sign\,(n_{\xi'}-n_{\eta'}) = invar. \tag{78}$$

Мы будем говорить, что две точки ξ' и η' связаны "временноподобным интервалом", если при ортохронном преобразовании Лоренца (67) в ξ-пространстве имеет место равенство (78). В том случае, когда в результате лоренцевского преобразования разность времен $n_{\xi'} - n_{\eta'}$ обращается в какой-либо системе отсчета в нуль и, следовательно, равенство (78) не выполняется, точки ξ' и η' считаются разделенными "пространственноподобным интервалом" (обозначение: $\xi' \sim \eta'$). Для отдельно взятой точки ξ равенство $n_\xi = 0$, в силу (56), возможно лишь в пространственноподобной Λ-области (53б)*).

Вернемся теперь к коммутационному соотношению (72) и положим $n_\xi = n_\eta$. По определению, данному выше,

$$\xi' \sim \eta' ,$$

и поэтому величина $\operatorname{Sign}(n_{\xi'} - n_{\eta'})$ не является инвариантом. Следовательно, в "интеграл" по ξ может давать вклад лишь Λ-область. Но, как известно /4/,

$$\mathcal{D}(\xi_\Lambda) = 0 . \tag{79}$$

таким образом, соотношение (69) выполняется.

Учитывая сказанное, условие локальности (69) можно также записывать в виде:

$$\left[\varphi(\xi), \varphi(\eta)\right] = 0 \quad , \text{если } \xi \sim \eta . \tag{80}$$

Введем теперь хронологическое произведение φ-операторов, полагая

$$\begin{aligned} T_\Lambda \varphi(\xi)\varphi(\eta) &= \theta(n_\xi - n_\eta)\varphi(\xi)\varphi(\eta) + \theta(n_\eta - n_\xi)\varphi(\eta)\varphi(\xi) = \\ &= \varphi(\xi)\varphi(\eta) + \theta(n_\eta - n_\xi)\left[\varphi(\eta), \varphi(\xi)\right]. \end{aligned} \tag{81}$$

---

*) В этом обзоре мы не будем касаться обобщения боголюбовского условия причинности, данного ранее /4/. Подчеркнем только, что в ξ-пространстве для формулировки условия причинности имеются все необходимые понятия: инвариантное разделение "будущего" и "прошлого", пространственноподобная область и т.п.

Расширение за массовую поверхность, используемое в новом условии причинности, согласуется с требованиями геометрии p-пространства де Ситтера.

Релятивистская инвариантность (8I) не требует доказательства. Для свободных полей имеем отсюда

$$T_n \varphi(\xi)\varphi(\eta) = :\varphi(\xi)\varphi(\eta): + \langle o|\, T\varphi(\xi)\varphi(\eta)|o\rangle$$

$$\langle o|T\varphi(\xi)\varphi(\eta)|o\rangle = \theta(n_\xi - n_\eta)\langle o|\varphi(\xi)\varphi(\eta)|o\rangle + \theta(n_\eta - n_\xi)\langle o|\varphi(\eta)\varphi(\xi)|o\rangle. \tag{82}$$

Простые вычисления с использованием стандартной процедуры разбиения операторов на $(\pm)$ -частотные части, формул (38), (58) и (60–6I) приводят к следующему результату:

$$\langle o|T\varphi(\xi)\varphi(\eta)|o\rangle = \theta(n_\xi - n_\eta)\, \mathcal{D}^{(-)}(\xi,\eta) - \theta(n_\eta - n_\xi)\mathcal{D}^{(+)}(\xi,\eta) = \tag{83}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^4}\frac{1}{i}\int \langle \xi|p\rangle \frac{d\Omega_p}{2(p_4 - m_4 - i\varepsilon)}\langle \eta|-p\rangle ,$$

или, учитывая (28),

$$\langle o|T\varphi(\xi)\varphi(\eta)|o\rangle = \frac{1}{i}\mathcal{D}^c(\xi,-\eta). \tag{84}$$

Функции $\mathcal{D}^c, \mathcal{D}^{(\pm)}, \mathcal{D}$ и т.п. в обычной теории обладают сингулярностями на световом конусе, из-за чего умножение этих функций друг на друга приводит, вообще говоря, к неоднозначностям (см. § I). В данной теории ситуация в этом пункте намного более благоприятная.

