

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2422



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Д.И. Блохинцев

ОБОСНОВАННОСТЬ СПЕЦИАЛЬНОЙ
ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
ОПЫТАМИ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P - 2422

Д.И. Блохинцев

ОБОСНОВАННОСТЬ СПЕЦИАЛЬНОЙ
ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ
ОПЫТАМИ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в УФН

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

§ 1. Введение

"Защищаемое здесь истолкование Геометрии нельзя непосредственно применять к субмолекулярным (меньшим, чем молекулы) пространствам ... может оказаться, что такое экстраполирование столь же неправильно, как и распространение понятия температуры на частицы тела молекулярных размеров".

А. Эйнштейн^{x/}

Современное состояние теории элементарных частиц кажется весьма аналогичным тому, в котором находилась теория атома в начале двадцатых годов этого столетия.

Многие факты атомной физики имели не только качественное, но и количественное объяснение на основе идей Н. Бора о квантовании орбит и принципе соответствия. Однако уже исследование задачи двух тел (атом He⁺) приводило к подозрению о существовании "немеханической" связи; было немало и других "неувязок", указывающих на то, что теория Н. Бора еще не является ключом к пониманию тайн внутриатомного мира.

Решение проблем и загадок атома принесла волновая механика, в принципе изменившая наши представления о законах движения микрочастиц.

В основе современной теории элементарных частиц лежат квантовая теория поля и специальная теория относительности. Известны замечательные успехи квантовой теории поля в объяснении таких тонких явлений, как лэмбовский сдвиг, или, в недавнее время, в объяснении систематики элементарных частиц на основе теории унитарных мультиплетов.

Вместе с тем остается фактом то обстоятельство, что цельной и исчерпывающей теории элементарных частиц, которая была бы столько же полна и совершенна, как совершенна квантовая механика в мире атомов и молекул, еще не создано.

В этой ситуации исследование вопроса о степени обоснованности экспериментальными данными самых основных принципов современной теории может оказаться весьма полезным.

x/ См. /1/.

Настоящий обзор имеет своей целью анализ обоснованности специальной теории относительности в экспериментах по физике высоких энергий. Главным основанием для того, чтобы сосредоточиться именно на теории относительности, является, разумеется, не сочувствие невежественным нападкам на эту теорию, а то обстоятельство, что ее основные постулаты касаются самых глубочайших основ физики — геометрии пространства-времени.

На первый взгляд кажется, что для подобного критического анализа можно было бы выбрать и другие, быть может, более легко уязвимые понятия и идеи современной теории, например, понятие поля, понятие частицы, законы квантования поля и т.п. Однако на современной ступени наших знаний оказывается весьма трудным дать какие-либо предсказания для эксперимента, основанные на анализе той или иной возможной модификации этих важных понятий. Более того, эти понятия на самом деле теснейшим образом связаны с геометрией пространства-времени. Поэтому избранное нами направление анализа является по-видимому наиболее общим.

§ 2. Теоретические основания для проверки специальной теории относительности в области высоких энергий и малых масштабов

Естественно, что в эпоху развития специальной теории относительности А. Эйнштейна мало интересовало пространство-время внутри элементарных частиц. В своей основной работе "К электродинамике движущихся тел" А. Эйнштейн считал понятие одно-временности в точке самоочевидным, подчеркивая этим, что его основной интерес сосредотачивается на правилах преобразований физических законов при переходе от одной системы отсчета к другой, относительно нее движущейся^{/2/}.

Другая важная мысль А. Эйнштейна, которую хотелось бы напомнить в связи с поставленными нами проблемами, — это мысль о том, что в реальности нам дана только сумма "геометрия+физика", а не каждое слагаемое порознь^{/1/}.

В частности, в основе мероопределений, принятых в специальной теории относительности, лежит принцип постоянства скорости света в пустоте. Этот принцип определяет форму причинности и геометрию четырехмерного континуума, в котором располагаются макроскопические явления. Современная теория переносит эти идеи теории относительности в принципиально иной мир, в мир элементарных частиц. Между тем история науки учит, что изменение масштабов обычно сопровождается качественными изменениями физических законов. Поэтому можно ожидать, что осуществляет некоторая элементарная длина α , которая служит масштабом для той области пространства-времени, в которой структура пространства-времени может оказаться в принципе отличной от известной нам в макромире^{/3/}.

Однако одной элементарной длины α недостаточно, чтобы очертить тот "маги-

ческий круг", внутри которого законы причинности и метрики могут оказаться отличными от принятых в специальной теории относительности; необходим еще и некоторый четырехмерный временной вектор α (который можно считать единичным, $\alpha^2 = 1$). Суть дела заключается в том, что если мы начнем двигаться со стороны больших масштабов пространства-времени (а мы верим, что в области больших масштабов имеют место обычные соотношения) к малым, то из-за недефинитности метрики пространства-времени Эйнштейна-Минковского мы никогда не сможем указать этих масштабов инвариантным образом: в пространстве-времени Эйнштейна-Минковского расстояние между двумя мировыми точками $P(x')$ и $P(x'')$ ($x' = t', \vec{x}'; x'' = t'', \vec{x}''$), как известно, измеряется интервалом $x^2 = (x' - x'')^2 = (t' - t'')^2 - (\vec{x}' - \vec{x}'')^2$. Поэтому понятие "близость" двух точек $P(x')$ и $P(x'')$ в этом случае означало бы лишь то, что они лежат на световом конусе (или вблизи него) так, что $x^2 \approx 0$, и, следовательно, могут быть соединены друг с другом световым сигналом. Интервал x^2 "не знает", мал ли он по той причине, что разности $|t' - t''|$ и $|\vec{x}' - \vec{x}''|$ малы по разности (близость в обычном смысле слова), или по той причине, что $|t' - t''| = |\vec{x}' - \vec{x}''|$ хотя сами по себе эти разности и не малы.

Введение вектора α , который мы рассматриваем пока чисто формально, позволяет различить эти две возможности и определить понятие близости двух точек. Действительно, с помощью α можно образовать инвариант^{/4/}:

$$R^2 = 2(\alpha x)^2 - x^2 \geq 0 \quad (1)$$

(здесь $\alpha x = \alpha_t t - \vec{\alpha} \vec{x}$ — это скалярное произведение α на x), который в отличие от x^2 положительно дефинитен и в системе координат, где $\alpha = 1, 0, 0, 0$, обращается в

$$R^2 = t^2 + \vec{x}^2.$$

Величину R , благодаря ее дефинитности, можно принять за меру близости двух точек $P(x')$ и $P(x'')$ и считать, что для $R \gg \alpha$ имеет место обычная теория, а для $R \approx \alpha$ наступают те или иные отклонения от геометрии специальной теории относительности.

