

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

О. В. Жиров, П. К. Лебедев

ОБ ОБРАЗОВАНИИ АДРОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ
В ПРОТОН—ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ 70 ГэВ

ПРЕПРИНТ 82—88



ОБ ОБРАЗОВАНИИ АДРОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ
70 ГэВ

О.В.Жиров, П.К.Лебедев

Аннотация

В работе сравниваются предсказания аддитивной кварковой модели /1/ и квазиэikonальной модели /2/ образования вторичных адронов в протон-ядерных столкновениях при 70 ГэВ с экспериментальными данными работ /3,4/ по А-зависимости выходов антипротонов и отрицательных пионов с импульсами до 3 ГэВ/с под нулевым углом. Получены модельные оценки длин формирования этих адронов.

I. Введение

Важная роль в выяснении динамики сильных взаимодействий при высоких энергиях принадлежит исследованиям соударений адронов с атомными ядрами. Атомное ядро в таких процессах используется не только в качестве мишени, но и играет роль анализатора процесса образования вторичных адронов. Соответственно, изучаемые в эксперименте зависимости спектров вторичных адронов от размера ядра A содержат информацию фундаментального характера о механизмах образования вторичных адронов и о динамике этого процесса (см., например, обзоры [5+7]).

Инклюзивные спектры вторичных частиц в области фрагментации пучка на современных ускорителях изучены довольно подробно. Анализ поведения спектров вторичных адронов в этой области [7], в основном, подтверждает предсказания аддитивной кварковой модели адронов. Предсказания этой модели согласуются с данными в предположении, что адроны с импульсом $p = 6+10$ ГэВ/с образуются за пределами тяжелых ядер [7].

Детальная экспериментальная информация об инклюзивных спектрах в медленной части спектра вторичных частиц, включающей теоретически интересные центральную область взаимодействия и область фрагментации ядра, практически отсутствует. Однако, обилие обсуждаемых в литературе [1,2,5+8] моделей отражает интерес к этой части спектра вторичных частиц.

Предлагаемая работа посвящена анализу недавно проведенных измерений [3,4] выходов отрицательных пионов и антипротонов, образующихся в центральной области в соударениях 70 ГэВ протонов с ядрами Al и W .

В своем рассмотрении мы ограничимся простейшими моделями образования адронов на ядрах каскадного типа: аддитивной кварковой (АКМ) [1] и квазиэikonальной [2] моделями, позволяющих получить предсказание, практически не содержащих свободных параметров, кроме длины формирования адронов. В расчетах мы пренебрегаем коллективными эффектами при образовании вторичных адронов: в каждом подсоударении налетающего протона в ядре вторичные частицы образуются независимо. Кроме того, в расчетах учитывалось поглощение вторичных частиц в ядре: считалось, что полное адрон-нуклонное сечение вторичного адрона "включается" на расстоянии $l_f = R/\mu^2$ от точки взаимодействия первичного ад-

рона. Сравнение предсказаний моделей с экспериментальными данными [3,4] производилось для A-зависимостей выходов антипротонов и пионов. В результате сравнения были получены модельные оценки параметра μ^2 для этих адронов.

2. Описание моделей, используемых в расчетах

Конкретные расчеты представляют собой моделирование методом Монте-Карло каскада как первичного адрона, так и образующихся вторичных адронов. Более подробное обсуждение используемой процедуры содержится в работе [8].

В расчетах использовалось Саксон-Вудовское распределение плотности ядерного вещества:

$$\rho(z) = \rho_0 \cdot (1 + \exp[-(z-R)/\Delta])^{-1}$$

с параметрами

$$\rho_0 = \frac{3A}{4\pi R^3 [1 + (\frac{\pi\Delta}{R})^2]}$$

$$R = 1,14 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ (см)}, \quad \Delta = 0,545 \cdot 10^{-13} \text{ см,}$$

взятыми из работы [2].

Как будет видно из дальнейшего, расчеты спектров образования вторичных адронов в обсуждаемых моделях сводятся, в конечном счете, к суммированию спектров вторичных частиц, образующихся в pN -соударениях. Мы использовали параметризацию экспериментальных спектров вторичных адронов для pN -соударений из работы [8].