Рассмотрим для примера перестановочную функцию при $m=0$. В плоском случае мы имели бы

$$\mathcal{D}(\xi)\Big|_{m=0} = \frac{1}{2\pi}\varepsilon(\xi_0)\,\delta(\xi^2), \tag{85}$$

что уже является примером произведения сингулярных обобщенных функций с совпадающими особенностями. Вычисляя интеграл (73) при $m=0$, находим:

$$\mathcal{D}(\xi)\Big|_{m=0} = \frac{1}{2\pi}\varepsilon(n)\frac{1}{L+2}\delta_{L,-1}. \tag{86}$$

Мы получили произведение функций от дискретных аргументов без каких-либо особенностей.

Систематическое исследование вопросов, связанных с ультрафиолетовыми расходимостями, нами еще не закончено. Можно сказать, однако, что расходимостей нет в примерах, рассмотренных до сих пор (см., в частности, /5/). Весьма вероятно, что ступенчатая θ -функция от дискретного времени и "размытость" светового конуса в совокупности действуют как мощная регуляризация, способная покончить с проблемой ультрафиолетовых расходимостей.

§ 8. Возможность объяснения целочисленности электрического заряда

Здесь мы изложим соображения эвристического характера, касающиеся проблемы целочисленности электрического заряда.

Известно, что электрические заряды Q всех открытых до сих пор элементарных частиц являются целыми кратными заряда электрона e. Общепринятого теоретического истолкования этот факт не имеет. Было замечено, однако, /16/, что целочисленность Q возникает в тех теориях, в которых группа калибровочных преобразований компактна. Примером такой схемы служит, в частности, теория поля в решетчатом пространстве-времени /17/.

Мы покажем, что аналогичное квантование электрического заряда может быть естественным образом получено и в развиваемой теории /9/.

Пусть поле $\psi(\omega,\vec{p})$ описывает в p -пространстве (22) свободную бесспиновую частицу с электрическим зарядом Q (см. (27) и (33)):

$$\left(2\,\mathrm{ch}\,\omega\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}} - 2m_1 \right) \psi(\omega,\vec{p}) = 0 \,. \tag{87}$$

Как ввести в (87) взаимодействие с электромагнитным полем? Потребуем просто, чтобы уравнение движения для ψ было инвариантно относительно локального калибровочного преобразования. В обычной теории такую процедуру всегда проводят в конфигурационном представлении. Мы тоже можем перейти в конфигурационное ξ -пространство, используя базисные функции (60)-(61).

Для простоты, однако, совершим над функцией $\psi(\omega,\vec{p})$ преобразование Фурье лишь по переменной ω, т.е. перейдем к смешанному $(\omega,\vec{p})$ -представлению:

$$\psi(n,\vec{p}) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} e^{in\omega}\,\psi(\omega,\vec{p})\,d\omega . \qquad (88)$$

Теперь вместо (87) будем иметь:

$$\left(\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}}\left(e^{\frac{\partial}{\partial n}} + e^{-\frac{\partial}{\partial n}}\right) - 2m_{ч}\right)\psi(n,\vec{p}) = 0 . \qquad (89)$$

Далее подвергнем функцию $\psi(n,\vec{p})$ преобразованию

$$\psi(n,\vec{p}) \to e^{iQ\lambda(n)}\,\psi(n,\vec{p}) . \qquad (90)$$

Уравнение движения для $\psi(n,\vec{p})$ можно сделать инвариантным относительно (90), если ввести "компенсирующее" поле $\varphi(n)$ со следующим законом преобразования:

$$\varphi(n) \to \varphi(n) + \Delta\lambda(n) , \qquad (91)$$

где $\Delta\lambda(n) = \lambda(n+1) - \lambda(n)$ – конечно-разностная "производная" калибровочной функции $\lambda(n)$. Само уравнение при этом выглядит так:

$$\sqrt{1+\vec{p}^{\,2}}\left(e^{-iQ\varphi}\,e^{\frac{\partial}{\partial n}} + e^{-\frac{\partial}{\partial n}}\,e^{iQ\varphi}\right)\psi(n,\vec{p}) = 2m_{ч}\,\psi(n,\vec{p}) . \qquad (92)$$

В плоском пределе оно превращается в знакомое дифференциальное уравнение:

$$\left[\left(i\frac{\partial}{\partial t} - Q\varphi\right)^2 - \vec{p}^{\,2}\right]\psi(t,\vec{p}) = m^2\,\psi(t,\vec{p}) .$$

Следовательно, отсюда ясно, что функция $\varphi(n)$ в (92) играет роль скалярного потенциала электромагнитного поля.

