

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.171

РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПИОНОВ НА НУКЛОНАХ

В. А. Любимов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Начало исследования пион-нуклонного рассеяния назад. Рассеяние в «резонансной» области энергий	3
2. Рассеяние пионов на нуклонах назад в «послерезонансной» промежуточной области энергий. Линейные барионные траектории	8
3. π^-n -рассеяние назад в интервале энергий Серпуховского ускорителя. Нелинейные барионные траектории	11
4. π^-n (π^+p)-рассеяние назад при высоких энергиях и особенность амплитуды πN -взаимодействия вблизи нуля (анализ данных при малых энергиях) . . .	15
5. π^-p -рассеяние назад в интервале энергий Серпуховского ускорителя. Эффект «глюрии»	18
6. Заключение. Радиационные поправки к рассеянию назад	21
Цитированная литература	22

1. НАЧАЛО ИССЛЕДОВАНИЯ ПИОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД.
РАССЕЯНИЕ В «РЕЗОНАНСНОЙ» ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Исследование рассеяния является прямым способом изучения взаимодействия элементарных частиц. Рассеяние вперед ($\sim 0^\circ$), под большими углами ($\sim 90^\circ$) или рассеяние частиц назад (на 180°) раскрывают различные стороны взаимодействия.

История исследования рассеяния назад ведет своё начало с знаменитого опыта Резерфорда, в котором наблюдались случаи рассеяния назад α -частиц от тонкой слюдяной фольги. Эти наблюдения привели к открытию атомного ядра. Резерфорду «повезло» с энергией α -частиц, которая оказалась подходящей для этого случая: достаточно велика, чтобы «чувствовать» структуру атома, и, с другой стороны, достаточно мала, чтобы не разрушить ядро. При этом условии оказалось справедливым представление о рассеянии частиц как о рассеянии классических объектов. Формула Резерфорда, выведенная им на основании механики Ньютона для взаимодействия заряженных частиц, оказалась достаточно точной и пригодной для этого случая.

Однако с повышением энергии бомбардирующих частиц такие представления становятся несостоятельными. В общем случае поведение частиц следует рассматривать квантовомеханически, и, кроме того, при взаимодействии частиц высоких энергий, грубо говоря, «прочность» частиц становится недостаточной: происходит рождение, поглощение и превращение частиц друг в друга в процессе взаимодействия. Даже при упругих взаимо-

действиях, когда сохраняются исходные частицы, происходит интенсивное рождение и поглощение виртуальных частиц.

При упругом рассеянии вперед мало затрагивается внутренняя структура сталкивающихся частиц, взаимодействие частиц носит дифракционный характер. На языке реджистики описание такого процесса осуществляется путем обмена помероном — реджеоном с квантовыми числами вакуума; такой обмен не изменяет природу взаимодействующих частиц. Сечение рассеяния вперед велико и, как все померонообменные процессы, слабо зависит от энергии.

С увеличением угла рассеяния сечение быстро падает и при рассеянии частиц на углы около 90° в системе центра масс достигает минимального значения. При этом рост энергии взаимодействующих частиц приводит к чрезвычайно быстрому уменьшению сечения. Это легко понять, поскольку при рассеянии на 90° передается максимальный поперечный импульс, а вероятность обменяться импульсом, достигающим при высоких энергиях многие десятки гигаэлектрон-вольт, частицами без их разрушения крайне мала из-за малой «прочности» частиц.

С этой точки зрения, казалось бы, сечение рассеяния назад должно быть еще меньше, так как частицы обмениваются импульсом, равным импульсу налетающей частицы. Однако рассеяние назад мы можем рассматривать иначе, как «неупругий» процесс, при котором происходит превращение налетающей частицы в частицу мишени, продолжающей двигаться в том же направлении без заметного изменения импульса. Хотя при рассеянии назад в конечном состоянии сохраняются те же частицы, что были вначале, это в некотором смысле более «неупругий» процесс по сравнению, скажем, с перезарядкой вперед ($\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$), поскольку при рассеянии назад тоже происходит «перезарядка», но обмен осуществляется барионным числом. Из всех квантовых чисел обмен барионным числом наиболее труден, поскольку барионное число связано с большой массой обмениваемой частицы. По этой причине сечение рассеяния назад будет малым и будет уменьшаться с увеличением энергии взаимодействующих частиц *). Однако это сечение не столь мало и не так быстро падает с энергией, как это имеет место при рассеянии на 90° (рис. 1). Таким образом, рассеяние назад при высоких энергиях следует рассматривать как «барионную перезарядку», причем сечение этого процесса будет тем больше, чем меньше поперечный переданный импульс. Так, мы подошли к тому, что в рассеянии назад должен наблюдаться пик при 180° . Теоретическое предсказание существования пика в рассеянии назад — одно из фундаментальных, поскольку вытекает из наиболее общих принципов теории, не зависящих от конкретных модельных представлений¹.

Хотя мы и начали разговор с опытов Резерфорда, история исследования рассеяния назад при высоких энергиях совсем непродолжительна. И если сегодня изучением рассеяния назад заняты ведущие лаборатории мира, исследования проводятся во всем доступном диапазоне энергий, то еще в 1963 г. экспериментальная оценка сечения рассеяния назад пионов на нуклонах для энергии свыше 1 Гэв колебалась в пределах от единиц до нескольких тысяч *мкбарн/стер*^{2, 3}. Лишь в 1964 г. в работе⁴, выполненной в ИТЭФ, впервые была получена достоверная оценка рассеяния назад π -мезонов на нейтронах ядер углерода. Было обнаружено, что сечение процесса сильно зависит от энергии и в диапазоне 1,5—4,5 Гэв изменяется от 600 до 20 *мкбарн/стер*. Эта поисковая работа была

*) «Интуитивные» представления о трудности барионного обмена из-за большой массы бариона основаны на линейности реджевских траекторий. Если же барионные траектории нелинейны, то приведенное выше заключение о поведении рассеяния назад может оказаться неправильным. См. об этом подробнее в гл. 3.

выполнена двумя методиками: пузырьковой (пропановой) камерой и с помощью большой цилиндрической искровой камеры. Оба метода дали согласующиеся результаты. В том же 1964 г. объединенной группой Аахен — Берлин — Бирмингем — Бонн — Гамбург — Лондон — Мюнхен в ЦЕРНе в пузырьковой камере были осуществлены измерения

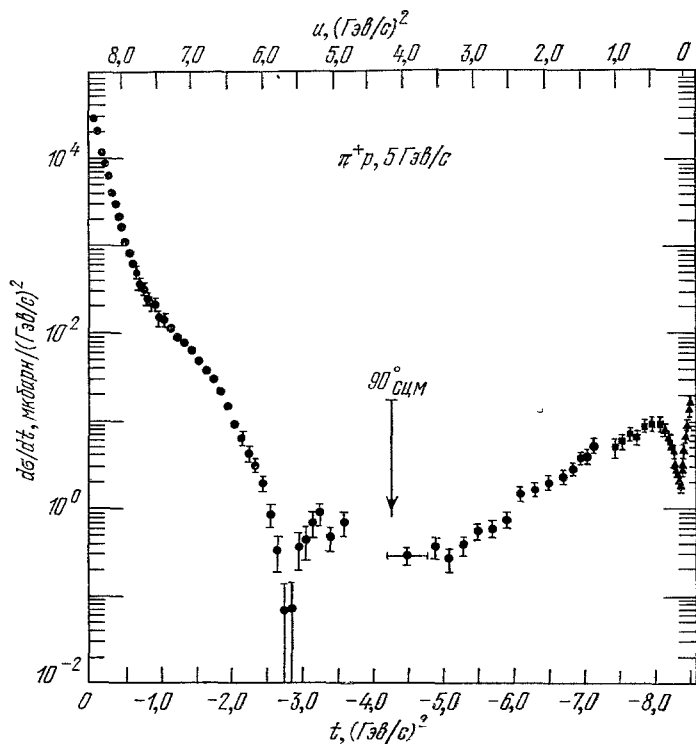


Рис. 1. Зависимость сечения π^+p -упругого рассеяния от квадрата переданного импульса.

π^+p -рассеяния назад при энергии 4 Гэв (19 ± 5 мкбарн/стер) ⁵. Последующие работы показали, что полученные оценки сечений были правильными, поэтому эти две работы следует считать первыми, в которых наблюдалось рассеяние назад пионов на нуклонах при высоких энергиях.

За сравнительно короткий период в исследовании рассеяния назад пионов на нуклонах были получены впечатляющие результаты.

а) Прежде всего это относится к обнаружению пика назад и особенностей в угловом распределении ⁶⁻⁸. Так, в реакции π^+p пик в районе 180° оказался очень узким (значительно уже, например, дифракционного пика в рассеянии вперед). Впервые это было показано в 1965 г. в ИТЭФ ⁶ при исследовании изотопически инвариантного канала рассеяния π^- -мезонов на нейтронах. Вскоре эти данные были подтверждены в Брукхейвене ⁷. Исследования, проведенные в более поздних работах ⁸, показали, что дифференциальные сечения рассеяния π^- -мезонов на протонах имеют сложную структуру (рис. 2). Так, узкому пику назад предшествует глубокий провал («дип») в сечении при значении квадрата переданного импульса $u \approx -0,16$ (Гэв/с)⁻². В реакции же π^-p пик назад оказался очень широким ⁸ (значительно шире дифракционного пика вперед), без каких-либо нерегулярностей в области переданных импульсов $|u| < 1$ (Гэв/с)⁻² (см. рис. 2).