В принципе, вектор α может быть двух типов:

а) Он может быть связан с материей взаимодействующих элементарных частиц (например, вектор α может быть параллелен полному импульсу сталкивающихся частиц). В этом случае мы назовем α внутренним вектором (частиц или системы частиц).

б) Вектор α может быть связан с физическим вакуумом (так, например, получается в некоторых теориях квантованного пространства-времени). В этом случае мы будем называть вектор α внешним. Физические следствия, вытекающие из этих двух возможностей, совершенно различны.

А. В случае а) пространство-время остается однородным и изотропным. Поэтому должны остаться в силе законы сохранения энергии импульса. Должна сохраниться также лоренцевская инвариантность всех законов, относящихся к движению свободных частиц.

Отклонений от специальной теории относительности в этом случае мы можем ожидать только внутри элементарных частиц. Элементарная длина a в этом случае характеризует ту область пространства-времени вблизи частицы или вблизи системы тесно взаимодействующих частиц (например, в момент их энергичного столкновения), внутри которой наступают отклонения от принципов теории относительности.

Теоретической моделью для рассматриваемого случая может служить нелинейная теория поля, предложенная в 30-х годах М. Борном^{/5/}. В этой теории сохраняется однородность и изотропность физического вакуума. Однако вблизи частиц, где поля и их градиенты велики, сигналы в нелинейной электродинамике распространяются по законам, отличным от предполагаемых в специальной теории относительности: скорость света становится переменной и может, вообще говоря, стать и больше скорости в пустоте c . Вектор a , позволяющий в этом случае определить смысл выражения "вблизи частиц", связан с самими частицами. Следует отметить, что метрика пространства-времени должна быть согласована с новым законом распространения сигналов. Физически это означает, что вблизи частиц метрический тензор $\epsilon_{\mu\nu}$ становится функцией поля^{/7/}. В квантовой теории нелинейного поля это могло бы привести к квантованию самого метрического тензора^{х/}.

Ясно, что никакие прямые методы исследования метрических отношений внутри малых областей пространства-времени, связанных с материей элементарных частиц, не осуществимы.

Однако можно проверить, совпадает ли микропричинность с макропричинностью. Основанием для такой проверки служит то обстоятельство, что предположение о тождественности микропричинности и макропричинности, принятое в теории относительности, ведет к определенным аналитическим свойствам амплитуд, описывающих процессы столкновения элементарных частиц (дисперсионные соотношения, соотношения асимптотических сечений σ_{∞} , которые могут быть проверены на опыте).

Б. Обратимся теперь к случаю б), когда вектор a является внешним. Здесь возникает ситуация, совсем отличная от только что рассмотренной. В этом случае вектор a связывается уже не с системой взаимодействующих элементарных частиц, а с физическим вакуумом. Это нарушает изотропность пространства-времени и может быть, его однородность. Поэтому законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения, которые являются следствием симметрии пространства-времени, должны оказаться приближенными.

^{х/}В этой связи следует указать на интересную работу^{/8/}, в которой впервые удалось получить для случая двух измерений общие решения нелинейной теории М. Борна.

Далее, существование вектора a , связанного с вакуумом, выделяет систему координат. Поэтому релятивистская инвариантность будет нарушаться. Будет нарушаться и микропричинность. Наглядно характер возможных нарушений может быть иллюстрирован примером из кристаллооптики. Кубический кристалл для длин волн $\lambda \gg d$ (d — постоянная решетки) является однородной и изотропной средой. Уравнения для распространения электромагнитной волны в таком кристалле инварианты относительно любых сдвигов и любых вращений координат. Однако при $\lambda \approx d$ наступают известные явления дифракции, и уравнения распространения волны сохраняют инвариантность лишь при преобразованиях, отражающих кубическую симметрию кристалла^{/8/}. Теоретической моделью, иллюстрирующей рассматриваемый случай, может служить теория квантованного пространства-времени, развитая в работе^{/10/х/}. В этой работе предполагается, что закон сложения импульсов $p_1 + p_2 = p_3$ должен быть изменен таким образом, чтобы импульс частицы не превосходил некоторой величины $\frac{2\pi\hbar}{\ell}$, где ℓ — некоторая малая элементарная длина. Это может быть достигнуто, с соблюдением групповых свойств теории, заменой прямой $-\infty < p < +\infty$ кругом с радиусом $\frac{1}{2\pi} \hbar/\ell$. Тогда $p_1 + p_2 = p_3 + \text{mod } \frac{2\pi\hbar}{\ell}$.

Эта теория приводит к сложной структуре пространства-времени: временная координата, параллельная некоторому единичному временному вектору λ (наш вектор a принимает только дискретные значения: $r = n\ell$). В этой схеме нарушается однородность пространства-времени и выделяется система координат (та система, в которой $\lambda = 1; 0, 0, 0$).

Ввиду малости длины ℓ нарушения законов сохранения должны быть значительными, но в силу принципа соответствия с современной теорией — редкими.

В связи с нарушением CP-инвариантности в распаде K_2^0 -мезона (см. § 5 этого обзора) вносились предположения о существовании некоторого "космического поля", которое может нарушать однородность пространства-времени (см., например^{/13/}). Ввиду малости такого поля и его однородности связанные с таким полем нарушения законов сохранения могут быть весьма малыми.

Таким образом, в рассматриваемом случае "внешнего" вектора экспериментальной проверке подлежит, помимо микропричинности, также однородность и изотропность пространства-времени. Практически эта проверка может быть выполнена путем проверки законов сохранения энергии импульса и момента, а также путем изучения области применимости преобразований Лоренца.

§ 3. Проверка микропричинности

Дисперсионные соотношения

Дисперсионные соотношения представляют собой линейное, интегральное соотношение между действительной частью D и мнимой частью A амплитуды рассеяния: ^{х/}См. также^{/11/} и сборник^{/12/}.

$$T(s, t) = D + iA \quad (2)$$

(здесь, как обычно, $s = p^2$ есть квадрат полного импульса $t = -q^2$, где q — переносимый импульс). Дисперсионные соотношения выводятся на основании аналитических свойств амплитуды T в плоскости комплексной переменной s (при заданном t).