Легко видеть, что уравнение (92) остается неизменным при преобразовании

$$Q\varphi \to Q\varphi + 2\pi k \; ; \; k - \text{целое} . \qquad (93)$$

Следовательно, величина $Q\varphi$ имеет угловой характер, подобно переменной ω . Если мы положим

$$|Q\varphi| \leq \pi , \qquad (94)$$

то область определения потенциала φ окажется неуниверсальной, т.к. будет зависеть от величины заряда ψ -поля. Единственный выход из этого затруднения – предположить, что все электрические заряды Q есть целые кратные одного и того же минимального заряда e :

$$Q = Ne \quad ; \quad N \text{ - целое .} \tag{95}$$

Теперь вместо (94) будем иметь:

$$|e\varphi| \leq \pi \tag{96}$$

в полной аналогии с определением параметра ω в (33). Продолжая эту аналогию, положим

$$\begin{aligned} eA_0 &= \sqrt{1+e^2\vec{A}^2}\,\sin e\varphi \\ A_4 &= \sqrt{1+e^2\vec{A}^2}\,\cos e\varphi \,, \end{aligned} \tag{97}$$

где $(A_0, \vec{A})$ – четырехмерный вектор-потенциал электромагнитного поля. Таким образом, данная величина, подобно 4-импульсу, принадлежит пространству де Ситтера (ср. (22)):

$$e^2A_0^2 - e^2\vec{A}^2 + A_4^2 = 1 \,. \tag{98}$$

Обычная теория, в которой фундаментальная длина и вместе с ней кривизна пространства де Ситтера равны 0, имеет дело с малыми полями:

$$\begin{gathered} \varphi, |\vec{A}| \ll 1 \\ A_0 \simeq \varphi \;, \quad A_4 \simeq 1 \,. \end{gathered} \tag{99}$$

Если же поле велико, то взаимодействие с ним существенно нелинейно (см. уравнение (92)) и содержит как параметр фундаментальную длину.

§ 9. Некоторые предсказания в области сверхвысоких энергий

Искривленность p -пространства приводит к появлению ряда кинематических ограничений для амплитуд физических процессов, протекающих при очень высоких энергиях. Все эти ограничения связаны с существованием в нашей схеме соотношения

$$p^2 \leqslant 1, \tag{100}$$

вытекающего из основного уравнения (22).

Рассмотрим несколько примеров.

1. Однофотонная аннигиляция пары e^+e^- (или $p\bar{p}$) в адроны

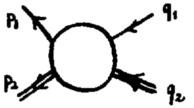
В силу (100) квадрат 4-импульса q виртуального фотона не может превышать единицы. Следовательно, однофотонная аннигиляция пары невозможна в области значений инвариантной массы $(p_1+p_2)^2 > 1$.

"Выключение" однофотонного механизма аннигиляции в принципе должно проявляться как излом в полном сечении.

2. Рождение мюонных пар в адронных соударениях

В полной аналогии с предыдущим случаем мы вправе утверждать, что в этом процессе не могут наблюдаться пары мюонов с инвариантной массой больше единицы.

3. Виртуальные двухчастичные процессы и волновая функция двухчастичной системы.



