

ИТЭФ – 184



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

А.А.СИБИРЦЕВ, Н.В.СТЕПАНОВ,
Ю.В.ТРЕБУХОВСКИЙ

ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ПРОТОНОВ
В ЗАДНЮЮ ПОЛУСФЕРУ

МОСКВА 1983

Рассмотрен процесс образования протонов в $p-A$ взаимодействии в заднюю полушару в рамках модели внутриядерного каскада. Показано хорошее согласие расчетных энергетических и угловых спектров с экспериментальными. Проведен анализ механизмов многократного перерасеяния частицы на ядерных нуклонах и поглощения π^+ - мезона на 2 -нуклонном флуороне. Определены кинематические границы проявления исследуемых механизмов.

казано, что второй процесс начинает проявляться для углов наблюдения вторичных частиц $\Theta > 70^\circ$ *, однако он самостоятелен, без привлечения механизма III, описать экспериментальные данные не в состоянии.

§ I. Метод исследования

Рассматривалось образование протонов в заднюю полусферу в р-А взаимодействии в рамках модели внутриядерного каскада (МЭК) /9/. Ядро представлялось как вырожденный ферми-газ с плотностью нуклонов Вудса-Саксона. Распределение ядерных нуклонов по импульсам имеет вид фермиевской ступеньки. Учитывалась диффузность границы ядра. Для удобства ядерная плотность аппроксимировалась ступенчатой функцией, то есть ядро разбивалось на зоны, в которых плотность нуклонов постоянна. Так как результаты расчетов слабо зависят от числа зон, использовалось разбиение на три зоны.

Влияние ядерной среды на частицу учитывалось введением некоторого эффективного потенциала V , добавляемого к энергии частицы. Для пролетающего нуклона $V = \epsilon_f + \epsilon$, где ϵ_f - энергия Ферми для данной зоны, ϵ - энергия связи нуклона. Энергия связи ϵ , так же как и соответствующий потенциал для пionsов, входят в число задаваемых параметров.

Рассматривалось поглощение пионов только двухнуклонными πNN -кластерами. Плотность $2N$ -кластеров в данной зоне выражалась в виде $\rho_{2N}^c = \alpha \rho_n \rho_p$, где ρ_n и ρ_p - плотности нейтронной и протонной компоненты в данной зоне, α -

* Определение области проявления механизма рассеяния частицы на двухнуклонной конфигурации обсуждается в § 3.

задаваемый коэффициент. Сечение поглощения κ -мезона выразилось в виде $\sigma_{\kappa 2N} = \alpha \sigma_{\text{ГМ-В}}$, где $\sigma_{\text{ГМ-В}}$ аппроксимация Гелл-Манна и Ватсона /10/, $\alpha = 4$ определялось из анализа экспериментальных данных. При высоких импульсах пионов $\sigma_{\kappa 2N}$ обрезалось, так как сечение Гелл-Манна и Ватсона линейно растет при $P_{\kappa} > 200$ МэВ/с, что противоречит эксперименту (рис.1).

Акт элементарного взаимодействия каскадных частиц с ядерными нуклонами моделировался на основании экспериментальных данных по адрон-адронному взаимодействию (детальное описание в /9/).

Таким образом, модель содержит следующие свободные параметры:

- 1) E - энергия связи нуклона в ядре ($E = 5+7$ МэВ), V_{κ} - эффективный ядерный потенциал для пионов ($V_{\kappa} = 2+5$ МэВ);
- 2) коэффициент $\alpha \approx .01$;
- 3) сечение поглощения κ -мезона на $2N$ - кластере (флуктоне).

Необходимо отметить, что свободные параметры задавались одинаковыми для разных ядер (выбор E и V_{κ} в пределах указанных интервалов) как для расчетов при энергиях первичных протонов T_p до 3 ГэВ /9/, так и для настоящих расчетов при $6.4 \leq T_p \leq 8$ ГэВ.

