

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 80-101
ОЭИПК SERP-E-77

М.Ю.Боголюбовский, Н.А.Галяев, М.С.Левицкий, А.М.Моисеев,
Д.И.Паталаха, А.С.Проскураков
(ИФВЭ, Серпухов, СССР)

Х.Гресслер
(физический институт при Высшей технической школе, Аахен, ФРГ)

Ф.Триантис, А.Фигель
(ЦЕРН, Женева, Швейцария)

А.Живерно, Д.Денегри, К.Коше, С.Левин, Дж.Прево
(Отдел физики элементарных частиц, СЕН, Сакле, Франция)

Р.Нанхауэр, С.Новак
(ИФВЭ Немецкой академии наук, Берлин, ГДР)

Дж.Мак-Ноттон, Х.Гэрхолд
(ИФВЭ Австрийской академии наук, Вена, Австрия)

K^- -УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ 32,1 ГэВ/с
И ЕГО АНАЛИЗ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА
(Франко-советское и ЦЕРН-советское объединения)

М.Ю.Боголюбовский, Н.А.Галцев, М.С.Левинский, А.М.Моисеев,
Д.И.Паталаха, А.С.Проскуряков^{*})
(ИФВЭ, Серпухов, СССР)

Х.Гресслер
(Физический институт при Высшей технической школе, Аахен, ФРГ)

Ф.Триантис, А.Фигель
(ЦЕРН, Женева, Швейцария)

А.Живьеро, Д.Денегри, К.Коше, С.Левин, Дж.Преве
(Отдел физики элементарных частиц, СЕН, Сакле, Франция)

Р.Нанхауэр, С.Новак
(ИФВЭ Немецкой академии наук, Берлин, ГДР)

Дж.Мак-Ноттон, Х.Гэрхолд
(ИФВЭ Австрийской академии наук, Вена, Австрия)

K^- -УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ 32,1 ГэВ/с
И ЕГО АНАЛИЗ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА
(Франко-советское и ЦЕРН-советское объединения)

Направлено в ЯФ

^{*}) НИИЯФ МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

Аннотация

Боголюбский М.Ю., Галеев Н.А., Гресслер Х., Герхолд Х., Денегри Д., Живерно А., Коше К., Левин С., Ловицкий М.С., Мак-Ноттон Дж., Моисеев А.М., Нанхауэр Р., Новак С., Паталаха Д.И., Проскуряков А.С., Прево Дж., Триантис Ф., Фигель А.

K^-p -упругое рассеяние при 32,1 ГэВ/с и его анализ в представлении прицельного параметра. Серпухов, 1980.

28 стр. с рис. (ИФВЭ ОЭИПК 80-101, SERP-E-77).

Библиогр. 47.

Представлены результаты по упругому K^-p -рассеянию при 32,1 ГэВ/с в t -диапазоне $0,045 < |t| < 1,75 \text{ ГэВ}^2$ на статистике 6,5 соб./мкб. Дифференциальное сечение $d\sigma_{el}/dt$ было параметризовано зависимостями $A \exp(\alpha t)$, $A \exp(\alpha t + \beta t^2)$, $A \exp(\alpha t) + B \exp(\alpha t)$. Произведен анализ данных в представлении прицельного параметра. Найдены функции перекрытия и среднеквадратичные расстояния взаимодействия для упругих и неупругих процессов. Полученные результаты подтверждают большую периферичность неупругих реакций относительно упругих. Показано, что при точно лобовом столкновении отношение полных сечений pp - и K^-p -соударений мало отличается от 3/2, что совпадает с выводами простых аддитивных кварковых моделей, однако с ростом периферичности это согласие нарушается. Наблюдаемое до $s \lesssim 60 \text{ ГэВ}^2$ падение сечений K^-p -рассеяния происходит, главным образом, за счет уменьшения функций перекрытия при малых прицельных расстояниях, т.е. уменьшения непрозрачности при центральных соударениях. Экспериментальные результаты противоречат гипотезам геометрического скейлинга и факторизации эйконала при $s \lesssim 60 \text{ ГэВ}^2$. В рамках модельных предположений оценка плотности распределения адронной материи в протоне и K^- -мезоне.

Abstract

Bogolubski M.Yu., Galayev N.A., Graessler H., Denegri D., Givernand A., Levitski M.S., Cochet C., Levin C., Moiseev A.M., MacNaughton J., Nowak S., Patalakha D.I., Proskuryakov A.S., Prevost J., Gerhold H., Triantis F., Figiel A., Hanhauer R.

K^-p Elastic Scattering at 32.1 GeV/c and Analysis in the Impact Parameter Representation. Serpukhov, 1980.

p. 28. (IHEP 80-101, SERP-E-77).

Refs. 47.

The results of elastic K^-p scattering at 32.1 GeV/c are presented for the t range of $0.045 < |t| < 1.75 \text{ GeV}^2$ with statistics of 6.5 events/microbarn. The differential cross section $d\sigma_{el}/dt$ has been parametrized with the dependences $A \exp(\alpha t)$, $A \exp(\alpha t + \beta t^2)$, $A \exp(\alpha t) + B \exp(\alpha t)$. The data have been analysed in the impact parameter representation. The overlap functions and MRS interaction distances have been found for elastic and inelastic processes. The results obtained confirm that inelastic processes are greatly peripheral with respect to elastic ones. The ratio of the total cross sections for head-on pp - and K^-p -collisions is shown to differ very little from 3/2, which coincides with the conclusions of simple additive quark models. However this agreement is broken with growth of peripherality. The decrease of the cross section for K^-p -scattering observed up to $s \lesssim 60 \text{ GeV}^2$ takes place mainly due to the decrease of the overlap function at small impact parameters, i.e. due to smaller opaqueness at central collisions. The experimental results contradict the hypothesis of the geometrical scaling and eiconal factorization at $s \lesssim 60 \text{ GeV}^2$. In the framework of model predictiona the hadronic matter density distribution in proton and K^- -meson has been estimated.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представляются результаты по упругому $K^{\bar{p}}$ -рассеянию при 32,1 ГэВ/с, полученные на полной статистике ($\approx 6,5$ соб/мкб) $K^{\bar{p}}$ -эксперимента, проведенного на Серпуховском ускорителе с помощью жидководородной пузырьковой камеры "Мирабель".

Основное место в работе отведено анализу полученных данных в представлении прицельного параметра. Преимущество такого подхода состоит в том, что здесь естественным и наглядным образом вводятся и анализируются такие физические понятия как радиус взаимодействия, функции перекрытия, плотность и структура взаимодействующей материи и т.п. В свою очередь, распределение материи внутри адрона, как показано в работе ^{/1/}, непосредственно связано с инклюзивными сечениями образования пионов. Благодаря закону сохранения углового момента соотношение унитарности диагонально по прицельному параметру ^{/2/}, что позволяет относительно легко из экспериментальных данных по упругому рассеянию восстановить дифференциальное сечение неупругих процессов. С точки зрения ряда современных кварк-партоновых моделей динамика сильного взаимодействия определяется главным образом глюонами, а адрон рассматривается в виде системы кварков, либо одетых глюонной шубой ^{/3/}, либо погруженных в глюонное облако ^{/4-7/} (см. также ^{/8, 9/}). Таким образом, изучение соударений в представлении прицельного параметра дает информацию о прозрачности глюонных облаков и их протяженности ^{/10/}.

Предварительные данные по некоторым из этих вопросов были приведены нами ранее в работе^{/11/}, сравнение упругого рассеяния в K^-p - и K^+p -взаимодействиях при 32,1 ГэВ/с в экспериментах на камере "Мирабель" сделано в работе^{/12/}.

Наша статья организована следующим образом: во втором разделе рассматривается методика выделения упругих событий; в третьем приводится дифференциальное сечение упругого рассеяния в зависимости от квадрата переданного 4-импульса t ; в четвертом излагается способ перехода в пространство прицельного параметра; в пятом разделе приводятся результаты, полученные на основе анализа в этом пространстве K^-p -рассеяния. Полученные данные сравниваются с результатами экспериментов при других энергиях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА

Жидководородная пузырьковая камера "Мирабель" была облучена в ВЧ сепарированном пучке K^- -мезонов с импульсом 32,1 ГэВ/с. Примесь π^- -мезонов не превышала 2%^{/13/}. На всех снимках, полученных в ходе эксперимента, был проведен двукратный просмотр; все найденные события обмерялись на автоматических измерительных приборах (HPD) или прецизионных полуавтоматических проекторах. Обсчет измерений осуществлялся по стандартным программам геометрического восстановления (H-GEOM) и кинематического анализа (GRIND). Событие классифицировалось как упругое, если найденная в программе GRIND величина χ^2 для 4с-fit упругой гипотезы была менее 18; если же значение χ^2 лежало в пределах $18 < \chi^2 < 100$, то событие перемерялось и повторно проходило процедуры обработки (до двух раз). Все же имелась некоторая потеря упругих реакций, происходившая, главным образом, из-за систематических ошибок^{/14/}, которые приводили к искажению формы экспериментального χ^2 -распределения - смещению его максимума в сторону больших значений χ^2 . Для устранения этих потерь было

проведено дополнительное выделение упругих событий, основанное на непосредственной проверке близости кинематики реакции к упругой. Подробно процедура описана в статье^{/15/}. Всего с помощью этой методики дополнительно было выделено 2,4% упругих событий.