$$q_{14} = \sqrt{1-m_1^2}\,, \quad q_{24} = \sqrt{1-m_2^2}\,.$$

$$(q_1+q_2)^2 = S$$

Рассмотрим двухчастичную амплитуду, изображенную на диаграмме, предполагая, что 4-импульсы p_1 и p_2 виртуальны. Очевидно,

$$(p_1-p_2)^2 + S \leqslant 4\,. \tag{101}$$

Полученное соотношение удобно анализировать в системе центра инерции, где 4-импульсы q_1, q_2, p_1, p_2 записываются следующим образом:

$$q_1 = \left(\sqrt{m_q^2+\vec{q}^2}, \vec{q}\right), \; q_2 = \left(\sqrt{m_q^2+\vec{q}^2}, -\vec{q}\right);$$

$$p_1 = (p_{10}, \vec{p}), \; p_2 = (p_{20}, -\vec{p}).$$

Теперь вместо (IOI) будем иметь:

$$(p_{10} - p_{20})^2 \leq 4 - s + 4\vec{p}^2,$$

откуда во всяком случае

$$4\vec{p}^2 \geq s - 4.$$

С ростом энергии налетающих частиц значения относительных импульсов $|\vec{p}|$, лежащих внутри сферы радиуса $\sqrt{\frac{s}{4} - 1}$, становятся кинематически запрещенными. При $s \gg 4$ имеем, очевидно,

$$\vec{p}^2 \gg 1.$$

Если ввести в рассмотрение волновую функцию относительного движения частиц $\psi_s(\vec{p})$, то она при $|\vec{p}| < \sqrt{\frac{s}{4} - 1}$ должна быть равна нулю.

С математической точки зрения ситуация здесь аналогична тому явлению, которое было обнаружено при исследовании взаимодействия пары фермионов в ядерной материи (см., например, /18/). Благодаря обрезанию относительного импульса снизу на границе фермиевской сферы волновая функция пары "излечивается" на больших расстояниях от влияния потенциала. Поэтому фазы рассеяния в такой теории должны стремиться к нулю.

Возвращаясь к нашей двухчастичной системе, можно, таким образом, утверждать, что в области сверхбольших S полное сечение рассеяния будет падать.

Литература

1. В.Г.Кадышевский - в сборнике "Проблемы теоретической физики", посвященном памяти И.Е.Тамма, Москва, "Наука", 1972.
2. А.Д.Донков, В.Г.Кадышевский,М.Д.Матеев,Р.М.Мир-Касимов. Болгарский физический журнал <u>1</u>, 58 (1974).
3. А.Д.Донков, В.Г.Кадышевский,М.Д.Матеев,Р.М.Мир-Касимов, там же, <u>1</u>, 150 (1974).
4. А.Д.Донков,В.Г.Кадышевский,М.Д.Матеев,Р.М.Мир-Касимов, там же <u>1</u>, 233 (1974).
5. А.Д.Донков,В.Г.Кадышевский,М.Д.Матеев,Р.М.Мир-Касимов, там же 2, 3 (1975).
6. Р.М.Мир-Касимов - труды Международной школы по физике высоких энергий (Гомель,1973), Дубна PI,2-7642 (1973).
7. A.D.Donkov,V.G.Kadyschevsky,M.D.Mateev,R.M.Mir-Kasimov - in Proceedings of XVII International Conference on High Energy Physics; (см. также препринт ОИЯИ, E2-7936 ,Дубна,1974).
8. В.Г.Кадышевский,М.Д.Матеев,Р.М.Мир-Касимов, препринт ОИЯИ P2-8877 , Дубна, 1975.
9. V.G.Kadyshevsky,M.D.Mateev,R.M.Mir-Kasimov, JINR preprint 2-88.., Dubna, 1975.
10. Abdus Salam. Progress in Renormalization Theory Since 1949, Trieste preprint IC/7./2, 1973.
11. Н.Н.Боголюбов,Д.В.Ширков - Введение в теорию квантованных полей, Москва, Наука, 1973.
12. Н.Н.Боголюбов,Б.В.Медведев,М.К.Поливанов - Вопросы теории дисперсионных соотношений,Москва, Физматгиз, 1958.
13. Н.Н.Боголюбов,А.А.Логунов,И.Т.Тодоров - Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, Москва, Наука,1969.
14. В.Г.Кадышевский, ЖЭТФ <u>41</u>, 1885 (1961).
15. Limic,N,Niederle J.,Raczka R.J.,Journ.Math.Phys. <u>8</u>, 1079 (1967).
16. C.N.Yang. Phys.Rev. <u>D1</u>, 2360 (1970).
    J.Schwinger. Phys.Rev. <u>125</u>, 1043 (1962).
17. K.G.Wilson. Phys.Rev. D, <u>10</u>, 2445 (1974).
18. Г.Бете, - "Теория ядерной материи", Москва, Мир , 1974.