§ 2. Сравнение с экспериментом

Было проведено сравнение расчетов по МК с данными экспериментов по образованию протонов в p - A взаимодействиях для ядер Pb при $P_0 = 7.5$ ГэВ/с /11/ и Al , Sr^{88} при $P_0 = 8.9$ ГэВ/с /12/. На приведенных в данной работе рисунках рассчитанные по МК характеристики изображены гистограммами.

На рис.2 представлены инвариантные сечения F образования протонов в p - Pb взаимодействиях при импульсе налетающего протона $P_0 = 7.5$ ГэВ/с в функции кинетической энергии для раз-

личных углов θ . Наблюдается достаточно хорошее согласие расчетных значений F с экспериментальными как по абсолютной величине, так и по форме спектра. Следует указать, что некоторое отличие расчетных инвариантных сечений от экспериментальных связано с выбором конечного интервала угла $\Delta\theta$ при обработке статистики расчетов по МК. Очевидно, выбор конечного $\Delta\theta$ отражает зависимость $F(\theta)$, и для адекватного описания эксперимента необходимо свести интервал $\Delta\theta$ к экспериментальному. Данная задача не принципиальна и требует только увеличения статистики расчета, то есть времени счета на ЭВМ.

Удобно аппроксимировать инвариантное сечение в виде:

$$F(\theta, \tau) = C(\theta) \exp[-\tau/T_0(\theta)], \quad (1)$$

где T — кинетическая энергия вторичных протонов, а значения $C(\theta)$ и $T_0(\theta)$ находятся по методу наименьших квадратов. Наглядно сравнивать функциональную зависимость $T_0(\theta)$, полученную при обработке расчетных данных, с экспериментальной. На рис.3а представлена угловая зависимость $T_0^{-1}(\theta)$ для $F(\theta, \tau)$ в реакции $p(p\bar{p}, X)p$ при $P_0 = 7.5$ ГэВ/с. Экспериментальные спектры аппроксимировались зависимостью (1) на интервале τ от 70 до 230 МэВ ($\chi^2=1$). На рис.3а: гистограмма 1 — фит для 80 < τ < 300 МэВ ($\chi^2=1$); гистограмма 2 — фит для 80 < τ < 800 МэВ ($\chi^2=3$). Одной из возможных причин наблюдаемого отличия экспериментальной зависимости $T_0^{-1}(\theta)$ от расчетной (гист.1) в области углов $\theta < 90^\circ$, может служить эффект обеднения ядерной среды в процессе развития внутриядерного каскада (трейлинг), который в приведенных расчетах не учитывался. Гистограмма 2 существенно лучше накладывается на экспериментальные точки, что отражает

изменение наклона F при $T = 300$ МэВ, однако вызывает увеличение χ^2 до 3.

На рис. 4,5 представлены рассчитанные по МБК инвариантные сечения на нуклон F/A реакции $p(pE, \chi)p$ при $P_0 = 7.5$ ГэВ/с в зависимости от кинетической энергии для углов $\theta = 90^\circ, 160^\circ$ в сравнении с экспериментальными при различных значениях $P_0 = 8.5$ ГэВ/с /13/; 8.9 ГэВ/с /12/; $T_0 = 400$ ГэВ /14/.

На рис. 6,7 приведены рассчитанные F/A для протонов в p - A взаимодействиях для ядер Al и Sn^{IIB} в функции кинетической энергии при $P_0 = 8.9$ ГэВ/с для различных углов θ . К сожалению, экспериментальные значения F представлены в /12/ только при $\theta > 90^\circ$ для Al , для ядра Sn^{IIB} приведена лишь одна экспериментальная точка. Значение рассчитанного по МБК инвариантного сечения реакции $p(Sn^{IIB}, \chi)p$ при $P_0 = 8.9$ ГэВ/с аппроксимировалась в виде (1). Полученная зависимость $T_0^{-1}(\theta)$ приведена на рис. 3б.

На рис.8 представлена угловая зависимость F/A для различных импульсов вторичных протонов при $P_0 = 8.9$ ГэВ/с для ядер Al и Sn^{IIB} . На рис. 8а для сравнения приведены имеющиеся экспериментальные точки для Al , на рис. 8б для Sn^{IIB} представлена только расчетная зависимость.

