

9744

ИТЭФ – 38



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

А.А.СИБИРЦЕВ, Н.В.СТЕПАНОВ

МНОГОКРАТНЫЕ ПЕРЕРАССЕЯНИЯ
В МОДЕЛИ
ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

МОСКВА 1985

УДК 539.172

M-16

1. В исследовании механизма взаимодействия адрона с ядром как с системой квазисвободных нуклонов представляет интерес изучение процессов многократного перерасеяния первичной частицы и частиц, рожденных в ядре на ядерных нуклонах /1-3/. Такие свойства ядерной материи, как многонуклонные ассоциации, многокварковые внутриядерные состояния и пр., могут проявить себя, если они существуют, наравне с процессами многократного перерасеяния. Поэтому важно знать характеристики перерасеяний с тем, чтобы по несоответствию их с экспериментальными выделить "аномальные" характеристики ядер, отражающие нуклонные или кварковые конфигурации в ядре.

Здесь, в рамках модели внутриядерного каскада (МВК) /4/, мы детально рассмотрим вопросы: сколько взаимодействий испытывает частица в ядре (в дальнейшем кратность в смысле рис.1), какие кратности могут дать вклад в образование частиц в кинематически запрещенной области для рассеяния частицы на свободном нуклоне (КЗО) и как сильно характеристики кратности взаимодействия зависят от атомного веса ядра-мишени.

В работах /3,5,6/ показано, что для разумного описания процесса адрон-ядерного взаимодействия кроме учета упругих и неупругих перерасеяний необходимо учитывать поглощение π -мезона на двухнуклонной конфигурации в ядре, а также другие взаимодей-

ствия каскадных частиц с многоуклонными ядерными конфигурациями, которые носят достаточно модельный характер. С тем, чтобы избежать неопределенности, вносимой в расчет моделированием этих реакций, мы исключили эти процессы из МВК. Очевидно, предложенная операция неадекватна реальной ситуации в ядре, что отражается в расчете на завышенном выходе пионов и заниженном выходе нуклонов. Однако, представляется разумным анализ таких расчетных данных для оценки не только на качественном, но и на количественном уровне важности процессов перерассеяния в ядре.

Приведенные ниже данные по выходам протонов в p^A взаимодействии нормированы на один падающий на ядро протон. Модельная ошибка составляет 30%. Статистическая ошибка менее 10%, что позволило нам фиксировать гистограммы гладкими кривыми.

2. На рис.2+3 для реакции $p + P^A \rightarrow p + X$ при $T_0 = 8$ ГэВ показаны выходы протонов в функции кинетической энергии для различных значений кратностей. Пик для $K=0$ соответствует дифракции на ядре. Заметно, что чем выше кратность взаимодействия, тем более мягкую энергетическую компоненту она формирует. Интересно распределение протонов по кратности для различных интервалов кинетической энергии протона на рис.4+6. Чем выше кинетическая энергия протона, тем выше вероятность образоваться ему в результате малого числа перерассеяний. Удобно ввести среднюю кратность взаимодействия, в котором образуется протон с кинетической энергией T_p . Среднюю кратность достаточно легко получить из анализа распределений протонов по кратности для различных интервалов их кинетических энергий. Зависимость средней кратности перерассеяния протонов в функции их кинетической энергии представлена на рис.7 для ядер P^6 и C при $T_0 = 8$ ГэВ. В среднем, рассеяние между двумя последующими взаимодействиями, в которых

в ядре образуются мягкие протоны, составляет для ядра углерода, например:

$$\langle \ell \rangle = 2R_A / \langle k \rangle_{\max},$$

где R_A - радиус ядра, $\langle k \rangle_{\max}$ - максимальное значение средней кратности взаимодействия. Данная оценка достаточно груба, т.к. строится в предположении, что частица путешествует от стенки до стенки (т.е. по диаметру ядра); в действительности траектория движения частицы в ядре может быть более сложной. Однако и при грубой оценке, из того что $\langle \ell \rangle$ больше размера нуклона в ядре, следует, что существование высоких кратностей взаимодействия не входит в противоречение с предположением о ядре как системе квазисвободных нуклонов. В противном случае происходит ряд взаимодействий "в одном нуклоне" и применимость МВК для описания по крайней мере мягкой протонной компоненты становится неочевидной.

3. Качественно понятно, что с ростом кратности взаимодействия протоны проявляют более плавное угловое распределение. На рис.8-9 представлены угловые распределения протонов для различных интервалов кинетической энергии и различных кратностей для ядра углерода, на рис.10-12 то же для ядра свинца. Заметно, что при больших кинетических энергиях высокие кратности "вымирают" в области углов назад, для низких энергий существует тенденция выглаживания угловых спектров с ростом кратности.

Угловой спектр протонов на рис.12, в частности, демонстрирует невозможность описания образования протонов высокой энергии ($T_p > 0.5$ ГэВ) в заднюю полушару в рамках рассматриваемой версии МВК с учетом только процессов нерассеяния адронов в ядре. Здесь необходимо отметить, что в данном расчете не учитывалось участие резонансов в промежуточном состоянии, т.е. полага-

лось, что образовавшийся резонанс распадался в точке своего рождения. Это обусловлено тем, что учет резонансов должен особенно отражаться на корреляционных исследованиях и должен быть мало заметен в инклюзивных исследованиях /7/. С другой стороны, качественный анализ многократных процессов в рамках образования нуклонов назад /8/ показывает, что влияние процессов с участием изобар в промежуточном состоянии, в частности, составляет 20% от вклада процессов с пионами в промежуточном состоянии, собственно перезарядки и поглощения пионов парой нуклонов. Однако и в этом случае нетрудно представить, что на количественном уровне вклада возможных процессов многократного перерассеяния окажется недостаточно для описания образования нуклонов назад, по крайней мере, их высокоэнергетической компоненты.

4. Как видно из рис.13, угловое распределение протонов, образованных в однократных взаимодействиях, имеет три четко выраженных пика. Пик вперед отвечает рассеянию вперед протонов в упругом pp - рассеянии, пик при $\cos \theta = 0.2$ соответствует протонам отдачи в данном рассеянии. Действительно, так как t - распределение протонов (t - квадрат переданного 4-импульса) в упругом pp - рассеянии представимо в виде $d\sigma/dt \sim \exp(Bt)$, то легко показать что угловой спектр протонов отдачи имеет вид:

$$\left(\frac{dN}{d\cos\theta dt}\right)_{pp} \sim \frac{1 + \cos^2\theta}{(1 - \cos^2\theta)^2} \frac{P}{E} \exp[-B(-2m^2 + 2mE)],$$

где m - масса протона, E и P - энергия и импульс протона отдачи, который в случае $P_0 \gg m$ связан с углом вылета соотношением

$$P = \frac{2m \cos \theta}{1 - \cos^2 \theta}.$$

При значении параметра наклона упругого пика $B = 9.4$ (область $0.01 < |t| < 0.15$ (ГэВ/c)²) /9/ максимум распределения протонов

отдачи при $T_0 = 8$ ГэВ соответствует $\cos \Theta = 0.15$. Пик при $\cos \Theta = 0.7$ может быть обусловлен образованием изобар. На рис.14-15 представлены угловые распределения протонов для случая $K = 1$ и для разных интервалов кинетической энергии образованного протона для ядер C и Pb. Экспериментальные точки на рис.15 получены из анализа однонуклонных событий /10/ во взаимодействии $p + {}^{20}\text{Ne}$ при $P_0 = 300$ ГэВ/с. Заметно, что для легкого ядра пик от изобары сильно размазывается. С ростом энергии протона заметна тенденция смещения изобарного пика в область малых $\cos \Theta$.