ON CLASSICAL AND QUANTUM NONLINEAR RELATIVISTIC FIELD THEORY

K.Jezuita

Institute for Nuclear Research, Warsaw

Poland

We shall consider the explicit construction of interacting quantum scalar fields which satisfy the nonlinear relativistic wave equation in four-dimensional space-time. In the past few years, in the framework of so-called constructive quantum field theory, the models of quantum fields which are clear from the mathematical point of view were constructed by Jaffe, Glimm and other people, but only in two- or three-dimensional space-time /1/. In case of four-dimensional space-time the problem is still open. We are trying to solve it but in a different way. Our work is a continuation of Segal's program of quantization /2/ which is based on the assumption that the operator algebraic structures of quantum theories can be derived from the classical ones. Because the classical structure is done in terms of Poisson brackets and quantum one in terms of commutators we use as the quantization procedure the solution of the Dirac problem /3/. The classical quantities F, G which are functionals of canonical variables are represented by quantum ones $\hat{F}$, $\hat{G}$ which are first-order differential operators acting in the space of smooth functionals over the space of solutions of a given classical equation in such manner that the equation

$$[\hat{F}, \hat{G}] = i \{ \widehat{F, G} \} \tag{1}$$

is satisfied. This is the quantization of solutions, not of an equation. We can realize Segal's program only in case of existence of a good class of global solutions of a classical equation and a relevant differential-geometric structures in the solution manifold. Such space of solutions was constructed in 1972 by Morawetz and Strauss[4] for the classical nonlinear relativistic wave equation

$$(\Box + m^2)\phi(x) = \lambda\phi^3(x), \quad \lambda < 0 \ , x = (t, \underline{x}) \in R^4 \tag{2}$$

with the initial conditions $\phi(0,\underline{x}) = \varphi(\underline{x})$, $\dot\phi(0,\underline{x}) = \pi(\underline{x})$. This space is the completion of the set of solutions determined by the initial conditions such that $\varphi(\underline{x})$ has third derivatives in $L_1(R^3)$ and second derivatives in $L_2(R^3)$ while $\pi(\underline{x})$ has second derivatives in $L_1(R^3)$ and first derivatives in $L_2(R^3)$, in the following norm

$$\|\phi\|_F^2 = \sup_t \|\phi(t)\|_E^2 + \sup_{t,\underline{x}} |\phi(t,\underline{x})|^2 + \int_{-\infty}^{+\infty} \sup_{\underline{x}} |\phi(t,\underline{x})|^2 dt \tag{3}$$

At fixed time, the solution $\phi(t,\underline{x})$ has the finite energy norm

$$\|\phi(t)\|_E^2 = \int [\dot\phi^2(t,\underline{x}) + |\nabla\phi(t,\underline{x})|^2 + m^2\phi^2(t,\underline{x})] d^3\underline{x} \tag{4}$$

As a result of condition (3) for every ϕ there exist free solutions ϕ_{in} , ϕ_{out} such that ϕ tends to ϕ_{in} , ϕ_{out} at infinity

$$\phi_{in}(t,\underline{x}) \xleftarrow[t \to -\infty]{} \phi(t,\underline{x}) \xrightarrow[t \to +\infty]{} \phi_{out}(t,\underline{x}) \tag{5}$$

in the energy norm and the classical S-matrix, $S\,\phi_{in} = \phi_{out}$ is different from identity, Poincare invariant and isometric $\|\phi_{in}\|_E = \|\phi_{out}\|_E$. In the first step of the construction of quantum fields the canonical formalism for the classical theory is written down in terms of Poisson brackets with initial conditions $\varphi(\underline{x})$, $\pi(\underline{x})$ as canonical variables[4]. At first we prove that the solutions $\phi[t,\underline{x};\varphi,\pi]$,