В полученном экспериментальном материале имелась определенная потеря упругих реакций при $|t| < 0,15 \text{ ГэВ}^2$ (t - квадрат переданного 4-импульса), особенно заметная среди событий с протоном отдачи, ориентированным вдоль оптической оси объективов. Это выражалось в анизотропии распределений по азимутальному углу

$$\phi = \arccos (P_y / \sqrt{P_y^2 + P_z^2}),$$

где P_y, P_z - компоненты импульса протона в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка (составляющая P_z параллельна оптической оси). Чтобы учесть эти потери для каждого упругого события, вводился вес, зависящий от t и ϕ , подобранный так, чтобы выровнять азимутальные $d\sigma_{el}/d\phi$ -распределения. Как видно из рис. 1, при $|t| > 0,15 \text{ ГэВ}^2$ роль поправок пренебрежимо мала, а для $|t| < 0,045 \text{ ГэВ}^2$ потери медленных протонов слишком велики для надежной корректировки сечения этим способом. В целом для области $|t| > 0,045 \text{ ГэВ}^2$ вклад поправок по азимутальному углу составил $\approx 6,5\%$. Для учета потерь при $|t| < 0,045 \text{ ГэВ}^2$ и вычисления дифференциального сечения упругого рассеяния использовалась экстраполяция $d\sigma_{el}/dt = A \cdot \exp(\alpha t + \beta t^2)$, где параметры A, α, β определялись методом наименьших квадратов при $0,045 < |t| < 0,8 \text{ ГэВ}^2$ с учетом оптической точки^{*}).

^{*} Под оптической точкой (ОТ) подразумевается значение $d\sigma_{el}/dt$ при $t = 0$, следующее из соотношения унитарности. $ОТ = \sigma_{tot}^2 \cdot (1 + \rho^2) / 16\pi$, где σ_{tot} - полное сечение; ρ - отношение реальной части амплитуды упругого рассеяния вперед к мнимой.

3. УПРУГОЕ СЕЧЕНИЕ

Величина упругого сечения определялась при нормировке полного количества зарегистрированных событий с учетом потерь медленных протонов во всех классах реакций на полное сечение, измеренное в счетчиковых экспериментах^{/16, 17/}. Полученное в этой работе значение сечения $\sigma_{el} = 2,56 \pm \pm 0,10$ мб практически совпадает с величиной, ранее приведенной в статье нашей коллаборации^{/12/}, где использовались несколько другие методы введения поправок по азимутальному углу. Дифференциальное сечение как функция t представлено на рис. 1. Указанные ошибки включают как статистическую погрешность, так и неопределенности, связанные с азимутальными поправками и коррекцией на потери событий с медленными протонами.

Данные по упругому дифференциальному сечению аппроксимировались в различных t -интервалах с учетом оптической точки следующими зависимостями:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = A \cdot \exp(\alpha t), \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = A \cdot \exp(\alpha t + \beta t^2), \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = A \cdot \exp(\alpha t) + B \cdot \exp(ct). \quad (3)$$

Параметры A , α , β , B , c определялись методами наименьших квадратов и максимума правдоподобия^{/18/}. Для метода наименьших квадратов ширина бины в экспериментальной гистограмме с ростом $|t|$ увеличивалась из-за резкого уменьшения статистики. При $t = 0$ принималась во внимание оптическая точка, определенная с учетом реальной части амплитуды рассеяния^{/19/}.

Результаты аппроксимации дифференциального упругого сечения функциями (1)–(3) приведены в табл. 1. Зависимость (1) хорошо описывает поведение сечения только при $|t| < 0,4$ ГэВ², при больших значениях $|t|$ функции (2) и (3) предпочтительнее. При $|t| > 0,8$ ГэВ² зависимость (3) несколько лучше аппроксимирует данные, чем (2). При сравнении с резуль-

татами работы /20/ видно, что вклад второй экспоненты в формуле (3) значительно возрастает с увеличением импульса начального K^- -мезона от 14,3 до 32,1 ГэВ/с (при $0,045 < |t| < 1,75 \text{ ГэВ}^2$ коэффициент A падает с $21,0 \pm 0,3$ до $15,5 \pm 1,0 \text{ мб/ГэВ}^2$, а B изменяется с $0,7 \pm 0,2$ до $6,15 \pm 1,10 \text{ мб/ГэВ}^2$). Внизу на рис. 1 показано частное от деления экспериментального дифференциального сечения упругого K^-p -рассеяния на гладкую функцию (3) с параметрами, определенными методом максимума правдоподобия на интервале $0,045 < |t| < 1,75 \text{ ГэВ}^2$. Приведенное отношение мало уклоняется от единицы за исключением, быть может, точек в районе $|t| \approx 1,4 \text{ ГэВ}^2$. Кроме зависимостей (1) - (3) мы попытались аппроксимировать данные суммой двух интерферирующих экспонент:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = |\sqrt{A} \cdot \exp(\alpha t/2) + \sqrt{B} \cdot \exp(\alpha t/2) \cdot \exp(i\phi)|^2. \quad (4)$$

Однако $\cos \phi$ не оказался значимо отличным от нуля, было лишь получено ограничение $|\cos \phi| < 0,1$. Отметим, что при $\cos \phi = 0$ зависимости (4) и (3) совпадают.

Используя результаты аппроксимации, мы вычислили предел Роя /21/ $d\sigma^{ROY}(t)/dt$ для упругого мезон-нуклонного рассеяния, полученный на основе унитарности и аналитичности при разложении амплитуды по парциальным волнам:

$$\sqrt{\frac{d\sigma_{el}}{dt}} \geq \sqrt{\frac{d\sigma^{ROY}}{dt}} = \sqrt{\left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t=0}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \frac{b(0)}{b(t)} \left[3 \frac{\left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t=t_1}}{\left. \frac{d\sigma_{el}}{dt} \right|_{t=0}} \cdot \frac{b^2(t_1)}{b^2(0)} - 1 \right]}, \quad (5)$$

$$\text{где } b(t) = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma_{el}(t)}{dt};$$

$$t = 3t_1(1 + t_1/4P^{*2});$$

P^* - импульс адрона в с.ц.м.

Предел Роя нанесен на рис. 1 точечной кривой для $|\tau| < 0,4 \text{ ГэВ}^2$. В качестве $(d\sigma_{el}/dt)|_{t=0}$ была взята оптическая точка, величина $b(t)$ вычислялась по результатам аппроксимации формулой (2) на интервале $0,045 < |\tau| < 1,75 \text{ ГэВ}^2$. Нарушение предела Роя не наблюдается, хотя при малых $|\tau|$ он близок к насыщению.

Мы также проанализировали поведение упругого рассеяния в терминах отношений упругих сечений pp - и K^-p -столкновений:

$$R(t) = \frac{d\sigma_{el}^{pp}(t)/dt}{d\sigma_{el}^{K^-p}(t)/dt}. \quad (6)$$

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2 для энергий 32 и 100 ГэВ. При вычислении $R(t)$ использовались опубликованные данные по упругому pp -рассеянию при 29,7 ГэВ/с^{22/} и результаты измерений сечений при 100 ГэВ/с^{23/}. Для нескольких интервалов $|\tau| < 0,06 \text{ ГэВ}^2$ отношение $R(t)$ аппроксимировалось простой экспоненциальной формой

$$R(t) = D \cdot \exp(\gamma t). \quad (7)$$

Параметры D и γ , найденные методом наименьших квадратов, приведены в табл. 2.

4. МЕТОД ПЕРЕХОДА В ПРОСТРАНСТВО ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА

Амплитуда упругого рассеяния в пространстве прицельного параметра является фурье-образом обычной упругой амплитуды. В пренебрежении эффектами поворота спина мы применяли формулу^{12/}

$$h(s, b) = \int T(z, t) J_0(b\sqrt{-t}) dt / 4\pi, \quad (8)$$

где h - амплитуда упругого рассеяния в представлении прицельного параметра; s - квадрат полной энергии в с.д.м.; b - прицельный параметр; t - квадрат переданного 4-импульса; J_0 - функция Бесселя нулевого порядка; T - обычная амплитуда упругого рассеяния, которая входит в выражение дифференциального сечения упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = |T(z, t)|^2 / 4\pi. \quad (9)$$