Эти аналитические свойства вытекают из основных принципов локальной теории, именно, предполагается /14/:

I. Соблюдение условия микропричинности, которое означает отсутствие влияния из одной области пространства-времени (\vec{x}_1, t_1) в другую (\vec{x}_2, t_2) , если они разделены пространственным интервалом:

$$x^2 = (t_2 - t_1)^2 - (\vec{x}_2 - \vec{x}_1)^2 < 0, \quad (3)$$

или, если интервал временной:

$$x^2 = (t_2 - t_1)^2 - (\vec{x}_2 - \vec{x}_1)^2 > 0, \quad (3)$$

но $t_1 > t_2$, (Следствие должно наступать позднее причины)

II. Существование спектра стабильных частиц с положительной энергией

$$E = p_0 = + \sqrt{p^2 + m_k^2} \quad (4)$$

m_k — масса частиц, $k = 1, 2 \dots$

III. Амплитуда $T(s, t)$ при $s \rightarrow \infty$ имеет рост, мажорируемый полиномом

$$|T(s, t)|_{|s| \rightarrow \infty} < a |s|^m, \quad (5)$$

где m — целое положительное число.

Экспериментальная проверка дисперсионных соотношений означает проверку приведенных выше основных предположений локальной теории. Одним из наиболее существенных является положение I, касающееся микропричинности.

Всякое нарушение этого принципа ведет к появлению дополнительных особенностей в комплексной плоскости s или нарушает ограничение (III). Однако не существует общего доказательства того, что ограничение (III) есть следствие первых двух положений локальной теории. Из известных опытных фактов следует, что сечения при больших s не растут и не осциллируют. Это можно рассматривать как определенное указание на справедливость предположения (III).

Для экспериментальной проверки дисперсионных соотношений важно, чтобы они содержали только известные из опыта величины и не содержали величин ненаблюдаемых.

Таким необходимым свойством обладают дисперсионные соотношения для ампли-

туды рассеяния π -мезонов на нуклонах для рассеяния вперед $t = 0$ /14/. Поэтому только это рассеяние пригодно для проверки такого принципиального пункта теории, как микропричинность. Дисперсионные соотношения для рассеяния мезонов на нуклонах имеют вид:

$$D_{\pm}(E) = \frac{1}{2} [D_+(m) - D_-(m)] \pm \frac{E}{2m} [D_+(m) + D_-(m)] + \quad (6)$$

$$+ \frac{g^2}{M} \frac{1}{\frac{4m^2}{M^2} - 1} \frac{k^2}{\frac{m^2}{2M} + E} + \frac{k^2}{4\pi^2} P \int_m^{\infty} \frac{dE'}{k'} \left[\frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' + E} \right],$$

$$D_0(E) = D_0(m) + \frac{g}{M^2} \left(\frac{m}{2M} \right)^2 \frac{k^2}{\left[1 - \frac{m^2}{4M^2} \right] \left[E^2 - \left(\frac{m^2}{4M} \right)^2 \right]} + \quad (6)$$

$$+ \frac{k^2}{\pi^2} P \int_m^{\infty} \frac{E' dE'}{k'} \frac{\sigma_0(E')}{(E'^2 - E^2)},$$

где D_{\pm} , D_0 — действительные части амплитуды для π^{\pm} - и π^0 -мезонов, m — масса мезона, M — масса нуклона, g^2 — константа связи (обычно принятая константа $f = 0,08$ связана с g соотношением $f^2 = \frac{1}{4} \frac{m^2}{M^2} g^2$), $k^2 = E^2 - m^2$. Мнимые части амплитуд с помощью оптической теоремы выражены через полные сечения σ_{\pm} , σ_0 взаимодействия π^{\pm} , π^0 -мезонов с нуклонами.

Обратимся теперь к экспериментальным данным. Впервые реальная часть амплитуды рассеяния сильновзаимодействующих частиц при рассеянии на малые углы была обнаружена при изучении pp -взаимодействий с помощью оригинальной методики, разработанной в Дубне /15/. Позднее была обнаружена и измерена реальная часть амплитуды рассеяния и для πp -рассеяния /16-18/. Особенно полные данные получены в Брукхейвене /19/.

Сравнение теории с экспериментальными данными при высоких энергиях производилось в работах /20-23/. Как показывает анализ, численные результаты, получаемые из дисперсионных соотношений для реальной части амплитуды рассеяния $D(E)$, зависят от предположений об асимптотическом поведении полного сечения $\sigma_{\pm}(E)$ при $E \rightarrow \infty$.

В вычислениях В.С. Барашенкова использовалась формула

$$\sigma_{\pm}(E) = 22,5 + \frac{c_{\pm}}{(E - m)^p}, \quad (7)$$

причем показатель $p = 0,5$; $\sigma_{\pm}(\infty) = 22,5$ и постоянные c_{\pm} выбирались из известных данных при $E = 19$ Гэв /24, 25/. Выбор показателя проверялся по формуле для полного сечения процесса перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$

$$\sigma_{\text{exob}}(E) = 5(D_+ - D_-) + \frac{0,05}{(4\pi\lambda)^2} (\sigma_+ - \sigma_-)^2, \quad (8)$$

где D , λ измерены в единицах Ферми, а сечения - в мб. Ввиду того, что в это сечение входят разности реальных частей и разности полных сечений, оно особенно удобно для контроля выбора показателя в формуле (7). λ было принято равным 0,5, и результаты очень мало меняются, если λ лежит в интервале 0,3 - 0,7.

Как в вычислениях /20,21/, так и в /22,23/, предполагалось, что действительная часть $D(E)$ амплитуды рассеяния при $E \rightarrow \infty$ растет не быстрее, чем E . Физически это означает весьма вероятное допущение, что действительные части фаз стремятся к нулю при $E \rightarrow \infty$. Поэтому коэффициент B при E в асимптотическом разложении амплитуды

$$D(E) = AE \ln E + BE \quad (9)$$

должен равняться нулю. Это допущение приводит к правильному значению константы связи $f^2 = 0,08 \pm 0,003$, которое получается независимым путем по методу Дж.Чью из измерений при низких энергиях. Следует заметить, что равенство нулю константы B можно рассматривать как следствие современных экспериментальных данных: в пределах существующей точности $B = 0$.

В настоящее время имеется более обстоятельное сравнение опытных данных с теорией, произведенное в Дубне в группе В.С. Барашенкова. В этих расчетах использованы новейшие данные о поведении полных сечений при $E = 20$ Гэв. В дальнейшем мы пользуемся данными этих расчетов.

Результаты вычислений реальной части $D(E)$ амплитуды рассеяния вперед приведены на рис. 1, где отложено отношение реальной части к мнимой $a_{\pm}(E) = D_{\pm}(E)/A_{\pm}(E)$ для π^+p и π^-p рассеяния. Как видно из рисунка, экспериментальная кривая для π^-p рассеяния в области 7-25 Гэв идет значительно круче к нулю, нежели теоретическая.