б) Различиям в угловых распределениях π^+p - и π^-p -рассеяния назад соответствует и большая разница в величине сечения. Отношение сечений $\sigma(\pi^+p)/\sigma(\pi^-p)$ в рассеянии на 180° составляет 5—7. Большое различие в процессах с частицами разных знаков (это справедливо также и для K -мезонов⁹⁾ является примечательной чертой рассеяния назад. Действительно, в процессах рассеяния вперед (упругое рассеяние, полное сечение) различия в реакциях с частицами и античастицами невелики и исчезают с ростом энергии (теорема Померанчука¹⁰⁾). В конечном итоге это является следствием того, что обмен реджеоном с квантовыми числами вакуума доминирует. При рассеянии же назад различия в поведении частиц разных знаков указывают на то, что происходит обмен частицами с разными квантовыми числами.

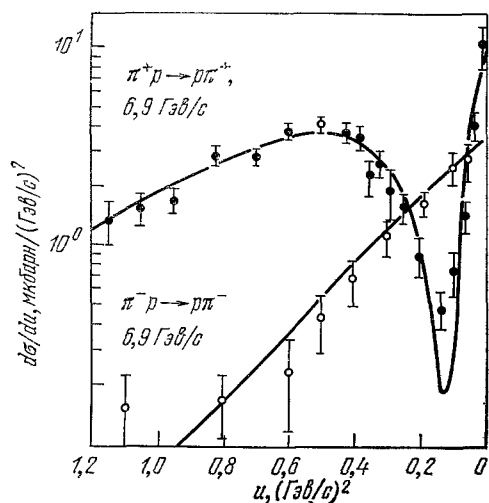


Рис. 2. Зависимость сечения π^+p - и π^-p -рассеяния назад от квадрата переданного импульса.

Самым важным здесь было обнаружение резонансного характера поведения сечения рассеяния пионов на нуклонах на 180°

в) Неподобно и энергетические зависимости сечений π^+ - и π^-p -рассеяния назад.

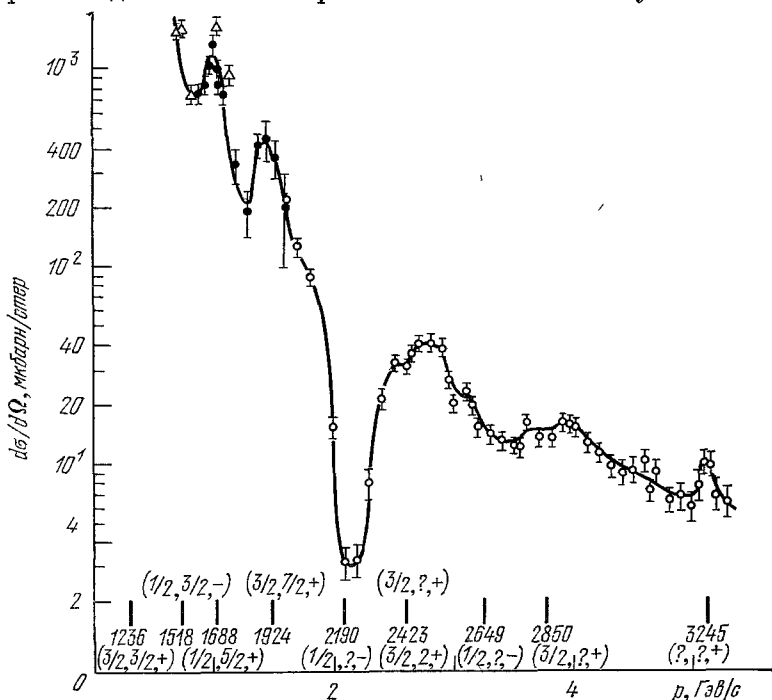


Рис. 3. Зависимость сечения π^-p -рассеяния на 180° от импульса.

с энергией в так называемой резонансной области энергий ($\lesssim 5$ Гэв)^{6, 11}. Впервые структура в энергетическом ходе рассеяния назад (в канале

π^-n) была наблюдаема в уже упоминавшейся работе ИТЭФ⁶. В работе Корманиоса и др.¹¹ была тщательно исследована энергетическая зависимость упругого π^-p -рассеяния на 180° и был обнаружен ряд минимумов и подъемов (рис. 3). В особенности обращал на себя внимание минимум в сечении при значении импульса $2,15 \text{ Гэв/с}$. В интервале нескольких десятых долей Гэв/с сечение падало на два порядка, затем вновь возрастало на порядок величины. Этот минимум в сечении в точности соответствовал положению изобары $N(2190)$. Обнаруженная в работе¹¹ связь поведения рассеяния назад с массами и квантовыми числами резонансов позволяла по характеру энергетической зависимости определить некоторые неизвестные до этого квантовые числа резонансов (например, отрицательную четность для $N(2190)$ и $N(2650)$, положительную — для $\Delta(2420)$ и $\Delta(2820)$ и т. д.).

Резонансный характер энергетической зависимости и связь рассеяния с резонансами могут быть поняты следующим образом. Если при какой-либо энергии возможен процесс образования изобары $\pi^\pm + p \rightarrow N^*(\Delta) \rightarrow \pi^\pm + p$ с последующим распадом вновь на те же частицы, то случай

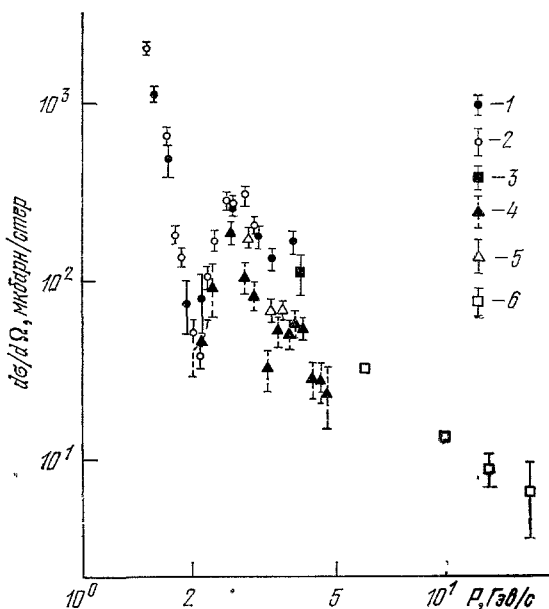


Рис. 4. Зависимость сечения $\pi^\pm p$ (π^-n)-рассеяния на 180° от импульса.

1 — ИТЭФ, 1968; 2 — Брукхейвен, 1968; 3 — Корнелл — Брукхейвен, 1966; 4 — Дубна, 1968; 5 — ЦЕРН, 1968; 6 — Корнелл — Брукхейвен, 1968.

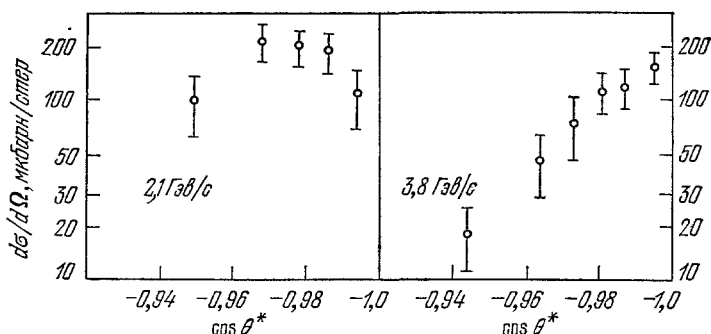


Рис. 5. Угловые распределения π^-n -рассеяния назад при импульсах $2,1$ и $3,8 \text{ Гэв/с}$.

рассеяния назад и распад изобары с вылетом π назад будут неразличимы. Реакция с образованием изобары имеет резонансный характер энергетической зависимости. Очевидно, что рассеяние назад будет отражать этот резонансный ход в районе рождения изобары. Причем резонансное поведение должно быть резко выражено, поскольку сечение рассеяния назад мало и влияние s -канальных резонансов оказывается очень большим.

Резонансный характер энергетической зависимости в реакции π^+p -рассеяния назад подробно исследовался в 1967—1968 гг. в работах Дубненской группы¹², в Брукхейвене¹³ и ИТЭФ¹⁴ (π^-n). Энергетическая зависимость π^+p -рассеяния на 180° имеет столь же выраженный резонансный характер (рис. 4), определяемый образованием Δ -изобар в s -канале.

В работе ИТЭФ¹⁴, помимо изучения энергетической зависимости рассеяния на 180° , были исследованы также и угловые распределения рассеяния назад в районе 180° . Угловые распределения также отражают интерференционную картину взаимодействия. Если для областей максимумов в сечениях угловые распределения имеют четко выраженный характер пиков к 180° ($p=2,6$ и $3,8$ Гэв/с), то в районе минимумов распределения меняют характер. Для главного минимума в районе импульсов $1,9$ — $2,1$ Гэв/с сечения рассеяния назад, скорее, падают к 180° (рис. 5).