Проведенное сравнение указывает на достаточно реальное описание процесса образования протонов в заднюю полусферу в рамках рассматриваемой версии модели внутриядерного каскада.

§ 3. Механизмы образования частиц в заднюю полусферу

Мы предполагаем, что процесс образования частиц в заднюю полусферу описывается следующими механизмами.

1. Многократное перерассеяние (ММ) каскадных частиц на внутриядерных нуклонах, включающее упругое рассеяние, перезарядку и неупругое рассеяние с образованием π -мезонов. Учитывая кинематику рождения изобар, мы не рассматриваем динамику, считая что распад происходит в точке рождения.

2. Поглощение пиона на 2-нуклонном флукутоне (Φ) с образованием двух свободных нуклонов в конечном состоянии, которые разлетаются изотропно в системе центра масс. Сечение поглощения представлено на рис.1.

3. Другие механизмы (др.), такие как упругое взаимодействие каскадной частицы с 2N-флукутоном, взаимодействие с ΣN , $4N$ и т.д. флукутонами.

Будем представлять рассчитанное по МБК инвариантное сечение образования протонов в p-A взаимодействия в виде:

$$F_{\text{нвк}} = F_{\text{тн}} + F_{\Phi} + F_{\text{др}}$$

Сравнивая $F_{\text{нвк}}$ с экспериментальным значением $F_{\text{эк}}$, можно определить кинематическую область, где проявляются названные механизмы.

На рис.9 представлено рассчитанное по МБК инвариантное сечение реакции $p(pB, X)p$ при $P_0 = 7.5$ ГэВ/с в функции кинетической энергии для различных углов θ . Рис.9а - результат расчета с учетом первых двух механизмов, 9б - расчет только с учетом механизма ММ.

Проведенные расчеты анализировались следующим образом.

Пусть $F'_{\text{нвк}} = F_{\text{тн}} + F_{\Phi}$. Определялась величина:

$$\delta = \frac{F_{\text{нвк}} - F_{\text{тн}}}{F_{\text{нвк}}} = \delta(T, \theta)$$

в функции кинетической энергии и угла наблюдения. На рис.10

на фазовой плоскости (P_1, P_2) указаны линии уровня δ .

Так как сравнение с экспериментальными данными показывает, что в области правее $\delta = I$ рассчитанное значение $F'_{\text{эксп}}$ достаточно хорошо совпадает с $F_{\text{экс}}$, то проявление третьего механизма следует искать в области левее $\delta = I$. Плавный рост значения δ свидетельствует о плавном отключении механизма III. Отсутствию резкой границы между первым и вторым механизмом отражается в плавном поведении экспериментально наблюдаемых спектров (по крайней мере, за исключением в поведении сечений F при $T = 300$ МэВ, (рис. 4+7, обсуждаемое явление не ответственно).

Левее $\delta = I$ механизм многократных перерассеяний не дает вклада в процесс образования протонов в заднюю полусферу, и указанную область можно назвать "чисто кумулятивной" областью (в реакции участвуют только κ -нуклонов² ядра, - κ -флутоны). Заптрихованная область на рис.10 - кинематически разрешенная область для рассеяния на свободном нуклоне.

Указания на рис.10 границы для $\delta(T, \theta)$ определены со статистической точностью до 15%.

Заключение

Сравнение проведенных расчетов с экспериментальными данными указывает на возможность рассмотрения процессов образования частиц в задних полусфере в рамках предложенной версии модели внутриядерного каскада. Анализ расчетных характеристик и модели позволяет не только качественно, но и количественно оправдать

² отсюда и название - кумулятивная область /15/.

вклад различных механизмов в рассматриваемый процесс. Указана кинематическая область действия двух исследуемых механизмов: многократное перерассеяние и поглощение κ -мезона на 2-нуклонном флуктоне. Определена граница "выключения" механизма перерассеяния.

В будущем желательно рассмотреть следующие, интересные на наш взгляд, задачи.

