22

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
JUN 1 2 1997
LIBRARY

56 -96

ITEP-56-96

Ю.Т.Киселев, М.М.Фирозабади, В.И.Ушаков

РОЖДЕНИЕ ПОДПОРОГОВЫХ K^+–МЕЗОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ.

Fermilab Library
0 1160 0057004 8

Москва 1996

УДК 539.I М-I6

РОЖДЕНИЕ ПОДПОРОГОВЫХ K^+-МЕЗОНОВ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ: Препринт ИТЭФ 56-96/

Ю.Т.Киселев,М.М.Фирозабади,В.И.Ушаков - М., I996 - 24с.

Измерены дифференциальные сечения подпорогового образования K^+-мезонов в диапазоне импульсов 0.675 - 1.15 ГэВ/с в столкновениях протонов с энерией 1.7 ГэВ с ядрами Be и Cu. Работа выполнена на Фокусирующем Адронном Спектрометре (ФАС). Анализ данных свидетельствует в пользу превалирования прямого механизма образования каонов.

Double differential cross sections of K^+ production from Be and Cu targets by protons at 1.7 GeV had been measured. Secondary kaons in the momentum range 0.675 - 1.15 GeV/c were detected by Focusing Hadron Spectrometer (FHS). Data analysis evidences for prevalence of first chance collision production mechanism.

Рис. - 9, список лит. - 20 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, I996

1. Введение.

Импульсные распределения нуклонов в ядрах с массовым числом более 4 изучались в таких процессах как выбивание ядерных фрагментов (p,d), рассеяние электронов на ядрах (e,e′), квазиупругое рассеяние электронов (e,e′ p) и протонов (p,2p). Результатом этих исследований было получение обширной информации об однонуклонных волновых функциях ядер в области импульсов, не превышающих границу Ферми. Высокоимпульсная (двухнуклонная) компонента распределения, возникающая из-за наличия в ядрах нуклон-нуклонных корреляций, изучалась в (e,e′)-реакциях при больших переданных импульсах [1] и в фотоядерных (γ,p) процессах [2].

Альтернативным источником информации об импульсном распределении ядерных нуклонов и, в частности , об его высокоимпульсной компоненте может являться процесс подпорогового образования адронов на ядрах. Подпороговыми принято называть реакции рождения частиц за пределами кинематики столкновения свободных нуклонов. Преимуществом подпороговых процессов служит то обстоятельство, что дефицит энергии столкновения существенно сокращает число возможных каналов образования изучаемых адронов.

В последнее время большой интерес теоретиков и экспериментаторов вызывает обнаруженный в Беркли [3] и позже подтвержденный в Дармштадте [4] эффект аномального усиления выходов подпороговых адронов в столкновенях средних ядер. Для объяснения этого явления использовались разные идеи от накопления энергии в промежуточных барионных резонансах [5] до модификации свойств частиц в ядерной среде [6], связанные с ожидаемым увеличением плотности в области перекрытия сталкивающихся ядер. Последний эффект особенно интересен, поскольку может быть связан с частичным восстановлением киральной симметрии при высокой адронной плотности.

Недавно аномальное увеличение сечений рождения подпороговых антипротонов в d A столкновениях по сравнению с p A-реакциями при той же энергии на нуклон снаряда было обнаружено в KEK [7]. Это указывает на недостаточное понимание роли ядра-мишени в подпороговых процессах, так как дейтрон не может существенно изменить ядерную плотность.

По изложенным причинам получение новых экспериментальных данных по подпороговому рождению адронов в протон-ядерных столкновениях и их количественное описание является необходимым шагом на пути к объяснению специфических ядро-ядерных явлений.

В настоящей работе были измерены спектры подпороговых K^+-мезонов, рожденных во взаимодействии протонов с ядрами бериллия и меди. Выбор положительно заряженных каонов мотивирован тем,

что из всех адронов они имеют самые малые сечения взаимодействия с нуклонами.

2. Проведение измерений.

Эксперимент был выполнен на внутреннем пучке протонного синхротрона ИТЭФ. Вторичные частицы, рождающиеся под углом 10.5 градусов во взаимодействиях протонов с кинетической энергией 1.7 ГэВ с тонкими (50-100мкм) мишенями из бериллия и меди, регистрировались двухступенчатым Фокусирующим Адронным Спектрометром (ФАС), состоящим из двух отклоняющих магнитов и двух дублетов квадрупольных линз. Импульсное разрешение спектрометра составляет ±1%, аксептанс dp $d\Omega/p$–1. 10^{-5} мср%. Длина магнитного канала от мишени до последнего счетчика, участвующего в идентификации каонов, равна 31 метру. Схема экспериментальной установки показана на Рис.1. Спектрометр оснащен дифференциальным черенковским счетчиком CD [8] и двумя системами измерения времени: TOF-1 на базе 17 метров между сцинтиляционными счетчиками S1, S4 и TOF-2 на базе 11.5 метров между счетчиками S2, S4. Для наблюдения положения и формы пучка во втором фокусе магнитного канала используется двухкоординатная пропорциональная камера 1.

Радиатором дифференциального черенковского счетчика служил кристалл кварца толщиной 16 мм. Выходящее из радиатора черенковское излучение K^+–мезонов регистрировалось дистанционно – управляемым кольцом из 12 фотоумножителей ФЭУ-130. Мажоритарная схема совпадений вырабатывала сигналы, соответствующие одновременному срабатыванию 8, 9 и 10 фотоприемников кольца. Для каждого импульса K^+–мезонов значения эфективностей η_8, η_9, η_{10} были измерены на пучке протонов, имеющих ту же скорость, что и каоны. Угол черенковского излучения пионов превышал угол полного внутреннего отражения и свет от пионов оставался внутри радиатора. В этом случае два фотоумножителя ФЭУ-115 М, находящиеся в оптическом контакте с кристаллом, генерировали сигналы антисовпадений.

Триггер для выделения редких событий рождения подпороговых K^+-мезонов на большом фоне π^+-мезонов и протонов включал сигналы системы TOF-1, настроенной на время пролета K^+-мезонов, сигнал мажоритарной схемы, соответствующий срабатыванию 8 фотоумножителей кольца черенковского счетчика и требование отсутствия сигналов антисовпадений.

Кинетическая энергия протонного пучка контролировалась путем измерения ускоряющей частоты синхротрона и была известна с точностью около 4 МэВ.

Импульсы логической электроники поступали в крейт CAMAC-ВЕКТОР, выполяющий следующие функции при появлении триггер-

ного сигнала:
— измерение времени пролета TOF-2 каоном расстояния между счетчиками S1, S4 для трех выбранных сигналов мажоритарной схемы совпадений,
— запись координат прохождения частицы через пропорциональную камеру,
— занесение в регистр числа π^+-мезонов, прошедших через спектрометр за каждый сброс ускорителя,
— занесение в регистр ускоряющей частоты,
— передача информации в ЭВМ,
— блокирование установки на время передачи информации .

Для приема и первичной обработки данных использовалась адаптированная к условиям эксперимента система сбора и визуализации данных MES.KAON, инсталлированная на IBM PC.