Особенно неудовлетворительным является то обстоятельство, что точки для π^-p рассеяния лежат выше точек для π^+p рассеяния, что находится уже в качественном разногласии с теорией, которая показывает как раз обратное соотношение, к тому же слабо зависящее от предположений об асимптотическом поведении полных сечений.

Недавно в работах /26,27/ из дисперсионных соотношений путем их интегрирования было выведено неравенство

$$\int_{E_1}^E \frac{D(E') - D(m)}{E'^2} dE' > \frac{1}{\pi} \int_m^{E_2} A(E') \ln \left| \frac{(E+E')(E'-E_1)}{(E'-E)(E'+E_1)} \right| dE', \quad (9')$$

$$\text{где } D(E) = \frac{1}{2}[D_+(E) - D_-(E)], \quad (\text{полюсный член}), \quad A(E) = \frac{k}{8\pi} [\sigma_+(E) - \sigma_-(E)].$$

Это неравенство удобно тем, что не содержит сингулярностей под интегралом и не требует знания мнимой части амплитуды A при $E \rightarrow \infty$. Авторы неравенства (9) оценили его, исходя из известных данных в интервале $E_1 = 4$ Гэв, $E_2 = 30$ Гэв, принимая опытное значение $a = -0,2$. Они указывают, что $a = -0,33$ уже привело бы к противоречию с неравенством (9). Они провели также экстраполяцию в область 160 Гэв и отмечают, что получается противоречие с неравенством (9) при $a = -0,2$, если оно слишком быстро уменьшается для энергий выше 30 Гэв. Таким образом, ситуация является весьма критической, но еще не вполне определенной.

В заключение этого раздела заметим, что в случае нарушения микропричинности дисперсионные соотношения могут сохраняться, но несколько изменять свою форму. В работе /28/ приведены дисперсионные соотношения для определенного типа акаузальной теории. Именно, предполагается, что все локальные зависимости радиационных операторов $S(x_1 - x_2, x_2 - x_3, \dots)$ от точек "входа" и "выхода" частиц x_1, x_2, x_3, \dots заменены на нелокальные:

$$S_n(x_1 - x_2, x_2 - x_3, \dots) = \int S_0(x_1 - x_2 - \xi_1, x_2 - x_3 - \xi_2, \dots) \rho(\xi_1, \dots) \dots d^4 \xi_1 d^4 \xi_2 \dots, \quad (10)$$

где $\rho(\xi, \dots)$ - весовая функция, зависящая от некоторого временного вектора \dots и исчезающая для $|\xi| \gg a$, а a есть элементарная длина (ср. § 2). Далее предполагается, что а) условия спектральности остаются неизменными (условие II локальной теории), б) имеются определенные условия симметрии между запаздывающими и опережающими функциями. Условие микропричинности (1) нарушено только в малой области.

Ввиду свойств $\rho(\xi, \dots)$, вытекающих из а), б) и 1), третье условие локальной теории (III) не нарушается.

В простейшем случае в такой схеме появляются полюса на мнимой оси на расстоянии $\Omega = \frac{1}{a}$ от нуля. Это приводит к тому, что реальная часть амплитуды рассеяния $D_{\pm}^{\text{a}}(E)$ для заряженных мезонов, выражаемая формулой (6) в локальной теории, получает дополнительный член $\psi_{\pm}(E)$:

$$D_{\pm}^{\text{a}}(E) = D_{\pm}(E) + \psi_{\pm}(E), \quad (11)$$

где под $D_{\pm}^{\text{a}}(E)$ мы разумеем реальную часть акаузальной амплитуды, под $D_{\pm}(E)$ - ее выражение через обычное каузальное дисперсионное соотношение (6) так, как если бы не было никакого нарушения микропричинности; и, наконец, $\psi_{\pm}(E)$ означает добавочные члены, вызванные нарушением микропричинности в области $\frac{1}{2} + t^2 = a^2$. Эти дополнительные члены обусловлены сингулярностями функции $\rho(\xi, \dots)$ и имеют вид:

$$\psi_{\pm}(E) = \frac{k^2}{2\sqrt{\Omega^2 + m^2}} \frac{1}{1 + \frac{E^2}{\Omega^2}} \left\{ \frac{D_{\pm}^a(\Omega) + D_{\pm}^b(\Omega)}{\sqrt{\Omega^2 + m^2}} \pm \frac{E}{\Omega} \frac{\sigma_{\pm}(\Omega) - \sigma_{\pm}(\Omega)}{4\pi} \right\}, \quad (12)$$

и для амплитуды перезарядки дополнительный член имеет вид:

$$\psi_{\text{об}}(E) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{k^2}{\sqrt{\Omega^2 + m^2}} \frac{1}{1 + \frac{E^2}{\Omega^2}} \frac{E}{\Omega} \frac{\sigma_{\pm}(\Omega) - \sigma_{\pm}(\Omega)}{4\pi}. \quad (12')$$

Из (12) и (12') видно, что, благодаря наличию члена, пропорционального $\frac{E}{\Omega}$, реальная часть $D_{\pm}^a(E)$ может даже изменить свой знак при $E > \Omega$, так как $\sigma_{-} < \sigma_{+}$. Если Ω велико, то это произойдет в области соответственно высоких энергий E , где сама реальная часть $D_{\pm}^a(E)$ может быть уже весьма малой.

§ 4. Проверка асимптотических соотношений между сечениями

В работе /28/ впервые было установлено соотношение между полными сечениями взаимодействия π^{\pm} -мезонов с нуклонами при большой энергии. Именно из дисперсионных соотношений было выведено, что при $E \rightarrow \infty$

$$\sigma_{\pi^+N} = \sigma_{\pi^-N} \quad (13)$$

независимо от того, происходит ли рассеяние на протоне или на нейтроне.

Теория, однако, не предсказывает характера стремления этих сечений к предельному значению при $E \rightarrow \infty$. Поэтому нельзя предсказать энергию E , при которой равенство (13) должно бы соблюдаться уже с хорошей точностью.