- А) Насколько хорошо может МБК описать наблюдаемую экспериментально A -зависимость выходов адронов в заданную полусферу, особенно для легких ядер?
- Б) Воспроизведут ли рассматриваемые механизмы процесс образования κ -мезонов назад в p - A взаимодействии?
- В) Сравнение расчетных данных с экспериментальными в кинематической области левее $\delta = 1$ (рис. 10) позволит обнаружить

$$F_{gr} : \quad F_{gr} = F_{экс} - F'_{мк}$$

и определить область проявления κ -барийных конфигураций ($\kappa > 2$) и их характеристики: сечения взаимодействия частиц с κ -флуктонами и их плотность. Для решения данной задачи необходим широкий набор экспериментальных данных в "чисто кумулятивной" кинематической области.

Авторы благодарят В.В.Вечеряина, В.Б.Гаврилова и В.Б.Копельовича за полезные обсуждения.

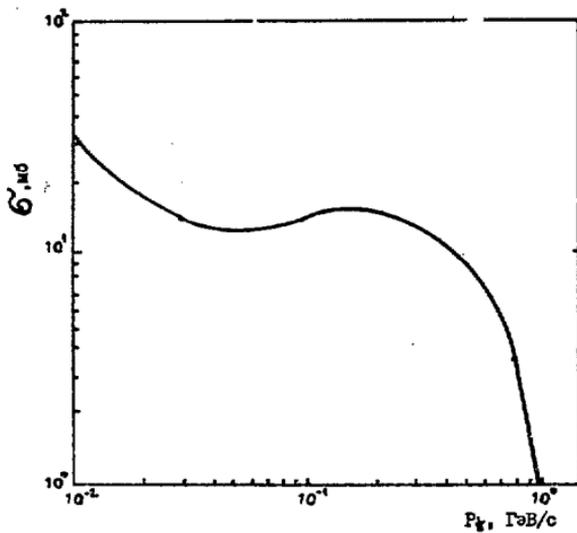


Рис. 1. Зависимость сечения поглощения $\frac{1}{2}$ -мезона $2N$ -флутоном от импульса P_F .

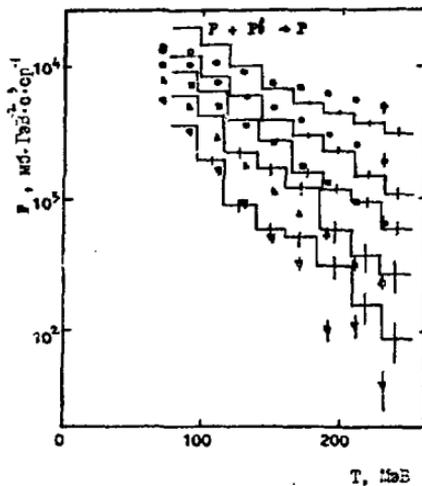


Рис. 2. Инвариантное сечение в функции кинетической энергии для $P_0 = 7.5$ ГэВ/с и углов $\theta =$: \circ - 20° ; \bullet - 60° ; \square - 90° ; Δ - 120° ; ∇ - $161^\circ/\pi$ /-. Гистограммы - расчет по ММД для $P_0 = 7.5$ ГэВ/с и соответствующих углов $\theta \pm 5^\circ$.