Оператору установки была доступна информация в виде гистограмм на экране дисплея о времени пролета TOF-2, координатах треков частиц в пропорциональной камере, ускоряющей частоте синхротрона и средней интенсивности π^+–мезонов в канале спектрометра.

Идентификация K^+–мезонов была надежной при всех измеренных импульсах каонов. Пример спектра TOF-2, измеренного при импульсе 0.675 ГэВ/с на бериллиевой мишени, соответствующий наименьшей величине отношения $K^+ : \pi^+ : p = 1 : 2.1 \times 10^{+5} : 4.5 \times 10^{+6}$, приведен на Рис.2. Отчетливо виден пик, содержащий 185 K^+–мезонных событий. Пионный и протонный фоны в области 655 и 1100 каналов, соответственно, полностью отсутствуют. Единственное фоновое событие наблюдается правее от каонного пика.

Измерение дифференциальных сечений подпорогового рождения K^+-мезонов на ядрах Be и Cu были проведены при 5 фиксированных импульсах: 0.675, 0.806, 0.94, 1.05 и 1.15 ГэВ/с.

3. Обработка данных и вычисление сечений.

Записанные на жесткий диск ЭВМ файлы, соответствующие каждому импульсу K^+-мезонов, анализировалась с целью определения величин отношений чисел K^+ и π^+-мезонов. Каждое событие содержало информацию о трех величинах TOF-2 для выбранных 8, 9 и 10 срабатываний ФЭУ дифференциального черенковского счетчика. Критерием правильной идентификации было совпадение в пределах статистических ошибок величин отношений:

$$\frac{N_8}{\eta_8} = \frac{N_9}{\eta_9} = \frac{N_{10}}{\eta_{10}}, \qquad (1)$$

где η_8, η_9, η_{10}–эффективности регистрации K^+–мезонов, соответствующие срабатыванию 8, 9 и 10 ФЭУ кольца фотоумножителей черен-

ковского счетчика. Поскольку равенство (1) выполнялось для всех экспозиций, число каонов N_{K^+} определялось как N_8/η_8, так как статистическая ошибка этого отношения была наименьшей. Для вычисления величин N_{K^+}/N_{π^+} использовалось просуммированное ЭВМ количество π^+–мезонов в данной экспозиции. При определении N_{K^+} учитывалось небольшое ($< 5\%$) подавление K^+–мезонов системой антисовпадений, предназначенной для режекции пионов.

Величины дифференциальных сечений образования K^+–мезонов с импульсом p_k^i вычислялись по формуле:

$$\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}(p_{K^+}^i) = \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}(p_{\pi^+}^i) \cdot \frac{N_{K^+}(p_{k^+}^i) \cdot C_{K^+}(p^i)}{N_{\pi^+}(p_{\pi^+}^i) \cdot C_{\pi^+}(p^i)}, \qquad (2)$$

где $d^2\sigma/dpd\Omega(p_{\pi^+}^i)$–дифференциальное сечение рождения π^+-мезонов с импульсом p^i , $N_{K^+}(p_{K^+}^i)/N_{\pi^+}(p_{\pi^+}^i)$– величина описанного выше отношения, $C_{K^+}(p^i)$ и $C_{\pi^+}(p^i)$ – поправки, связанные с распадом мезонов, их многократным рассеянием и ядерным взаимодействием в веществе спектрометра. Поскольку в (2) входит отношение C_{K^+}/C_{π^+}, существенно разными оказываются только поправки на распады мезонов. В сечения образования K^+–мезонов при импульсах 0.675 и 0.806 ГэВ/с были внесены поправки 10% и 5%, учитывающие большее по сравнению с π^+–мезонами многократное рассеяние медленных каонов.

Абсолютные значения дифференциальных сечений образования π^+-мезонов в интересующем нас диапазоне импульсов на ядрах Be и Cu при энергии протонов 1.7 ГэВ были измерены ранее в отдельном эксперименте. Величины этих сечений $d^2\sigma/dpd\Omega$ [мб.ср$^{-1}$.$(Гэ B/c)^{-1}$] приведены в таблице 1. Погрешность абсолютной нормировки сечений составляет 18%.

Таблица 1.

P_{π^+}, ГэВ/с	0.675	0.806	0.940	1.05	1.15	1.28
Be	54.8	47.3	27.6	16.7	9.58	4.50
Cu	85.5	68.2	44.0	24.7	15.7	7.90

Таблица 2 содержит величины инвариантных сечений $Ed\sigma/d^3p$– [мкб.ср$^{-1}$.$Гэ B^{-2} c^3$] подпорогового образования K^+–мезонов в диапазоне импульсов 0.675-1.28 ГэВ на ядрах Be и Cu под действием протонов с кинетической энергией 1.7 ГэВ. Приведенные ошибки носят статистических характер. Общая для всех импульсов каонов ошибка, связанная с абсолютной нормировкой пионных сечений и погрешностью введения поправок, составляет 20%.

Таблица 2.

P_{K^+}, ГэВ/с	0.675	0.806	0.940	1.05	1.15	1.28
Be	121	104	43.6	1.07	2.8	0.072
Cu	308	212	87.7	33.3	8.4	0.34

Зависимость инвариантных сечений от импульса каонов в лабораторной системе показана на Рис.3. Сечение при p=1.28 ГэВ/с взято из [9].

4. Анализ данных.

4.1. Механизмы подпорогового образования каонов.

Из-за дефицита энергии столкновения за подпороговое образование K^+-мезонов могут быть ответственны два механизма. Первый–рождение каонов в одноступенчатом (прямом) взаимодействии налетающего протона с внутриядерным нуклоном, несущим достаточно большой встречный импульс (рис.4а). Второй –двухступенчатый (каскадный) процесс, включающий в себя образование энергичного π–мезона в первом столкновении с ядерным нуклоном и рождение K^+-мезона во взаимодействии пиона с другим нуклоном ядра–мишени (рис.4б).

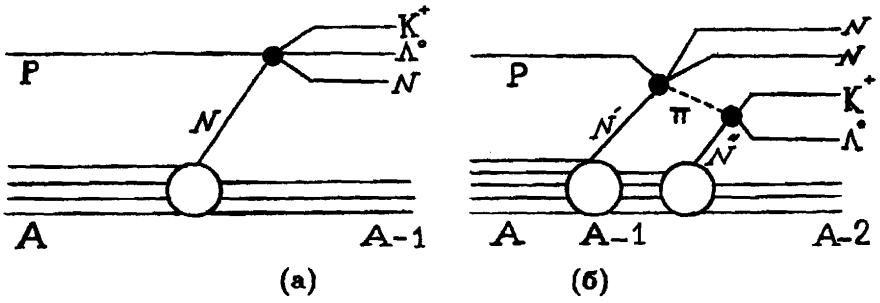

Рис.4 Диаграммы рождения K$^+$–мезонов в прямом (а) и каскадном (б) процессах.