$\Pi[t,\underline{x};\varphi,\pi]=\phi[t,\underline{x};\varphi,\pi]$ as functionals of φ , π have an arbitrary order Frechet's and functional derivatives with respect to φ and π in the topology defined by the energy norm. We show that the interacting field $\phi(x)$ and the asymptotic free fields $\phi_{in}(x)$, $\phi_{out}(x)$ are canonical and satisfy the following commutation relations:

$$\left\{ \phi_{\substack{in \\ out}}(x), \phi_{\substack{in \\ out}}(y) \right\} = \Delta(x-y;m) \tag{6}$$

and

$$\left\{ \phi(x), \phi(y) \right\} = \Delta^{\lambda}(x,y;\phi) \tag{7}$$

where $\Delta^{\lambda}(x,y;\phi)$ is the solution of the linear equation

$$(\Box + m^2)u(x) = 3\lambda\phi^2(x)u(x) \tag{8}$$

with the initial conditions $\Delta^{\lambda}(x,y;\phi)_{t_x=t_y}=0$, $(\partial_t\Delta^{\lambda})(x,y;\phi)_{t_x=t_y}=-\delta^3(\underline{x}-\underline{y})$.

This implies that the classical evolution operator $U(t_0,t)$ the Moller scattering operators $U(-\infty,t)$, $U(t,\infty)$ and the S operator $S=U(-\infty,\infty)$ are canonical trnsformations. It is evident from (6) and (7) that the fields ϕ_{in} , ϕ_{out} and ϕ are local. In the standard way we derive from the Lagrangian of the interacting field ϕ the constants of motion P_{μ} , $M_{\mu\nu}$ and verify using (7) that they satisfy the standard commutation relations for generators of the Poincare group. Similarly, we calculate the generators P_{μ}^{in} , M_{μ}^{in} and P_{μ}^{out} , M_{μ}^{out} associated with the free fields ϕ_{in} and ϕ_{out} . The interacting field $\phi(x)$ is Poincare covariant and the global transformations $U(a,\Lambda)$ of the Poincare group are given by the formula

$$(U_{(a,\Lambda)}\phi)(x) = \phi(\Lambda^{-1}(x-a)) \tag{9}$$

We show using Yang-Feldman equations

$$\phi_{\substack{in \\ out}}(x) = \phi(x) - \lambda\int\Delta_{\substack{R \\ A}}(x-y,m)\phi^3(y)\,d^4y \tag{10}$$

that

$$U_{(a,\Lambda)} = U^{in}_{(a,\Lambda)} = U^{out}_{(a,\Lambda)} \tag{11}$$

and

$$P_\mu = P_\mu^{in} = P_\mu^{out}, \quad M_{\mu\nu} = M_{\mu\nu}^{in} = M_{\mu\nu}^{out} \tag{12}$$

Thus the fields $\phi_{in}(x)$, $\phi_{out}(x)$ and $\phi(x)$ transform covariantly under the same representation $U(a,\Lambda)$ of the Poincare group. We see that this classical nonlinear field theory equipped with the Lie algebra structure provided by Poisson brackets satisfies most of the conditions which we usually impose in quantum field theory.

In the next lecture Prof. R.Raczka will consider the construction of the quantum fields, the second step of quantization.

References

1. Lecture at the International Colloquium on Mathematical Methods in Quantum Field Theory, Marseille, June 1975.
2. I.E.Segal. J.Math.Phys., 1, 468 (1960).
3. R.F.Streater. Comm.Math.Phys., 2, 354 (1966).
4. C.S.Morawetz, W.A.Strauss. Comm.Pure Appl.Math., 25, 1 (1972).
5. T.Balaban, R.Raczka. J.Math.Phys., 16, 1475 (1975).

Supported in part by NSF Grant No GP-41958.

CONSTRUCTION OF ASYMPTOTIC FIELDS AND SCATTERING OPERATOR IN $\lambda\phi^4_4$ CANONICAL QUANTUM FIELD THEORY

R.Raczka

Institute for Nuclear Research, Warsaw
Poland

Consider a classical nonlinear relativistic field theory defined by the equation

$$(\Box + m^2)\phi(x) = \lambda\phi^3(x)\,, \quad \lambda < 0\,,\ x = (t,\underline{x}) \in R^4 \qquad (1)$$

with initial conditions $\phi(0,\underline{x}) = \varphi(\underline{x})$, $\Pi(0,\underline{x}) = (\partial_t\phi)(0,\underline{x}) = \pi(\underline{x})$. It was shown in /1/ that the classical theory possesses an algebraic structure given in terms of Poisson brackets, precisely such as that postulated in the L.S.Z. formalism. In particular, the solutions $\phi[x|\varphi,\pi]$ of Eq. (1) are local and relativistic, the asymptotic fields ϕ_{in} and ϕ_{out} are canonical, i.e.,

$$\left\{\phi_{\substack{in\\out}}(x)\,,\ \varphi_{\substack{in\\out}}(y)\right\} = \Delta(x-y)$$

and the generators of Poincare group for in, interpolating and out fields coincide.