2.1. В квазиэikonальной модели [2] принимается, что взаимодействие налетающего протона в ядре состоит из ν парных pN -соударений, так что спектр вторичных частиц в центральной области сводится к сумме спектров вторичных частиц от каждого из подсоударений с нуклонами ядра:

$$\left[\frac{d^3N}{d\rho^3} \right]_{pA} = \sum_{\nu} P_{pA}(\nu) \sum_{E_1, \dots, E_{\nu}} W(E_0; E_1, \dots, E_{\nu}) \cdot \sum_{i=1}^{\nu} E \frac{d^3N_{pN}}{d\rho^3} (E_p = E_i) \quad (I)$$

где $P_{pA}(\nu)$ - нормированная вероятность ν -кратного взаимодействия налетающего протона в ядре, определяемая длиной его свободного пробега в ядерном веществе при сечении неупругого вза-

имодействия $\sigma_{inel}^{pN} = 30$ мбарн;

$W(E_0; E_1, \dots, E_{\nu})$ - функция распределения энергии между ν внутриядерными pN -соударениями. В этой модели все подсоударения предполагаются равноправными [2]: $W(E_0; E_1, \dots, E_{\nu}) = c_{\nu} \cdot \delta(E_0 - \sum_i E_i)$ (c_{ν} - нормировочная константа);

$E \frac{d^3N_{pN}}{d\rho^3} (E_p = E_i)$ - параметризованный спектр вторичных адронов при энергии налетающего протона в подсоударении $E_p = E_i$ ($i=1, \dots, \nu$).

2.2. Аддитивная кварковая модель [1]. Основное отличие используемого нами варианта* АКМ от сформулированной выше КЭМ состоит в том, что вместо одного налетающего протона, взаимодействующего с нуклонами ядра как целое, рассматривается три составляющих кварка с сечением взаимодействия $\sigma_{qN} = 1/3 \sigma_{pN}$. При этом каждое qA -взаимодействие происходит независимо и носит квазиэikonальный характер.

В результате, в этой модели центральная область спектра вторичных частиц для протон-ядерного взаимодействия описывается формулой аналогичной выражению (I) для КЭМ:

$$\left[\frac{d^3N}{d\rho^3} \right]_{pA} = \nu_p \cdot \sum_{\nu} P_{qA}(\nu) \sum_{E_1, \dots, E_{\nu}} W\left(\frac{E_0}{3}; E_1, \dots, E_{\nu}\right) \sum_{i=1}^{\nu} E \frac{d^3N_{qN}}{d\rho^3} (E_q = E_{q_i}) \quad (2)$$

Здесь и ниже 3 - число составляющих кварков в протоне;

$\nu_p = \frac{3 \cdot \sigma_{inel}^{qA}}{\sigma_{inel}^{pA}}$ - среднее число составляющих кварков, взаимодействовавших в ядре, $\sigma_{inel}^{qN} = 10$ мбарн;

$P_{qA}(\nu)$ - нормированная вероятность ν -кратного взаимодействия составляющего кварка в ядре;

$W\left(\frac{E_0}{3}; E_1, \dots, E_{\nu}\right)$ - функция распределения энергии между внутриядерными qN -соударениями. Все соударения каждого кварка в ядре равноправны;

$E \frac{d^3N_{qN}}{d\rho^3} (E_q = E_{q_i})$ - спектр вторичных адронов для qN -соударения при энергии составляющего кварка $E_q = E_{q_i}$.

* Из соображений простоты другой вариант АКМ [12] нами не рассматривается.

Согласно АКМ в pN -соударении образование вторичных частиц, в основном, происходит в результате взаимодействия с нуклоном-мишенью лишь одного из кварков налетающего протона. Остальные два кварка - "спектейтора" пролетают, образуя продукты фрагментации первичного протона. Тем самым, в центральной области спектра вторичных частиц и в области фрагментации мишени, где вкладом продуктов фрагментации первичного протона можно пренебречь, справедливо соотношение:

$$E \frac{d^3 N_{qN}(E_q)}{d\rho^3} \simeq E \frac{d^3 N_{pN}(E_p = 3E_q)}{d\rho^3}$$

где также учтено, что каждый из составляющих кварков несет в среднем треть импульса первичного протона. Таким образом, и в рамках АКМ расчеты спектров вторичных адронов на ядре удастся свести к суммированию параметризованных спектров вторичных адронов для pN -соударений.