Для использования уравнения (8) необходимо знать действительную и мнимую части $T(s, t)$. Главный вклад в интеграл в выражении (8) происходит от области $|t| < 0,12 \text{ ГэВ}^2$, где может быть использована информация об измеряемом здесь по кулон-ядерной интерференции отношении $\rho(s, t) = \text{Re} T(s, t) / \text{Im} T(s, t)$. Ранние экспериментальные данные о величине $\rho(s, 0)$ для K^-p -соударений весьма противоречивы^{/24, 25/}. Позже в работе^{/19/} было получено, что $\rho(s, 0) = 0,08 \pm 0,04$ при импульсе 10 ГэВ/с и $\rho(s, 0) = 0,00 \pm 0,04$ при 14 ГэВ/с. Этот результат согласуется с расчетами по дисперсионным соотношениям^{/26, 27/} (см. также^{/8, 19/}), из которых, в частности, следует, что при начальном импульсе 32,1 ГэВ/с $\rho(s, 0) \approx 0,06$. Из-за малости величины $\rho(s, 0)$ и быстрого уменьшения $d\sigma_{el}/dt$ с ростом $|t|$ амплитуду упругого рассеяния в представлении прицельного параметра можно в хорошем приближении считать чисто мнимой, т.е. при вычислении интеграла в (8) положить $\rho(s, t) = 0$. Ошибка, допускаемая в равенстве $\text{Im} h(s, b) = h(s, b)$, менее 2%, если $|\rho(s, 0)| \leq 0,15$, и меньше 0,2%, если $|\rho(s, 0)| \leq 0,05$. Эта ошибка была оценена при сравнении расчетов с $\rho(s, t) \equiv 0$ и простой линейной аппроксимацией для $1/\rho(s, t)$ из работы^{/28/}:

$$\frac{1}{\rho(s, t)} = \frac{1}{\rho(s, 0)} [1 - |t|/t_0], \quad (10)$$

где величина t_0 варьировалась в пределах $(2,5 \div 10,0) \text{ ГэВ}^{2*}$. Фактически мы пренебрегали действительной частью $T(s, t)$ в выражении (8) только при $|t| > 0,12 \text{ ГэВ}^2$, а при меньших $|t|$, положив $\rho(s, t) = \rho(s, 0)$, пользовались при вычислении реальной части амплитуды расчетами для $\rho(s, 0)$ по дисперсионным соотношениям. Это только слегка изменило результаты по сравнению со случаем $\rho(s, t) \equiv 0$ для всех t . При вычислении неопределенностей всех нижеследующих результатов наряду со статистическими ошибками нами также учитывалась ошибка, возникающая за счет пренебрежения

* Предполагается^{/28/}, что для pp -рассеяния t_0 определяется положением минимума в упругом $d\sigma_{el}^{pp}/dt$ -распределении, т.е. $t_0 \approx 1,4 \text{ ГэВ}^2$.

реальной частью амплитуды упругого рассеяния $T(s, t)$ при $|t| > 0,12 \text{ ГэВ}^2$. При этом предполагалось, что $|\rho(s, 0)| < 0,06$.

Интеграл в Фурье-преобразовании (8) находился численно. В этих вычислениях сечение $d\sigma_{el}/dt$ и $|t| > 0,045 \text{ ГэВ}^2$ в промежутках между экспериментальными точками определялось квадратичной интерполяцией данных. В интервале $0,0 < |t| < 0,045 \text{ ГэВ}^2$ использовалась, как уже описано в разделе 2, экстраполяция $d\sigma_{el}/dt = A \cdot \exp(\alpha t + \beta t^2)$ с параметрами, определенными методом наименьших квадратов при $0,045 < |t| < 0,8 \text{ ГэВ}^2$ (см табл. 1). Изменение экстраполяционной функции (зависимостью (3), например) в пределах указанных ошибок существенно на ответ не влияют. Еще один вид погрешностей возникал из-за того, что интегрирование в (8) проводилось не по всем кинематически разрешенным значениям t (область $|t| > 1,85 \text{ ГэВ}^2$ в этом эксперименте не доступна для исследования из-за ограниченности статистики). Однако, как показано в нашей работе^{/11/}, вклад от событий с $|t| > 1,4 \text{ ГэВ}^2$ достаточно мал и используемый нами верхний предел интегрирования, равный $1,75 \text{ ГэВ}^2$, заметно не искажает результаты. Все же мы учли эту погрешность, которая сказывалась в основном при малых прицельных параметрах. Для этого была выполнена экспоненциальная экстраполяция $d\sigma_{el}/dt = A \cdot \exp(\alpha t)$ в область $|t| > 1,75 \text{ ГэВ}^2$, где параметры A, α находились методом максимума правдоподобия на интервале $0,85 < |t| < 1,75 \text{ ГэВ}^2$. Затем с использованием экстраполяции верхний предел интегрирования смещался в область $|t| > 1,75 \text{ ГэВ}^2$ и искомая погрешность оценивалась сравнением результатов расчетов. Окончательно ошибка амплитуды в представлении прицельного параметра находилась по формуле

$$\Delta h(s, b) = \sqrt{\Delta_1^2 + \sum_i \int_{\Delta t_i} J_0(b\sqrt{-t_i}) \frac{dt}{4\pi}]^2 \cdot \Delta T^2(s, t_i) + \Delta_2}, \quad (11)$$

(0,045 < |t_i| < 1,75)

где Δ_1 - ошибка, возникающая при вычислении интеграла в (8) при $0,0 < |t| < 0,045 \text{ ГэВ}^2$; $\Delta T(s, t_i)$ - ошибка обычной упругой амплитуды в точке t_i ; Δt_i - интервал между экспериментальными точками; Δ_2 - дополнительные погрешности за счет неопределенности в поведении $\rho(s, t)$

при $|t| > 0,12 \text{ ГэВ}^2$ и отличия верхнего предела интегрирования в Фурье-преобразовании от кинематической границы.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ В ПРОСТРАНСТВЕ ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА

Соотношение унитарности в пространстве прицельного параметра записывается в виде^{/2/}

$$2 \operatorname{Im} h(s, b) = |h(s, b)|^2 + G_{in}(s, b), \quad (12)$$

где члены в правой части уравнения (12) – функции перекрытия для упругих и неупругих процессов. Сечения (полное, упругое и неупругое) выражаются через введенные величины следующим образом^{/29/}:

$$\begin{aligned} d\sigma_{tot} &= 2 \operatorname{Im} h(s, b) \pi db^2, \\ d\sigma_{el} &= |h(s, b)|^2 \pi db^2, \\ d\sigma_{in} &= G_{in}(s, b) \pi db^2. \end{aligned} \quad (13)$$

При оценке прицельного параметра для неупругой дифракции мы использовали метод Памплина, который показал, что s – канальное соотношение унитарности совместно с предположением, что неупругая, так же как и упругая, дифракция является "теневым" эффектом процесса недифракционного рождения, приводит к следующему верхнему ограничению на сечение неупругой дифракции^{/30/}:

$$\frac{d\sigma_{diff}}{\pi db^2} \leq \frac{1}{2} \frac{d\sigma_{tot}}{\pi db^2} - \frac{d\sigma_{el}}{\pi db^2} \equiv \frac{d\sigma_{diff}^{max}}{\pi db^2}. \quad (14)$$

На рис. 3 представлены результаты вычисления дифференциальных сечений для упругого и неупругого процессов K^-p -рассеяния при 32,2 ГэВ/с, а также показаны зависимости полного дифференциального сечения и границы Памплина от прицельного параметра b . Видно, что распределение по b верхнего предела для неупругой дифракции более периферично по сравнению с упругой функцией перекрытия. В первом приближении $d\sigma_{in}/\pi db^2$ имеет вид функции Гаусса от прицельного параметра. Теоретически к этому приводят ряд моде-

лей: модель некоррелированных струй Ван-Хова^{/31/}, мультипериферическая модель^{/32/}, модель мультиреджеонного обмена^{/33, 34/}. Однако в распределении $d\sigma_{in}/\pi db^2$, представленном вместе с $d\sigma_{el}/\pi db^2$ в полупологарифмическом масштабе на рис. 4, видны отклонения от Гауссиана. Обычно вводят двухкомпонентную структуру для неупругой функции перекрытия, т.е.^{/35/}

$$\frac{d\sigma_{in}}{\pi db^2} = G_{GAUSS} + G_{EDG}. \quad (15)$$

В последней формуле только первый член в правой части является функцией Гаусса, второй член – малая периферическая добавка с максимумом не в нуле. Возникновение члена G_{EDG} объясняется^{/36/} вкладом неупругих дифракционных каналов. Мы выбрали, следуя^{/35/}, простые феноменологические выражения для G_{GAUSS} и G_{EDG} , а именно:

$$\frac{d\sigma_{in}}{\pi db^2} = A_1 \exp(-b^2/R_1^2) + A_2 b^2 \exp(-b^2/R_2^2). \quad (16)$$

Гауссовый и периферический члены положительно определены и для них можно вычислить поперечные сечения:

$$\sigma_{GAUSS} = \int G_{GAUSS} \pi db^2 = \pi A_1 R_1^2, \quad (17)$$

$$\sigma_{EDG} = \int G_{EDG} \pi db^2 = \pi A_2 R_2^4. \quad (18)$$

Зависимостью (16) мы также аппроксимировали и дифференциальное сечение упругого рассеяния. Результаты, полученные методом наименьших квадратов, представлены в табл. 3 для энергий 32 и 100 ГэВ. Переход в пространство прицельного параметра для энергии 100 ГэВ осуществлен нами с использованием $d\sigma_{el}^{K^+p}/dt$ – данных из работы^{/23/}. Внизу на рис. 3 показана разность между дифференциальным неупругим сечением и аппроксимирующей функцией (16). Видно, что при $b < 0,3$ ферми неупругая функция перекрытия проходит несколько ниже аппроксимирующей кривой и осциллирует около нее при больших b , тогда как для упругой функции перекрытия такие эффекты не были замечены на имеющейся статистике.