В обоих вариантах протекания реакции из ядра должна быть извлечена дополнительная энергия,достаточная для рождения K^+– мезона. Кинематика в подпороговом образовании частиц играет более важную роль, чем в надпороговых процессах. Почти очевидно, что наиболее существенной величиной, определяющей сечение подпорогового рождения, является вероятность найти в ядре нуклон с импульсом $q \geq q_{min}$, где q_{min}–минимальное значение импульса, кинематически необходимое для образавания K^+–мезона с наблюдаемыми параметрами. Поскольку распределения нуклонов в ядре быстро убывает с ростом импульсов,

более вероятным является процесс, требующий для своего осуществления меньших величин импульсов.

Величина трехмерного импульса q_{min} может быть найдена из закона сохранения энергии–импульса. Для образования K^+–мезона в прямом процессе он записывается в виде:

$$(\hat{p}_0 + \hat{q} - \hat{p}_k)^2 \geq (m_\Lambda + m)^2. \qquad (3)$$

Здесь $\hat{p}_0(E_0, \vec{p}_0)$ и $\hat{p}_K(E_K, \vec{p}_K)$ – 4– импульсы налетающего протона и детектируемого каона, $\hat{q}(E, \vec{q})$–4-импульс ядерного нуклона, m_Λ и m –массы Λ–гиперона и нуклона. Знак равенства соответствует порогу реакции.

Внемассовость входящего в верхнюю вершину диаграммы нуклона (рис.4а) должна быть учтена требованием сохранения энергии–импульса в нижней вершине диаграммы.

$$M_A = E + \sqrt{|\vec{q}|^2 + M_{A-1}^2}; \quad |\vec{q}| = |-\vec{q}_{A-1}| \qquad (4)$$

Выбранная форма выражений (3), (4) обеспечивает выполнение закона сохранения энергии – импульса для всей реакции. Величину E найдем из (4) , учитывая что $|\vec{q}|^2/M_{A-1}^2$ мало.

$$E = m - T_{A-1} - (M_{A-1} + m - M_A) = m - T_{A-1} - \bar{\epsilon}$$

Здесь T_{A-1}–кинетическая энергия ядра отдачи $A-1$, $\bar{\epsilon}$–средняя энергия отделения нуклона от ядра A, m-масса покоя нуклона. Квадрат эффективной массы виртуального нуклона

$$\mu^2 = E^2 - |\vec{q}|^2 = m^* - q^2(1 + \frac{m^*}{M_{A-1}}), \qquad \text{где} \;\; m^* = m - \bar{\epsilon};$$

Неравенство (3) обращается в равенство на пороге реакции, где $\hat{q}(E, \vec{q}_{min})$. Рассматривая выражение (3) для случая встречной кинематики налетающего протона и ядерного нуклона находим уравнение для определения $q_{\min}$

$$q_{min}^2 \frac{1}{M_{A-1}}(M_{A-1} + m^* + E_0 - E_K) - 2q_{min}(p_0 - p_K \cos\theta_K) + 2E_K(E_0 + m^*) -$$

$$2p_0 p_K \cos\theta_K - 2E_0 m^* + M_1^2 = 0 \qquad (5)$$

Здесь E_K, p_K, θ_K – энергия, импульс и угол вылета K^+ – мезона, $M_1^2 = (m_\Lambda + m)^2 - m^2 - m^{*2} - m_K^2$.

Выбор величин $\bar{\epsilon}$–средних энергий отделения нуклонов от ядер требует некоторого пояснения. Извлеченные из данных по надпороговым $(e, e'p)$–реакциям величины $\bar{\epsilon}$ оказываются довольно большими:

$\bar{\epsilon}$(Be)=22 МэВ, $\bar{\epsilon}$(Cu)=36 МэВ [11]. С другой стороны из эксперимента [9] известно, что в реакции подпорогового рождения K^+–мезонов уменьшение энергии столкновения всего на 25 МэВ приводит к значительному падению вероятности рождения. По- видимому, взаимодействия протонов с сильно связанными в ядре нуклонами вносят меньший вклад в сечение, чем взаимодествия со слабо связанными. Поэтому мы выбрали $\bar{\epsilon}$(Be)=2 МэВ, $\bar{\epsilon}$(Cu)=6 МэВ. К обсуждению этого вопроса мы вернемся в разделе 4.4.

Результаты решения уравнения (5) для условий выполненного нами эксперимента представлены в таблице 3. При расчете полагалось, что кинетическая энергия протонного пучка T_0 = 1.7 ГэВ, угол вылета каона в лаб. системе 10.5°. Здесь и далее необходимые для расчетов массы ядер были взяты из [10].

Таблица 3.

Значения q_{min} (МэВ/с) для разных импульсов K^+–мезонов, рождающихся при взаимодействии протонов с ядрами *Be* и *Cu*. (одноступенчатый процесс).

P_{k^+},ГэВ/с	0.675	0.806	0.940	1.05	1.15	1.28
Be	0.025	0.070	0.144	0.226	0.333	0.581
Cu	0.047	0.093	0.166	0.247	0.351	0.560

Перейдем теперь к характеристикам двухступенчатого процесса. Вычислим q_{min} для второй стадии процесса, полагая, что на первой стадии образования π–мезона налетающий протон сталкивается с нуклоном, несущим встречный импульс $110 МэВ/c$. Это значение соответствует максимуму распределений внутриядерных нуклонов, известных из $(e, e'p)$–реакций. Для простоты расчетов будем полагать, что пион, рождающийся в первом столкновении $pN' \to \pi NN$ (см. рис.4б) получает максимально возможный импульс ${}_{max}P_\pi$. При описанном выше учете внемассовости нуклона N' величина этого импульса в системе центра масс налетающего протона и N' может быть записана в виде:

$$ {}^{c.m.}_{max}P_\pi^2 = [S_{pN'} - (m + \mu + m_\pi)^2][S_{pN'} - (m + \mu - m_\pi)^2]/4S_{pN'}\,, \quad (6) $$

где $S_{pN'}$–квадрат энергии столкновения,

$$ S_{pN'} = (\hat{p}_0 + \hat{q})^2 = m^2 + m^{*2} - q^2(1 + \frac{m^*}{M_B}) + 2[E_0(m^* - \frac{q^2}{2M_B}) + p_0 q]. \quad (7) $$

После Лоренц–преобразования в лабораторную систему (систему покоя ядра–мишени) находим для $T_0 = 1.7 ГэВ$

$$ {}^{max}_{LAB}P_\pi = 1.512 ГэВ/c; \quad {}^{max}_{LAB}E_\pi = 1.519 ГэВ $$

Минимальный импульс ядерного нуклона N'' на второй стадии двухступенчатого процесса может быть найден из закона сохранения энергии – импульса в вершине диаграммы $\pi N'' \to K^+\Lambda^0$; (см.рис.4б).

$$(\hat{p}_\pi + \hat{q} - \hat{q}_K)^2 = m_\Lambda^2 \tag{8}$$

Решение этого уравнения с учетом внемассовости нуклона N'' приводит к уравнению подобному (5) с заменой параметров бомбардирующего протона (E_0, p_0) на вычисленные выше параметры π – мезона (E_π, p_π), изменению величины массы ядра – остатка и массового члена M.

$$q_{min}^2 \frac{1}{M_{A-2}}(M_{A-2} + m^* + E_\pi - E_K) - 2q_{min}(p_\pi - p_K \cos\theta_k) + 2E_k(E_\pi + m^*)$$

$$- 2p_\pi p_k \cos\theta_k - 2m^* E_\pi + M_2^2 = 0, \quad \text{где} \quad M_2^2 = m_\Lambda^2 - m_\pi^2 - m^{*2} - m_k^2; \tag{9}$$

Из уравнений (3) и (8) видно, что порог рождения K^+–мезона пионом ниже порога рождения протоном, поскольку при одинаковых значениях $\hat{q}$ и $\hat{p}_k$ квадрат инвариантной массы недетектируемой системы m_Λ^2 меньше, чем $(m_\Lambda + m)^2$.