2.3. Сравнение предсказаний моделей

На первый взгляд предсказание для A -зависимостей спектров вторичных частиц в АКМ и КЭМ должны совпадать, так как число центров генерации вторичных адронов в обоих моделях при любом A одинаково.

Действительно, в АКМ каждый составляющий кварк q в среднем взаимодействует в ядре v_{qA} раз

$$v_{qA} = \frac{A \cdot \sigma_{qN}}{\sigma_{qA}}$$

При этом из налетающего протона в ядре взаимодействует v_p кварков:

$$v_p = \frac{A \cdot \sigma_{qN}}{\sigma_{pA}}$$

Отсюда число qN -взаимодействий всех составляющих кварков налетающего протона в ядре равно

$$\langle v \rangle_{\text{АКМ}} v_p \cdot v_{qA} = \frac{3\sigma_{qA}}{\sigma_{pA}} \cdot \frac{A \sigma_{qN}}{\sigma_{qA}} = \frac{3A \sigma_{qN}}{\sigma_{pA}} = \frac{A \sigma_{pN}}{\sigma_{pA}}$$

Здесь использовано $3\sigma_{qN} \equiv \sigma_{pN}$

В КЭМ число центров генерации вторичных адронов равно среднему числу взаимодействий налетающего протона в ядре:

$$\langle v \rangle_{\text{КЭМ}} = \frac{A \sigma_{pN}}{\sigma_{pA}} \equiv \langle v \rangle_{\text{АКМ}}$$

Однако зависимость от A средней энергии, приходящейся на каждый центр генерации вторичных адронов различна. В КЭМ с ростом A эта энергия убывает обратно пропорционально числу внутриядерных подсоударений налетающего протона ($\langle E \rangle_{\text{КЭМ}} \sim 1/\sqrt{v_{\text{КЭМ}}}$), тогда как в АКМ она убывает обратно пропорционально среднему числу взаимодействий каждого из составляющих кварков ($\langle E \rangle_{\text{АКМ}} \sim 1/\sqrt{v_{qA}}$). Из-за того, что $v_{qA} < \langle v \rangle_{\text{КЭМ}}$ средняя энергия, приходящаяся на центр генерации с ростом A в АКМ убывает медленнее, чем в КЭМ. Соответствующее уменьшение выхода вторичных частиц в каждом из центров генерации в АКМ оказывается менее существенным, чем в КЭМ, поэтому АКМ предсказывает более быстрый рост множественности с A , чем КЭМ.

2.4. Учет внутриядерных взаимодействий адронов

В расчетах по обеим моделям считалось, что образовавшиеся в соударениях вторичные частицы, начинают взаимодействовать в ядре-мишени с полным адронным сечением на расстоянии l_q от точки соударения.

При учете упругих перерассеяний адронов использовались следующие параметризации сечений

$$\sigma_{el}^{pp} = 44 p^{-1/2} \text{ (мбарн)} \quad \text{при} \quad 0,6 \text{ ГэВ/с} < p < 20 \text{ ГэВ/с};$$

$$\sigma_{el}^{\pi p} = 18/p \text{ (мбарн)} \quad \text{при} \quad 1,0 \text{ ГэВ/с} < p < 4 \text{ ГэВ/с}.$$

Угловая зависимость сечения упругого рассеяния принималась в виде:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} \sim e^{Bt},$$

где t - квадрат переданного 4 -импульса. Здесь $B = 12 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ для pN -рассеяния и $B = 12,5 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ для πN -рассеяния.

Для сечений неупругого взаимодействия антипротонов и отрицательных пионов использованы параметризации

$$\sigma_{inel}^{pN} = \begin{cases} 0 & \text{при } p \leq 1,6 \text{ ГэВ/с} \\ 20 \text{ мбарн} & \text{при } 1,6 \text{ ГэВ/с} < p < 20 \text{ ГэВ/с}; \end{cases}$$

$$\sigma_{\text{annih}}^{\pi^+ N} = 60/\sqrt{p} \text{ (мбарн)} \text{ при } 0,6 \text{ ГэВ/с} < p < 10 \text{ ГэВ/с};$$

и

$$\sigma_{\text{inel}}^{\pi^+ N} \approx 24 \text{ мбарн} \text{ при } 1,0 \text{ ГэВ/с} < p < 4 \text{ ГэВ/с}.$$

Угловая зависимость сечений неупругого рассеяния параметризована в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim e^{-B p_{\perp}^2},$$

где $B = 6(\text{ГэВ/с})^{-2}$ для антипротонов и $B = 8(\text{ГэВ/с})^{-2}$ — для отрицательных пионов [9].