В последнее время для установления асимптотических соотношений была привлечена теорема Фрагмена-Линделефа, определяющая поведение аналитической функции внутри угла, образованного двумя лучами, в зависимости от тех пределов C_1 и C_2 , к которым она стремится вдоль этих лучей (см. рис. 2). Из этой теоремы следует, что если бы эта функция имела различные пределы вдоль границ угла, то она росла бы внутри угла не медленнее экспоненты /30/. Если в качестве этого угла взять угол π (верхнюю полуплоскость), то при $s \rightarrow \infty$ мы будем иметь дело с амплитудой для процесса

$$a + b = c + d, \quad (14)$$

а при $s \rightarrow -\infty$ - с амплитудой для перекрестного процесса

$$\bar{c} + b = \bar{a} + d. \quad (14')$$

Если амплитуда удовлетворяет требованиям локальной теории (I, II, III), то пределы при $s \rightarrow \pm \infty$ равны и равны, следовательно, сечения процессов (14) и (14'). С помощью этой теоремы в работе /31/ было получено большое число соотношений между асимптотическими сечениями для различных процессов. Приведем некоторые из них.

а) Для полных сечений при $s = E^2 \rightarrow \infty$ должны быть равны друг другу полные сечения следующих процессов:

$$\begin{array}{ll} \pi^+ + p = \dots & \text{и} \quad \pi^- + p = \dots, \\ K^+ + p = \dots & \text{и} \quad K^- + p = \dots, \\ p + p = \dots & \text{и} \quad \bar{p} + p = \dots, \\ \Sigma^+ + p = \dots & \text{и} \quad \bar{\Sigma}^- + p = \dots. \end{array} \quad (15)$$

б) Для дифференциальных сечений. При $s \rightarrow \infty$ и заданной передаче импульса равны друг другу дифференциальные сечения следующих процессов:

$$\begin{array}{ll} \pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p & \text{и} \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p, \\ K^+ + p \rightarrow K^+ + p & \text{и} \quad K^- + p \rightarrow K^- + p, \\ \pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+ & \text{и} \quad K^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+, \\ \pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda & \text{и} \quad \bar{K}^0 + p \rightarrow \pi^+ + \Lambda \end{array} \quad (16)$$

и т.п. (Заметим, что знаком $-$ мы отмечаем античастицы).

Принципиальное значение экспериментальной проверки этих асимптотических соотношений таково же, как и значение проверки дисперсионных соотношений, поскольку в основу вывода тех и других соотношений положены одни и те же предположения локальной теории.

Как обстоит сейчас дело с экспериментальным доказательством соотношений (15) и (16)?

По данным, которые были положены на XII конференции по физике высоких энергий в Дубне летом 1964 года /24/ (см. также /25/), полные сечения для перекрестных процессов в области $E = 20$ Гэв еще заметно отличаются друг от друга.

На рис. 3 приведены кривые для некоторых процессов, из которых видно, что сечения для процессов $\pi^{\pm} p$ различаются при $E = 16 - 20$ Гэв на 2 мб, для $K^{\pm} p$ - на 4 мб, для pp и $p\bar{p}$ - на 10 мб. Иными словами, при энергии $E = 16 - 20$ Гэв общее для перекрестных процессов асимптотическое значение сечения еще не достигается. Некоторые кривые ($K^{\pm} p$) как будто подчеркивают, что имеется тенденция стремления к разным пределам.

Изучение дифференциальных сечений при высоких энергиях находится в значительно менее удовлетворительном состоянии, точность измерений этих величин существенно меньше, нежели точность измерения полных сечений, и поэтому мы не будем обсуждать эти данные.

Ясно, что дальнейшие исследования предельных сечений представляют собой исключительно важную задачу для будущих ускорителей.

§ 5. Проверка однородности и изотропности пространства-времени

В физике прошлого столетия фундаментальное значение имели законы сохранения. Современная теория более фундаментальное значение придает симметриям и групповым свойствам.

Законы сохранения с этой точки зрения являются следствием определенных симметрий. В частности, законы сохранения энергии импульса и момента количества являются следствием однородности и изотропности пространства-времени.

Нарушения такой однородности и изотропности должны бы приводить и к нарушениям законов сохранения. В этой связи уместно напомнить, что в общей теории относительности, оперирующей с неоднородным пространством Римана, не существует локального закона сохранения энергии-импульса.

Однако вернемся к нашей теме. С какой точностью и обстоятельностью доказаны законы сохранения энергии и импульса, применительно к миру элементарных частиц, в области особо высоких энергий? Оказывается, что ответить на этот вопрос нелегко, так как значимость этих фундаментальных законов признается самоочевидной, и по этой причине специальные опыты для проверки этих законов не ставились.

Между тем нужно ясно представлять себе, что возможное нарушение этих законов могло бы быть следствием нарушения однородности и изотропности пространства-времени в микромире и вряд ли есть основания делать идею об однородности и изотропности пространства-времени предметом веры физиков.

Какие же сведения о законах сохранения можно почерпнуть из современного эксперимента в области высоких энергий? Оказывается, что наиболее точные данные от-

носятся к упругим столкновениям протонов. Именно, точность соблюдения релятивистской кинематики, которая основывается на законах сохранения энергии-импульса:

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2, \quad (17)$$

$$E(p_1) + E(p_2) = E(p'_1) + E(p'_2), \quad (17')$$

где $E = +\sqrt{p^2 + m^2}$ составляет в интервале энергии $E = 2 - 10$ Гэв $\approx 3\%$.

Соответствующая длина волны в лабораторной системе координат составляет $\lambda = 10^{-15}$ см. Далее, можно считать убедительным, что резких скачкообразных нарушений кинематики (17) (17') на уровне 10% нет, но они могли бы быть на уровне 3%^{/33/}. Однако по этому поводу нет никаких опытных данных.

Между тем, если существует какая-либо неоднородность пространства-времени, связанная с ультрамалыми масштабами, скажем, α , то ожидаемые нарушения законов сохранения должны быть значительными $\Delta E = \frac{hc}{\alpha}$, $\Delta p = \frac{h}{\alpha}$, но редкими. Очевидно, что подобные нарушения было бы трудно отличить от процессов с участием нейтральных частиц. Особенно в тех случаях, когда имелась бы "утечка" энергии и импульса, возникала бы возможность интерпретировать события как результат рождения нейтральных частиц (кинематика допускает при этом весьма широкие возможности). Поэтому более интересным было бы наблюдать случаи "спонтанного" возрастания энергии и импульса частиц.

В случае неоднородности пространства-времени в микромире одна из систем координат может оказаться выделенной. Это, в частности, могло бы означать, что явления в лабораторной системе координат и в системе центра масс протекают различным образом, разумеется, в области достаточно больших энергий E , сравнимых с некоторой критической энергией $E_0 = \frac{hc}{\alpha}$ ^{/34/}.