Интересно, что как в экспериментальных данных так и в расчетах на рис.1 заметна особенность в области отрицательных $\cos \Theta$ для малых кинетических энергий протонов, которую можно интерпретировать в рамках следующих возможных процессов:

- а) NN - взаимодействие с образованием одной или двух изобар или других резонансов,
- б) взаимодействие нуклона с многонуклонной ассоциацией, кварковым мешком и т.п.;
- в) спектаторный механизм взаимодействия.

При этом необходимо помнить, что нуклоны ядра, так же как и ассоциации, находятся в Ферми-движении, что может заметно изменить кинематику взаимодействия. Здесь следует указать, что в рассматриваемом расчете процессы типа (б) и (в) не учитывались.

5. Интересна A -зависимость характеристик перерасеяния в ядре. Средняя кратность взаимодействия в функции кинетической энергии образованного в ра взаимодействии протона на рис.7 заметно различна для ядер C и Pb в области $T_p < 0.5$ ГэВ. При больших энергиях различие практически исчезает.

Однако и при данных энергиях, если хвост распределения по кратности для ядра углерода тянется до $K = 5$. (падаая до 10% от...

максимального значения), то для свинца — до $K = 9$ при 10%-ном значении от максимального.

По различному ведет себя и угловое распределение кратностей для $T_p > 0.3$ ГэВ; для ядра С заметен более резкий спад выхода протонов под углами $\theta > 90^\circ$ чем для ядра РЬ.

6. Проведенный в данной работе анализ многократного перерасеяния в ядре позволяет сделать следующие выводы.

Во-первых, в ядре возможно достаточно большое число перерасеяний. В этом случае существует опасность в подходе к ядру как к системе квазисвободных нуклонов, в том что ряд последующих взаимодействий может происходить "в одном нуклоне" (данное замечание относится к области $T_p < 200$ МэВ). Чтобы понять такую ситуацию, необходимо определить область, в которой происходит ряд взаимодействий (т.е. область образования частицы) в ядре. В области $T_p > 200$ МэВ можно утверждать, что МВК применима в смысле, указанном выше.

Во-вторых, заметно что многократные перерасеяния в ядре самостоятельно не в состоянии описать образование частиц в КЗО (не спасает положение, вероятно, и введение в процесс перерасеяния резонансов). Однако нельзя не учитывать процессы перерасеяния при анализе данных в КЗО там, где они существуют.

В-третьих, анализ однократных взаимодействий в ядре указывает на ряд особенностей в угловом распределении протонов. Подобная же ситуация наблюдается и в экспериментальных данных, однако к сожалению, эксперимент проведен при импульсе $P_0 = 300$ ГэВ/с достаточно высоком для данной версии МВК (да и для стандартного подхода вообще). При таком различии условий экспериментов трудно говорить об эквивалентном сравнении. Так как особенность в области отрицательных $\cos \theta$ может отражать существование в ядре нуклонных

или кварковых конфигураций, то разумен интерес получения экспериментальных данных данного рода при импульсе $P_0 \leq 10$ ГэВ/с.

В таком случае ситуация окажется вполне однозначной.

И наконец, проведенный анализ целиком подтвердил ожидаемые качественные характеристики процессов перераспределения. Угловые и энергетические распределения кратностей взаимодействия легко понимаемы. Необычным оказалось существование высоких кратностей не только для тяжелого ядра свинца, но и для такого легкого как углерод.

Авторы благодарны Б.Л.Иоффе и Л.А.Кондратюку за интерес к работе, Л.А.Пономареву и В.Е.Тарасову за обсуждения процесса однокулонного взаимодействия в ядре.

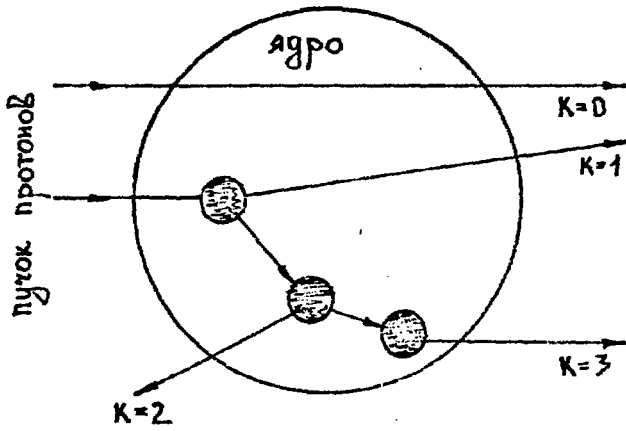


Рис. I. Понятие кратности K во взаимодействии частицы с ядерными нуклонами.

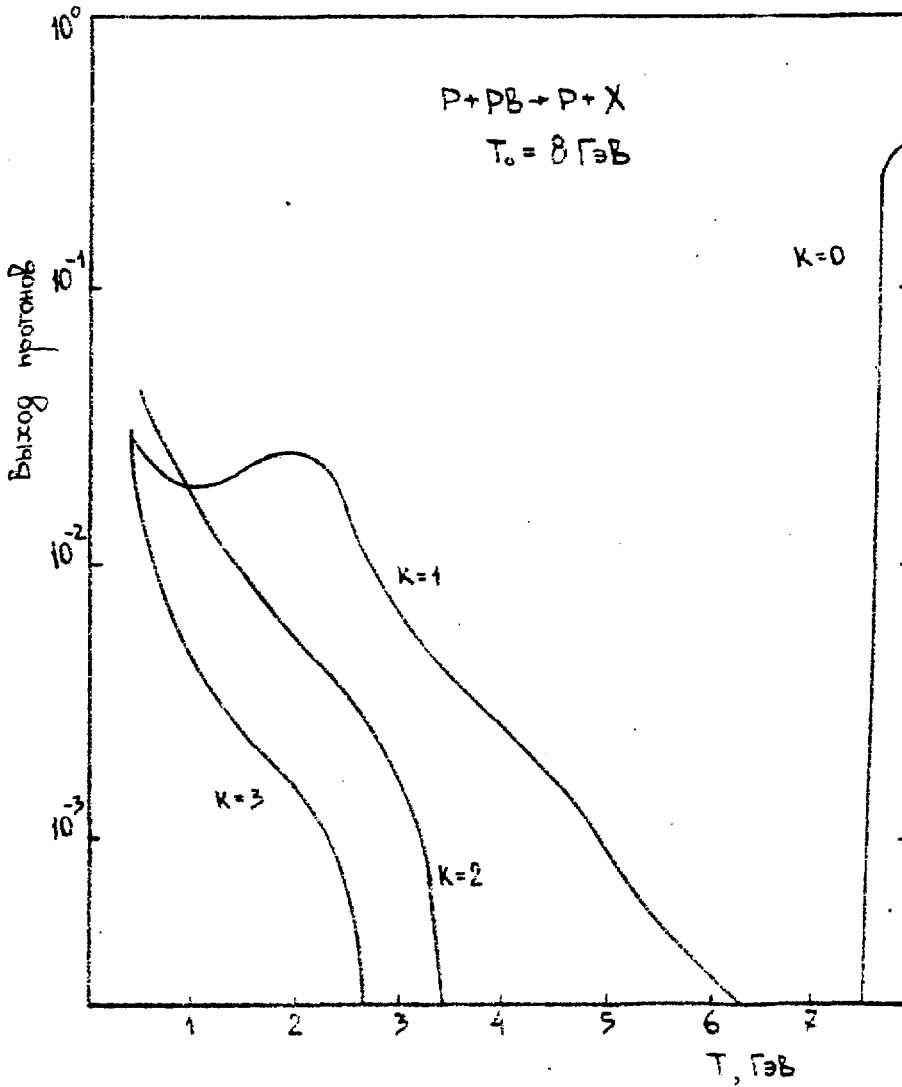


Рис.2. Энергетическое распределение для протонов из $P + Pb$ взаимодействия при $P_0 = 8.9 \text{ ГэВ}/c$ для различных кратностей: $K = 0, 1, 2, 3$.