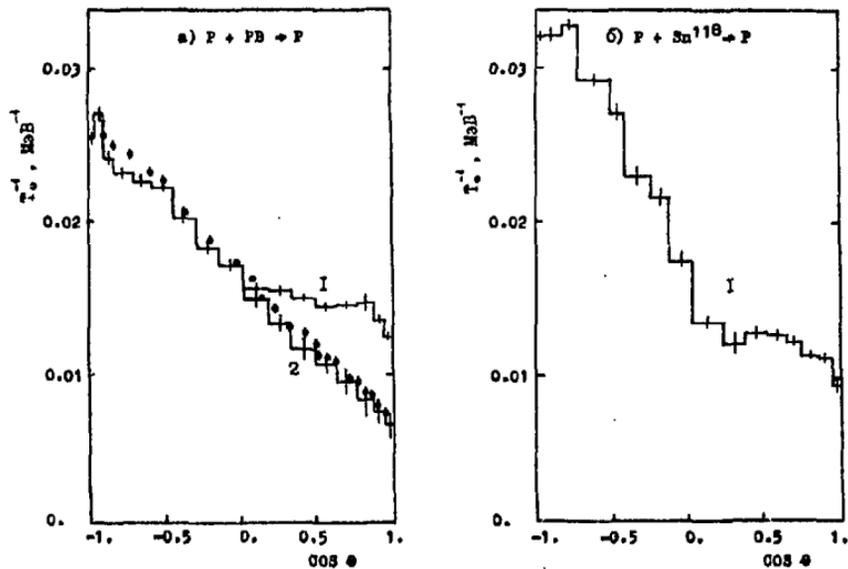


Рис. 3. Угловая зависимость T_0^{-1} для: ядра P⁶ при $P_0=7.5$ ГэВ/с, \bullet -// (рис. а); ядра Sn¹¹⁸ при $P_0=8.9$ ГэВ/с (рис. д). Гистограммы- расчет по каскадной модели: I - для интервала $10 \leq T \leq 300$ МэВ; 2 - для интервала $80 \leq T \leq 800$ МэВ.

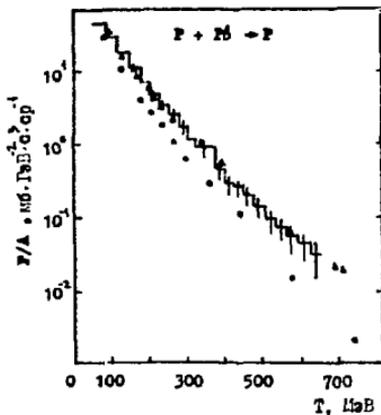


Рис. 4. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии для угла $\Theta=90^\circ$. Экспериментальные точки: \bullet - $P_0=8.9$ ГэВ/с $-/12$ /; \blacktriangle - $T_0=400$ ГэВ T_0 $-/14$ / Дистограма - расчет по МБК для $P_0=7.5$ ГэВ/с в угле $\Theta=90^\circ \pm 5^\circ$.

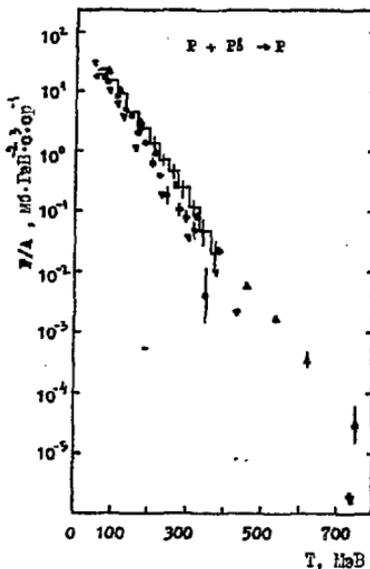


Рис. 5. Инвариантное сечение на нуклон в функции кинетической энергии для углов $\theta=160^\circ, 168^\circ$. Экспериментальные точки: \bullet - $P_0=8.5$ ГэВ/с, 160° - /13 /; \blacktriangledown - $P_0=8.9$ ГэВ/с, 168° - /12 /; \blacktriangle - $T_0=400$ ГэВ, 160° - /14 / . Гистограмма - расчет по МБК для $P_0=7.5$ ГэВ/с и углов $\theta=160^\circ \pm 5^\circ$.

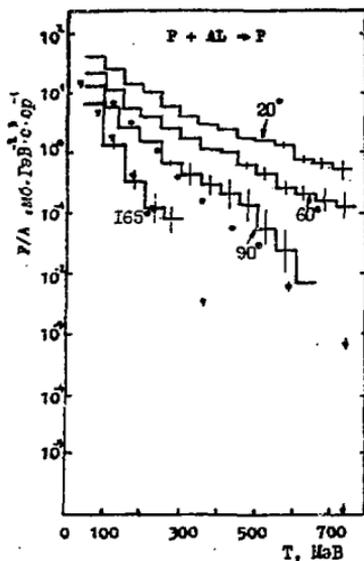


Рис. 6. Инверсное сечение на мю-
 лон в функции кинетической энергии для
 $P_0 = 8.9$ ГэВ/с и углов $\theta \pm 5^\circ$ указанных
 на рисунке. Гистограммы - расчет по МБЭ.
 Эксперимент: \times - $\theta = 90^\circ$; ∇ - $\theta = 165^\circ / 12/$.