3. Сравнение с данными и обсуждение результатов

Сравнение предсказаний теоретических моделей с экспериментальными данными более предпочтительно производить для A -зависимостей выходов адронов, чем для сечений их образования. Удобно использовать величину

$$\alpha = \ln \left[\left(E \frac{d^3N}{dp^3} \right)_{pA_2} / \left(E \frac{d^3N}{dp^3} \right)_{pA_1} \right] / \ln(A_2/A_1).$$

В этом случае и расчеты, и экспериментальные данные не содержат возможных неопределенностей в нормировке сечений, кроме того, точность эксперимента при определении A -зависимостей сечений, как правило, более высокая.

В соответствии с выбором мишеней эксперимента [3,4] расчеты A -зависимости выходов антипротонов и отрицательных пионов производились при $A_1 = 27$ (Al) и $A_2 = 184$ (W). Результаты расчета A -зависимостей выходов и отношение выходов антипротонов и отрицательных пионов приведены на Рис.1+3. Цифры около кривых отвечают разным значениям параметра μ^2 , определяющего длину формирования адронов $l_{\text{op}} = p/\mu^2$. Указанная на кривых неточность расчета кривых $\Delta\alpha \approx 0,03+0,05$ обусловлена в нашем случае неточностью используемых в расчетах параметризаций спектров вторичных π^- и \bar{p} , образующихся в pN -соударениях.

а) Антипротоны

Из рис.1а видно, что предсказания КЭМ хорошо описывают отсутствие A -зависимости выхода антипротонов в этой области им-

пульсов при значении параметра $\mu^2 \approx 0+0,05 \text{ ГэВ}^2$. Столь малое значение параметра μ^2 соответствует образованию антипротонов с импульсом $\sim 1 \text{ ГэВ/с}$ за пределами ядра.

Слабая A -зависимость выхода антипротонов в КЭМ, даже при столь слабом их поглощении, объясняется тем обстоятельством, что в КЭМ увеличение числа внутриядерных взаимодействий первичного протона при 70 ГэВ не дает заметного выигрыша в выходе вторичных адронов в этой области импульсов из-за быстрого падения спектров вторичных антипротонов с уменьшением энергии подсоударения.

Следует отметить, что близкое значение для параметра $\mu^2 \approx 0,03+0,05 \text{ ГэВ}^2$ было получено в работе [7] на основе рассмотрения результатов эксперимента [10] по выходу антипротонов и пионов малых импульсов при взаимодействии 10 ГэВ протонов с ядрами. Свои данные авторы работы [10] интерпретируют как указание на слабое поглощение антипротонов малых импульсов в ядрах.

Очевидно, что оценка длины формирования вторичных адронов и роли внутриядерного поглощения существенно зависит от свойств используемой модели образования вторичных адронов. В модели, которая предсказывает более быстрый рост выхода адронов в зависимости от атомного веса ядра-мишени A , для согласования с экспериментом более сильным должно быть и ядерное поглощение этих адронов.

Именно, в рассматриваемом нами варианте АКМ (см., рис.1б) предсказание A -зависимости выходов антипротонов согласуется с экспериментом при значении параметра $\mu^2 \approx 0,2 \text{ ГэВ}^2$ и нет необходимости в предположении о слабом поглощении антипротонов с импульсом $\sim 1+3 \text{ ГэВ/с}$ в ядрах.

б) Отрицательные пионы

Для отрицательных пионов обеими моделями предсказывается сильная A -зависимость выходов отрицательных пионов в интересующей нас области импульсов (p_{π} до 3 ГэВ/с) и, поэтому, для согласия с экспериментом необходимо ввести существенно большее, чем для антипротонов, поглощение в ядре.