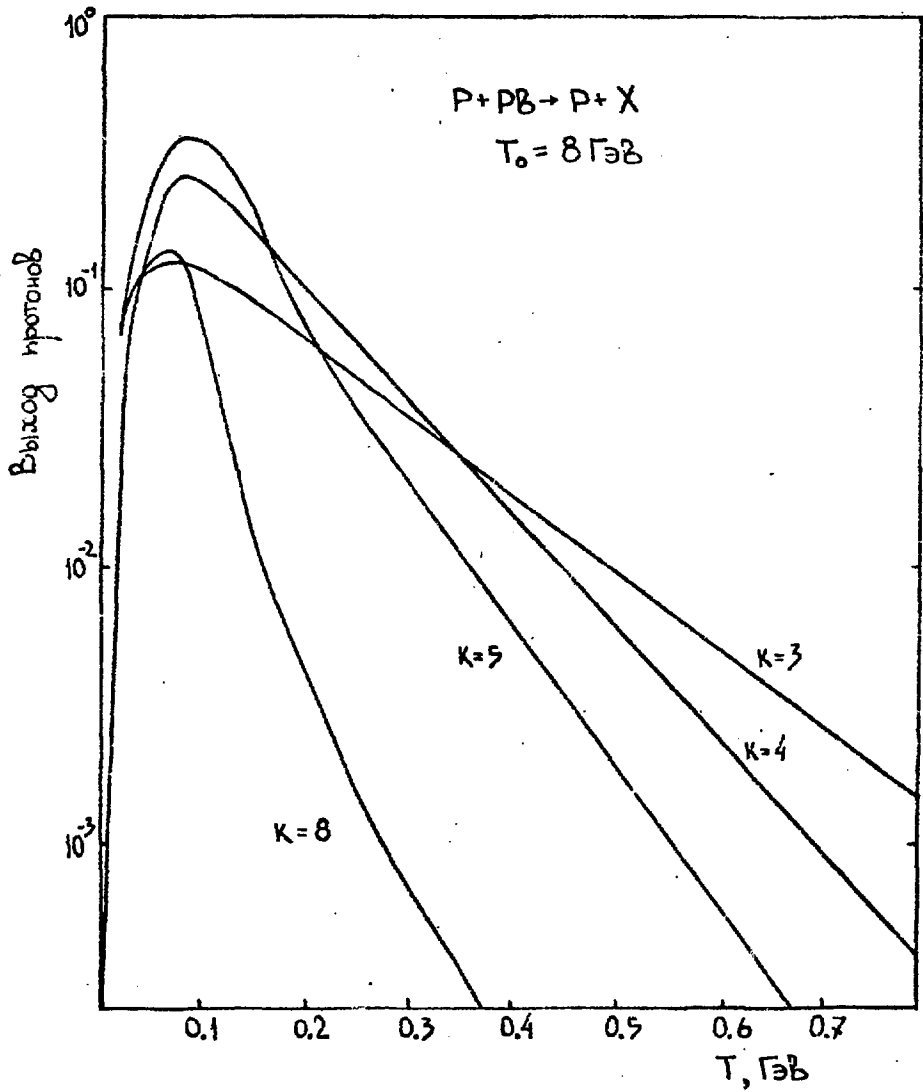


Рис.3. То же, что на рис.2, для $\kappa = 3, 4, 5, 8$.

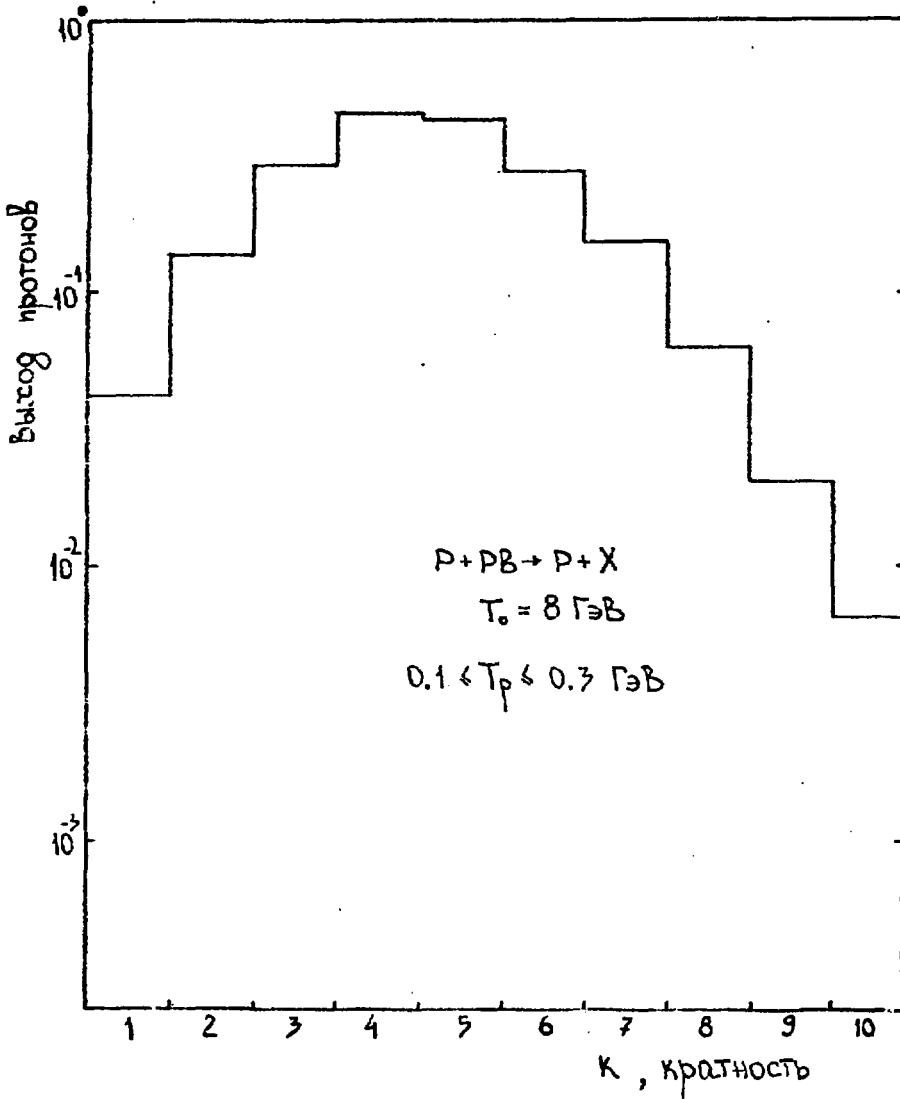


Рис.4. Распределение по кратности протонов с $T_p \in [0.1; 0.3 \text{ ГэВ}]$, образованных в $P + Pb$ взаимодействии при $P_0 = 8.9 \text{ ГэВ}$.