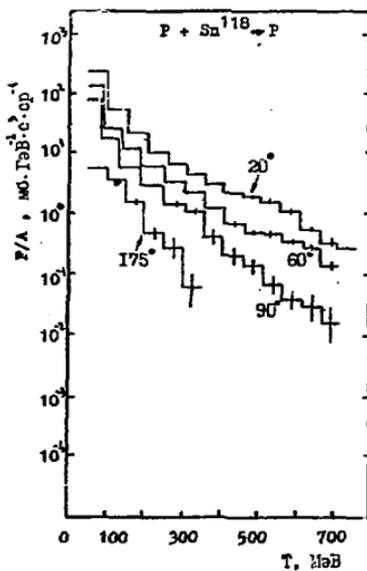


Рис. 7. Инвариантное сечение на нуклоны в функции кинетической энергии для $P_0 = 8.9$ ГэВ/с и углов $\theta \pm 5^\circ$, указанных на рисунке. Гистограммы - расчет по МБК. Эксперимент: \bullet - $\theta = 180^\circ / 12^\circ$.

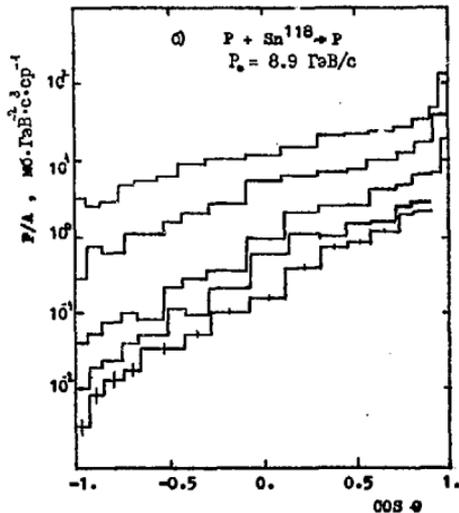
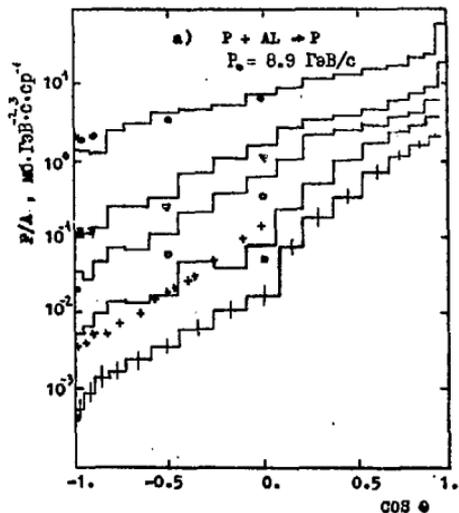


Рис. 8. Угловая зависимость инвариантного сечения на нуклон при $P_a =$: \circ -500 МэВ/с ;
 ∇ -700 МэВ/с ; \square -800 МэВ/с ; $+$ -900 МэВ/с ; \times -1000 МэВ/с для ядер AL (рис. а) и Sn^{118}
(рис. б). Гистограммы - расчет по МВК для импульсов $P_a = 10$ МэВ/с. Эксперимент - /12/.