2. РАССЕЯНИЕ ПИОНОВ НА НУКЛОНАХ НАЗАД В «ПОСЛЕРЕЗОНАНСНОЙ» ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ. ЛИНЕЙНЫЕ БАРИОННЫЕ ТРАЕКТОРИИ

Остановимся прежде всего на том, как теория описывает рассеяние назад пионов на нуклонах. К сожалению, мы не имеем теории сильных взаимодействий в общем виде. Это связано с тем, что константа связи в сильных взаимодействиях велика. Теория возмущений, столь успешно применяемая в электродинамике, здесь не работает, а общего метода вычисления взаимодействия в условиях сильной связи не найдено. Удовлетворительная теория может быть построена для некоторых частных случаев. Наибольшие ожидания связаны с асимптотическим подходом, суть которого состоит в рассмотрении процессов в области очень высоких энергий, где взаимодействия не осложнены пороговыми явлениями, где постепенно стирается индивидуальность частиц¹⁵, и есть надежда, что описание взаимодействия упростится. Наиболее последовательной и универсальной теорией асимптотического взаимодействия адронов является реджевская теория комплексных моментов¹⁶. В этой теории предполагается, что основной вклад во взаимодействие дают процессы обмена реджеоном — совокупностью частиц, которые находятся в состоянии с определенными квантовыми числами (барионным зарядом, изоспином и четностью) и переменным спином, зависящим от квадрата переданного импульса t . Амплитуда обмена реджеоном пропорциональна s^α , где α — переменный спин реджеона, s — квадрат энергии в с. ц. м. ($s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$, $u = (p_1 - p_4)^2$, где p_i — 4-импульс частицы двухчастичного процесса $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$). При больших энергиях из бесконечного числа особенностей, характеризующихся разными α_i , выделяется главная особенность с наибольшим α . В этом состоит асимптотическое рассмотрение. С другой стороны, поскольку α зависит от t , причем убывает с увеличением переданного импульса, то область малых t оказывается выделенной. При этом выделенной является область не только рассеяния вперед, но и рассеяния назад¹⁷. В последнем случае должны быть малыми квадраты переданных импульсов u . Аналогично дифракционному рассеянию вперед, пик назад обусловлен убыванием α с увеличением квадрата переданного импульса u , только здесь $\alpha(u)$ — главная особенность барионного реджеона. Вообще в реджистике дифракционная картина имеет место в любом двухчастичном взаимодействии вперед или назад, упругом или обменном, лишь бы процесс мог быть описан обменом реджеоном.

Как мы уже отметили выше, асимптотическая область энергии достаточно далека от пороговых явлений, чтобы резонансы (в s -канале) могли непосредственно оказывать влияние на рассеяние частиц. Означает ли

это, что, уйдя далеко по энергии в область, где зависимости носят плавный характер, где частицы обезличиваются, мы полностью потеряли с ними связь?

Одна из заслуг реджистики заключается в том, что она позволила обнаружить связь между самостоятельными прежде областями — рассеянием частиц при высоких энергиях, с одной стороны, и спектром резонансов и элементарных частиц, с другой. Дело в том, что реджеон обладает определенным набором квантовых чисел и тем самым связан с образующими его резонансами и частицами с теми же квантовыми числами, более того, величина α и ее зависимость от переданного импульса, т. е. то, что определяет динамику рассеяния частиц в асимптотике, в определенном смысле задаются соотношениями спинов и масс семейства элементарных частиц и резонансов с данными квантовыми числами.

Амплитуда обмена фермионным реджеоном

$$M = F(u) \frac{1 + \sigma \exp\{-i\pi[\alpha - (1/2)]\}}{\sin\{\pi[\alpha - (1/2)]\}} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-1/2} \quad (2.1)$$

(где $\sigma = \pm 1$ — сигнатура, $F(u)$ — неопределяемая в теории вещественная функция от u , $s_0 = 1 \text{ Гэв}^2$ — размерная константа) определена в физической области отрицательных значений u . Для положительных значений u амплитуда (2.1) имеет физический смысл только при полуцелых значениях спина α : для положительной сигнатуры ($\sigma = +1$) при значениях $\alpha = 1/2, 5/2, 9/2, \dots$, а для $\sigma = -1$ при $\alpha = 3/2, 7/2, 11/2, \dots$. В этих точках амплитуда имеет полюсы. Если полюсы сопоставить с реальными частицами и резонансами*), то образуются так называемые реджевские траектории: для изотопического спина $1/2$ — нуклонные траектории: α_{N_α} с $\sigma = +1$ и α_{N_γ} с $\sigma = -1$, и для изотопического спина $3/2$ — Δ -траектория: α_Δ с $\sigma = -1$ (рис. 6).

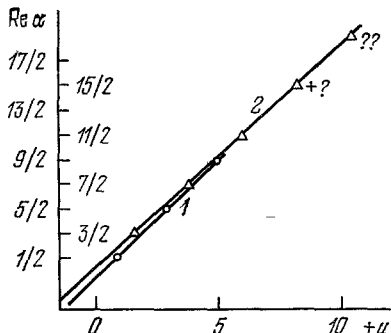


Рис. 6. Линейные реджевские траектории N_α и Δ .
 $1 - \alpha_{N_\alpha} = -0,37 + 0,99u$; $2 - \alpha_\Delta = -0,10 + 0,91u$.

Теория не предсказывает, какова должна быть форма реджевской траектории (что естественно, поскольку в теории не содержится спектр элементарных частиц и резонансов), однако в теории $\alpha(u)$ является единой аналитической функцией, описывающей для $u < 0$ поведение рассеяния частиц при высоких энергиях, а для $u > 0$ — зависимость спина от массы для частиц и резонансов. Посмотрим, нельзя ли определить форму траектории, используя эту информацию. В области малых переданных импульсов траекторию можно представить в виде ряда. Так, например, для бозонов

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t + \alpha'' t^2 + \dots \quad (2.2)$$

Поведение траекторий в физической области отрицательных t (определяемое из экспериментов по рассеянию вперед, перезарядке и т. д.), а также положение реальных частиц для положительных t указывают на то, что в (2.2) можно оставить только два первых члена, т. е. бозонные траектории линейны по t .

*) Если α комплексно при полуцелых значениях $\text{Re } \alpha$, то амплитуда описывает нестабильную частицу — резонанс.

В случае рассеяния назад картина более сложная¹⁷. Барионный реджеон проявляет себя как частица при полуцелых значениях спинов, т. е. является фермионом. В случае обмена частицей с полуцелым спином пропагатор содержит массу в первой степени. Для реджеонов роль массы играет \sqrt{u} (u — квадрат энергии в сдм в u -канале). Поэтому параметром разложения барионной траектории является \sqrt{u} :

$$\alpha(\sqrt{u}) = \alpha_0 + \beta \sqrt{u} + \alpha' u + \dots \quad (2.3)$$

Однако полная амплитуда не должна содержать дополнительной комплексности, связанной с \sqrt{u} , появляющимся при фермионном обмене. Поэтому амплитуда определяется не одним, а парой полюсов с взаимно противоположной четностью, причем существуют два пути избавления от лишней комплексности.

Первая возможность заключается в том, что любому фермиону соответствует другой, равной массы и противоположной четности, т. е. имеет место *вырождение по четности*. В этом случае траектория не содержит членов с нечетными степенями по \sqrt{u} :

$$\alpha(u) = \alpha_0 + \alpha' u + \dots \quad (2.4)$$

Ситуация очень похожа на ту, которая имеет место для бозонных обменов, и, поскольку реальное положение барионов близко к прямым, барионные траектории могут быть *линейными* по u (рис. 6).

Другая возможность состоит в том, что фермионные траектории противоположной четности являются комплексно сопряженными. В этом случае

$$\alpha(\sqrt{u})_{\pm} = \alpha_0 + \alpha' u \pm \beta \sqrt{u}, \quad (2.5)$$

и никакой комплексности в полной амплитуде также не возникает.

Если реализуется первая возможность (вырождение по четности), то вопрос о форме траектории решается: барионные траектории — прямые линии (можно пренебречь членом $\sim u^2$), и положение частиц и резонансов на траектории однозначно задает поведение α в зависимости от переданного импульса в физической области отрицательных u , где оно определяет рассеяние частиц.

Легко видеть, что барионный обмен приводит к сильному падению сечения рассеяния назад пионов на нуклонах при увеличении энергии. Поскольку

$$\frac{d\sigma}{du} \sim \frac{1}{s} |M|^2 \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha-2}, \quad (2.6)$$

а проходящие через резонансы барионные траектории:

$$\begin{aligned} \alpha_{N\alpha} &= -0,37 + 0,99u, \\ \alpha_{\Delta} &= +0,10 + 0,91u, \end{aligned} \quad (2.7)$$

то для процессов, определяемых нуклонным полюсом,

$$\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_{u=0} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-2,7} \propto E^{-2,7}, \quad (2.8)$$

а для процессов с Δ -траекторией

$$\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_{u=0} \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{-1,8} \propto E^{-1,8}. \quad (2.9)$$

Следует заметить, что падение сечения тем круче, чем больше значение массы резонанса при наименьшем спине. Таким образом, сильное падение

сечения рассеяния назад пионов на нуклонах является следствием того, что не существует легких барионов с массой, меньшей нуклонной; нуклонная же траектория дает приведенную выше зависимость (2.8).