We show now the construction of operator representation $F \to \hat{F}$ of Lie algebra of Poisson brackets

$$[\hat{F}, \hat{G}] = i\widehat{\{F,G\}}$$

In this manner we shall lift all the desired algebraic structure of classical theory onto an operator level and obtain a model of quantum field theory.

We shall first construct a convenient carrier space of states. This space is given as a linear space $\mathcal{E}(\mathcal{F})$ of C^∞ functionals $\Psi(\varphi,\pi)$ of the Banach space $\mathcal{F}$ of initial conditions with a topology given by the system of seminors:

$$\|\Psi\|_{B,m} = \sup_{\xi\in B} \sup_{\substack{\|\xi_i\|\le r \\ i=1,\dots,m}} \left| D^m \Psi[\xi](\xi_1,\dots,\xi_m)\right| \ , \quad m = 0,1,\dots \tag{2}$$

Here D is the Frecht differential and B is an arbitrary bounded subset of the Banach space of initial conditions. The map $F \to \hat{F}$ is given by the formula

$$(\hat{F}\Psi)(\xi) = \left(F(\xi) - \tfrac{1}{2} DF[\xi](\xi) + i D_F\right)\Psi(\xi) \tag{3}$$

where

$$D_F = \int_{R^3} d^3 z \left(\frac{\delta F}{\delta\varphi(z)}\frac{\delta}{\delta\pi(z)} - \frac{\delta F}{\delta\pi(z)}\frac{\delta}{\delta\varphi(z)}\right) \tag{4}$$

We have

Theorem 1. The operator field $\hat{\phi}(t,\alpha) = \int d^3x\, \hat{\phi}(t,x)\alpha(x),\ \alpha\in S(R^3)$ is the continuous mapping of $\mathcal{E}(\mathcal{F})$ into itself and satisfies in the distribution sense the following commutation relations

$$[\hat{\phi}(x), \hat{\phi}(y)] = i\widehat{\Delta^\lambda}[x,y|\phi] \tag{5}$$

where Δ^λ is the function satisfying the linear equation

$$(\Box + m^2)\Delta^\lambda[x,y|\phi] = V(x)\Delta^\lambda[x,y|\phi] \tag{6}$$

with the initial conditions:

$$\Delta^\lambda[r,x,r,y|\phi] = 0 \ , \quad (\partial_t\Delta^\lambda)[r,x,r,y|\phi] = -\delta^3(x-y) \tag{7}$$

(For the proof of[2] Theorem 3)

Corollary 1. The field $\hat{\phi}(x)$ is local, i.e.,

$$[\hat{\phi}(x), \hat{\phi}(y)] = 0 \qquad \text{if} \qquad (x-y)^2 < 0 \tag{8}$$

and satisfies on $\mathcal{E}(\mathcal{F})$ the canonical commutation relations

$$[\hat{\phi}(t,x),\hat{\phi}(t,y)] = [\hat{\Pi}(t,x),\hat{\Pi}(t,y)] = 0\ , \ [\hat{\phi}(t,x),\hat{\Pi}(t,y)] = i\delta^3(x-y) \tag{9}$$

Proof. If $(x-y)^2 < 0$ then by Eq. (6) $\Delta^\lambda[x,y|\phi] = 0$ Similarly, if $t_x = t_y$ then $(\partial_{t_y}\Delta^\lambda)[x,y|\phi] = \delta^3(x-y)$.

The formulae (9) and (5) show that the interacting field has the same distributional nature as the free field, i.e., they represent the operator valued distributions of $S'(R^4)$ type.