Для выяснения энергетической зависимости сечений в представлении прицельного параметра мы проделали вычисления, используя $d\sigma_{el}^{K^+p}/dt$

данные по упругому K^-p -рассеянию при $10,1^{/37/}$, $14,8^{/20/}$ и $100^{/28/}$ ГэВ/с. Изменение дифференциальных сечений при увеличении импульса начального K^- -мезона с $10,1$ до $32,1$ и с $32,1$ до 100 ГэВ/с изображено на рис. 5. Видно, что на интервале от $10,1$ до $32,1$ ГэВ/с уменьшение сечений (полного, неупругого и упругого) происходит с ростом импульса, в основном при центральных столкновениях, когда прицельный параметр достаточно мал ($b < 0,7$ ферми). Это было отмечено еще в наших предварительных результатах ^{/11/}. Такое поведение сечений соответствует картине рассеяния на сером диске, который становится все более прозрачным в центре. При увеличении импульса от $32,1$ до 100 ГэВ/с сечения варьируются по-прежнему в центральной области с малыми b , но изменения не столь ярко выражены на фоне имеющих ошибок. Следует отметить, что для pp -рассеяния при энергиях, больших, чем в нашем эксперименте, при которых полное поперечное сечение σ_{tot}^{pp} уже растет, увеличение неупругой функции перекрытия происходит на периферии в относительно узком интервале в районе $b \approx 0,7$ ферми ^{/38, 39/}.

На рис. 6 представлены удвоенная мнимая часть амплитуды рассеяния $2\text{Im}h(s, b=0)$, неупругая функция перекрытия $G_{in}(s, b=0)$ при нулевом прицельном параметре и среднеквадратичное расстояние взаимодействия для полного и неупругого поперечных сечений при различных энергиях. Среднеквадратичное расстояние определялось по формуле

$$R_i^2 = \int_0^{b_{max}} b^2 (d\sigma_i/db^2) b db / \int_0^{b_{max}} (d\sigma_i/db^2) b db, \quad (19)$$

$i = tot$ (полное), in (неупругое); $b_{max} = 1,6$ ферми. Поскольку $G_{in}(s, b=0)$ является вероятностью поглощения при точно лобовом столкновении, результаты показывают, что K^- -мезон при 32 ГэВ/с с 20% -ной вероятностью проскокаивает через центр протона без всякого поглощения, в то время как эта же величина для протона в pp -столкновениях составляет всего несколько процентов ^{/28/}. Таким образом, K^- -мезон довольно прозрачный объект, и из рис. 6 следует, что до $s \lesssim 100$ ГэВ² с энергией его прозрачность увеличивается.

Согласно гипотезе геометрического скейлинга /40, 41/

$$G_{in}(s, b) \rightarrow G'(b'), \quad (20)$$

где $b' = b/\sqrt{\sigma_{in}(s)/\pi}$ - скейлинговая переменная; σ_{in} - сечение неупругого рассеяния; G' - функция одного аргумента.

Отсюда, в частности, следует, что

$$G_{in}(s, b=0) \rightarrow G'(0) = const. \quad (21)$$

Сильная зависимость $G_{in}(s, b=0)$ от энергии при $s < 60 \text{ ГэВ}^2$ противоречит гипотезе геометрического скейлинга, и только для больших энергий $G_{in}(s, b=0)$, возможно, выходит на константу с точностью до неопределенностей экспериментального анализа. При сравнении с рис. 6Д, где изображена энергетическая зависимость упругого сечения (с использованием данных из работ /37, 20, 42, 43/), видно, что упругое сечение начиная с $s \approx 30 \text{ ГэВ}^2$ выходит на близкое к константе поведение, в то время как $G_{in}(s, b=0)$ продолжает изменяться с энергией.

Из рис. 6В-Г ясно, что $\sqrt{R_{in}^2} > \sqrt{R_{tot}^2}$, т.е. неупругие процессы более периферичны (происходят при больших прицельных расстояниях) по сравнению с упругими. В целом из данных рис. 6 следует, что главной причиной уменьшения сечений K^-p -рассеяния при $s < 100 \text{ ГэВ}^2$ является увеличение прозрачности, так как среднеквадратичное расстояние взаимодействия в этом диапазоне не имеет сильной энергетической зависимости, хотя экспериментальные данные не исключают возможность его плавных вариаций.

На рис. 7 представлено отношение сечений $(d\sigma^{pp}/\pi db^2)/(d\sigma^{K^+p}/\pi db^2)$ pp - и K^+p -соударений в зависимости от прицельного параметра при 32 и 100 ГэВ/с. При вычислениях использовались $d\sigma_{el}/dt$ -данные по упругим pp -реакциям при 29,7 ГэВ/с /22/, pp - и K^+p -реакциям при 100 ГэВ/с /23/. Изучаемые отношения характеризуются пологим максимумом при $b \approx 1,4$ Ферми со спадом как в сторону малых, так и больших значений прицельного параметра. Отметим, что отношение полных сечений при точно лобовом столкновении ($b=0$) мало отличается от 3/2, что совпадает с предсказаниями простых аддитивных кварковых моделей. Однако при росте периферичности (с увеличением b) появляются отклонения от значения 3/2.

Кроме функций перекрытия мы также вычислили эйконал, который в моделях ряда авторов (Чу, Янг^{/44, 45/}; Саврии, Семенов, Хрусталеv^{/1/}) непосредственно связан с плотностью распределения взаимодействующей материи в сталкиваемых частицах. По определению эйконала Ω

$$\exp(i\Omega) = 1 + ih. \quad (22)$$

Неупругая функция перекрытия выражается через Ω следующим образом:

$$G_{in} = 1 - \exp(-2\text{Im}\Omega). \quad (23)$$

На рис. 8 показана зависимость мнимой части эйконала от квадрата прицельного параметра при 32,1 ГэВ/с. Дополнительно пунктиром для $b^2 < 0,8$ ферми² нанесены результаты при 10,1 ГэВ/с, полученные с использованием $d\sigma_{K^-p}/dt$ -данных из статьи^{/37/}. В работах^{/46, 47/} высказана гипотеза о факторизации эйконала, в соответствии с которой

$$\Omega(s, b) = \Omega_1(s) \cdot \Omega_2(b), \quad (24)$$

где Ω_1 , Ω_2 - функции только от s и только от b соответственно. Для проверки этой гипотезы нужно проанализировать разность логарифмов от эйконала при двух значениях энергии:

$$\Delta(\ln\Omega) = \ln\Omega(s_2, b) - \ln\Omega(s_1, b). \quad (25)$$

В случае справедливости утверждения (24) $\Delta(\ln\Omega) = \text{const}$. Разность логарифмов мнимых частей эйконала для импульсов начального K^- -мезона 32,1 и 10,1 ГэВ/с изображена в нижней части рис. 8. Видно, что в интервале от 10 до 32 ГэВ/с гипотеза факторизации не выполняется, так как $\Delta(\ln\text{Im}\Omega)$ существенно отклоняется от константы.

Для модели из работы^{/1/} функции распределения адронной материи внутри пучковой частицы $\rho_B(r)$ и мишени $\rho_t(r)$ в поперечной к оси столкновения плоскости связаны с мнимой частью эйконала (r - расстояние от "центра" частицы):

$$\rho_B(r) \cdot \rho_t(r) = A \cdot \text{Im}\Omega(2r), \quad (26)$$

где A - коэффициент пропорциональности, который мы определяли из требования нормировки

$$2\pi \int \rho(r) r dr = 1. \quad (27)$$

Совместное рассмотрение pp - и K^-p -соударений позволяет определить распределение сильно взаимодействующей материи как в протоне, так и K^- -мезоне. Функции распределения были найдены нами с использованием $d\sigma_{el}^{pp}/dt$ -данных по упругому pp -рассеянию при $29,7 \text{ ГэВ}/c^{/22/}$, и результаты представлены на рис. 9. Видно, что по сравнению с протоном плотность адронной материи в K^- -мезоне падает несколько быстрее на малых расстояниях ($r < 0,3$ Ферми) и медленнее на больших ($r > 0,7$ Ферми).

Таблица 1

Результаты аппроксимации дифференциального сечения K_p -рассеяния при 32,1 ГэВ/с зависимость (1) - (3) методом наименьших квадратов (м.н.к.) и максимума правополобья (м.м.п.).
 При $t = 0$ учитывалась оптическая точка $OT = 21,61 \pm 0,27$ мб/ГэВ².