Весьма точные данные по этому поводу имеются сейчас в связи с изучением знаменитого теперь распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, который обстоятельно промерян при двух энергиях. Вероятность такого распада dW в обычной теории есть функция двух инвариантов $s = P^2$ и $t = Pp_1 = P^2 - Pp_2$, где P - четырехмерный импульс K_2^0 -мезона, а p_1 - и p_2 - импульсы π^{\pm} -мезонов. Поэтому вероятность dW пересчитывается обычным образом из одной системы отсчета в другую, в частности, будучи известна для покоящегося мезона, может быть вычислена для мезона движущегося. Критерием справедливости такого преобразования, основанного на обычной кинематике теории относительности и законах сохранения может быть инвариантность массы покоя распадающейся частицы, в данном случае K_2^0 -мезона.

Опыты, произведенные для K_2^0 -мезона при энергии $E = 1$ Гэв^{/33/} и при энергии $E = 10,7$ Гэв^{/34/} показывают, что разброс ΔM возможных значений массы покоя мезона M в первом случае составляет $\approx 0,7\%$, во втором $\approx 1\%$ при одном и том же среднем значении M .

Иными словами, в этом случае, так же, как и при упругом рассеянии нуклонов,

релятивистская кинематика соблюдается в среднем с точностью около 1%. Об отдельных выпадах так же мало можно сказать, как и в случае pp -рассеяния (они $\ll 10\%$).

Факт распада K_2^0 -мезона на два пиона впервые был доложен на XII международной конференции в Дубне летом 1984 года и произвел сенсационное впечатление, так как указывал на несохранение комбинированной CP -четности.

В настоящее время существование двухпионного распада K_2^0 -мезона подтверждено другими измерениями (см., например ^{/34/}) и появилось немалое число теоретических работ, в которых дается истолкование этого нового явления ^{/35/}. Пока еще не найдено никаких других явлений, кроме распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, в которых обнаруживалось бы и несохранение CP -четности. Поэтому нет еще достаточных оснований для выбора между различными теоретическими идеями ^{x/}.

В задачу этой статьи не входит обзрение различных теоретических объяснений двухпионного распада.

В интересующем нас аспекте следует отметить, что несохранение CP -четности означает либо несохранение T -инвариантности (инвариантности относительно обращения времени $t \rightarrow -t$), либо несохранение CPT -инвариантности.

Между тем CPT -инвариантность есть прямое следствие локальной теории поля ^{/37/} (но обратное не доказано). Поэтому нарушение CPT -инвариантности означало бы нарушение основных принципов локальной теории и могло бы быть связано с нарушением принципа причинности в микромире, или вообще геометрии микромира.

Следует отметить, что одним из следствий CPT -теоремы является равенство масс частиц m и античастиц \bar{m} . В настоящее время очень точно известна разность масс для K_0 - и \bar{K}_0 -мезонов. Оказывается, что $\frac{\bar{m}_k - m_k}{m_k} < 10^{-14}$, что указывает на весьма строгое соблюдение операторного равенства $CPT = 1$ (см. ^{/35/}).

Несохранение только T -инвариантности могло бы означать нарушение изотропности времени и также представляло бы серьезное затруднение для логической схемы современной теории, в основу которой положено представление об изотропном пространстве-времени.

Если нарушение CP -четности, обнаруженной в двухпионном распаде K_2^0 -мезона, окажется достаточно общим явлением, то не исключено, что оно может быть следствием не столько "аномальных" законов взаимодействия, сколько следствием изменения пространственно-временных соотношений в малом.

В этой связи уместно напомнить, что в некоторых теоретических исследованиях нарушение обычной четности связывалось с возможными особенностями геометрии микромира ^{/38,39/}.

^{x/} Видимо, наиболее убедительной теорией представляется предложенная Т.Д. Ли, который допускает различные операции C, P, T для различных видов взаимодействий (сильных, электромагнитных и слабых) ^{/3/}.

§ 6. Некоторые другие проверки теории относительности

В заключение обратим внимание на некоторые опыты, которые были произведены в недавнее время и были предназначены для проверки теории относительности в области высоких энергий.

В 1957 году группа физиков Дубны проверяла зависимость массы протонов от их скорости при кинетической энергии $T = 660$ Мэв. Оказалось, что формула теории относительности

$$m_p = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (18)$$

соблюдается с точностью $\frac{\Delta m \beta}{m \beta} = 0,4\%$. Работающие в настоящее время электронные ускорители с энергией до 6 Гэв подтверждают еще большую точность формулы (18). Именно, при $\frac{\Delta m \beta}{m \beta} = 5 \cdot 10^{-4}$ должна бы была наступить уже полная дефазировка и, следовательно, полное нарушение процесса ускорения.

Шведские физики в ЦЕРНе недавно проверяли один из важнейших тезисов теории относительности — независимость скорости света от скорости источника ^{/40/}. В качестве источника излучения γ использовались π^0 -мезоны высокой энергии $\beta = 0,99975$. Непосредственно измерялась скорость c_γ -лучей с энергией более 6 Гэв. Принятые сейчас значения скорости света $c_0 = 2,99793 \pm 1$ км/сек. Авторы описываемой работы нашли $c_\gamma = 299790 \pm 40$ км/см. Таким образом, в пределах ошибок опыта $c_\gamma = c_0$. Другие подобные измерения кажутся менее точными и приведены в обзоре ^{/41/}.

§ 7. Заключение

Экспериментальные данные, которыми располагает современная физика, ограничиваются масштабами $a_0 > \frac{h}{Mc} \frac{Mc^2}{E} = 10^{-15}$ см в лабораторной системе координат и соответственно $\approx 10^{-14}$ см в системе центра масс.

1. Известная в этой области совокупность факторов не противоречит релятивистской кинематике, и в среднем эта кинематика соблюдается с точностью около 1%.

Зависимость массы от скорости подтверждена значительно точнее (до 0,01%).

2. Остаются неизученными возможные резкие (но маловероятные) отклонения от релятивистской кинематики, которые могли бы быть вызваны, как было объяснено ранее, нарушением однородности или изотропности пространства-времени в малом. Такие отклонения могли бы иметь место в пределах $\approx 1\%$.

3. Более тревожным является положение локальной теории поля, которое глубоко

связано с принятой формой геометрии и причинностью. Асимптотические сечения в области 20 Гэв "неохотно" сближаются друг с другом, а сравнение известных сейчас данных по рассеянию вперед пионов высокой энергии не согласуется с результатами расчетов по дисперсионным соотношениям.

Ввиду важности вопроса необходимо дальнейшее уточнение измерений и усовершенствование расчетов.