Если теперь исследовать в эксперименте энергетическую зависимость пион-нуклонного рассеяния назад, то можно отсюда получить поведение траекторий, главных особенностей, определяющих процесс рассеяния. Однако прежде следует выяснить, какие особенности являются определяющими в пион-нуклонном рассеянии назад при высоких энергиях. Для этой цели следует обратиться к соотношению между различными реакциями. Так, реакция π^-p -упругого рассеяния назад имеет в u -канале значение проекции изоспина, равное $3/2$, и может идти поэтому только путем обмена Δ -реджеоном. В реакции же π^+p значение третьей проекции изоспина равно $1/2$ и π^+p -рассеяние назад определяется как нуклонной (N_α), так и Δ -траекториями *). Изотопические соотношения между реакциями выводятся с помощью коэффициентов Клебша — Гордана. Так, отношение сечений π^-p/π^+p равно 0:2, если определяющим в обеих реакциях является N -полос, 9:1, если рассеяние идет только через Δ -полос.

Экспериментальные исследования рассеяния назад π^+ - и π^- -мезонов на протонах в интервале энергий 5,9—17 Гэв были осуществлены двумя группами: Корнелл — Брукхейвен¹⁸ и Брукхейвен — Карнеги — Меллон¹⁹. Из этих измерений следует, что при указанных выше энергиях, так же как и при меньших энергиях, сечение π^+p -рассеяния назад в районе $u = 0$ значительно (в 5 раз) превышает сечение π^-p . При этом сохраняется резкое различие в угловых распределениях (узкий пик с провалом для π^+p - и широкий пик для π^-p -рассеяния). Из этих данных следует, что нуклонный вычет значительно превышает вычет для Δ -особенности, поэтому π^+p -рассеяние в основном определяется нуклонным полюсом. Реджевские модели с линейными барионными траекториями²⁰ удовлетворительно описывают $\pi^\pm p$ -рассеяние назад до энергии 17 Гэв.

Но, как мы видели, линейные траектории приводят к тому, что энергетическую зависимость для нуклонного полюса следует ожидать более крутой, чем для Δ -полюса, N_α -полос должен вымирать быстрее (ср. (2.8) и (2.9)), и с увеличением энергии Δ -полос должен в конце концов заместить N_α -полос в своем влиянии на π^+p -рассеяние, несмотря на то, что вычет N_α превышает вычет Δ . Эти соображения позволили Баргеру и Клайну²¹ предсказать, что при энергии ~ 35 Гэв сечение π^-p -рассеяния назад должно превысить сечение π^+p -рассеяния. Таким образом, решающие выводы о поведении траектории, исходя из энергетической зависимости сечения рассеяния назад, могут быть получены лишь при экспериментальном исследовании при энергиях, доступных на ускорителях Серпухова и Батавии.

3. π^-n -РАССЕЯНИЕ НАЗАД В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ СЕРПУХОВСКОГО УСКОРИТЕЛЯ. НЕЛИНЕЙНЫЕ БАРИОННЫЕ ТРАЕКТОРИИ

В 1972 г. группой ИТЭФ²² были осуществлены измерения упругого рассеяния π^- -мезонов на нейтронах в интервале энергий 20—40 Гэв. Измерения были проведены на ускорителе в Серпухове. Установка приведена на рис. 7. Здесь, как и в предыдущих работах ИТЭФ^{4, 6}, сохранена максимальная эффективность регистрации продуктов взаимодействия пионов

*) Обычно N_γ -траектория в π^+p -рассеянии не учитывается, поскольку имеет наименьшее значение α при $u = 0$ (при условии линейности траекторий). При высоких энергиях влиянием N_γ -траектории можно пренебречь.

в мишени (мишень окружена искровыми камерами) и осуществляется подавление летящих вперед заряженных частиц и γ -квантов в системе «антисчетчиков». Кроме того (как и в работе ИТЭФ¹⁴), использован кинематический принцип выделения упругой реакции путем измерения углов рассеянного назад π -мезона и рассеянного вперед нейтрона отдачи, регистрирующегося в искровых камерах нейтронного детектора. Особое

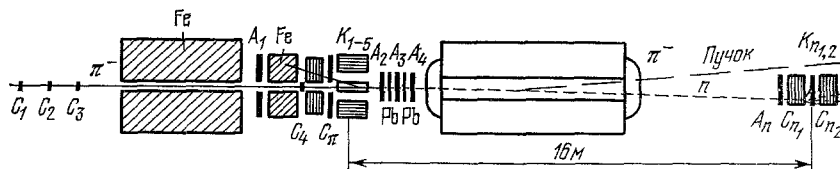


Рис. 7. Схема установки в опыте ИТЭФ (1972).

C_{1-4} , C_{π} , C_{n1-2} — счетчики совпадений, A_{1-4} , A_n — счетчики антисовпадений, K_{1-5} , $K_{n1,2}$ — искровые камеры, Fe — защита, Pb — свинцовые конверты.

внимание было уделено возможности экспонировать установку при максимальной интенсивности пучка *). Для этой цели между мишенью и нейтронным детектором был помещен очищающий магнит, который отклонял первичный пучок от искровых камер нейтронного детектора, кроме того,

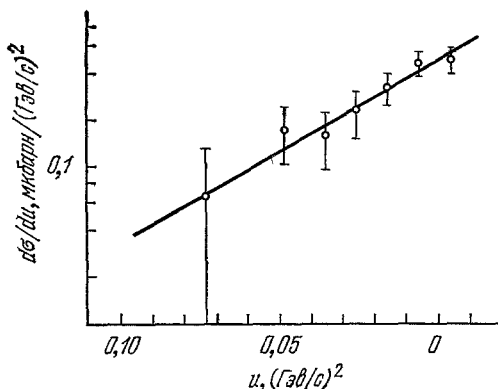


Рис. 8. Дифференциальное сечение π^-n -рассеяния назад при импульсе 40 Гэв/с.

$$d\sigma/du = Ae^{Bu}, \quad A = 0,44 \pm 0,053 \text{ мб/град}/(\text{Гэв/с})^2, \\ B = 26 \pm 6 (\text{Гэв/с})^{-2}$$

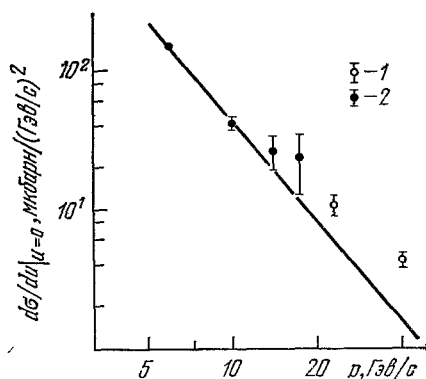


Рис. 9. Зависимость сечения π^-p (π^-n)-рассеяния назад от импульса.

1 — ИТЭФ, 1972, 2 — Корнелл — Брунхейвен, 1968.

в передней искровой камере, предназначенной для регистрации рассеянных назад π -мезонов, в центре было сделано отверстие, через которое пропускался пучок. Эти меры позволили использовать интенсивность пучка на уровне (в среднем) $5 \cdot 10^5$ частиц за цикл при длительности сброса 0,5 сек.

В опыте была использована метровая мишень с дейтерием в твердом состоянии, охлажденном жидким гелием.

На рис. 8 приведено угловое распределение сечения рассеяния назад π^- -мезонов на нейтронах при энергии 40 Гэв. На рисунке виден острый

*) Необходимость этого достаточно очевидна, если принять во внимание, что сечение процесса очень мало и быстро падает с энергией. Насколько возрастают трудности при измерении рассеяния назад с повышением энергии, хорошо видно, например, в опыте Корнелл — БНЛ¹⁸ по тому, как увеличиваются ошибки в экспериментальных точках при переходе к энергиям 13 и 17 Гэв (см. ниже, рис. 9). При этих энергиях число событий рассеяния назад составляло единицы.

пик назад с наклоном в узкой области около 180° :

$$\frac{d}{du} \left[\ln \left(\frac{d\sigma}{du} \right) \right] = 26 \pm 6 \text{ (Гэв/с)}^{-2}.$$

На рис. 9 приведена энергетическая зависимость $(d\sigma/du)_{u=0}$ в сравнении с данными π^+p Корнелл — Брукхейвена¹⁸ при энергиях 5,9; 10; 13,7; 17,1 Гэв. Сравнение показывает, что с ростом энергии падение сечения рассеяния начинает замедляться. Если в интервале 5,9—10 Гэв крутизна падения сечения с энергией, пропорциональная $1/E^n$, характеризовалась показателем n , большим 2, то уже для энергий, больших 10 Гэв, показатель становится меньше 2. Показатель n прямо связан с $\alpha(0)$ ($\alpha(0) = 1 - (n/2)$, см. (2.6)). Таким образом, для энергий, меньших 10 Гэв, $\alpha(0) < 0$, что характерно для нуклонного полюса (2.7), а для энергий выше 10 Гэв $\alpha(0) > 0$, как если бы чистый Δ -обмен являлся определяющим в π^-n (π^+p)-рассеянии. Однако столь быстрая смена ролей N_α на Δ в π^-n -рассеянии должна была бы привести к скачкообразному подрастанию сечения π^-p -рассеяния. Еще при энергии 16 Гэв сечение π^-p было значительно меньше π^+p ; если же Δ -полюс становится главным в π^-n , то, как мы видели выше, сечение π^-p должно во много раз (9 : 1) превысить π^-n (π^+p)-сечение. Как мы увидим ниже, никакого подрастания π^-p -сечения с увеличением энергии не наблюдается. Таким образом, мы приходим к выводу, что в π^-n (π^+p)-рассеянии назад нуклонный полюс продолжает оставаться доминирующим, но эффективное значение $\alpha(0)$ становится положительным. Однако мы не знаем в изотоп-канале $1/2$ линейных траекторий, которые имели бы положительные значения $\alpha(0)$. Таким образом, либо в амплитуде рассеяния назад должны быть нереджевские члены с $\alpha_{\text{эфф}} > 0$ (ниже мы рассмотрим некоторые из таких моделей), либо мы должны считать, что реализуется вторая возможность — с нелинейными барионными траекториями (2.5), о которых мы говорили выше, причем такими, что при $u = 0$ величина α становится больше той, которая получается при линейной траектории. Тогда это неминуемо приведет к замедлению падения сечения с энергией.