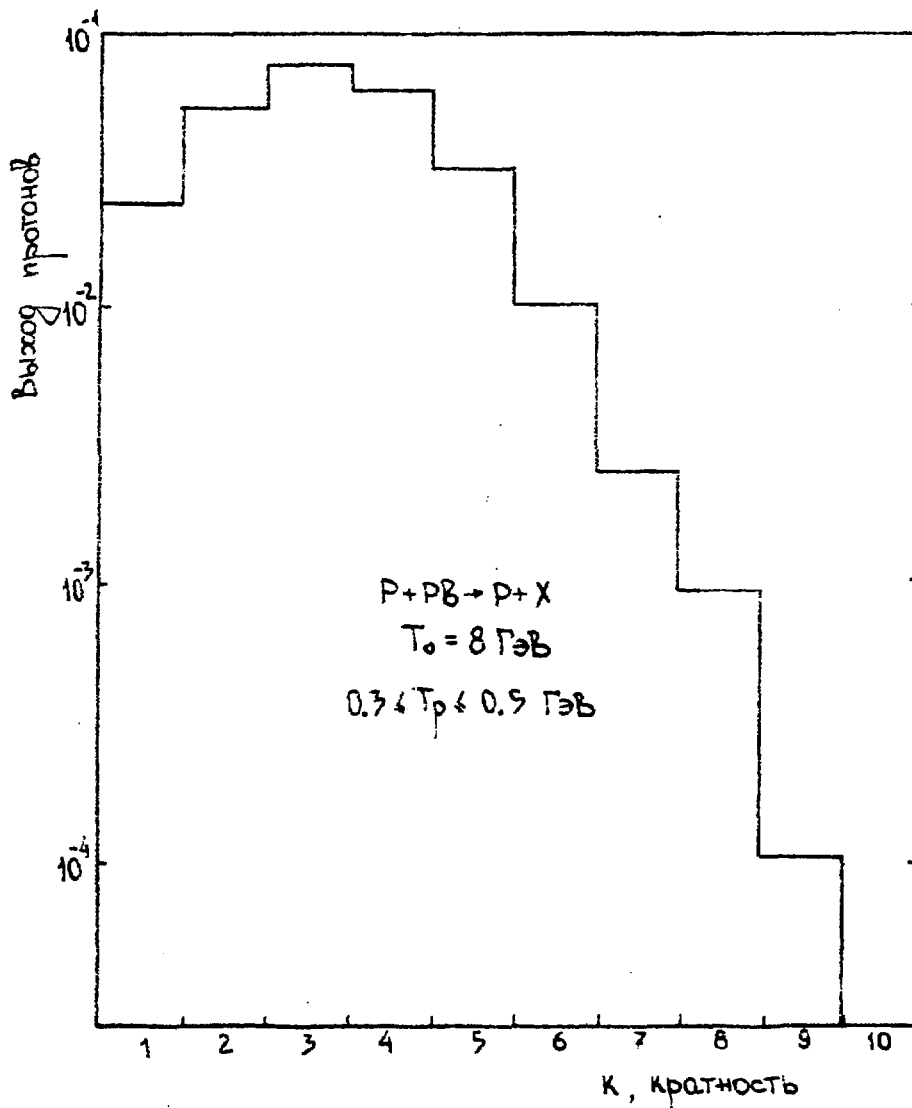


Рис.5. То же, что на рис.4, для $T_p \in [0.3; 0.5 \text{ ГэВ}]$.

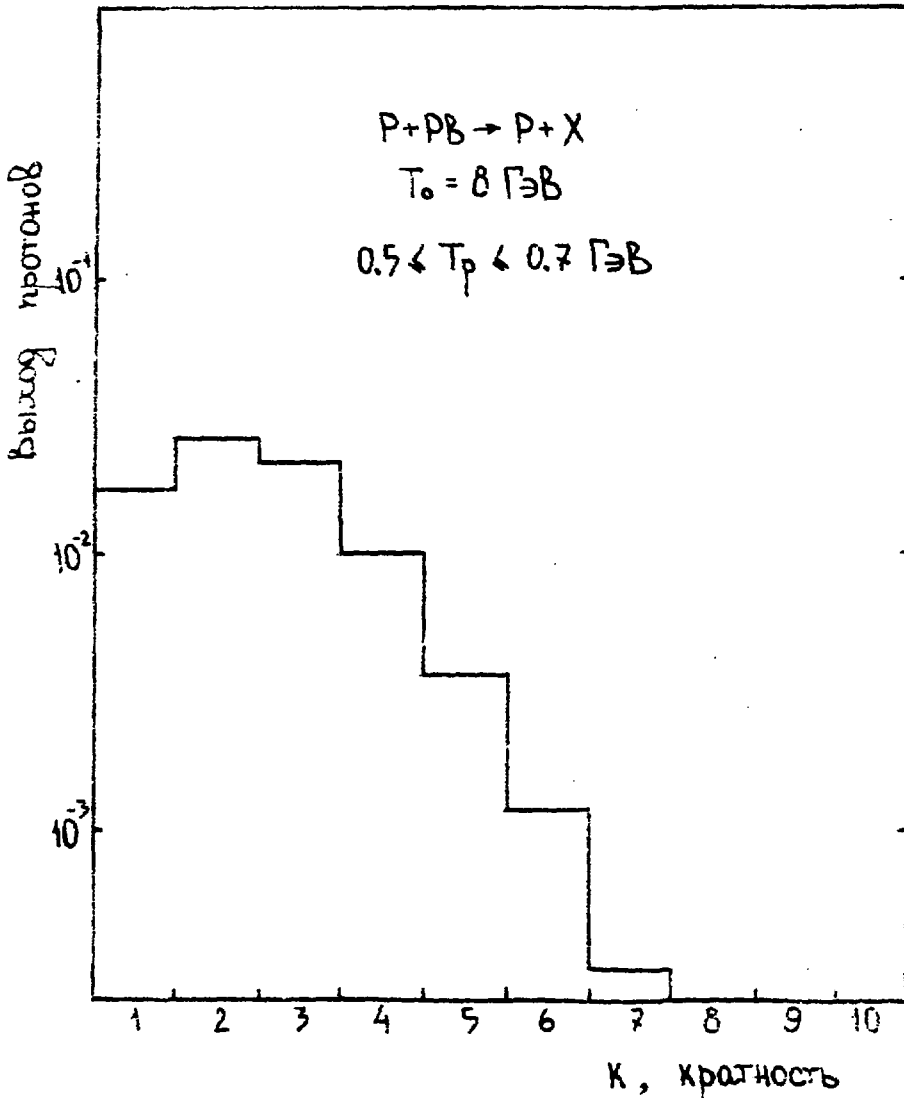


Рис.6. То же, что на рис.4, для $T_p \in [0.6; 0.7 \text{ ГэВ}]$.