метод	$ t $ -интервал ГэВ ²	формула	A , мб/ГэВ ²	α , ГэВ ⁻²	β , ГэВ ⁻⁴	B , мб/ГэВ ²	c , ГэВ ⁻²	χ^2/ND
	0,045 - 0,80		$21,36 \pm ,26$	$8,71 \pm ,10$				58/40
	0,045 - 0,40	(1)	$20,87 \pm ,28$	$8,42 \pm ,09$				95/93
	0,045 - 0,50		$20,62 \pm ,20$	$8,20 \pm ,08$				140/80
	0,045 - 0,80		$21,54 \pm ,25$	$9,34 \pm ,15$	$3,48 \pm ,25$			76/78
м.н.к.	0,045 - 1,4	(2)	$21,24 \pm ,23$	$9,00 \pm ,12$	$2,56 \pm ,15$			100/91
	0,045 - 1,75		$20,87 \pm ,22$	$8,68 \pm ,08$	$1,80 \pm ,14$			198/95
	0,045 - 0,80		$15,34 \pm 1,81$	$11,1 \pm ,8$		$5,75 \pm 1,81$	$5,18 \pm ,60$	72/78
	0,045 - 1,4	(3)	$15,34 \pm 1,20$	$11,3 \pm ,6$		$6,32 \pm 1,22$	$5,84 \pm ,91$	84/90
	0,045 - 1,75		$15,53 \pm 1,00$	$11,2 \pm ,6$		$6,15 \pm 1,10$	$5,81 \pm ,30$	89/94
	0,045 - 0,80		$21,36 \pm ,19$	$8,68 \pm ,08$				
	0,045 - 0,40	(1)	$20,95 \pm ,18$	$8,35 \pm ,06$				
	0,045 - 0,60		$20,58 \pm ,18$	$8,10 \pm ,06$				
	0,045 - 0,80		$21,55 \pm ,22$	$9,31 \pm ,11$	$3,48 \pm ,28$			
м.м.п.	0,045 - 1,40	(2)	$21,25 \pm ,20$	$8,97 \pm ,09$	$2,59 \pm ,18$			
	0,045 - 1,75		$21,08 \pm ,21$	$8,62 \pm ,08$	$2,80 \pm ,12$			
	0,045 - 0,80		$15,97 \pm 1,33$	$11,1 \pm ,7$		$5,68 \pm 1,52$	$5,13 \pm ,42$	
	0,045 - 1,40	(3)	$15,48 \pm 1,00$	$11,2 \pm ,5$		$6,11 \pm 1,00$	$5,28 \pm ,28$	
	0,045 - 1,75		$15,60 \pm 0,91$	$11,1 \pm ,5$		$6,07 \pm 0,80$	$5,28 \pm ,27$	

Таблица 2

Результаты аппроксимации методом наименьших квадратов
отношения дифференциальных сечений pp - и K^-p -рассеяния зависимостью (7)
при 32 и 100 ГэВ/с.

При $t = 0$ принималось во внимание отношение оптических точек

$P_{\text{пучка}},$ ГэВ/с	$ t $ -интервал, ГэВ ²	D	$\gamma,$ ГэВ ⁻²	χ^2/ND
32	0,07 - 0,20	$3,57 \pm 0,08$	$1,85 \pm 0,18$	17/11
	0,07 - 0,40	$3,58 \pm 0,06$	$1,92 \pm 0,11$	31/21
	0,07 - 0,60	$3,60 \pm 0,06$	$1,99 \pm 0,08$	35/31
100	0,07 - 0,20	$3,47 \pm 0,07$	$2,01 \pm 0,16$	12/12
	0,07 - 0,40	$3,50 \pm 0,05$	$2,16 \pm 0,10$	22/24
	0,07 - 0,60	$3,59 \pm 0,05$	$2,41 \pm 0,07$	52/35

Таблица 3

Результаты аппроксимации методом наименьших квадратов дифференциальных сеточек упругого и неупругого К-р-рассеяния в представлении прицельного параметра при 32,1 и 100 ГэВ/с зависимость $d_0/v_{rel}^2 = A_1 \cdot \exp(-b^2/R_1^2) + A_2 b^2 \cdot \exp(-b^2/R_2^2)$ на интервале $0 < b < 2,5$ Ферми

Р-луча, ГэВ/с	сеточке	A_1	R_1 Ферми	A_2 ⁻² Ферми	R_2 ⁻² Ферми	$\sigma_{\text{ОЛС}}$ мб	$\sigma_{\text{КОД}}$ мб
32,1	упругое	$.910 \pm .004$	$.480 \pm .006$	$.070 \pm .008$	$.616 \pm .008$	$2,24 \pm .06$	$.915 \pm .052$
	неупругое	$.818 \pm .008$	$.788 \pm .004$	$.046 \pm .006$	$1,12 \pm .08$	$15,88 \pm .15$	$2,94 \pm .44$
100	упругое	$.500 \pm .004$	$.478 \pm .005$	$.084 \pm .006$	$.608 \pm .008$	$2,16 \pm .06$	$.948 \pm .080$
	неупругое	$.787 \pm .008$	$.802 \pm .006$	$.085 \pm .008$	$1,15 \pm .06$	$16,08 \pm .18$	$1,88 \pm .52$

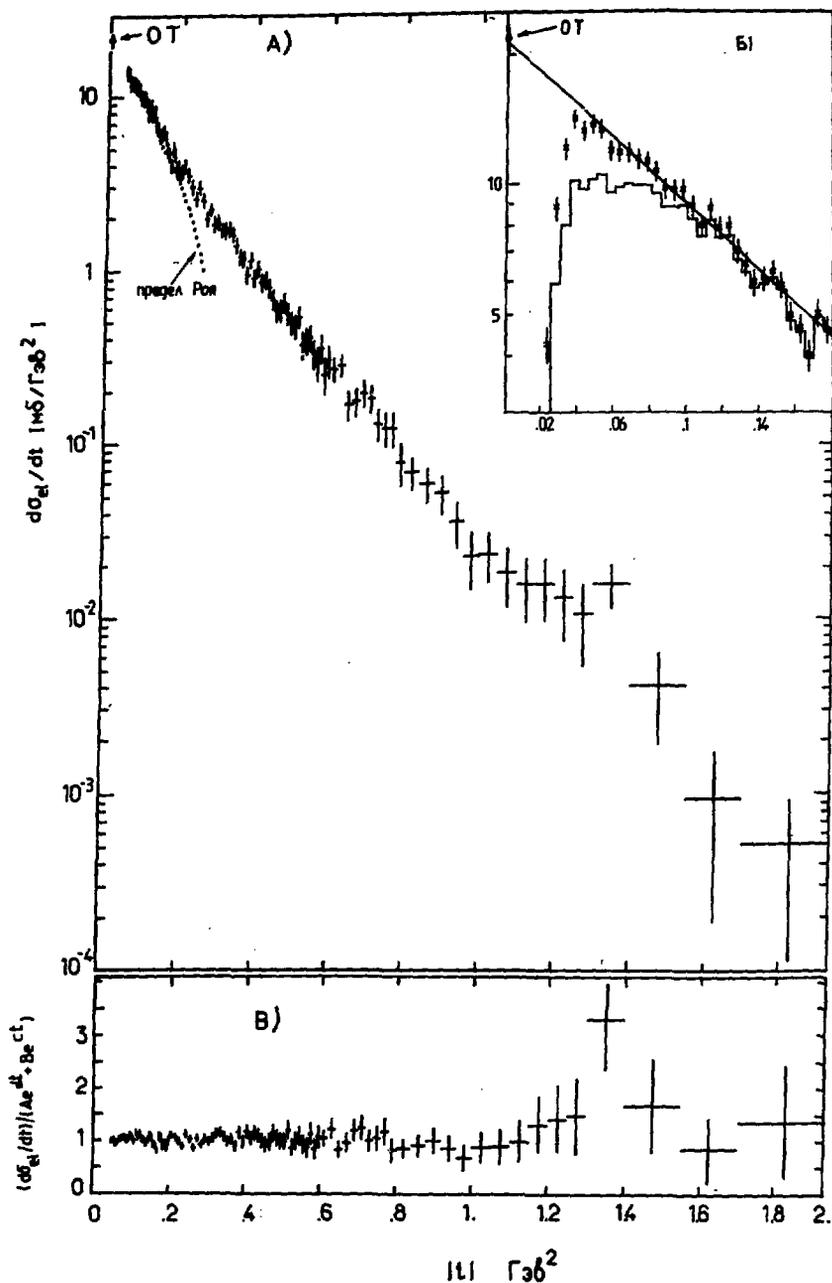


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого K^- -рассеяния при 32,1 ГэВ/с в зависимости от t . Точечной кривой нанесена граница Роя. Гистограмма соответствует сечению без введения азимутальных поправок. Прямая линия - результат аппроксимации методом наименьших квадратов $d\sigma_{el}/dt = A \exp(\alpha t)$ на интервале $0,07 < |t| < 0,9 \text{ ГэВ}^2$. Внизу (B) показано частное от деления сечения на гладкую функцию $A \cdot \exp(\alpha t) + B \cdot \exp(\beta t)$.

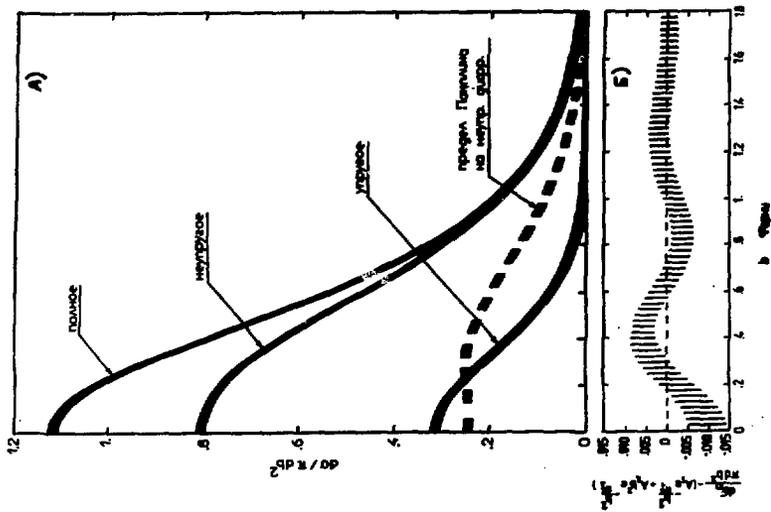


Рис. 3. Зависимость дифференциальных поперечных сечений нейтронов и протонов от угла рассеяния в графите Павловки при 32,1 ГэВ/с от центрального перемещения.