Зависимость минимального импульса ядерного нуклона N'', кинематически необходимого для осуществления реакции от импульса детектируемого каона в условиях описанного ниже эксперимента показана на Рис.5. Символы "□" соответствуют рождению π –мезона в первом акте взаимодействия на неподвижном нуклоне, символы " ∨ " – рождению на нуклоне, несущем встречный импульс $110 МэВ/c$. Зачерненными символами показаны минимальные импульсы для одноступенчатого процесса, приведенные в таблице 3. Сдвиг кривой для $q_1 = 110 МэВ/c$ относительно $q_1 = 0$ вправо вдоль оси P_k отражает увеличение максимальной энергии первого столкновения (см. формулы (4), (5)).Буквами K.L. (Kinematical Limit) около правых точек кривых обозначены кинематические границы для рождения K^+ -мезона при всех импульсах нуклона N'', разрешенных законами сохранения энергии – импульса в ядерной вершине.

Проведенное сравнение кинематики двух механизмов рождения указывает на вероятное доминирование прямого механизма рождения K^+–мезонов с импульсами более $1.0 \div 1.1 ГэВ/c$.

Из рисунка 5 видно, что импульсы внутриядерных нуклонов кинематически необходимые для рождения низкоэнергичных каонов в двухступенчатом процессе меньше, чем в одноступенчатом. Однако это не позволяет сделать вывод о преобладающем вкладе каскадного процесса в рождение K^+–мезонов с импульсами меньше 1.1 ГэВ/с. Дело в том, что вероятность двухступенчатого процесса содержит два малых фактора: вероятность рождения энергичного пиона и вероятность его

столкновения с другим нуклоном ядра–мишени. Поэтому вопрос об относительных вкладах двух механизмов может быть решен только путем модельнозависимых расчетов. Такие расчеты [12,13,14], проведенные независимо тремя группами авторов, показали, что в полные сечения рождения K^+–мезонов с почти нулевыми импульсами к системе центра масс [15] основной вклад дает каскадный механизм. К сожалению, результаты модельных расчетов не бесспорны, по причине использования плохо известных величин сечений взаимодействия адронов в ядерной среде.

Однако существует экспериментальная возможность различить два обсуждаемых механизма путем анализа зависимости сечений рождения каонов от массового числа ядра–мишени. В сечение двухступенчатого процесса входит вероятность столкновения π–мезона с нуклоном ядра, пропорциональная длине пробега пиона в ядре. Поэтому A–зависимость каскадного процесса должна быть сильнее, чем прямого на величину $\sim A^{1/3}$.

4.2. А-Зависимость сеченчий образования K^+–мезонов.

Обычно эту зависимость характеризуют величиной показателя степени α при описании экспериментальных инвариантных сечений f_A-функцией вида

$$f_A = E\frac{d\sigma}{d^3p} = cA^\alpha\,, \tag{10}$$

где с–константа, α–величина показателя степени. $\alpha = \frac{\ln\frac{f_{A1}}{f_{A2}}}{\ln\frac{A1}{A2}}$.

Поскольку эксперимент выполнен только на двух ядрах, ту же зависимость можно характеризовать отношением $R = \frac{f_{A1}}{f_{A2}}$.

На Рис.6 показаны зависимости α (нижняя часть рисунка) и R(верхняя часть) от импульса K^+– мезона. Величины α и R при p_{k^+} = =1.28 ГэВ/с, измеренные на той же установке при T_0 =1.7 ГэВ взяты из [9]. Отметим, что полные сечения образования положительно заряженных каонов с импульсами около 0.4 ГэВ/с характеризуются величинами $R \geq 10$ [15]. Как видно из Рис.6. среднее значение R (или α), полученное в настоящем эксперименте несколько меньше, чем в [9], где, согласно анализу авторов, главный вклад в сечение вносит одноступенчатый механизм рождения K^+–мезонов.

Таким образом наблюдаемый характер А–зависимости является экспериментальным свидетельством преобладающего вклада прямого процесса в образования K^+–мезонов в условиях выполненного эксперимента.

4.3 Спектры K^+–мезонов.

Имеющаяся сегодня экспериментальная информация о дифферен-

циальных сечениях подпороговго образования K^+–мезонов в протон–ядерных взаимодействиях исчерпывается двумя работами [9,16]. Прямое сравнение измеренных сечений невозможно, поскольку они получены в существенно разных кинематическах областях. Эксперимент [9] выполнен при одном фиксированном импульсе K^+–мезонов (1.28 ГэВ/с), вылетающих под углом 10.5^o под действием протонов с кинетическими энергиями от 1.65 до 2.9 ГэВ. Дифференциальные сечения в работе [16] получены для образования каонов с импульсами от 0.4 до 1.1 ГэВ/с под углом 40° при облучении мишений протонным пучком с энергией 2.5 ГэВ. Данный эксперимент проведен при фиксированной энергии протонов 1.7 ГэВ , угле вылета 10.5^o и диапазоне каонных импульсов 0.675–1.15 ГэВ/с.

Несомненно полезно было бы найти такую переменную, в зависимости от которой все экспериментальные сечения выглядели бы универсальным образом. При анализе данных по подпороговму рождению π, k и $\bar{p}$ в ядро–ядерных столкновениях [17] было замечено универсальное поведение сечений образования разных адронов как функции $E^* = E^*_{thr} + T^*$ где E^*_{thr}–пороговое значение энергии в системе центра масс индвидуального столкновения нуклона ядра–снаряда и нуклона ядра–мишени; T^*–кинетическая энергия детектируемой частицы в той же системе. Авторы [17] наблюдали хорошее описание всех полученных ими данных простой экспоненциальной зависимостью. Обработка данных [9,16] и выполненного нами эксперимента по подпороговому образованию K^+ в протон–ядерных столкновениях показала, что хотя полученные в каждом из экспериментов дифференциальные сечения могут быть описаны функцией

$$f = Aexp(-E^*/E_o), \tag{11}$$

но абсолютные величины сечений и характерных параметров наклонов E_o далеки друг от друга . Усовершенствование переменной E^* путем включения в нее кинетической энергии недетектируемой системы (Λ^o,N) несколько сближает данные, но не приводит к универсальной их зависимости от E^*.