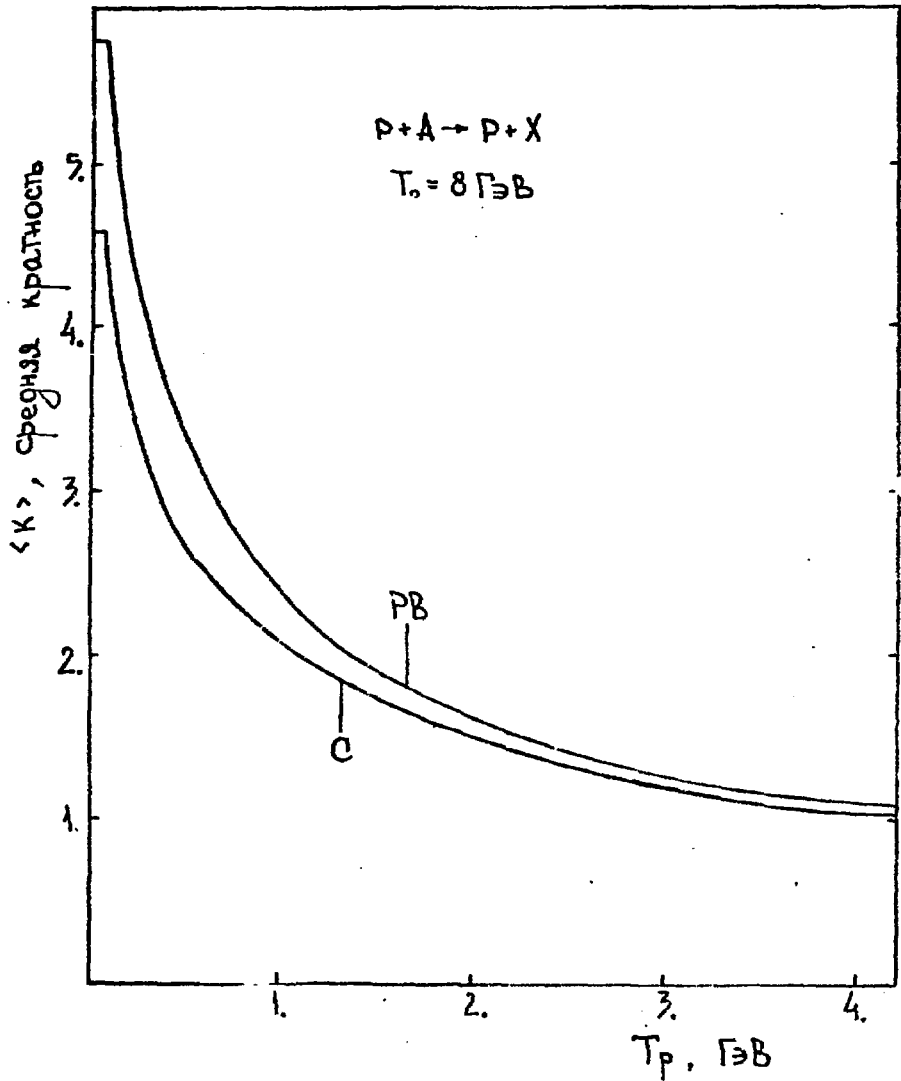


Рис.7. Зависимость средней кратности перераселения протонов в функции их кинетической энергии для ядер углерода и свинца при $T_0 = 8 \text{ ГэВ}$.

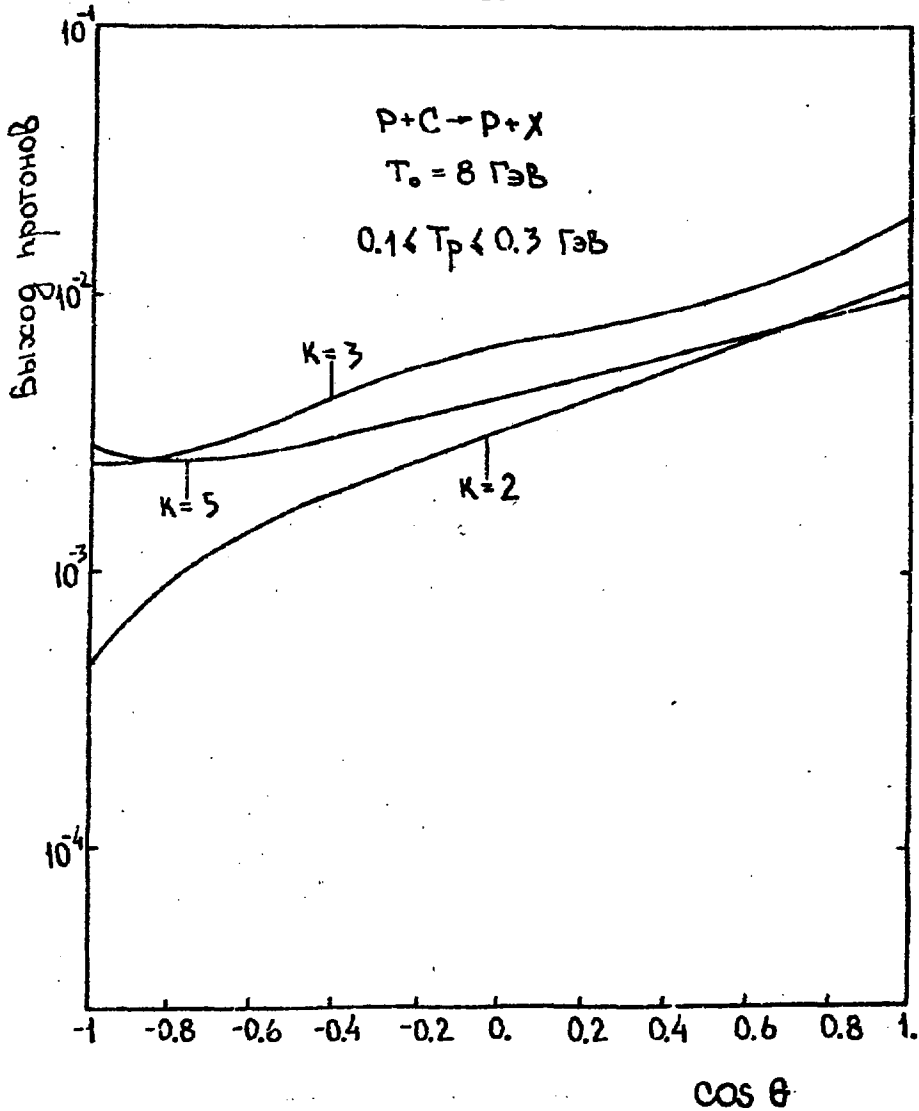


Рис.8. Угловое распределение для протонов с $0.1 < T_p < 0.3 \text{ ГэВ}$ из $P + C$ взаимодействия при $T_0 = 8 \text{ ГэВ}$ для различных кратностей взаимодействия.

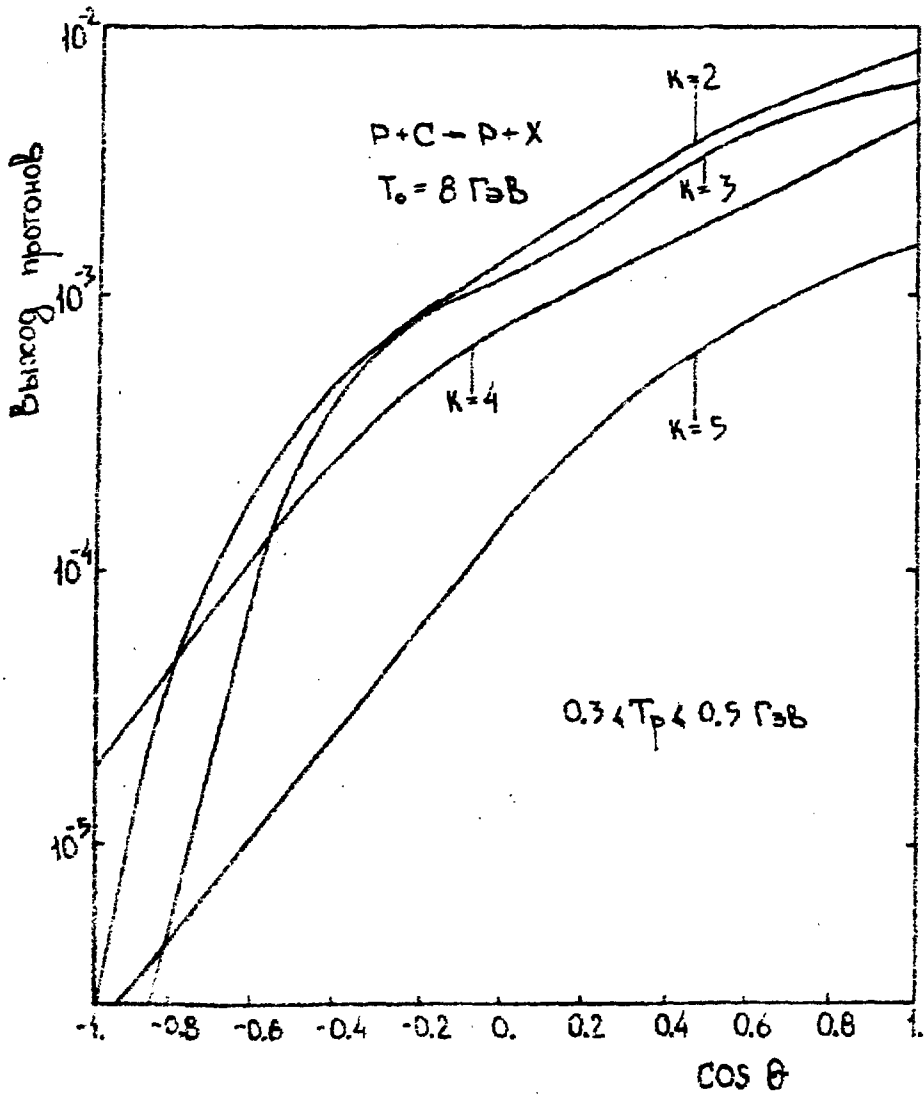


Рис.9. То же, что на рис.8, для $0.3 < T_p < 0.5 \text{ ГэВ}$.