For asymptotic fields $\hat{\Phi}_{in}$ and $\hat{\Phi}_{out}$ we have

Theorem 2. The operator fields $\hat{\Phi}_{in}(t,\alpha)$ and $\hat{\Phi}_{out}(t,\alpha)$, $\alpha \in S(R^3)$ represent the continuous mappings of the space $\mathcal{E}(\mathcal{F})$ into itself and satisfy the following commutation relations

$$[\hat{\Phi}_{\substack{in\\out}}(x), \hat{\Phi}_{\substack{in\\out}}(y)] = i\Delta(x-y) \tag{10}$$

(For the proof of [2] Theorems 4 and 5).

We now find an equation of motion for the quantum field $\hat{\Phi}(x)$. Acting on the field $\hat{\Phi}(x)$ by the operator $\Box + m^2$ and using Eq. (1) and (3) one finds

$$(\Box + m^2)\hat{\Phi}(x) = \lambda \widehat{\Phi^3}(x) \tag{11}$$

The formula (11) shows that the present quantization method provides a certain normal ordering which is given by the formula

$$N(\hat{\Phi}^n)(x) = \widehat{\Phi^n}(x) \tag{12}$$

We have

Theorem 3. The quantities $N(\hat{\Phi}^n)(t,\alpha)$, $\alpha \in S(R^3)$ are continuous maps of the space $\mathcal{E}(\mathcal{F})$ into itself and satisfy the following commutation relations

$$[N(\hat{\Phi}^n)(x), N(\hat{\Phi}^m)(y)] = inm\, \widehat{\Phi^{n-1}(x)\, \Phi^{m-1}(y)\, \Delta^\lambda}[x,y/\Phi] \tag{13}$$

(for the proof cf. [3]).

If x and y are space-like separated then by virtue of (13) we have

$$[N(\hat{\Phi}^n)(x), N(\hat{\Phi}^m)(y)] = 0 \tag{14}$$

One can find in this approach the explicit form of the quantum scattering operator. Indeed we have

Theorem 4. The quantum scattering operator $\hat{S}$ is given by the formula $(z = (\varphi, \pi))$

$$(\hat{S}\psi)(z) = \psi(S^{-1}z) \tag{15}$$

where S is the classical scattering operator. The operator $\hat{S}$ is invariant under the action of Poincare group and satisfies the condition

$$\hat{S}^{-1}\hat{\Phi}_{in}\hat{S} = \hat{\Phi}_{out} \qquad (16)$$

(for the proof of Balaban and Raczka[4]).

Since the classical scattering operator is nontrivial the resulting quantum scattering operator is also nontrivial. It was shown in[5] that the classical scattering operator is non-analytic in coupling constant λ for all intiail data from $\mathcal{F}$. This implies by virtue of Eq. (5) that the quantum scattering operator is also nonanalytic.

The results of the present work can be extended to a large class of nonpolynomial analytic interactions $F(\Phi)$ satisfying the conditions[6]

$$\begin{aligned} &\text{i)} \quad F(z) \sim O(z^3) \quad \text{for} \quad z \to 0 \\ &\text{ii)} \quad F(z) \sim O(z^{5-\epsilon}) \quad \text{for} \quad |z| \to \infty \qquad (17) \\ &\text{iii)} \quad m^2 z^2 + z F(z) \geqslant 0 \end{aligned}$$

References

1. T.Balaban and R.Raczka. J.Math.Phys., 16, 1475 (1975). See also K.Jezuita this Proceedings.
2. T.Balaban, K.Jezuita and R.Raczka. Comm.of Math.Phys., 1975, in print.
3. T.Balaban and R.Raczka. "Explicit Example of Normal Ordering of Interacting Relativistic Quantum Field", in preparation.
4. T.Balaban and R.Raczka. "Second Quantization of Classical Nonlinear Field Theory, Part III Construction of Quantum Scattering Operator", in preparation.
5. R.Raczka and W.A.Strauss. "On Analyticity of Solutions of Nonlinear Relativistic Wave Equations in Coupling Constant and Initial Data", in preparation.
6. R.Raczka. "Present Status of Canonical $\lambda\Phi^4_4$ Quantum Field Theory", preprint ICTP Trieste, 1975.

Supported in part by NSF Grant No GF-41958.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 20783. Тираж 250. Уч.-изд. листов 19,62.
Редакторы О.С.Виноградова, Э.В.Ивашкевич.
Корректор Н.А.Кураева. Подписано к печати 31.12.75 г.