Из рис.2а,б видно, что предсказания КЭМ и АКМ согласуются с экспериментальными данными при значениях параметра $\mu^2 \approx 0,25+2 \text{ ГэВ}^2$ в КЭМ и $\mu^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ — в АКМ. Получен-

ные в КЭМ оценки величины μ^2 для пионов ($\mu^2 \approx 0,25 + 2,0 \text{ ГэВ}^2$) формально находятся в пределах обсуждаемых в литературе значений этой величины [7, II]. Значение $\mu^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$, полученное нами в АКМ, существенно превосходит ограничение для этой величины $\mu^2 \leq 0,2 + 0,3 \text{ ГэВ}^2$, следующее из анализа предсказаний АКМ для спектров вторичных адронов в области фрагментации налетающей частицы [7]. Кроме того, значение параметра $\mu^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ выглядит неестественным и по другой причине. Действительно, длина формирования пиона с импульсом $p \sim 2 \text{ ГэВ}/c$ в этом случае оказывается существенно меньше характерного адронного размера (~ 1 ферми): $l_p = \frac{2 \text{ ГэВ}/c}{2 \text{ ГэВ}^2} = 1 \text{ ГэВ}^{-1} = 0,2$ ферми. Возмож-

ная причина получения завышенной оценки $\mu^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ для пионов состоит в том, что при анализе не учитывался вклад фрагментационного механизма образования частиц, который может оказаться существенным для пионов в этой области импульсов. В самом деле, быстрота пиона с импульсом $2 \text{ ГэВ}/c$ равна $\gamma_\pi = 3,4$; в то время, как максимум распределения пионов по быстротам при энергии 70 ГэВ находится при $\gamma_0 = 2 + 2,5$; а быстрота налетающего протона с энергией 70 ГэВ равна $\gamma_p = \ln \frac{2E_0}{m_p} = 5,0$.

в) Отношение выходов антипротонов и отрицательных пионов

При исследовании процесса образования частиц в адрон-ядерных соударениях, особенно в области малых импульсов рождающихся адронов, возникает потребность в отделении эффектов внутриядерного поглощения частиц от механизмов их генерации. С этой целью представляет интерес изучение выходов адронов с большой разницей сечений их внутриядерного поглощения, например, таких как \bar{p} и π^- (\bar{p}/π^-), \bar{p} и K^- (\bar{p}/K^-). С другой стороны, отношение выходов адронов экспериментально измеряются, как правило, с высокой точностью, определяемой практически лишь статистикой и содержат минимум систематических ошибок.

На рис. 3а, б приведено сравнение предсказаний для А-зависимости отношений выходов антипротонов и отрицательных пионов в КЭМ и АКМ. Согласие предсказаний КЭМ с экспериментом достигается при значении параметра $\mu_{\bar{p}}^2 = 0$ и при значениях этого параметра для пионов в интервале $\mu_\pi^2 = 0,5 + 2 \text{ ГэВ}^2$. В то же время, при значении параметра $\mu_{\bar{p}}^2 = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ для пионов значение этого параметра должно быть равно $\mu_\pi^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$. Как указывалось

выше, значение $\mu_\pi^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ не представляется правдоподобным, т.к. длина формирования пионов малых импульсов становится существенно меньше характерного адронного размера.

Экспериментально наблюдаемая [3, 4, 10] независимость от А отношения выходов антипротонов и отрицательных пионов в широком интервале импульсов рождающихся адронов в работе [10] интерпретировалась как результат слабого поглощения антипротонов в ядре. Рис. 3б иллюстрирует, что такое отсутствие А-зависимости может быть случайным: в АКМ согласие достигается при $\mu_{\bar{p}}^2 = 2 \text{ ГэВ}^2$ и $\mu_\pi^2 = 0,1 + 0,25 \text{ ГэВ}^2$, что отвечает как поглощению антипротонов, так и более сильному поглощению пионов.

4. Заключение

Проведенный анализ показал, что КЭМ способна описать отсутствие А-зависимости антипротонных выходов при малых импульсах, измеренное в работах [3, 4], лишь в предположении об аномально слабом поглощении антипротонов в ядрах. Ранее такой же вывод был сделан авторами работы [10], изучавшим образование адронов малых импульсов в адрон-ядерных столкновениях при энергии 10 ГэВ . Однако, при анализе экспериментальных данных [3, 4] в рамках АКМ, такое предположение оказывается излишним и полное адронное сечение взаимодействия "включается" на расстояниях порядка ~ 1 ферми от точки соударения.