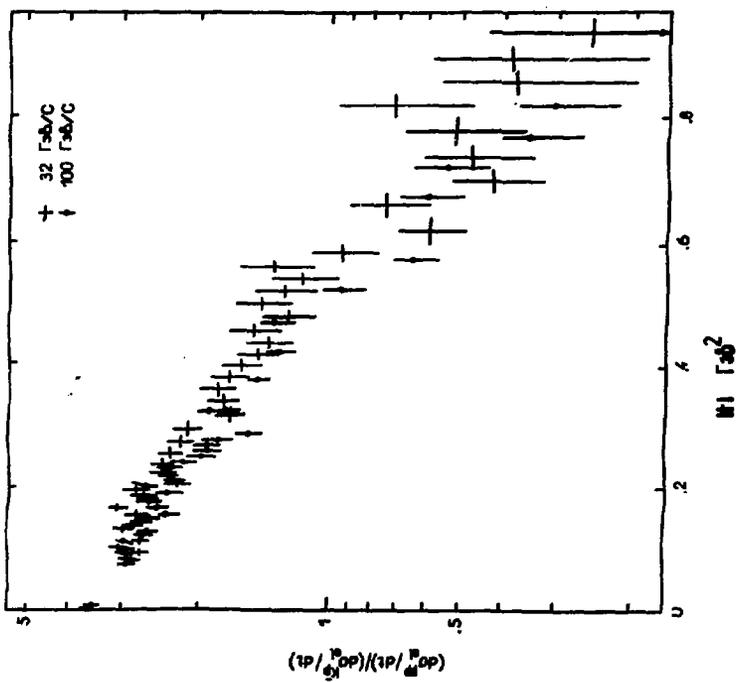


Рис. 2. Зависимость отношения поперечных сечений протона к нейтрону от угла рассеяния в графите Павловки при 32 и 100 ГэВ/с от θ^2 .

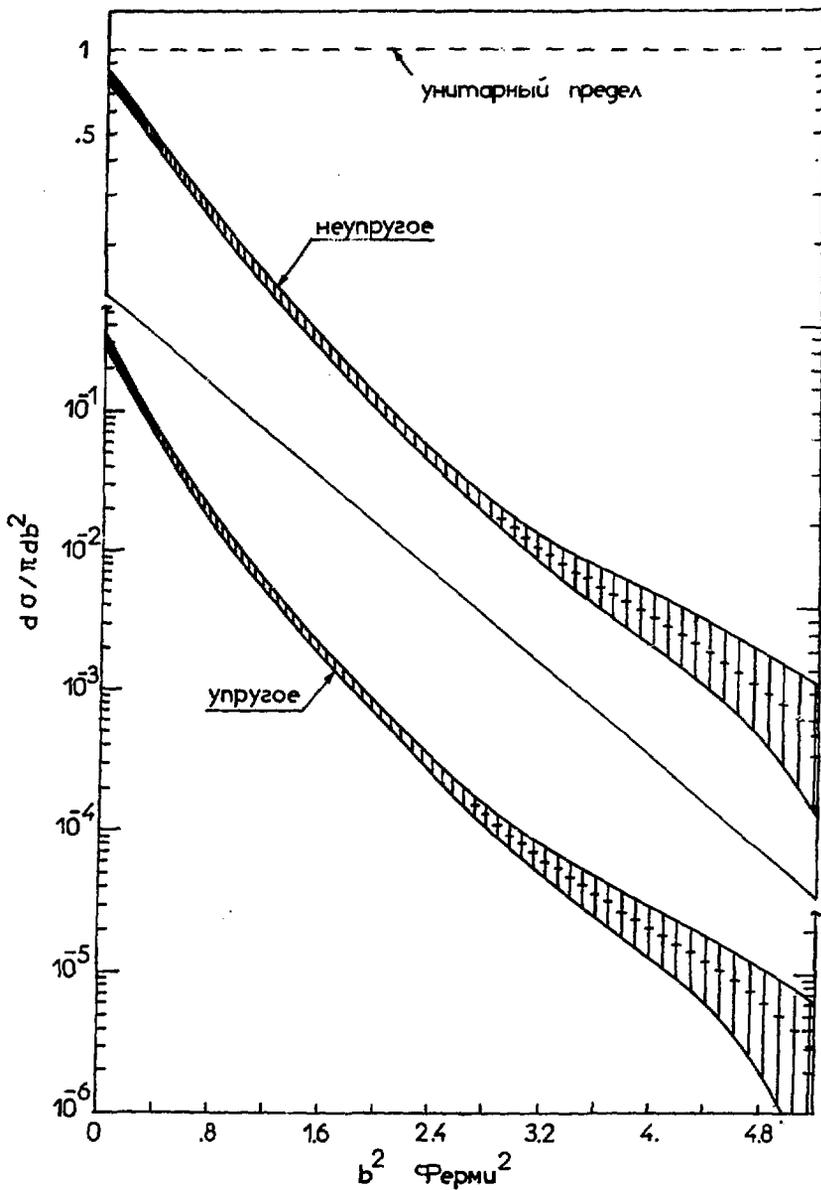


Рис. 4. Упругое и неупругое сечения K^-p -рассеяния при 32,1 ГэВ/с в зависимости от квадрата прицельного параметра (по оси ординат логарифмический масштаб).

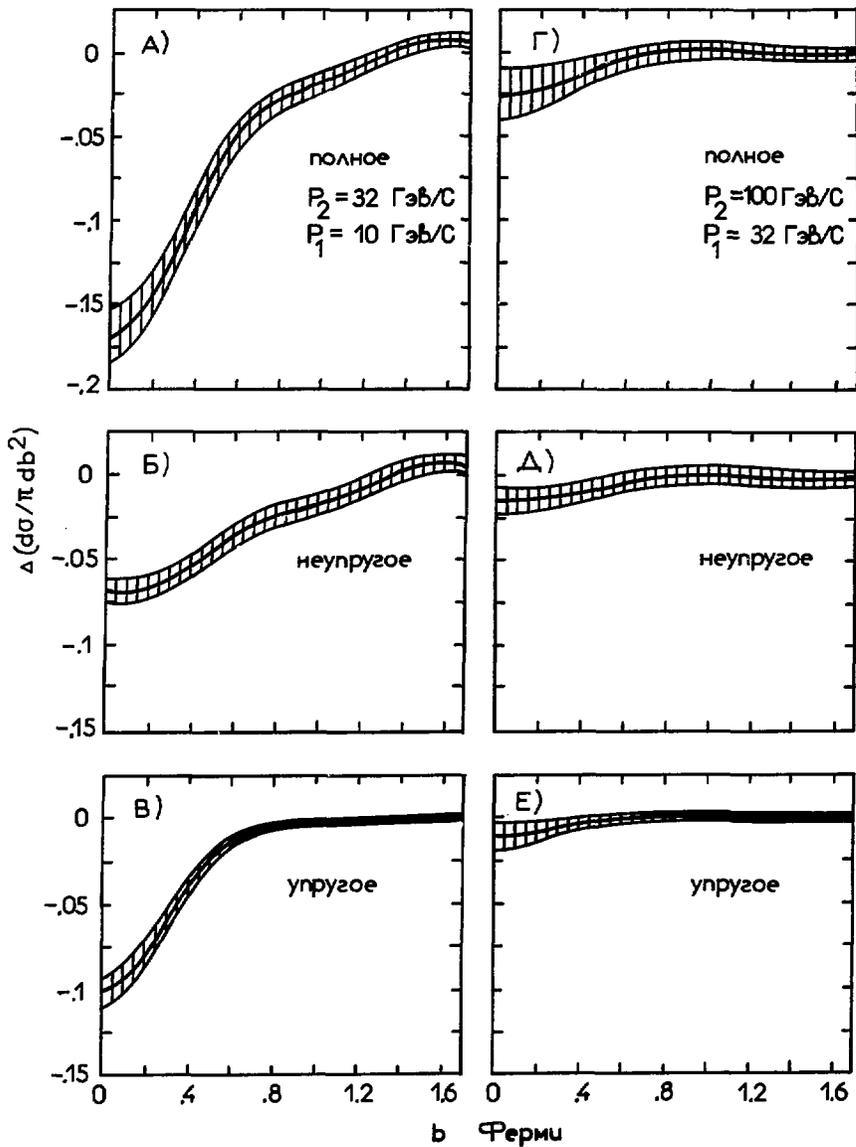


Рис. 5. Изменение полного неупругого и упругого сечений K_p -соударений в пространстве прицельного параметра с увеличением импульса начальной частицы:

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{\pi db^2}\right) = \frac{d\sigma}{\pi db^2} \Big|_{P_2} - \frac{d\sigma}{\pi db^2} \Big|_{P_1},$$

$P_2 = 32.1$, $P_1 = 10.1 \text{ ГэВ/с}^2$ (А, Б, В); $P_2 = 100$, $P_1 = 32.1 \text{ ГэВ/с}$ (Г, Д, Е).