Выше было высказано предположение, что наиболее существенным параметром, определияющим вероятность образования подпороговых частиц в разных кинематических условиях, является минимальная величина импульса ядерного нуклона q_{min}, необходимая для преодоления порога реакции в прямом процессе. Зависимости дифференциальных сечений рождения K^+–мезонов от q_{min}, полученные в трех имеющихся в нашем распоряжении экспериментах представлены на Рис.7. Видно, что все известные данные группируются в довольно узкие полосы. Наблюдаемая универсальность дает возможность предсказать сечения подпорогого образования K^+–мезонов в любых кинематических усло-

виях с точностью около 50 %, что очень полезно при планировании новых экспериментов.

Аппроксимация функцией $f = Cexp(-q_{min}/q_o)$ данных настоящей работы и сечений, полученных в [9] при той же энергии протоного пучка для K^+–мезонов с импульсом 1.28 ГэВ/с показана на Рис.8 а,б. Минимальные импульсы q_{min} вычислены для процесса рождения каонов в прямом процессе (см.таблицу 3). Точки при минимальном импульсе P_{K^+}=0.675 ГэВ/с не включены в аппроксимацию, так как они находятся очень близко к порогу реакции. Видно, что выбранная зависимость хорошо описывает сечения, изменяющиеся на три порядка величины. Параметры наклонов спектров $q_o^{(Be)}$ =61.7 МэВ/с и $q_o^{(Cu)}$=65.0 МэВ/с численно характеризуют экспоненциальное падение вероятности найти в ядрах нуклоны с все большими импульсами.

Выполненная таким же образом аппроксимация данных работы [9], относящихся к той же области q_{min},показывает, что $q_o^{(Be)}$=66.0 МэВ/с, $q_o^{(Cu)}$ =75.0 МэВ/с. Увеличивающееся с ростом массового числа ядра мишени небольшое (< 15%) различие параметров наклона спектров связано, по–видимому, с поглощением каонов в ядерном веществе. Если при фиксированном импульсе K^+–мезонов [9] поправка к величинам сечений постоянна, то в условиях выполненного нами эксперимента каоны с большими импульсами поглощаются сильнее. Это означает, что при любом учете поглощения поправка к сечениям будет увеличиваться с ростом импульсов K^+–мезонов. Вследствие этого величины параметров наклона q_o окажутся большими и согласие с результатами работы [9], по–видимому, будет лучшим. Однако здесь и далее мы будем пренебрегать эффектом поглощения, так как из всех адронов K^+–мезоны имеют наименьшее сечение взаимодействия с нуклонами.

В работе [9] приведены аргументы в пользу рождения K^+–мезонов в одноступенчатом процессе. Возможность совместного описания данных двух экспериментов является еще одним свидетельством преобладающего вклада одноступенчатого механизма рождения K^+–мезонов в условиях описанного эксперимента.

4.4. Модельное описание спектров каонов

Наиболее теоретически развитой моделью для описания подпорогового образования адронов в протон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях является Модель Свертки (Folding Model) [18,19,14]. Совпадение абсолютных величин сечений как функции q_{min} с полученными в [9] (Рис.7) и наблюдаемый характер А-зависимости свидетельствуют в пользу доминирования одноступенчатого механизма рождения K^+–мезонов. Поэтому нами была предпринята попытка описать полученные экспериментальные спектры в рамках варианта Модели Свертки для прямого процесса.

Согласно модели инвариантное сечение образования K^+–мезонов на ядрах может быть записано в виде свертки импульсного распределения нуклонов в ядре с сечением рождения каона в столкновении с отдельным ядерным нуклоном.

$$E\frac{d\sigma}{d^3p}(PA \to K^+X) = N\int \frac{d^3\vec{q}\Phi(\vec{q})}{F} E\frac{d\sigma}{d^3p}(S^{1/2})(PN \to K^+\Lambda N) \cdot \quad (12)$$

Здесь $\Phi(\vec{q})$–импульсное распределение внутриядерных нуклонов , $F = [(\hat{p}_0 + \hat{q})^2 - m^2\mu^2]^{1/2}$ –потоковый фактор, зависящий от четырехмерных импульсов и масс налетающего протона и ядерного нуклона, N–нормировочный множитель, величина которого может быть вычислена в рамках глауберовского приближения, $E\frac{d\sigma}{d^3p}$–инвариантное сечение образования K^+–мезона с регистрируемыми кинематическими параметрами в индивидуальном столкновении налетающего протона с ядерным нуклоном при энергии $S^{1/2}$, где S=$(\hat{p}_0 + \hat{q})^2$.

Из-за отсутствия надежных экспериментальных данных по рождению K^+ на нуклонах вблизи порога полагалось, что сечение $E\frac{d\sigma}{d^3p}(PN \to K^+X)$ пропорционально величине фазового объема реакции при данном $S^{1/2}$.

Написанный интеграл является трехкратным, так как величина сечения зависит не только от абсолютной величины $|\vec{q}|$ но и от двух углов его ориентации относительно вектора импульса налетающего протона. Интегрирование по q проводилось от q_{min} (см.таблицу 3) до q_{max}, определенного из требования $\mu > 0$. Следуя работам [20], [9], импульсное распределение ядерных нуклонов записывалось в виде суммы двух гауссианов

$$\Phi(\vec{q}) = \frac{1-h}{\sigma_1^3}\exp(-\frac{\vec{q}^2}{2\sigma_1^2}) + \frac{h}{\sigma_2^3}\exp(-\frac{\vec{q}^2}{2\sigma_2^2}). \quad (13)$$

Первый член в (13) описывает обычное ферми–движение, второй–его высокоимпульсную компоненту. Дисперсия σ_1^2 связана с граничным ферми- импульсом P_F соотношением $\sigma_1^2 = \frac{1}{5}P_F^2$. Отношение предэкспоненциальных коэффицентов $\gamma = \frac{h}{1-h}\frac{\sigma_1^3}{\sigma_2^3}$ характеризует вклад высокоимпульсной компоненты численно близкий к 0.01. Для расчетов были использованы параметры σ_1=0.115 ГэВ/с, σ_2=0.225 ГэВ/с h=0.08, полученные в [9] при описании энергетической зависимости подпорогового образования быстрых K^+–мезонов. Отметим, что с близкими величинами указанных выше параметров в [20] были описаны экспериментальные данные по образованию подпороговых антипротонов на ядре меди. В расчет была заложена описанная выше кинематика столкновения протона с внемассовым нуклоном.

Интеграл (12) вычислялся методом Симпсона. Нормировка расчетных зависимостей инвариантных сечений рождения каонов от их импульса была произведено при P_k=1.28 ГэВ/с, где, как уже неоднократно отмечалось, преобладающий вклад в сечение вносит механизм одноступенчатого образования K^+–мезонов. Единственным варьируемым параметром выполненных расчетов была величина $\bar{\epsilon}$ –средней энергии отделения нуклона от ядра. Вычисления показали, что хорошее согласие с экспериментом достигается при малых $\bar{\epsilon}$, не превышающих 10 МэВ.