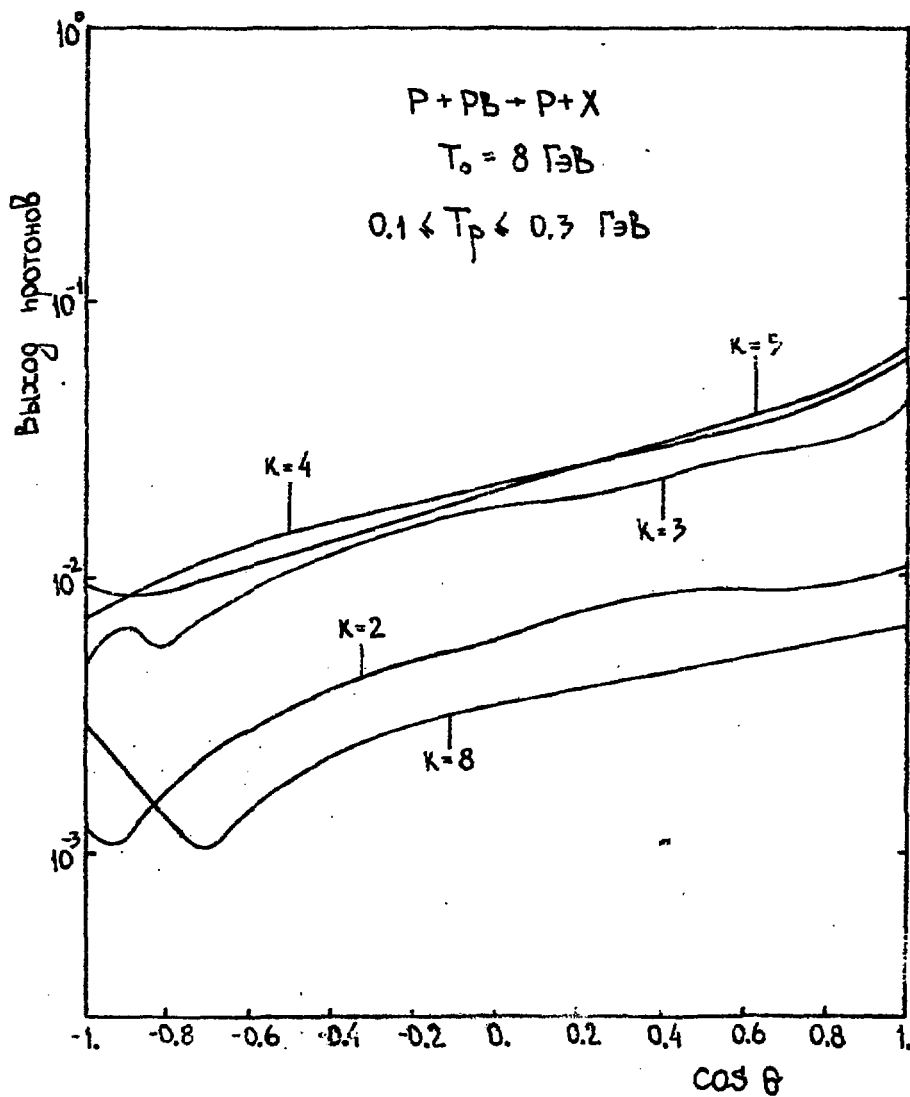


Рис.10. То же, что на рис.8, для $P + P\bar{V}$ взаимодействия и $0.1 \leq T_p \leq 0.3 \text{ ГэВ}$.

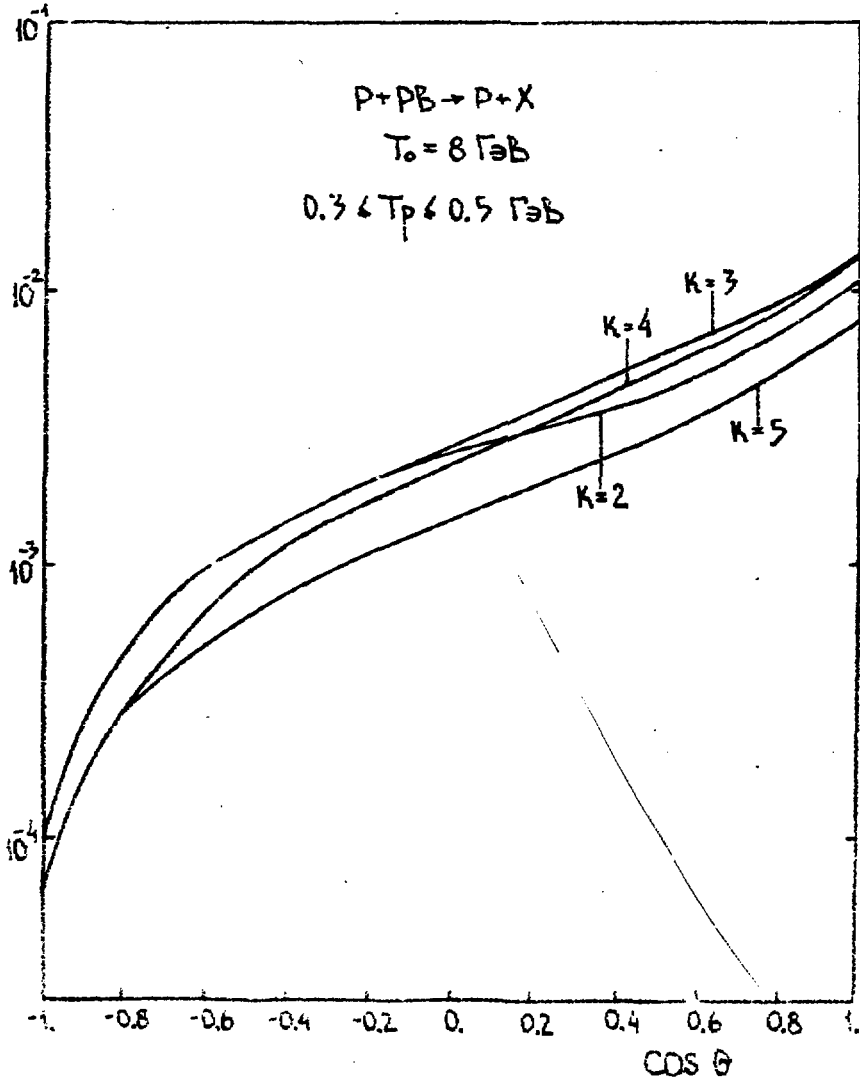


Рис. II. То же, что на рис. 10, для $0.3 \leq T_p \leq 0.5 \text{ ГэВ}$.