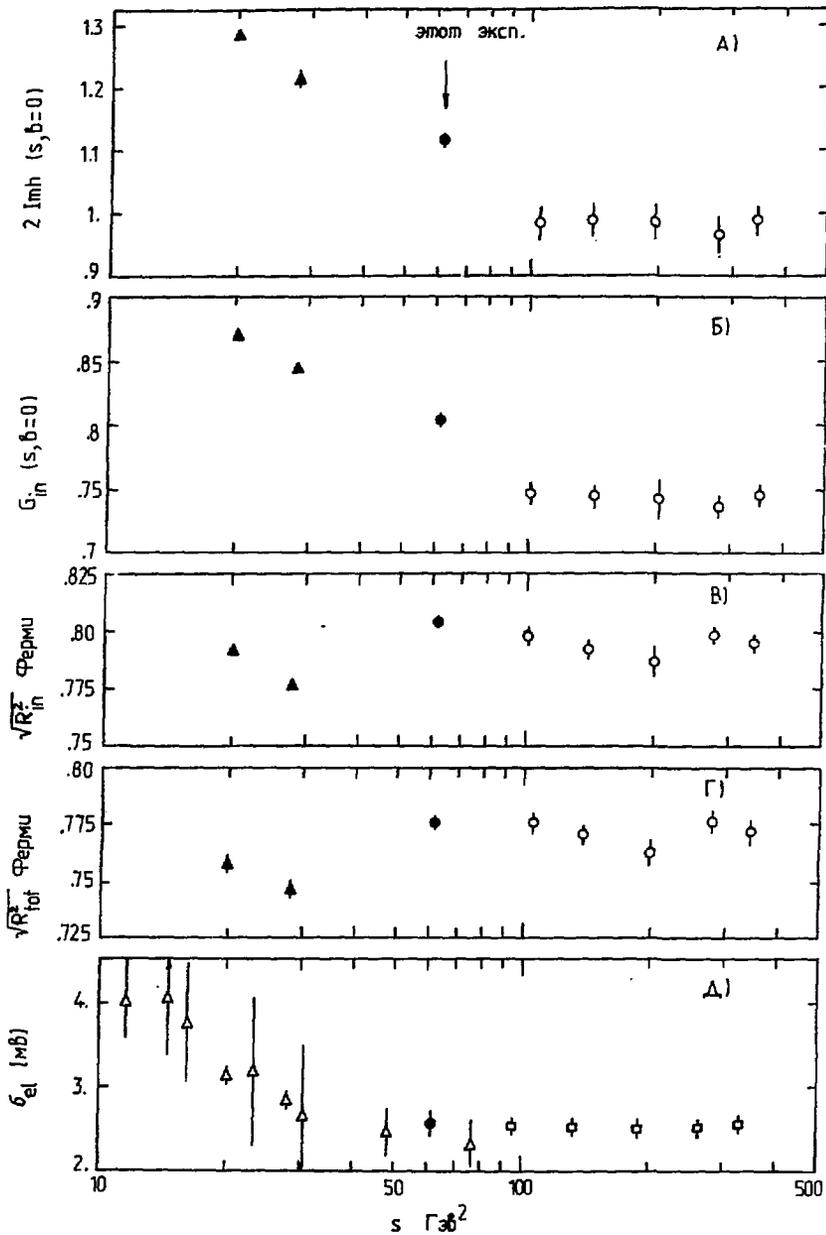


Рис. 6. $2 \text{Im}h(s, b=0)$, $G_{in}(s, b=0)$, $\sqrt{R_i^2}$ ($i=tot, in$) и упругое сечение K^- p-рассеяния как функции квадрата полной энергии в с.д.м.: \bullet - этот эксперимент; Δ - наши вычисления с использованием результатов измерений дифференциальных сечений упругого K^- p-рассеяния $d\sigma_{el}/dt$ из работ /37, 20/; \circ - точки из публикации /28/; Δ, \square - компиляция данных /37, 20, 42, 43/.

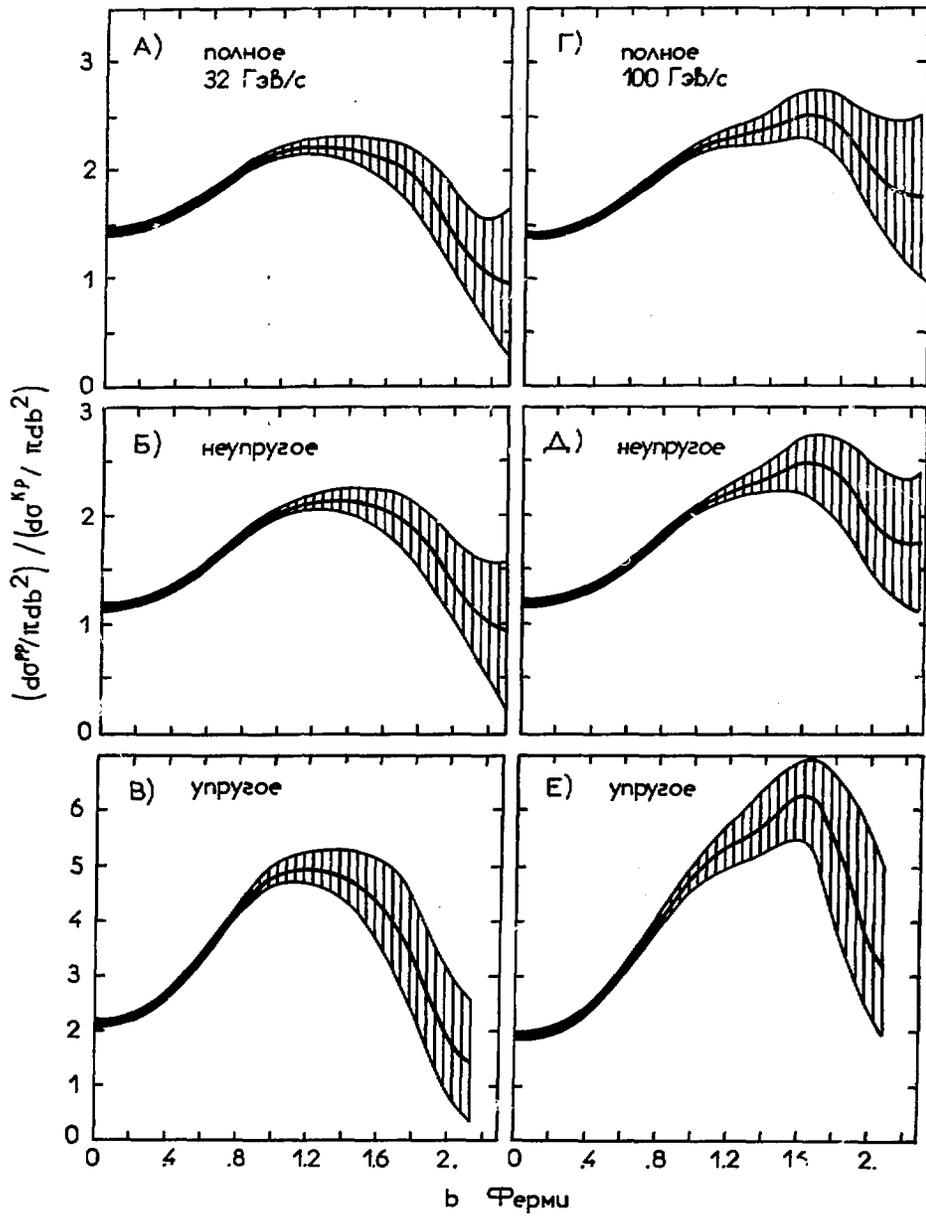


Рис. 7. Зависимость отношений полных, неупругих и упругих сечений в pp - и K^-p -соударениях при 32 (А, Б, В) и 100 ГэВ/с (Г, Д, Е) от прицельного параметра.

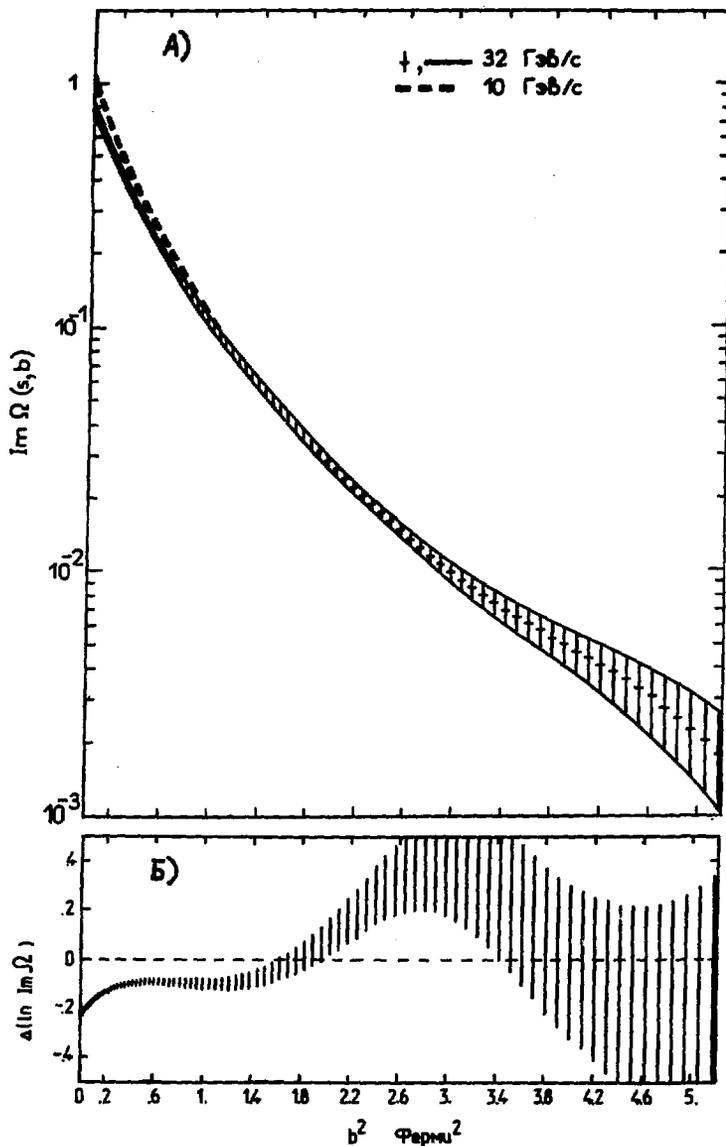


Рис. 8. Зависимость мнимой части амплитуды в K^-p -взаимодействиях при 32,1 ГэВ/с от квадрата прицельного параметра. Дополнительно при $b^2 < 0,8$ Ферми² пунктиром нанесены результаты для 10,1 ГэВ/с. Внизу (Б) показана разность