Посмотрим, возможна ли (и в каких пределах) нелинейность барионных траекторий.

Если обратиться к рис. 6, то кажется, что близкое положение резонансов от прямых линий является весьма сильным подтверждением эмпирического правила прямолинейности реджевских барионных траекторий. Однако это только на первый взгляд. Во-первых, траектории проведены не через все известные резонансы, с другой стороны, у части резонансов, лежащих на траекториях, неизвестны квантовые числа. Во-вторых, прямолинейность траектории означает, как мы уже обсуждали, что резонансы вырождены по четности. Однако в таблице нет случаев совпадения резонансов с разной четностью, может быть, кроме пары $N(1688)5/2^+ - N(1670)5/2^-$, которую можно было бы рассматривать как дублет, но в таком случае требуется существование резонанса меньшей массы, который был бы дублетом нуклону $N(940)1/2^-$, а такого резонанса не найдено. И, наконец, в-третьих, большая степень надежности предсказания поведения рассеяния, связанная с близостью расположения резонансов от прямых линий, в действительности является кажущейся. Через те же резонансы, с той же степенью близости, можно провести параболы (2.5): $\alpha(\sqrt{u}) = \alpha_0 + \alpha' u \pm \beta \sqrt{u}$, причем (и это важно!) коэффициент β при члене u может быть сделан совсем немалым. А это совершенно изменяет ситуацию предсказания поведения рассеяния по положению резонансов. Рассеяние в области малых u (а только в этой области и «работает» теория) определяется главным образом величинами α_0 и β и очень

слабо зависит от α' (член $\alpha'u$ мал для $u \ll 1$), в то время как прохождение траектории около резонансов задается в первую очередь коэффициентом α' . Таким образом, прохождение траектории вблизи резонансов и поведение ее в области $u \lesssim 0$ оказываются мало связанными, а экстраполяция — очень далекой.

Приведем некоторые примеры. Траектории $\alpha_{N_\alpha} = -0,70 + 0,83u \pm \pm 0,5 \sqrt{u}$ и $\alpha_\Delta = -0,20 + 0,83u \pm 0,36 \sqrt{u}$ проходят через максимальное число известных к настоящему времени резонансов, описывая одно-

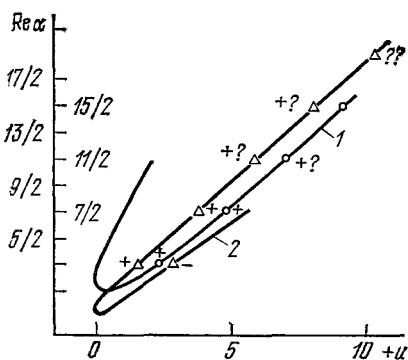


Рис. 10. Примеры нелинейных реджевских траекторий.

1 — $\alpha_{N_\gamma} = 1 + 1,207u \mp 1,50 \sqrt{u}$;

2 — $\alpha_\Delta = 0,20 + 0,83u \pm 0,36 \sqrt{u}$.

$\sim E^{-2,7}$ и $\sim E^{-1,8}$ в случае линейных траекторий). Можно получить и положительные значения α_0 в траекториях, например $\alpha_{N_\alpha} = 0,5 + 1,58u - 1,48 \sqrt{u}$. При этом α пройдет через точки $(0,938)1/2^+$, $(1,688)5/2^+$ и $(2,140)9/2^+$ (ср. с частицами), а энергетическая зависимость рассеяния будет значительно слабее, чем в случае линейных траекторий *).

Сечения реакций π^-p - и π^+p -рассеяния назад могут не только не пересечься при энергии 35 Гэв (вспомним предсказания ²¹), но вообще разойтись друг от друга.

При отсутствии требования на прямолинейность траектории у нас не остается аргументов для пренебрежения влиянием N_γ -траектории на π^+p -рассеяние (см. сноску на стр. 11). Более того, это влияние может оказаться решающим. В качестве курьеза приведем траекторию $\alpha_{N_\gamma} = 1,0 + 1,207u - 1,50 \sqrt{u}$, идеально проходящую через реальные резонансы (ср. значения α_{N_γ} $(1,520)3/2^-$, $(2,190)7/2^-$, $(2,650)(11/2^-)$ и $(3,025)(15/2^-)$ с частицами N_γ $(1520)3/2^-$, N_γ $(2190)7/2^-$, N_γ $(2650)?^-$ и N_γ $(3030)?^-$, при которой сечение рассеяния назад π^+ -мезонов на протонах при $u = 0$ перестает зависеть от энергии: $(d\sigma/du)_{u=0} = \text{const}$. Конечно, траектория подобного сорта генерирует резонансы противоположной четности для положительного знака перед \sqrt{u} с меньшими массами, которых нет в природе. Однако этой трудности можно избежать, например, приравняв

*) Мы выбрали $\alpha_{N_\alpha}(0) = 0,5$ не случайно, при этом значении $d\sigma/d\Omega = \text{const}$, а $d\sigma/du \sim E^{-1}$, т. е. энергетическая зависимость рассеяния такая же, какую следовало ожидать при стоящем нуклонном полюсе (см. ниже). На самом же деле нуклонная особенность движется, но траектория — величина.

частицы с положительной четностью и при отрицательном знаке — частицы с отрицательной четностью (нуклонная траектория для спинов $1/2$, $5/2$ и $9/2$ дает значения масс 0,939; 1,688; 2,223 и 1,537, которые следует сравнить с частицами $N(939)1/2^+$, $N(1688)5/2^+$, $N(2220)9/2^+$ и $N(1535)1/2^-$; Δ -траектория: 1,238; 1,920; 2,420; 2,850; 3,220 для положительного знака перед \sqrt{u} и 1,670 для отрицательного, частицы: $\Delta(1236)3/2^+$, $\Delta(1950)7/2^+$, $\Delta(2420)11/2^+$, $\Delta(2850)?^+$, $\Delta(3230)?^+$ и $\Delta(1670)3/2^-$ (рис. 10)).

При таких траекториях энергетическая зависимость рассеяния будет более крутой по сравнению с линейными траекториями: $(d\sigma/du) \sim E^{-3,4}$ для N - и $\sim E^{-2,4}$ для Δ -траекторий (ср. с зависимостью, соответственно,

нулю амплитуду π^+p -рассеяния в соответствующих точках u . Причем можно даже сделать так, что одновременно будет в точности описан знаменитый провал (при $u \approx -0,16$ (Гэв/с)⁻²) в угловом распределении π^+p -рассеяния назад *).

Разговор о реджевской теории комплексных моментов мы начали с впечатляющего факта связи резонансов и рассеяния. К сожалению, мы не знаем, как конкретно эта связь осуществляется. Приведенные выше примеры показывают, что современная теория, по существу, не ограничивает поведения рассеяния назад пионов на нуклонах (точнее, энергетическая зависимость рассеяния назад допустима в пределах от $E^{-3,5}$ вплоть до E^0).

Итак, в итоге мы получили:

1. Экспериментальные результаты по π^-n -рассеянию назад при высоких энергиях указывают на то, что барионные траектории могут быть нелинейными.

2. В самой реджевской теории комплексных моментов не содержится конкретного вида зависимости α от переданного импульса, а положение реальных резонансов фактически не ограничивает поведение α вблизи нуля, т. е. допустима нелинейность барионных траекторий в очень широких пределах.

4. π^-n (π^+p)-РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И ОСОБЕННОСТЬ АМПЛИТУДЫ πN -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВБЛИЗИ НУЛЯ (АНАЛИЗ ДАННЫХ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ)

Существуют ли дополнительные аргументы (теоретические, вне рамок теории комплексных моментов, или экспериментальные, помимо рассеяния назад), из которых можно было бы вывести заключение о поведении барионных траекторий?

Казалось бы, ответ содержится в дуальных моделях (модель Венециано²⁵), где траектории должны быть *линейными* и вырожденными по четности и спинам. Предсказания дуальных моделей, видимо, выполняются для процессов с обменом мезонными траекториями (мезонные траектории линейны, подобны и вырождены: близость масс ρ и ω , траектории ρ , ω (отрицательной сигнатуры) и A_2 , f (положительной сигнатуры) совпадают и т. д.). Однако общепризнано (см., например, ²⁶), что основные соотношения дуальных моделей *не выполняются*, когда процессы описываются *барионными* обменами. Такое несоответствие дуальности процессам с барионными обменами красноречиво указывает на глубокое различие пионов и барионов. Возможно, это различие связано с тем, что пионы и барионы подчиняются разной статистике. Таким образом, дуальные модели не дают нам сведений о поведении барионных траекторий.