Из анализа А-зависимости пионных спектров следует, что поглощение пионов для объяснения экспериментальных данных работ [3, 4] должно быть существенно более сильным, чем для антипротонов: в КЭМ значение параметра $\mu^2 \approx 0,25 + 2 \text{ ГэВ}^2$ и в АКМ $\mu^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$. Необходимо отметить, что оценка длины формирования для пионов малых импульсов $\mu^2 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ может быть некорректной, т.к. соответствующие длины формирования для вторичных пионов оказываются меньше адронных размеров (< 1 ф). Это может служить указанием на то, что пионы даже столь малых импульсов ($p_\pi \sim 2 + 3 \text{ ГэВ}/c$) рождаются за счет фрагментационного механизма генерации вторичных частиц.

Рассмотрение А-зависимости отношения выходов антипротонов и отрицательных пионов в рамках КЭМ также подтверждает вывод авторов работы [10] о слабом поглощении антипротонов малых импульсов в ядрах. Анализ этого отношения в АКМ для объяснения постоянства \bar{p}/π^- в широком интервале импульсов частиц, когда

их сечения поглощения сильно меняется, не требует привлечения гипотезы об аномально слабом поглощении антипротонов малых импульсов в ядрах.

В заключение, авторы выражают свою благодарность Л.М.Баркову за внимание и поддержку этой работы.

Л и т е р а т у р а

1. V.V. Amisovich, Ju. M. Shabelski, V.M. Shekhter, *Nucl. Phys.*, B133 (1978) 477.
2. A. Capella, A. Krzywicki, *Phys. Rev.*, D18 (1978) 3357.
3. Л.М.Барков и др. ЯФ, 1982, 35, II86.
4. Л.М.Барков и др. Препринт ИЯФ 82-42, Новосибирск, 1982.
5. Ю.П.Никитин и др. УФН, 1977, 121, вып.3.
6. Н.Н.Николаев, УФН, 1981, 134, вып.3.
7. Ю.М.Шабельский, ЭЧАЯ, 1981, 12, вып.5.
Ю.М.Шабельский. Доклад на XIII Зимней школе ЛИЯФ, Ленинград, 1978.
8. O.V. Zhiron, preprint INP 81-30, preprint INP 81-58, Novosibirsk, 1981.
9. *Compilation of diff. cross sections π -induced reactions, CERN/NERA, 75-2, Geneva, 1975.*
Compilation of cross sections, CERN/NERA, 79-01, Geneva, 1979.
10. А.О.Вайсенберг и др., Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 719.
11. Г.В.Давиденко, Н.Н.Николаев. ЯФ, 1976, 24, 772.
12. N.N. Nikolaev, A. Ju. Ostapchuk, preprint CERN, TH 2575, 1978.
С.А.Волошин, Ю.П.Никитин, П.И.Порфирьев, ЯФ, 1980, 31, 762.

Подписи к рисункам

Рис.1. а) Сравнение предсказаний квазиэканальной модели (КЭМ) для А-зависимости выходов антипротонов малых импульсов с экспериментальными данными работ [3,4].

При сравнении используется величина

$$\alpha = \ln \left[\left(E \frac{d^3N}{d^3p^3} \right)^W / \left(E \frac{d^3N}{d^3p^3} \right)^{Ac} \right] / \ln (A^W / A^{Ac}).$$

Расчеты произведены при различных значениях параметра μ^2 , определяющего длину формирования адрона:

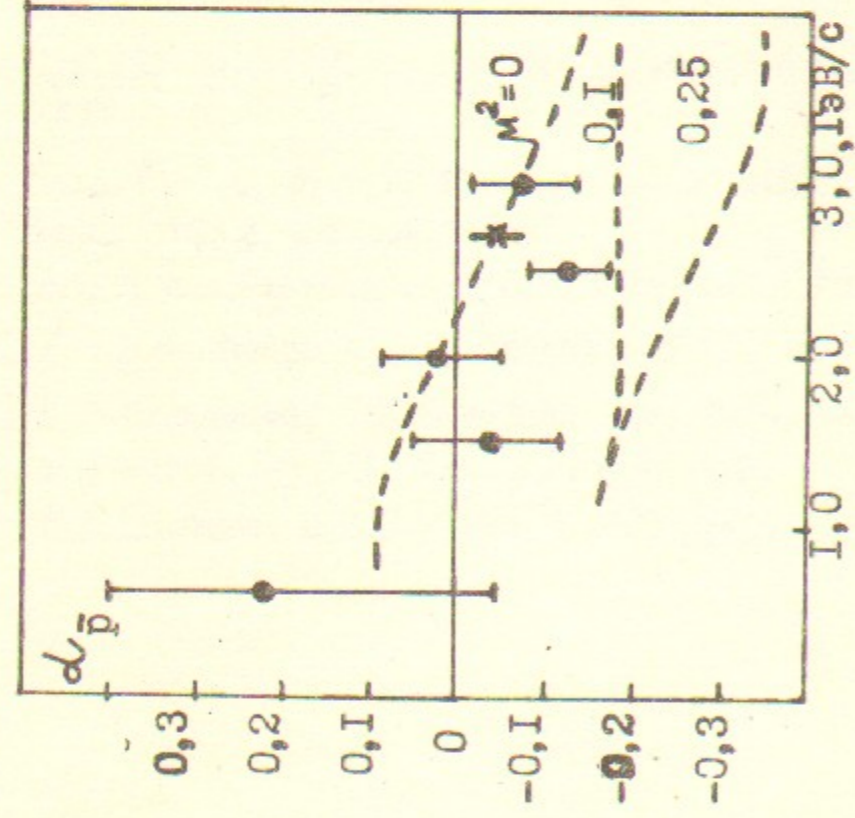
$$l_{\varphi} = R / \mu^2 \quad (\Gamma \approx B^{-1}).$$

Значок * - указывает величину абсолютной ошибки нормировки расчетных кривых для величины α .

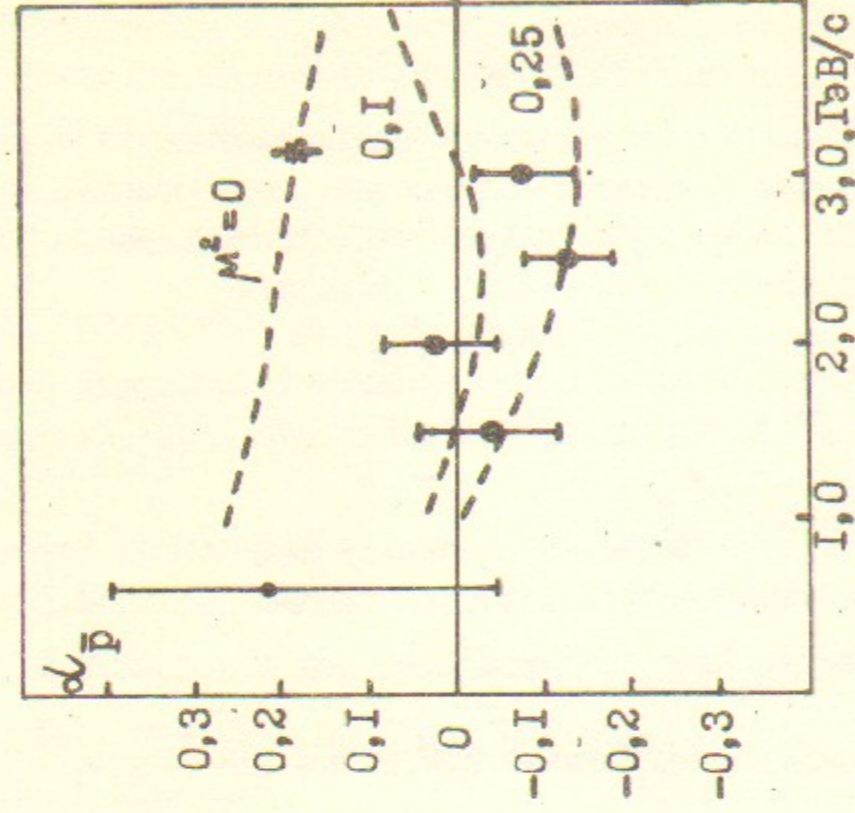
б) То же, но в рамках АКМ.

Рис.2. Сравнение предсказаний КЭМ и АКМ для пионов.

Рис.3. Сравнение предсказаний КЭМ и АКМ для отношения \bar{p}/π^- .