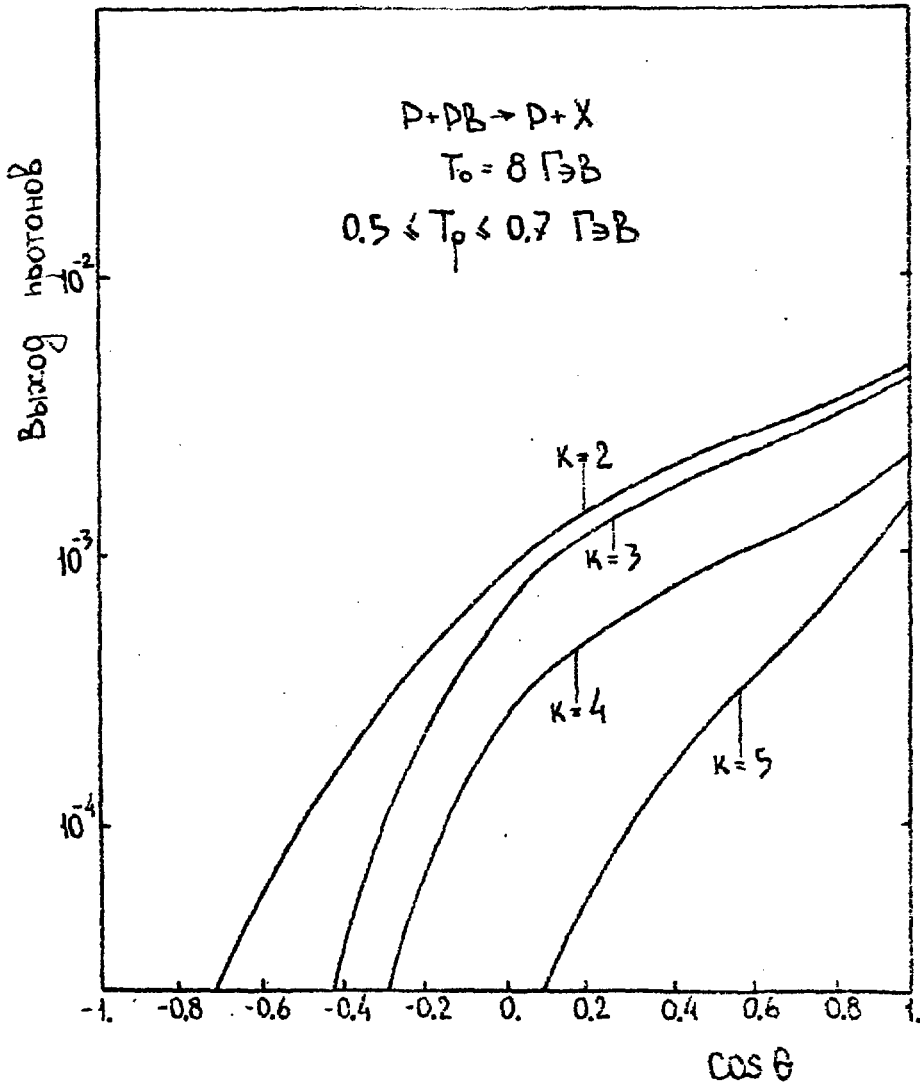


Рис.12. То же, что на рис.10, для $0.5 \leq T_p \leq 0.7 \text{ ГэВ}$.

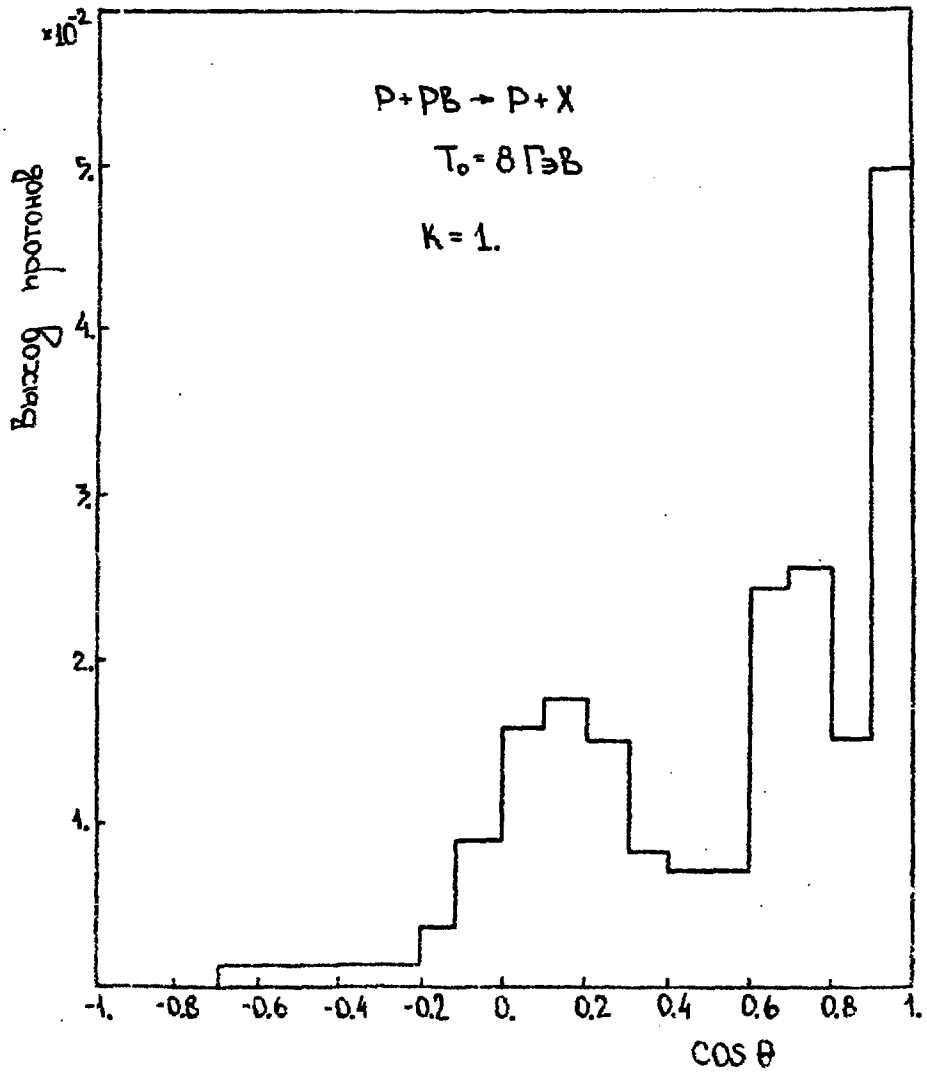


Рис.13. Угловое распределение протонов, образованных в одноклонных взаимодействиях в ядре P_B при $T_0 = 8 \text{ ГэВ}$.