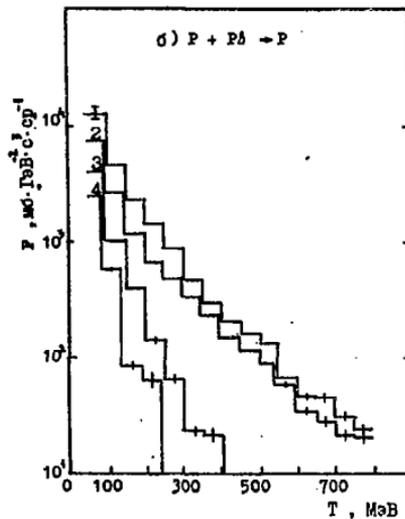
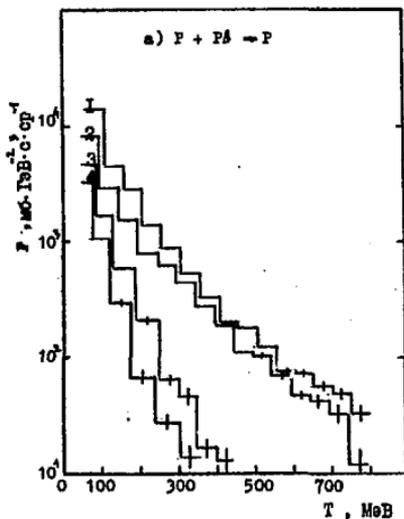


Рис. 9. Инвариантное сечение, рассчитанное по МВК в функции кинетической энергии для $P_{\text{cm}} = 7.5$ ГэВ/с. Гистограммы — расчет для углов $\theta \pm 5^\circ$: 1 — 40° ; 2 — 70° ; 3 — 110° ; 4 — 150° ; а — результат расчета с учетом поглощения π^+ -мезона на флукутоне, б — без учета поглощения.

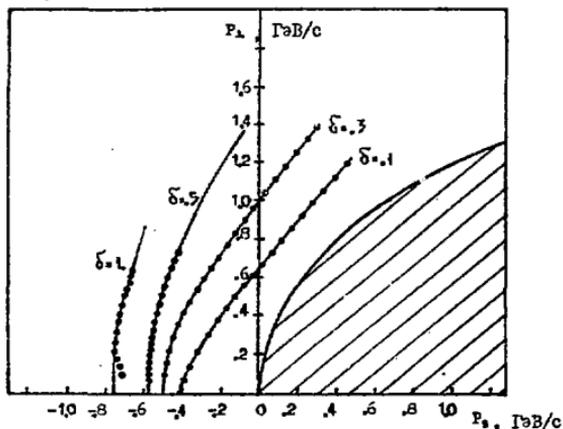


Рис. 10. Линии уровня δ на фазовой плоскости. Точки - расчет, кривые проведены визуально. Пояснения к рисунку приведены в тексте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Frankel S. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.1338.
2. Amado R.D., Voloshyn N.M. - Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, p.1435.
3. Копеллович В.Б. - ЯФ, 1977, т.26, с.168.
4. Лукьянов В.К., Титов А.И. - ЗЧАЯ, 1979, т.10, с.81Б.
5. Стрехман М.И., Франкфурт Л.Д. - ЗЧАЯ, 1980, т.11, с.571.
6. Кондратуик Л.А., Знатиков М.Зн. М., Preprint ИТЭФ, 1983, № 114.
7. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. - Phys. Rev.Lett., B., 1977, p.100.
8. Калхикни Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. Preprint ОИЯИ P2-II62I, 1978.
9. Лосов Г.А. и др. М., Preprint ИТЭФ, 1983, № 91.
10. Bell-Mann M., Watson K.M. - Ann.Rev.Nucl. Sci., 1954, v.4, p.219.
11. Баяков В.Д. и др. М., Preprint ИТЭФ, 1981, № 90.
12. Балдин А.М. и др. Preprint ОИЯИ P1-83-432, 1983.
13. Бургов Н.А. и др. - ЯФ, 1979, т.30, с.720.
14. Вауков Т.Д. et al. - Phys.Rev., 1978, C20, p.764.
15. Балдин А.М. - ЗЧАЯ, 1977, т.8, с.429.

А.А.Сибирцев и др.

Процесс образования протонов в заднем полусфере.

Редактор И.Н.Ломанина

Корректор О.Д.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 21.11.83

Подписано к печати 6.12.83

T22763

Формат 60x90 1/16

Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,25. Уч.-изд.л.0,9. Тираж 250 экз.

Заказ 184

Индекс 3624

Цена 13 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, П17259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

ІЗКОП

ИНДЕКС 3624