На Рис.9 а,б результаты расчетов (сплошные кривые) представлены вместе с экспериментальными данными. Величины $\bar{\epsilon}$ для ядер Be и Cu были взяты равными 2 МэВ и 6 МэВ соотвественно. Качество описания характризуется величинами χ^2 /n.d.f. $\sim$ 1 для обоих ядер. Пунктирные кривые на рисунках – результат вычисления сечений при h=0 (см.формулу (13)). Пунктирные кривые нормированы в точке P_K=0.675 ГэВ/с. Видно, что высокоимпульсная компонента импульсного распределения ядерных нуклонов вносит значимый вклад в сечения образования K^+–мезонов с импульсами $>$ 1 ГэВ/с.

Хорошее согласие результатов расчета с экспериментом является третьим аргументом в пользу преобладающего вклада прямого механизма в сечения подпорогового образования K^+–мезонов протонами в изученном диапазоне импульсов.

5. Заключение.

Проведенный анализ полученных данных по образованию K^+–мезонов свидетельствует в пользу доминирования одноступенчатого механизма в подпороговом образовании K^+–мезонов с импульсами от 0.675 до 1.28 ГэВ/с.

Это утверждение основано на:

- возможности совместного описания измеренных в настоящей работе спектров с данными работы [9], где главный вклад в сечение вносит прямой механизм рождения подпороговых K^+–мезонов;
- наблюдаемом характере A-зависимости сечений;
- хорошем описании спектров в рамках варианта Модели Свертки для прямого процесса.

6. Благодарности.

Авторы выражают глубокую благодарность В.А.Шейнкману за помощь в проведении измерений и К.Р.Михайлову за предоставление программы расчетов и консультации при ее адаптации к условиям нашего эксперимента.

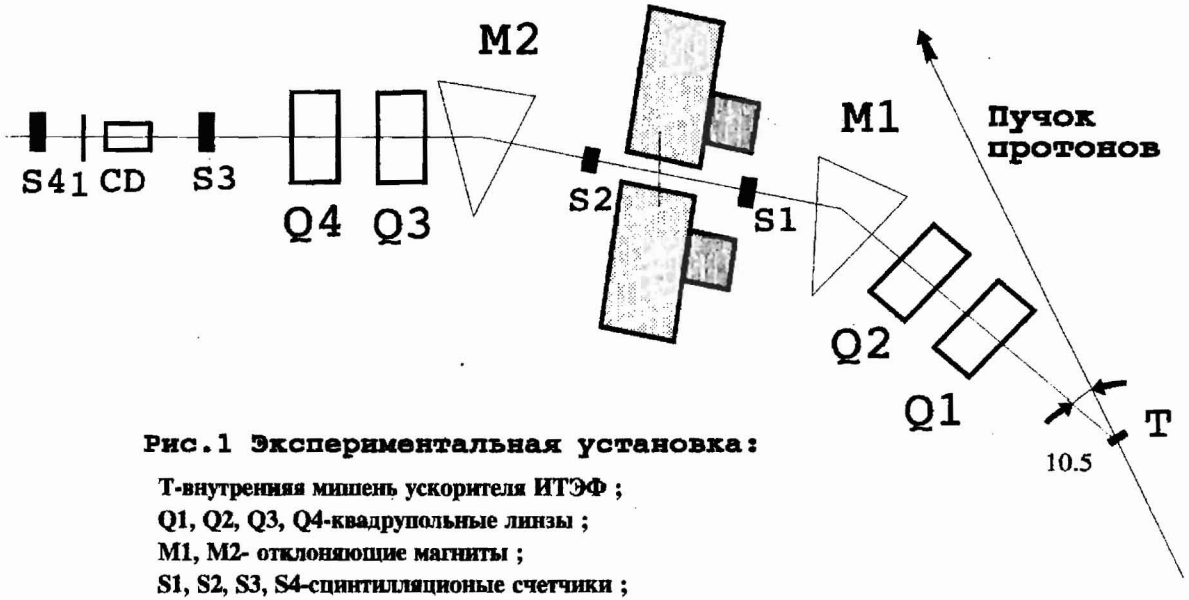

Рис.1 Экспериментальная установка:

T-внутренняя мишень ускорителя ИТЭФ ;
Q1, Q2, Q3, Q4-квадрупольные линзы ;
M1, M2- отклоняющие магниты ;
S1, S2, S3, S4-сцинтилляционые счетчики ;
1-пропорциональная камера;
CD- дифференциальный черенковский счетчик .

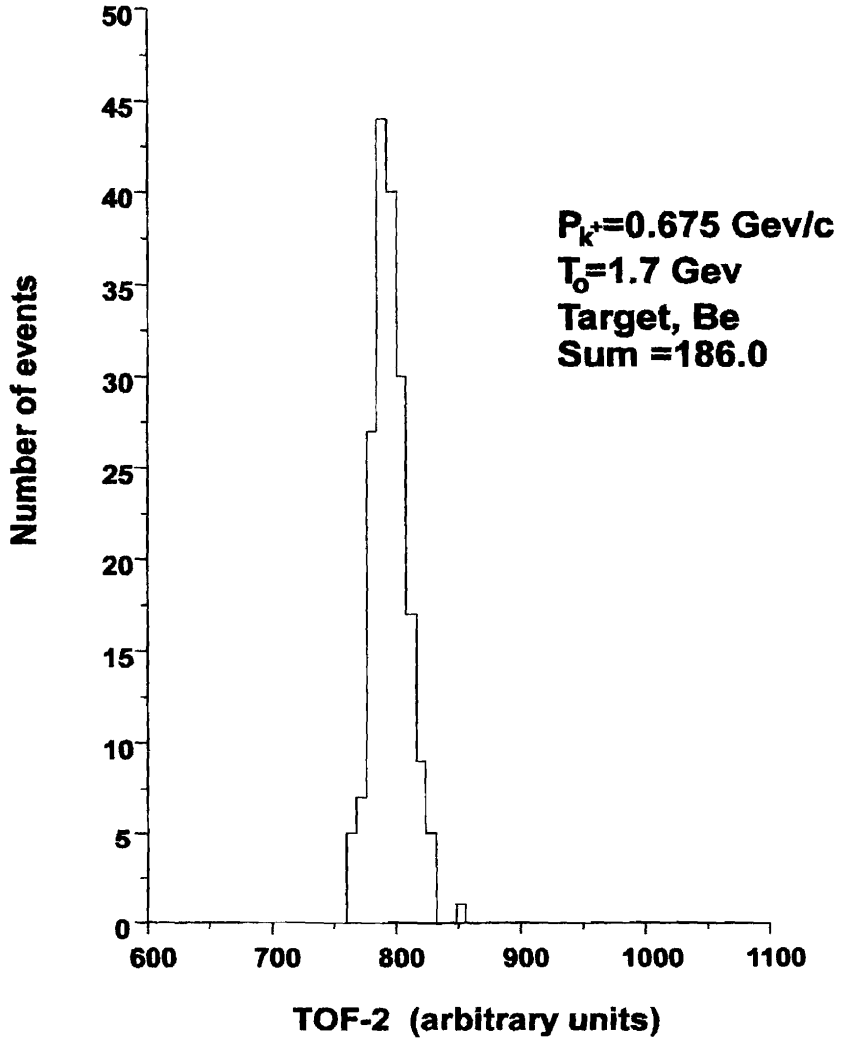

Рис.2 Спектр времен пролета.