Обратимся теперь к анализу экспериментальных данных. Оказывается, некоторые сведения о поведении барионных траекторий, а точнее о πN -рассеянии назад при высоких энергиях, можно получить совсем из другой области, а именно из фазового анализа экспериментов по πN -рассеянию при малых энергиях.

*) Здесь мы не останавливались на объяснении особенности в угловом распределении π^+p -рассеяния (факт весьма яркий, по крайней мере с экспериментальной стороны). В нынешней теории он сравнительно легко объясняется и с помощью так называемых ложных нулей в амплитуде π^+p ²³ или более «естественным» способом, путем учета перерассеяния²⁴. Может быть он объяснен и приведенным выше способом. Такое многообразие объяснений приводит к тому, что мы так и не знаем истинную причину этого удивительного явления, теория оказывается настолько «гибкой», что ее предсказательный потенциал близок к нулю (по крайней мере в данном случае).

Елвекьяером²⁷ было проведено тщательное феноменологическое исследование πN ($l = 1$)-парциальных волн вблизи $s = 0$. Этот анализ привел к чрезвычайно интересному результату: указанию на существование сильного «короткодействующего» πN -взаимодействия, локализованного вблизи $s = 0$. Это взаимодействие проявилось в изотопическом канале $1/2$. Соответствующая парциальная волна P_{11}^{SR} (P -волны обозначены как $P_{2I, 2J}^{SR}$, где I — изотопический спин, J — полный спин, SR —

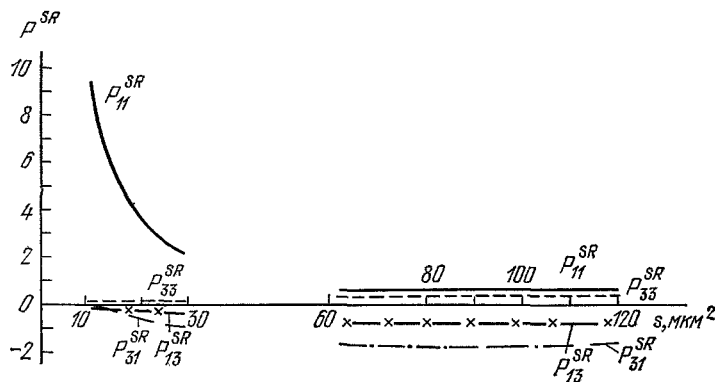


Рис. 11. P -парциальные волны «короткодействующей» части πN -взаимодействия.

индекс короткодействия («Short Range»)) испытала неожиданный подъем при приближении s к нулю и стала на порядок величины больше остальных P -волн (рис. 11).

Оказывается, поведение «короткодействующей» πN -амплитуды вблизи $s = 0$ может быть связано с асимптотикой πN -рассеяния назад. Как показано в работе²⁸, эффективное значение $\alpha(0)$, определяющее рассеяние назад при высоких энергиях, является критическим для поведения парциальной волны вблизи $s = 0$. Если для описания πN -рассеяния назад воспользоваться реджевской моделью²¹ с N_α - и N_γ -линейными траекториями (2.7), то соответствующая парциальная волна совершенно не согласуется с поведением P_{11}^{SR} , наблюдаемым при малых энергиях (рис. 12). Линейные траектории дают для эффективного значения $\alpha_N(0)$ (нуклонного реджеона) слишком малую величину.

Дью и Чанг²⁸ проанализировали, при каком значении α можно удовлетворить одновременно экспериментальным данным ИТЭФ²² по π^-n -рассеянию назад и поведению парциальной P_{11}^{SR} -волны вблизи $s = 0$, и получили хорошее описание всех данных (рис. 12 и 13) при значении $\alpha = +1$ и положительной сигнатуре. Неожиданный результат! Он означает, что поведение барионной траектории помероноподобно *).

Похожая модель ранее была предложена Гиназбургом и Перловским²⁹. В модели²⁹, наряду с реджевской амплитудой, рассматривался обмен «элементарным» нуклоном в процессе π^-n -рассеяния назад. Элементарный нуклон имеет «стоящую» особенность, $\alpha = 1/2$. Модель удовлетворитель-

*) Дью и Чанг считают, что полученный результат говорит о «переджевском» поведении амплитуды рассеяния назад, подразумевая под «реджевским» — модель с линейными траекториями. Однако сама реджевская теория не постулирует линейных траекторий, а, как мы показали выше, реальное положение частиц и резонансов допускает траектории столь большой нелинейности, что α может принимать значения вплоть до $+1$.

но описывала данные ²² по π^-n -рассеянию назад в интервале энергий ускорителя в Серпухове.

Сформулируем основные выводы этой главы:

1) Экспериментальные данные ИТЭФ ²² указывают на то, что сильное падение сечения π^+p (π^-n)-рассеяния назад с энергией, наблюдавшееся при промежуточных энергиях ≤ 17 Гэв, замедляется в интервале энергий 20—40 Гэв.

2) Анализ данных πN -рассеяния при малых энергиях (фазовый анализ) указывает на существование сильного короткодействующего взаимодействия вблизи $s = 0$, проявляющегося в парциальной волне P_{11}^{SR} ²⁷.

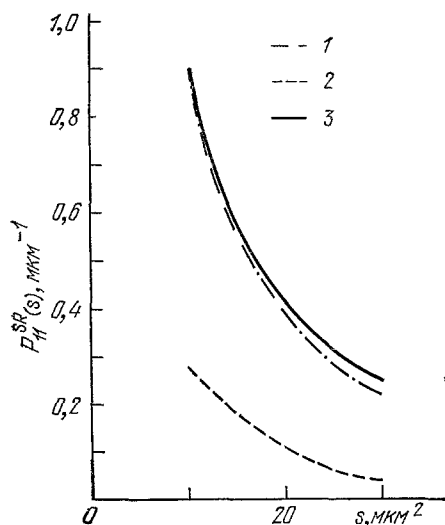


Рис. 12. P_{11}^{SR} -парциальная волна.

1 — наблюдаемое поведение из фазового анализа данных при малых энергиях, 2 — волна, вычисленная по реджевской модели ²¹ πN -рассеяния назад с линейными барионными траекториями, 3 — вычисленная по модели ²⁸ πN -рассеяния назад с $\alpha = 1$.

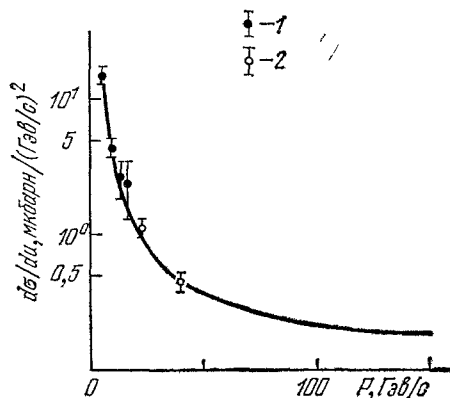


Рис. 13. Описание π^+p (π^-n)-рассеяния назад в модели ²⁸ с $\alpha = 1$.

1 — Корнелл — Брукхейвен, 1968; 2 — ИТЭФ, 1972.

3) Оба явления оказываются связанными (дисперсионными соотношениями), и для их объяснения необходимо, чтобы эффективное значение α было гораздо больше того, которое получается из линейных барионных траекторий. Модели с большим эффективным значением α_N ($\approx 1/2 \div 1$) ^{28, 29} удовлетворительно описывают как π^-n -данные по рассеянию назад при высоких энергиях ²², так и поведение P_{11}^{SR} -парциальной волны вблизи $s = 0$ ²⁷.

4) Как указанные явления, так и рассмотренные теоретические модели имеют отношение к особенностям, проявляющимся в кроссинговом канале с обменом, характеризуемом квантовыми числами нуклона ($I = 1/2$, $J = 1/2$, $\sigma = +1$). Однако нет никаких указаний на то, что должны быть какие-либо изменения в изотопическом канале $3/2$, ассоциируемом с Δ -траекторией.

В связи с последним замечанием очень важно выяснить экспериментально, какова картина рассеяния назад при высоких энергиях π^- -мезонов на протонах — реакции, характеризуемой чистым Δ -обменом. Такие измерения были осуществлены недавно группой ИТЭФ на ускорителе в Серпухове ³⁰.

5. π^-p -РАСSEЯНИЕ НАЗАД В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ СЕРПУХОВСКОГО УСКОРИТЕЛЯ. ЭФФЕКТ «ГЛОРИИ»

Схема эксперимента ИТЭФ по π^-p -рассеянию назад ³⁰ приведена на рис. 14. В работе использовалась 70-см мишень с твердым водородом, охлаждаемым жидким гелием. Траектории пионов первичного пучка

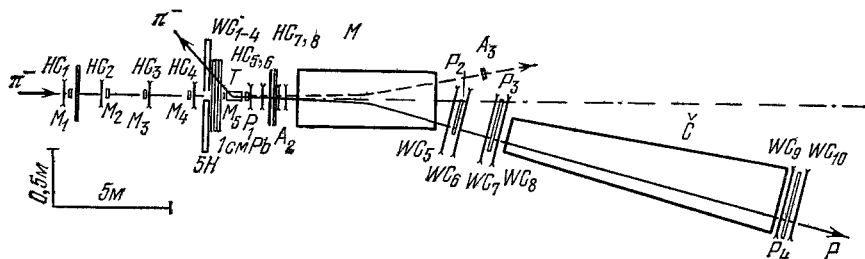


Рис. 14. Схема установки в опыте ИТЭФ (1976).