Если намечившиеся расхождения теории с опытом подтвердятся, то оно явится серьезным основанием для радикального пересмотра основных положений современной теории.

В заключение автор выражает свою признательность за предоставление необходимых данных и полезные обсуждения сотрудникам Объединенного института ядерных исследований В.С. Барашенкову, В.Г. Гришину, В.Г. Кадышевскому, В.А. Никитину, М.И. Подгорецкому, Л.Н. Струнову и В.П. Сарашеву.

Л и т е р а т у р а

1. А. Эйнштейн. Геометрия и опыт. "Научное книгоиздательство", Петроград, 1923.
2. А. Эйнштейн. К электродинамике движущихся тел. Принцип относительности. Сборник работ классиков релятивизма, ГТТИ, Ленинград, 1935.
3. G.Watagin. Zs. fuz Physik, 88, 92 (1934).
4. Д. Блохинцев. Атомная энергия, 14, 105 (1963).
5. M.Born, Proc. Roy. Soc. A143, 310 (1934) and obod. 144, 425 (1934).
6. Д. Блохинцев. ДАН, 82, 553 (1952).
7. Д. Блохинцев. Препринт ОИЯИ, P-2152, Дубна, 1965.
8. Б.М. Барбашов, Н.А. Черников. Препринт ОИЯИ, D-2151, Дубна, 1965.
9. D.Blokhintsec. Phys. Lett., 12, 272 (1964).
10. В.Г. Кадышевский. Сборник. Препринт ОИЯИ, D-1735, Дубна, 1964.
11. И.Г. Тамм. Доклад на XII международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
12. Сборник. "Пространство, время, причинность и микромире". Препринт ОИЯИ, D-1735. Дубна, 1964.
13. P.R.Phillips. Phys.Rev., 139, B491 (1965).
14. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. ГИФМЛ, 1958.
15. L.Kirillova, L.Khristov, V.Nikitin, M.Shafranov, Z.Strunov, V.Swiridov, Z.Korbel, Z.Rob, P.Markov, Kh.Tchmev, T.Todorov and A.Zlateva. Phys. Lett., 13, 93 (1964).
16. В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.А. Слепец, И.М. Ситник, Л.Н. Струнов. Ядерная физика, 1, 183 (1965).
17. K.L.Foley et al. Phys. Rev. Lett., 14, N.21, 862 (1965).

18. G.Ballesteri et al. Phys. Lett., 14, N.2, 164 (1965).
19. См. также Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий в Дубне (1964), доклад Линденбаума.
20. V.S.Barashenkov. Fortschritte d. Phys., 10, 205 (1962).
21. V.S.Barashenkov, V.L.Dedjn. Nucl. Phys., 64, 636 (1965).
22. G.Hohler, G.Ebel, I.Giesich. Zs.f.Phys., 180, 430 (1964).
23. G.Hohler, I.Baake. Phys.Lett., 18, 181 (1965).
24. S.L.Lindenbaum. Доклад на XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
25. W.Galbraith, E.W.Jenkins et al. Phys. Rev., 138 (4B), 913 (1965);
26. N.Khuri, T.Kinoshita. Phys.Rev.Lett., 14, 84 (1965).
27. Сборник статей в УФН, 86, 641 (1965).
28. D.I.Blokhintsev, G.L.Kolerov. Nuovo Cim., XXXIV, 163 (1964).
29. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 33, вып. 33 (1958).
30. Н.Н. Мейман. Сборник "Вопросы физики элементарных частиц". Изд-во АН Армении, 1962.
31. А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И.Т. Тодоров, О.А. Хрусталева. ЖЭТФ, 46, 1079 (1964).
32. В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. № 6, 18 (1963).
33. I.H.Christenson, I.W.Cronin, Vid.Fitch, R.Turlay. Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
34. X.D.Bonard, D.De kkers, B.Irdan et al. Phys.Lett., 15, 58 (1965).
35. М.В. Терентьев. УФН, 86, 231 (1965).
36. T.D.Lee. Доклад на конференции по физике высоких энергий в Оксфорде (Англия), сентябрь 1965.
37. R.Jost, Helv. Phys. Acta, 30, 409 (1957).
38. И.С. Шапиро. УФН, XI, 313 (1957).
39. В.Г. Кадышевский. ЖЭТФ, 41, 1885 (1961).
40. T.Albager, F.I.M.Faley, I.Kjehlman, I.Wallin. Phys.Lett., 12, 260 (1963).
41. Г.М. Страховский, А.В. Успенский. УФН, 86, 341 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 ноября 1965 г.