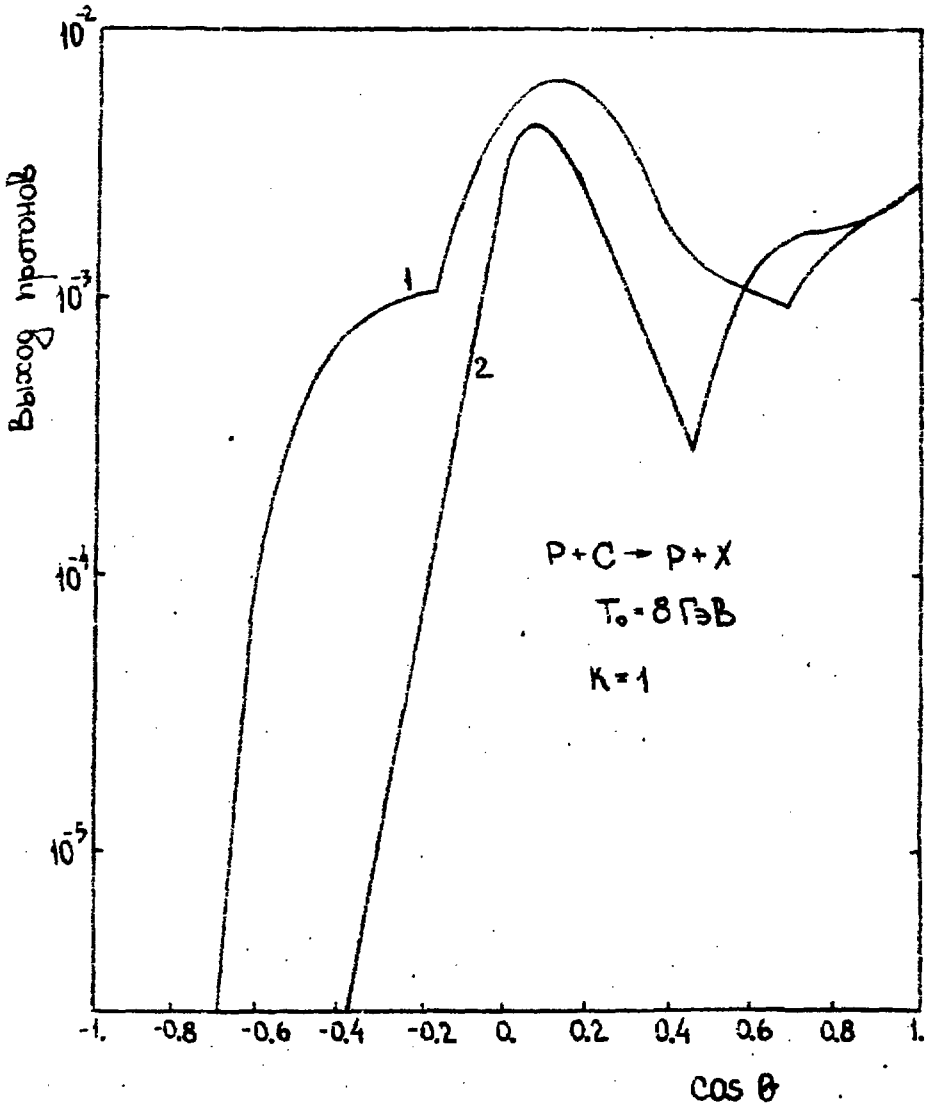


Рис.14. То же, что на рис.13, для ядра С и для интервалов кинетических энергий протонов: 1) $T_p \in [0.1; 0.3 \text{ ГэВ}]$;
 2) $T_p \in [0.5; 0.7 \text{ ГэВ}]$.

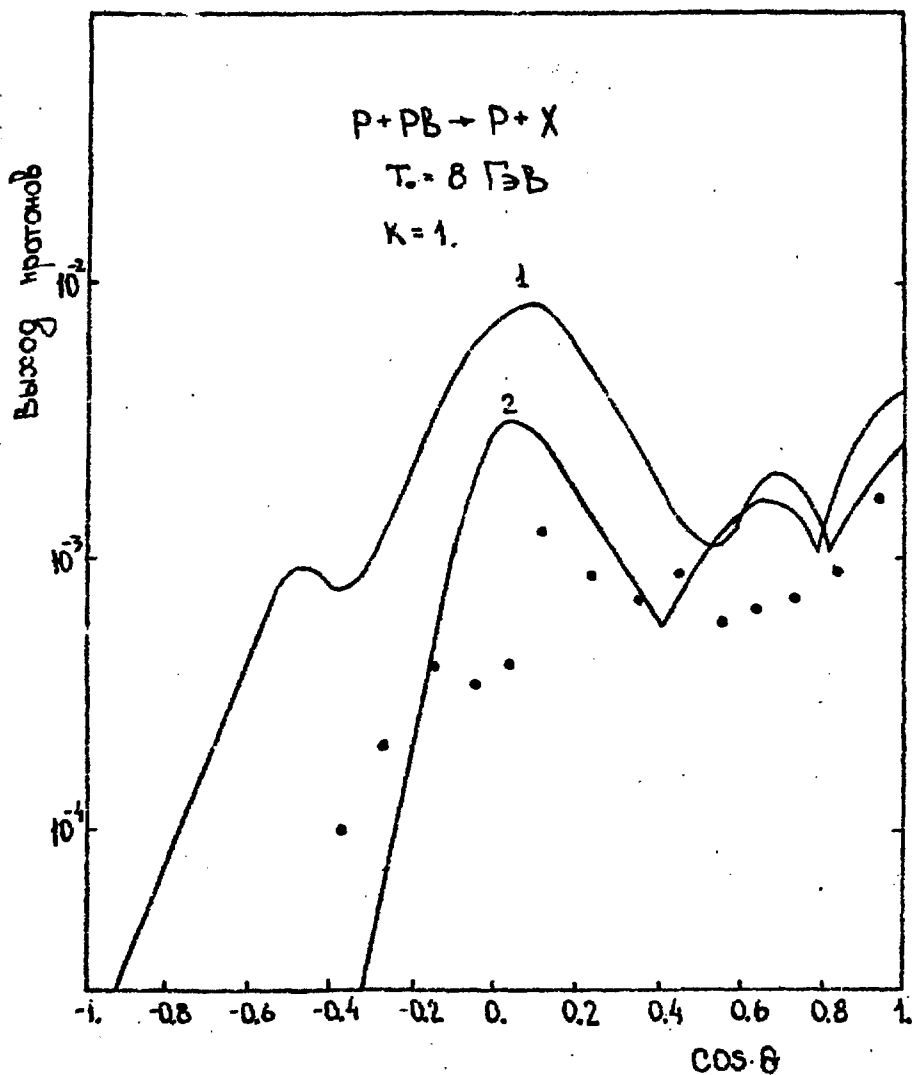


Рис.15. То же, что на рис.13, для интервалов кинетической энергии протонов: 1) $T_p \in [0.1; 0.3 \text{ ГэВ}]$; 2) $T_p \in [0.5; 0.7 \text{ ГэВ}]$. Экспериментальные точки - угловое распределение протонов с $P_p \in [0.2; 1 \text{ ГэВ/с}]$ в однонуклонных $p + {}^{10}\text{Ne}$ взаимодействиях при $P_0 = 300 \text{ ГэВ/с} / 10 \text{ /}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кошелиович В.Б. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.21, с.88.
2. Батист Л.Х. и др. - Л-д, Препринт ЛИЯФ; 1980, № 606.
3. Сибирцев А.А. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1983, № 184.
4. Лобов Г.А. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1983, № 91.
5. Андровенко М.Н. и др. Л-д, Препринт ЛИЯФ; 1984, № 830.
6. Вольнин Е.Н. и др. Л-д, Препринт ЛИЯФ, 1983, № 847.
7. Амелин Н.С. и др. Дубна, Препринт ОИАИ, 1983, № P2-83-768.
8. Кошелиович В.Б. - ЯФ, 1984, т.39, вып.3, с.606.
9. Кайдалов А.Б. и др. - Проблемы ЯФ и ФЭЧ; Сборник статей, посвящ. памяти акад. А.И.Алиханова. М.; Наука, 1985, с.18.
10. Алимов М.А. и др. Ташкент, Препринт ФТИ АН УзССР, 1984, № 25-84-ФВЗ.

А.А.Сибирцев, Н.В.Степанов

Многokратные перерассеяния в модели внутриядерного каскада.

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 15.02.85

Подписано к печати 20.02.85	Т06661	Формат 60x90 1/16
Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,5.	Уч.-изд.л.1,1.	Тираж 290 экз.
Заказ 38	Индекс 3624	Цена 16 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, И17259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

16 коп

ИНДЕКС 3624

М., ПРЕПРИНТ ИТЭФ, 1985, № 38, с.1-24