M_{1-5} — мониторные счетчики, A_{1-3} — счетчики антисовпадений, P_{1-4} — счетчики «протонной» ветки спектрометра, $\Gamma_{1,2}$ — годоскопы для регистрации рассеянных назад пионов, HC_{1-8} — гибридные искровые камеры, WC_{1-10} — проволоочные искровые камеры, \hat{C} — черенковский счетчик.

и рассеянных протонов определялись в гибридных проволоочных искровых камерах. Гибридные камеры имели гораздо лучшее временное разрешение (≈ 100 нсек) по сравнению с искровыми камерами обычного типа (≈ 1 мсек). Это позволило использовать интенсивность пучка $\approx 2 \cdot 10^6$ частиц за цикл ускорителя. Магнитный спектрометр с проволоочными искровыми камерами позволял осуществлять импульсный анализ рассеянных вперед частиц. 12-метровый черенковский счетчик в «протонном» плече спектрометра выключал события с рассеянными вперед пионами и каонами. Рассеянные назад пионы регистрировались в проволоочных искровых камерах и сцинтилляционных годоскопах.

Измерения были осуществлены при двух энергиях: 24,7 и 37,8 Гэв.

На рис. 15 приведены дифференциальные сечения π^-p -рассеяния назад. Если полученные сечения описать простой экспоненциальной зависимостью

$$\frac{d\sigma}{du} = \left(\frac{d\sigma}{du} \right)_{u=0} e^{Bu}, \quad (5.1)$$

то для $(d\sigma/du)_{u=0}$ и параметров наклонов B получаются следующие значения:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{du} \right)_{u=0} &= 262 \pm 37 \text{ нбарн}/(\text{Гэв}/c^2), \\ B &= 23 \pm 8 (\text{Гэв}/c)^{-2} \quad \text{при} \quad E = 24,7 \text{ Гэв}, \\ \left(\frac{d\sigma}{du} \right)_{u=0} &= 160 \pm 22 \text{ нбарн}/(\text{Гэв}/c)^2, \\ B &= 19 \pm 5 (\text{Гэв}/c)^{-2} \quad \text{при} \quad E = 37,8 \text{ Гэв}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Рис. 16 показывает энергетическую зависимость $(d\sigma/du)_{u=0}$. Для сравнения приведены π^-p -данные при меньших энергиях ^{18, 19}, а также π^+p - и π^-n -данные ^{18, 22}. Как видно из рис. 16, поведение сечения π^-p -рассеяния назад с изменением энергии не имеет каких-либо особенностей. Новые π^-p -данные ³⁰ продолжают ту же энергетическую зависимость, которая наблюдалась при меньших энергиях. Если предположить степенную зависимость сечения $(d\sigma/du)_{u=0}$ от энергии, то все данные π^-p -рассеяния назад

соответствуют зависимости

$$\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_{u=0} \approx E^{-n}, \quad \text{где } n \approx 2,0. \quad (5.3)$$

Такой показатель соответствует эффективному значению $\alpha_{\Delta}(0) \approx 0,0$.

Как мы уже обсуждали ранее, реджевские модели рассеяния назад с линейными траекториями предсказывали более крутую энергетическую

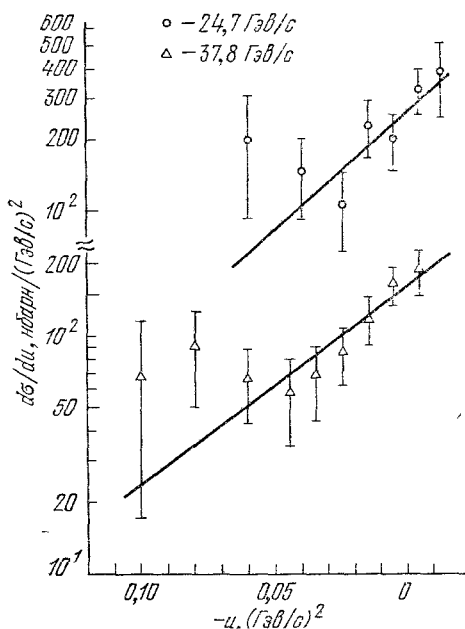


Рис. 15. Дифференциальное сечение π^-p -рассеяния назад при импульсах 24,7 и 37,8 Гэв/с.

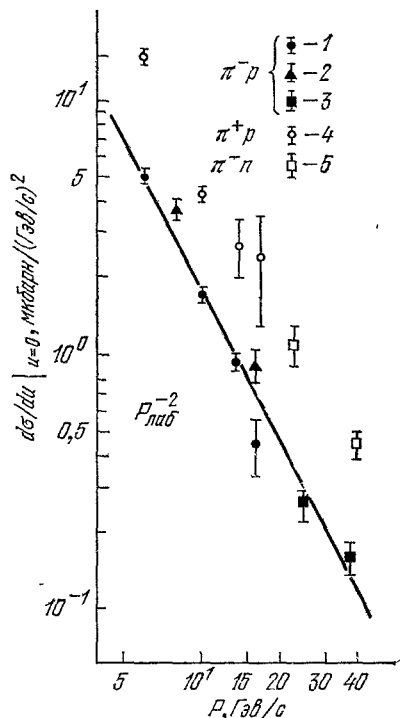


Рис. 16. Зависимость $(d\sigma/du)_{u=0}$ сечений π^-p - и π^+p (π^-n)-рассеяния назад от импульса.

1 — Корнелл — Брукхейвен, 1968;
2 — Брукхейвен — Карнеги — Меллон,
1968; 3 — ИТЭФ, 1976; 4 — Корнелл —
Брукхейвен, 1968; 5 — ИТЭФ, 1972.

зависимость для π^+p -рассеяния, что должно было привести к пересечению π^+p - и π^-p -сечений в районе 35 Гэв²¹. На рис. 16 видно, что сечения рассеяния назад π^+p (π^-n) и π^-p не только не пересекаются в исследованном районе энергий, но и не имеют тенденции к сближению.

Обращает на себя внимание, что π^-p -данные при серпуховских энергиях показывают резкое возрастание сечения с углом при приближении к 180° (пик назад). Крутизна пиков (5.2) (см. рис. 15) значительно больше, чем при меньших энергиях (см. рис. 2). Правда, наклоны (5.2) определены в области очень малых значений u ($|u| \leq 0,06$ (Гэв/с)² для $E = 24,7$ Гэв и $|u| \leq 0,1$ (Гэв/с)² для $E = 37,8$ Гэв), в то время как при меньших энергиях при таких малых значениях u сечения не исследовались, а наклоны определялись по более широкому интервалу ($|u| < 1$ (Гэв/с)² (см. рис. 2)). С другой стороны, наклоны пиков рассеяния назад π^- -мезонов на протонах и на нейтронах в интервале серпуховских энергий оказываются близкими (ср. рис. 8 и рис. 15).

Близость наклонов пиков π^-p - и π^-n -рассеяния назад наводит на аналогию с геометрической оптикой. В работе ³¹ некоторые вопросы взаимодействия ядерных и элементарных частиц были рассмотрены под углом зрения оптических эффектов рассеяния света на протяженном объекте (дождевой капле). В частности, рассеяние назад в этой работе интерпретировано как эффект, аналогичный глории в оптике (рассеяние назад солнечного света на дождевой капле). Это красивое оптическое явление можно наблюдать, если стоять на вершине горы лицом к облаку, когда Солнце находится за спиной. Глория — это яркое гало вокруг тени, которая отбрасывается на облако от головы наблюдателя. Свет при глории рассеивается назад в пределах очень узкого конуса, так что, хотя каждый видит на облаке и свою тень, и тени своих спутников, глорию можно видеть только вокруг *своей* головы.

Лесник, идущий к западу долиной
Зимой, над троп овецких паутиной,
Где соткан мглой сверкающий туман,
Перед собой вдруг призрак увидал —
Вкруг головы у призрака сияние, —
Не ведая, что то его создание,
Его же тень, он бросился за ней.

(S. T. Coleridge (1772—1834),
Constancy to an Ideal Object)

Глория известна с давних времен (Перу, 1735), однако до последнего времени попытки количественного описания этого явления оставались безрезультатными. Обычный расчет дифракции рассеянного назад света от дождевой капли приводил к слишком малым значениям интенсивности. Явление было понято лишь недавно ³². Механизм глории состоит в резонансном возбуждении так называемых поверхностных волн. Это происходит, когда длина волны излучения соизмерима с размером объекта.

Одному и тому же интервалу $kR \sim 10-200$, где k — волновой вектор, а R — размер объекта, соответствуют:

а) рассеяние света ($\lambda = 2\pi/k = 4000-5000 \text{ \AA}$) на дождевой капле размером $0,001-0,01 \text{ мм}$;

б) рассеяние ядер с $100 \text{ Мэв/с} \lesssim k \lesssim 6 \text{ Гэв/с}$ на ядрах размером $\approx 6 \text{ ф}$;

в) рассеяние элементарных частиц с $2 \text{ Гэв/с} \lesssim k_{\text{цп}} \lesssim 40 \text{ Гэв/с}$ (интервал, перекрываемый современными ускорителями, включая встречные пучки), размером $\approx 1 \text{ ф} = 10^{-12} \text{ мм}$.