$$\Delta(\ln \text{Im } \Omega) = \ln \text{Im } \Omega(s_2, b) \Big|_{P_2 = 32,1 \text{ ГэВ/с}} - \ln \text{Im } \Omega(s_1, b) \Big|_{P_1 = 10,1 \text{ ГэВ/с}}$$

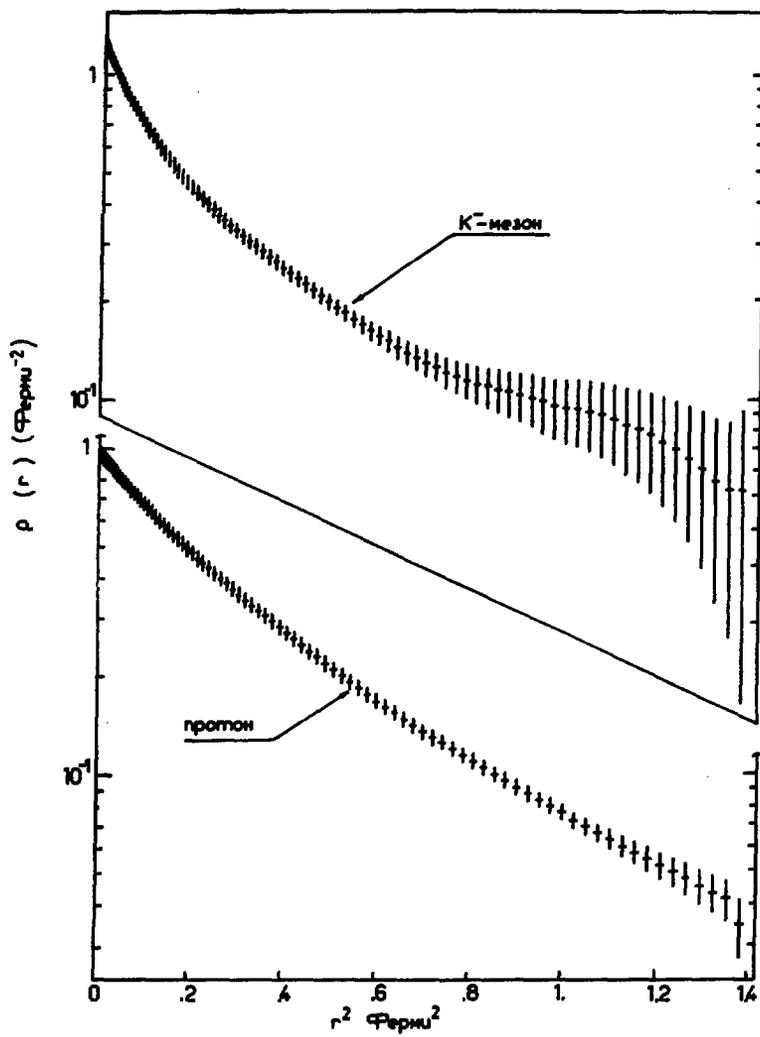


Рис. 9. Функции распределения адронной материи внутри K⁻-мезона и протона в поперечной плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Саврин, С.В.Семенов, О.А.Хрусталев. ЯФ, **28**, 447 (1976).
2. В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев. ЯФ, **10**, 856 (1969).
3. A.Bialas et al. Acta Phys. Pol., **28**, 855 (1977).
4. S.Pokorski, L.Van Hove. Acta Phys. Pol., **25**, 229 (1974).
5. L.Van Hove, S.Pokorski. Nucl. Phys., **886**, 243 (1975).
6. L.Van Hove. Acta Phys. Pol., **27**, 339 (1976).
7. L.Van Hove, K.Fialkovski. Nucl. Phys., **1107**, 211 (1976).
8. Л.Ван Хов. УФН, **124**, 509 (1978).
9. У.Амальдж. УФН, **124**, 651 (1978).
10. L.Van Hove. Nucl. Phys., **1122**, 525 (1977).
11. М.Ю.Боголюбовский и др. Препринт ИФВЭ 78-117, Серпухов, 1978.
12. C.Lewin et al. Z.Physik C, Particles and Fields, **2**, 275 (1980).
13. Ф.Бернерд, А.М.Вишневецкая, Н.А.Галиев и др. Препринт ИФВЭ 78-8, Серпухов, 1978.
14. М.Ю.Боголюбовский, Е.А.Козловский, А.М.Монсеев, Е.А.Старченко. Препринт ИФВЭ 78-108, Серпухов, 1978.
15. P.Granet et al. Phys. Lett., **52B**, 350 (1976).
16. A.S.Carrol et al. Phys. Lett., **61B**, 303 (1976).
17. S.P.Denisov et al. Phys. Lett., **36B**, 415 (1971).
18. В.С.Курбетов и А.А.Тяпкин. Приложение к книге W.T.Eadie et al. "Статистические методы в экспериментальной физике" (перевод с английского). М., Атомиздат, 1978, стр. 805.
19. R.K.Carnegie et al. Phys. Lett., **59B**, 308 (1975).
20. B. Drevillon et al. Nucl. Phys., **297**, 392 (1975).
21. S.M.Roy. Phys. Rev. Lett., **43**, 19 (1979).
22. R.M.Edelstein et al. Phys. Rev., **15**, 1073 (1972).
23. C.W.Akerlof et al. Phys. Rev., **114**, 2864 (1976).
24. J.R.Campbell et al. Nucl. Phys., **884**, 1 (1973).
25. Meijer et al. Amsterdam-Nijmegen-Paris Collaboration, Zeeman Laboratory XX-872-Amsterdam, 1974.
26. З.Р.Евбаев, В.В.Эмучко. Препринт ИФВЭ 75-139, Серпухов, 1975.
27. А.В.Кайдолов. Binary and Low Multiplicity Reactions. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. ОИЯИ Д1.2 - 104000, Дубна, 1977.
28. D.S.Ayres et al. Phys. Rev., **114**, 3092 (1976).
29. F.S.Henyeu et al. Nucl. Phys., **870**, 445 (1974).
30. J.Pumplin. Phys. Rev., **18**, 2889 (1973).
31. L.Van Hove. Rev. Mod. Phys., **36**, 655 (1964).
32. D.Amati, T.Ciniand, A.Stanghellini. Nuovo Cim., **30**, 193 (1963).
33. R.Henzi and P.Valin. Phys. Lett., **48B**, 119 (1974).
34. L.Michejda, J.Turnau and A.Bialas. Nuovo Cim., **56A**, 241 (1968).
35. F.S.Henyeu. Phys. Lett., **45B**, 469 (1973).
36. E.H.De Groot and H.I.Miettinen. Preprint RU-73-003, 1973.
37. J.Bartsch et al. Nucl. Phys., **829**, 398 (1971).
38. H.I.Miettinen. SKRM-preprint TH, 1864, 1974.
39. В.Ф.Едмерал, С.М.Трошкин, Н.Е.Тюрин. ЯФ, **30**, 1109 (1979).
40. J.Dias de Deus. Nucl. Phys., **859**, 231 (1973).
41. A.J.Buras and J.Dias de Deus. Nucl. Phys., **871**, 481 (1974).
42. Yu.M.Antipov et al. Nucl. Phys., **857**, 333 (1973).
43. D.S.Ayres et al. Phys. Rev., **115**, 3165 (1977).
44. T.T.Chou and C.N.Yang. Some Remarks Concerning High Energy Scattering. - In: High Energy Physics and Nuclear Structure, edited by G.Alexander, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1967, p. 346.
45. T.T.Chou and C.N.Yang. Phys. Rev., **170**, 1591 (1968).
46. H.Cheng, J.K.Walker and T.T.Wu. Phys. Lett., **44B**, 97 (1973).
47. F.Nayot and V.P.Sukhatme. Phys. Rev., **110**, 2183 (1974).

Рукопись поступила в издательскую группу
22 июня 1980 года.

Цена 13 коп.

© Институт физики высоких энергий, 1980.
Издательская группа И Ф В Э
Заказ 679. Тираж 270. 1,2 уч.-изд.л. Т-11982.
Июль 1980. Редактор М.Л.Фоломешкина.