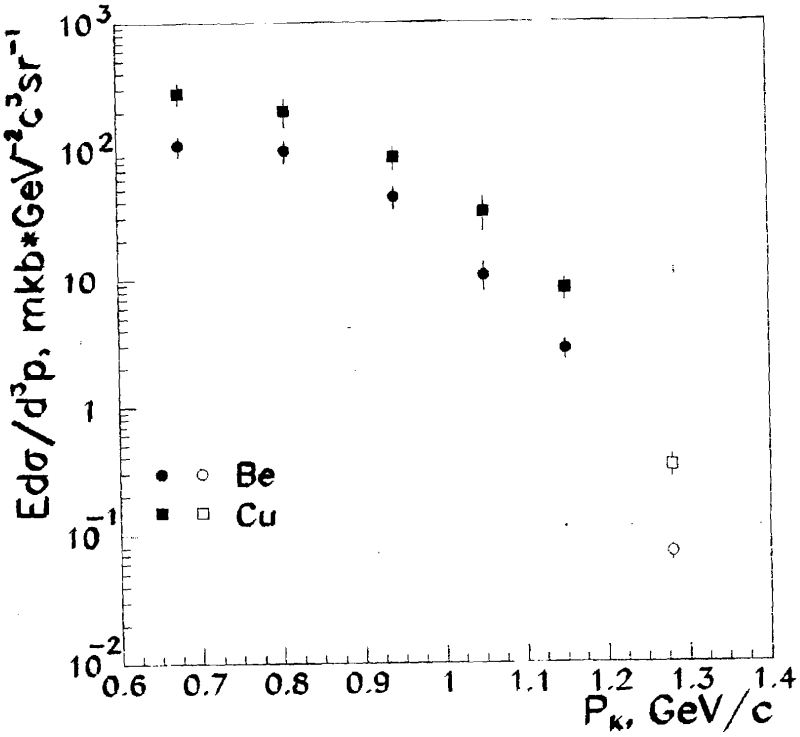

Рис.3 Зависимость инвариантных сечений подпорогового образования K^+–мезонов на ядрах Be и Cu от импульса каона.

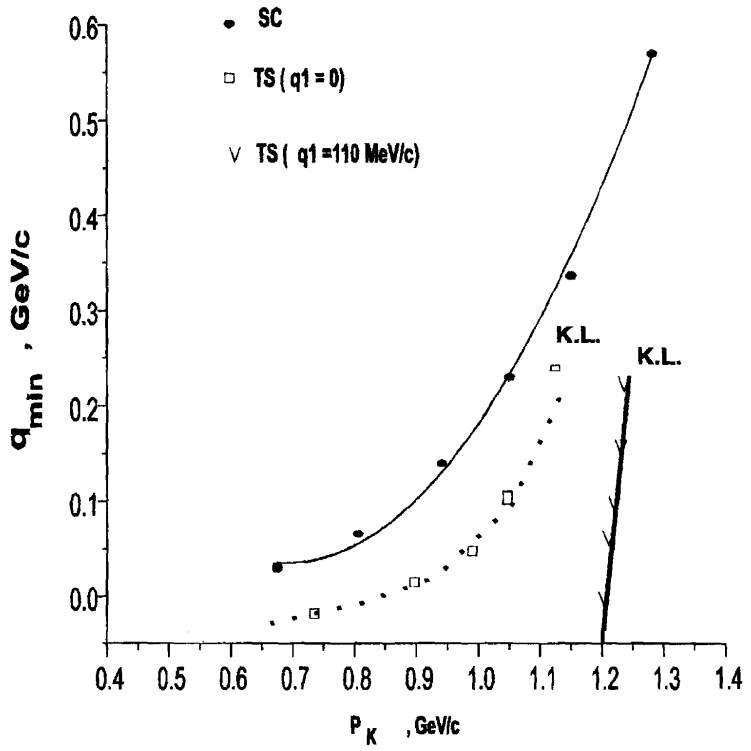

Рис.5 Зависимость q(min) от импульса K+ мезона для одноступенчатого и двухступенчатого механизмов рождения.

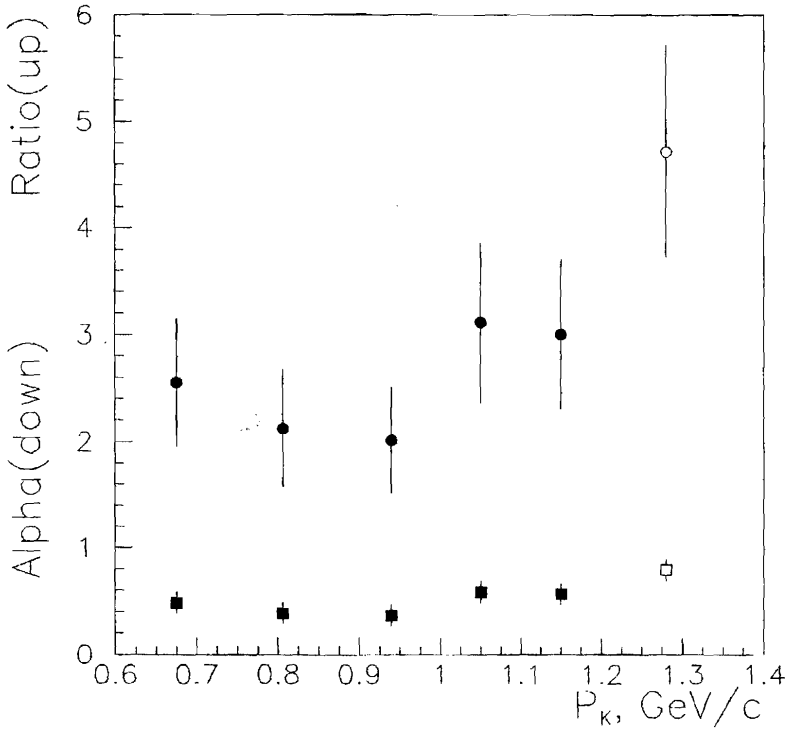

Рис.6 А–зависимость процесса подпорогового образования K^+–мезонов.