В модели ³¹ рассеяние назад должно иметь характер дифракции:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\theta \approx \pi} \propto [J_0((\pi - \theta) kR)]^2, \quad (5.4)$$

где J_0 — функция Бесселя, имеющая максимум при $\theta = \pi$ и осцилляции с нулями, фиксированными аргументами $(\pi - \theta) k$ (что соответствует $\approx \sqrt{-u}$ на языке физики частиц).

Такое поведение рассеяния назад было наблюдеено в ядерной физике ³³ при упругом рассеянии назад α -частиц на ядрах. На рис. 17 можно видеть три нуля бесселевой функции.

Подобная картина (в модели ³¹) должна иметь место и при рассеянии назад элементарных частиц при высоких энергиях. Так, известный минимум («дип») в сечении π^+p -рассеянии назад при $u = 0,16 (\text{Гэв/с})^2$ (рис. 2) соответствует первому нулю бесселевой функции $J_0(R\sqrt{-u})$. С этой точки зрения угловые характеристики рассеяния назад в реакциях π^+p

и π^-p должны быть подобны и узкий пик в π^-p -рассеянии назад, полученный по данным ИТЭФ³⁰ при серпуховских энергиях, может служить аргументом в пользу такого «геометрического» подхода к проблеме рассеяния назад.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К РАССЕЯНИЮ НАЗАД

Можем ли мы говорить о том, что в результате исследования рассеяния назад пионов на нуклонах при высоких энергиях обнаружены сильные короткодействующие силы, проявляющиеся в нуклонном обмене, или (и) картина в рассеянии назад имеет дифракционный характер (узкий пик в π^-p -рассеянии назад)? Нет, конечно. В лучшем случае мы можем лишь подозревать, что происходит «что-то интересное» в πN -взаимодействии, на что, возможно, указывают данные πN -рассеяния назад^{22, 30} при энергиях ускорителя в Серпухове. Эти данные получены в одной лаборатории, и требуется подтверждение другими группами и при больших энергиях (например, в Батавии). Однако в исследовании рассеяния назад при высоких энергиях существует принципиальная трудность. При рассеянии назад заряженной частицы (например, в реакции π^-p) электрический заряд испытывает огромные ускорения (поворачивает вспять в результате рассеяния). Такая «встряска» приводит к интенсивному радиационному излучению. Поскольку испускание радиационного γ -кванта нарушает упругую кинематику рассеяния, то возникающая поправка зависит как от конкретного вида экспериментальной установки (чем сильнее критерии выделения упругой кинематики, тем больше поправка), так и от энергии (поправка больше при высоких энергиях). Радиационные поправки при рассеянии пионов были вычислены Согоардом³⁴. По Согоарду, радиационные поправки к π^-p -рассеянию назад в районе $u \approx 0$ для энергий 2, 20 и 200 Гэв составляют, соответственно, 10, 40 и

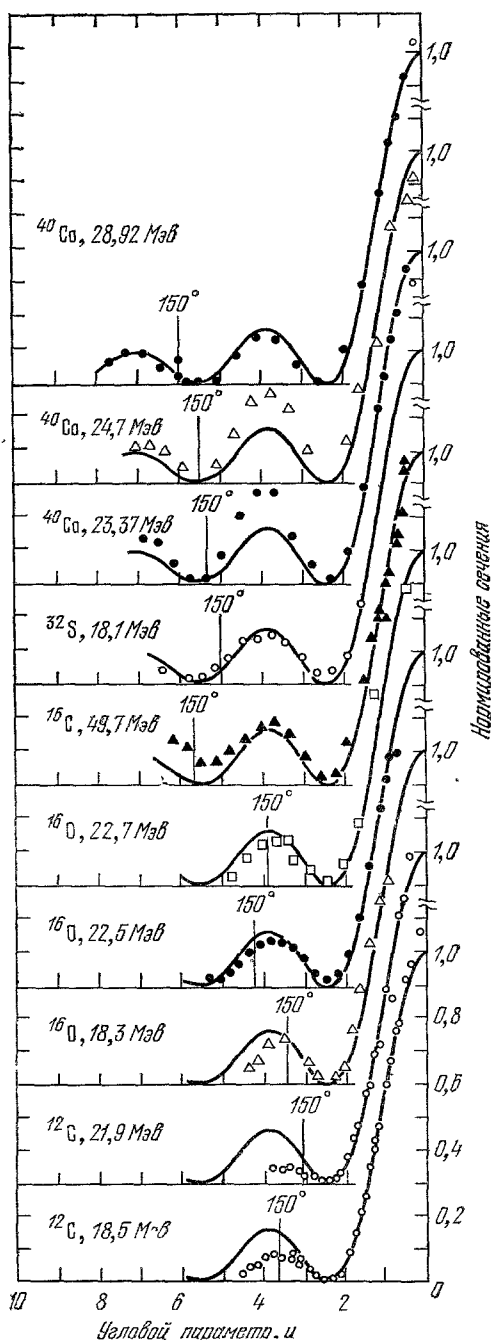


Рис. 17. Рассеяние назад α -частиц на ядрах.

Кривая — модель³¹.

110%. Учет радиационных поправок для взаимодействующих адронов при такой большой их величине является трудной задачей; возможно, потребуются экспериментальное определение поправки (регистрация γ -квантов). Однако стимул к исследованию рассеяния назад при высоких энергиях достаточно велик, чтобы оправдать эти усилия.

Автор благодарен Ю. В. Галактионову, С. П. Денисову, А. М. Зайцеву, А. Б. Кайдалову, Л. Г. Ландсбергу, В. З. Нозикку, Л. Б. Окуню, Ю. Д. Прокошкину и К. А. Тер-Мартirosяну, прочитавшим рукопись, за полезные замечания.

Институт теоретической
и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. N. Gribov, J. Ya. Померанчук, Nucl. Phys. 33, 516 (1962).
2. Ю. Д. Баюков и др., ЖЭТФ 41, 52 (1961).
M. L. Perl et al., Phys. Rev. 132, 1252 (1963).
3. В. А. Кулаков et al., in: 1962 Intern. Conference on High-Energy Physics, CERN, Genève, 1962, p. 584.
4. А. И. Алиханов и др., в кн. Материалы конференции по физике высоких энергий, Дубна, ОИЯИ, 1964.
5. Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-München Collaboration, Phys. Lett. 10, 254 (1964).
6. А. И. Алиханов и др., Письма ЖЭТФ 2 90 (1965).
7. J. Orear et al., Phys. Rev. 152, 1162 (1966).
8. J. Orear et al., Phys. Rev. Lett. 21, 389 (1968).
J. Vanaigs et al., Nucl. Phys. B8, 31 (1968).
9. J. Vanaigs et al., Phys. Lett. B24, 317 (1967).
W. F. Baker et al., ibid. B28, 291 (1968).
10. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
11. S. W. Kormanyos et al., Phys. Rev. 164, 1661 (1967).
12. T. Dobrowolski et al., Phys. Lett. B24, 203 (1968).
13. A. Carroll et al., Phys. Rev. Lett. 20, 607 (1968).
14. V. D. Autorolski et al., Phys. Lett. B28, 220 (1968).
15. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 30, 423 (1956).
Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ibid., с. 424.
16. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 41, 667, 1962 (1961).
G. F. Chew, S. C. Frautchi, Phys. Rev. Lett. 7, 394 (1961).
G. F. Chew, S. C. Frautchi, Phys. Rev. 126, 1202 (1962).
S. C. Frautchi, M. Gell-Mann, F. Zacharysen, ibid., p. 2204.
17. В. Н. Грибов, Л. Б. Окунь, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 45, 1114 (1963).
18. J. Orear et al., Phys. Rev. Lett. 21, 389 (1968).
19. E. W. Anderson et al., ibid. 20, 1529.
20. E. L. Berger, G. Fox, Preprint ANL/HEP 7019; Nucl. Phys. B26, 1 (1974).
21. V. Barger, D. Cline, Phys. Rev. Lett. 21, 392 (1968).
22. А. Вабаев et al., Phys. Lett. B38, 342 (1972).
23. V. Barger, D. Cline, Phys. Rev. Lett. 16, 913 (1966).
24. К. Г. Боресков, К. А. Тер-Мартirosян, И. С. Цукерман, ЯФ 17, 846 (1973).
25. S. Lovelace, in: Irvine Conference on Regge Poles, December 1969.
26. И. Т. Дятлов, в кн. Элементарные частицы, вып. III (Первая школа физики ИТЭФ), М., Атомиздат, 1973, с. 59.
27. F. Elvekjær, Nucl. Phys. B47, 253 (1972).
28. B. Dew, P. Tchang, Preprint PAR/LPTHE 75/13.
29. И. Ф. Гинзбург, Л. И. Перловский, ЯФ 17, 1296 (1973).
30. А. И. Бабаев и др. Письма ЖЭТФ 25, 393 (1977).
31. B. Schrempp, F. Schrempp, Preprint. Contributed paper to the 18th Intern. Conference on High Energy Physics, Tbilisi, July 1976.
32. H. M. Nussenzweig, Ann. Phys. (N.Y.) 34, 23 (1965); J. Math. Phys. 10, 82, 125 (1969).
33. H. C. Bryant, N. Jamie, Ann. Phys. (N.Y.) 47, 127 (1968).
34. M. R. Sogord, Phys. Rev. 9, 1486 (1974).