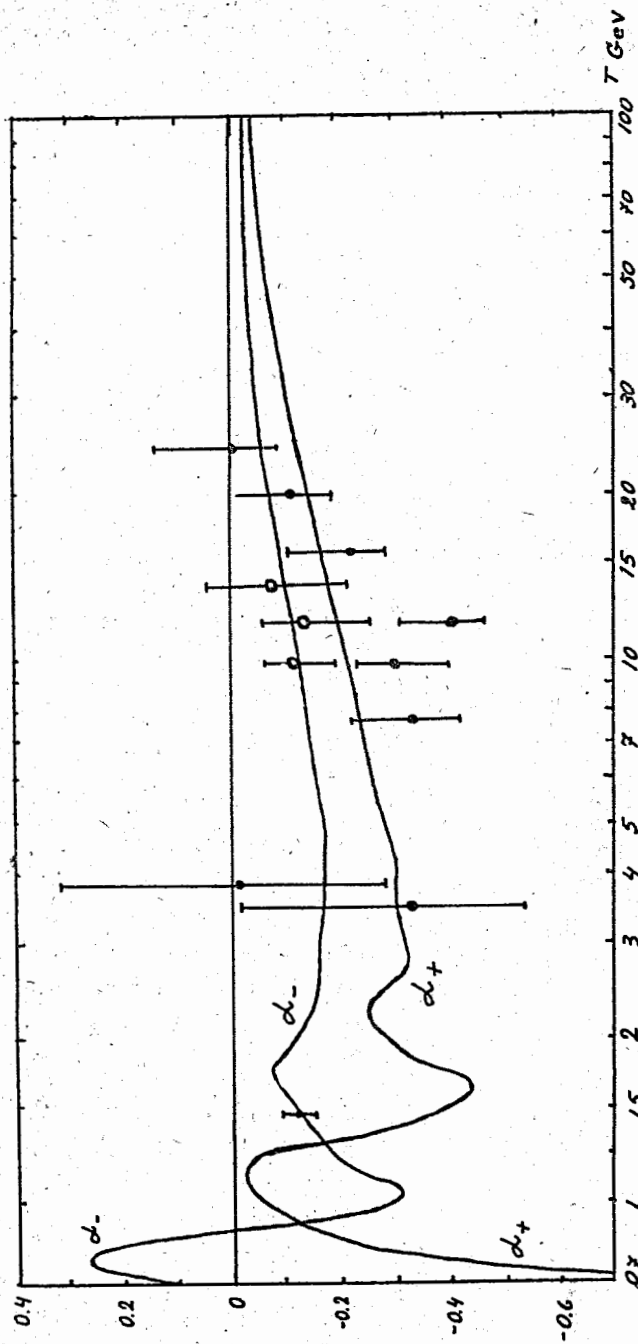


Рис. 1. Отношение реальной части амплитуды к минимой для рассеяния вперед. Точки \circ - для $\pi^+ \pi^-$ -рассеяния; точки \bullet - для $\pi^+ \pi^0$ -рассеяния, по данным/19/. Сплошные кривые - расчетные данные В.С. Барашенкова.

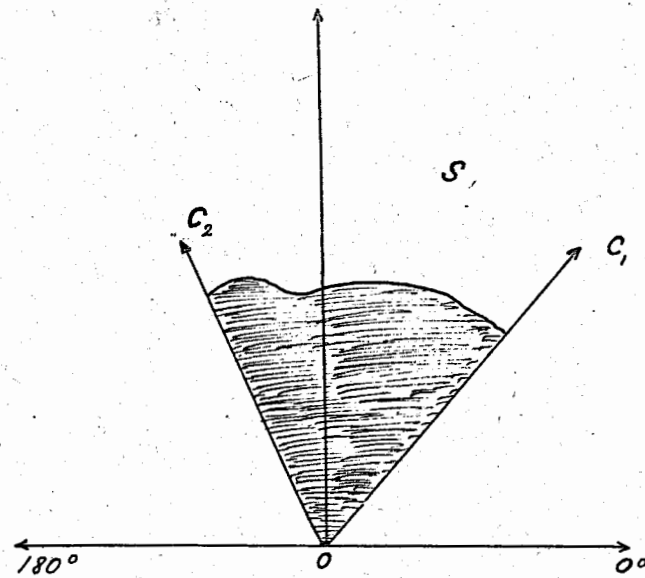


Рис. 2. Комплексная плоскость s , s_1 и s_2 -пределы, к которым стремится $f(z)$ вдоль лучей os_1 и os_2 . Отрезок действительной оси 00° для реакции $a + b = c + d$, отрезок 0π - для перекрестной реакции $\bar{c} + b = \bar{a} + d$.

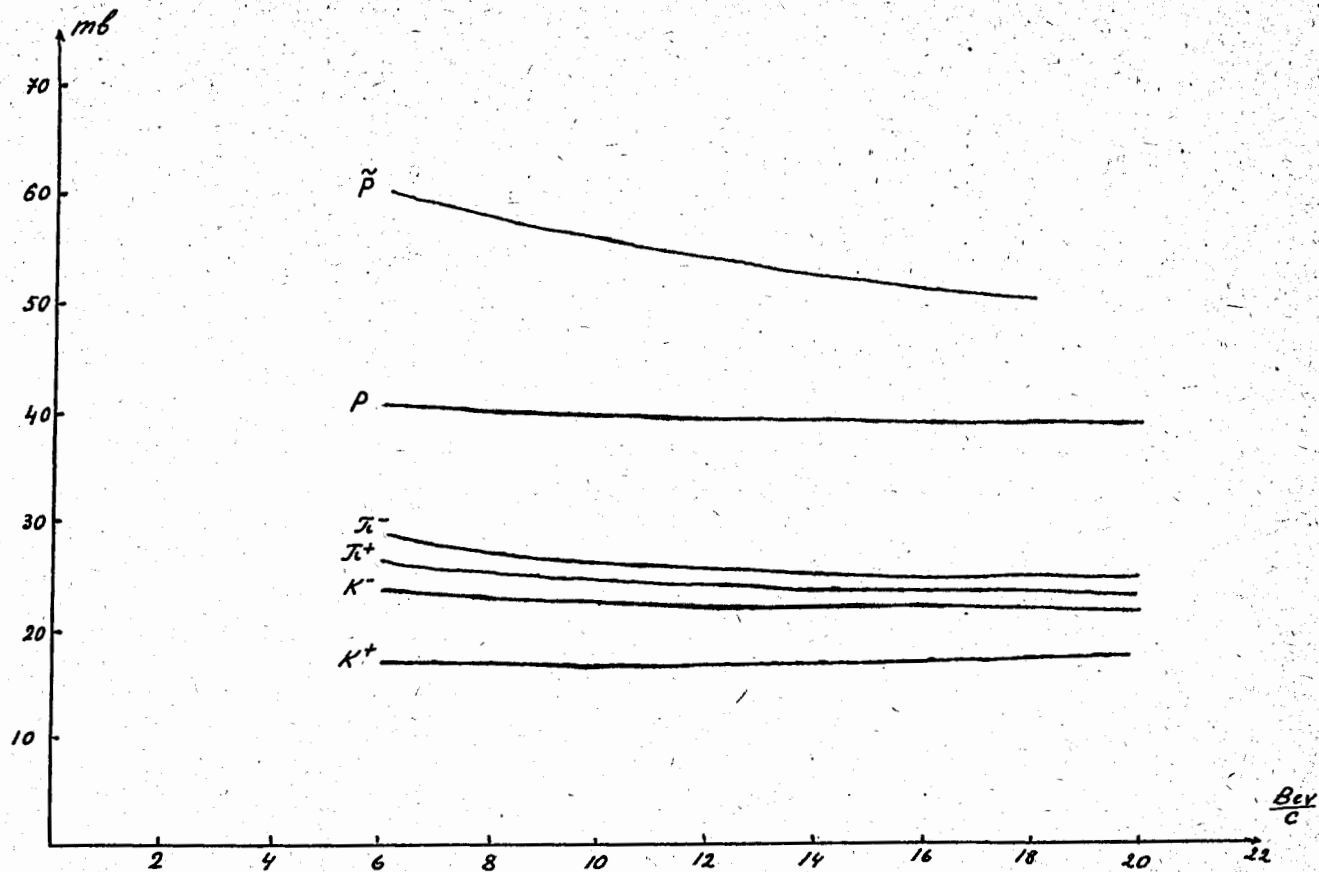


Рис. 3. Полные сечения для процессов $p\bar{p}$, $p\bar{p}$, π^{\pm} и K^{\pm} , по данным [24].