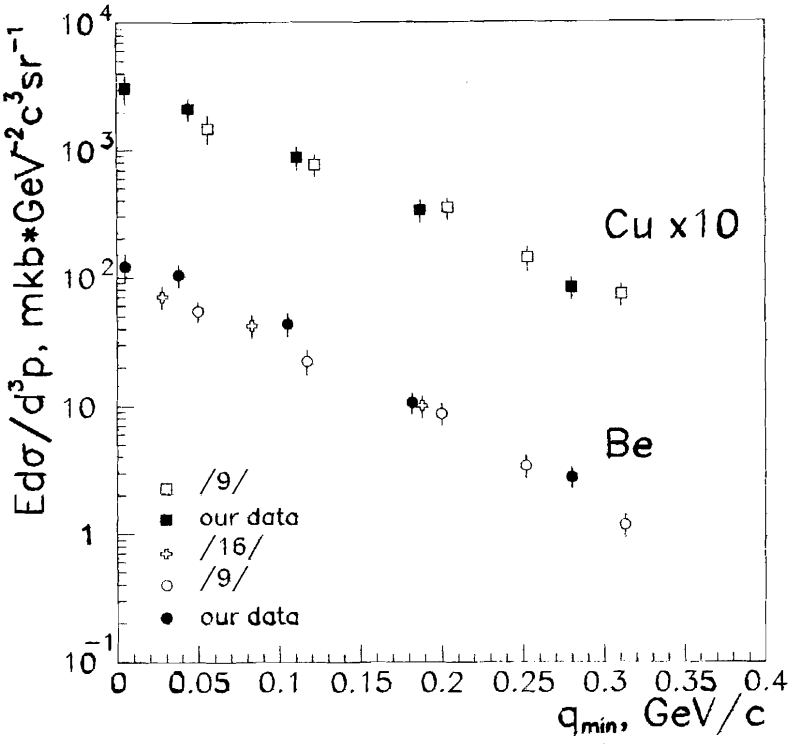

Рис.7 Зависимость инвариантных сечений от q_{min}.

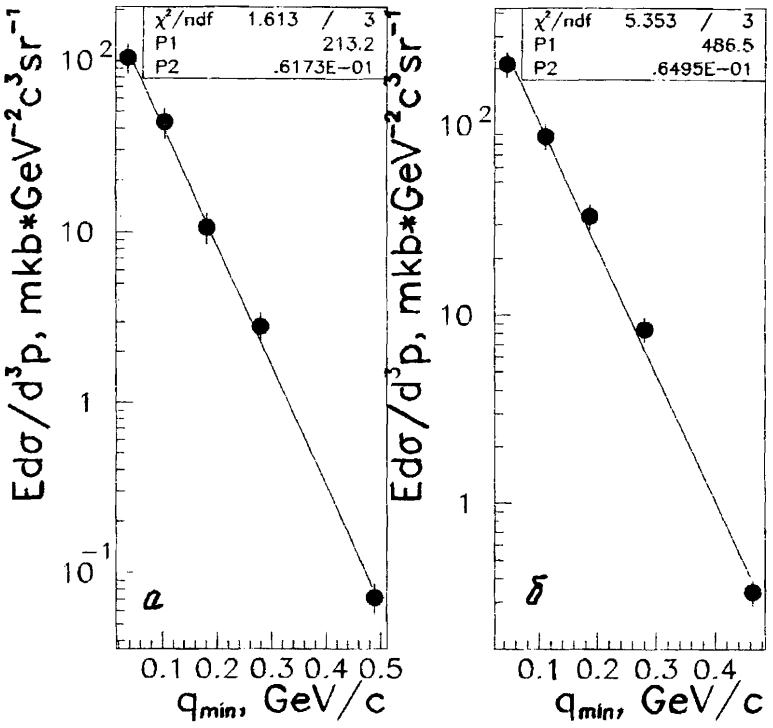

Рис.8 Аппроксимация спектров K^+–мезонов (а-Be , б-Cu).

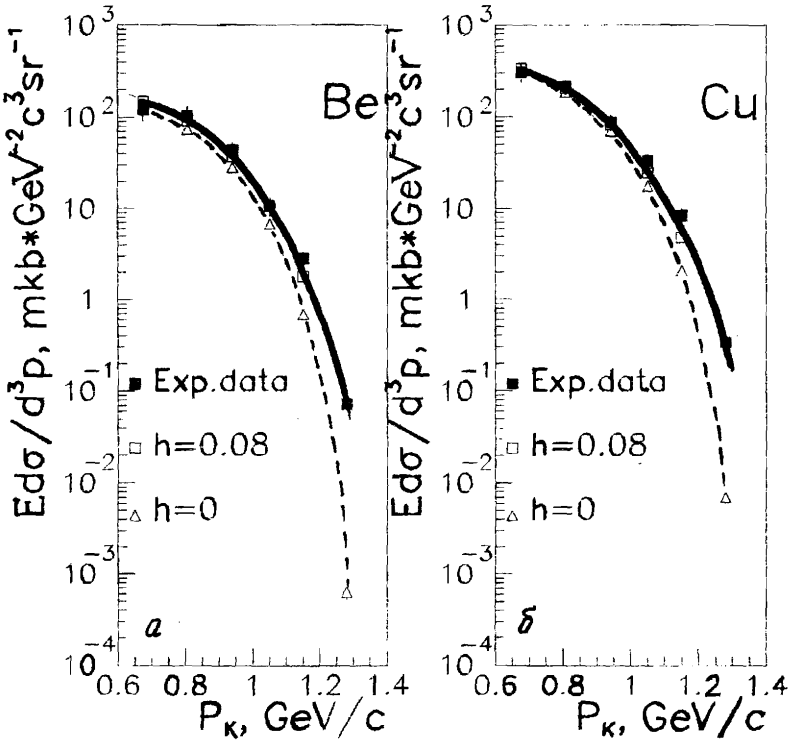

Рис.9 Модельное описание спектров K^+-мезонов (а-Be , б-Cu).

Литература

[1] D.B.Day et al.,//Phys.Rev.Lett.,1987,V.59,P.427; Phys.Rev.,1989,V.C 40, P.1011; 1993,V.48, P.1849.

[2] J.L.Matthews et al.,// Nucl.Phys.,1976, V.A 267,P.51.

[3] J.B.Carroll et al.,//Phys.Rev.Lett.,1989,V.62,P.1829.

[4] A.Schroter et al.,//Nucl.Phys.,1993,V.A 553,P.775.

[5] J.Randrup and C.M.Ko,//Nucl.phys.,1983,V.A 411.P.537.

[6] G.E.Brown et al.,//Phys.Rev.,1991,V.C43,P.1881.

[7] J.Chiba et al.,//Nucl.Phys.,1995,V.A583, P.663.

[8] М.М.Фирозабади, В.И.Ушаков, Ю.Т.Киселев, Препринт ИТЭФ, 1997, N.55.

[9] A.V.Akindinov et al.,//Heavy Ion Physics, 1997, V.4.(in press).

[10] Б.С.Джелепов,Л.К.Пекер, Схемы распада радиоактивных ядер. Издательство АН СССР.,1958.

[11] S.Frullani and J.Mougey,// Adv.Nucl.Phys.,1984,V.14,P.1.

[12] N.A.Tarasov et al.,// JETP Lett.,1986,V.43,P.274.

[13] W.Cassing et al.,// Z.Phys.,1994,V.A 349,P.77.

[14] A.Sibirtsev and M.Buscher,// Z.Phys.,1994,V.A 347,P.191.

[15] V.P.Koptev et al.,// Sov.Phys.JETP.,1988,V.67,P.2177.

[16] M.Debowski et al.,// Nachrichten GSI 10–95,1995,P.3.

[17] A.Shor et al.,// Phys.Rev.Lett.,1989,V.63,P.2192.

[18] W.Cassing et al.,// Phys.Rep.,1990,V.188,P.363.

[19] Yu.L.Dorodnykh et al.,// Phys.Lett.,1995,V.346.P.227.

[20] A.Shor et al.,// Nucl.Phys.,1990,A 514,P.717.