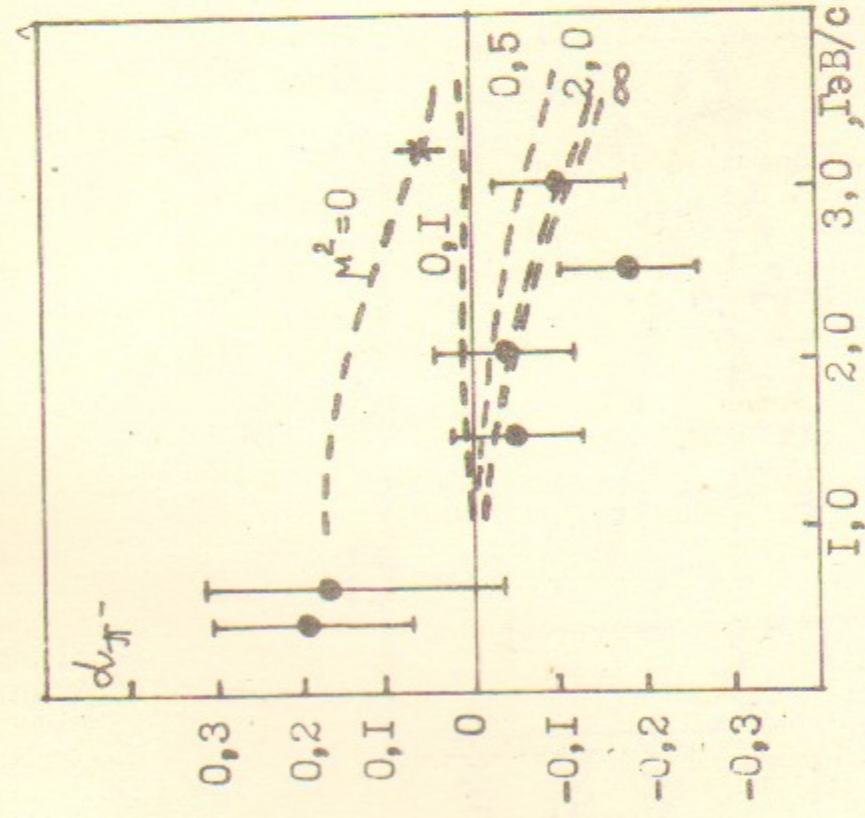


a)

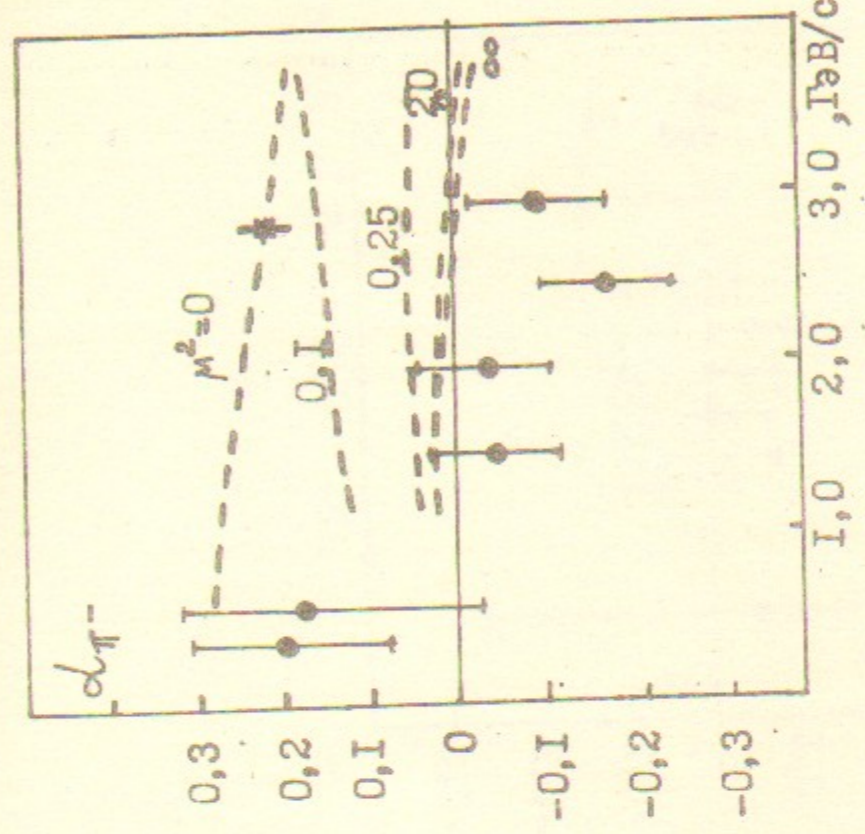


b)

Рис. 1

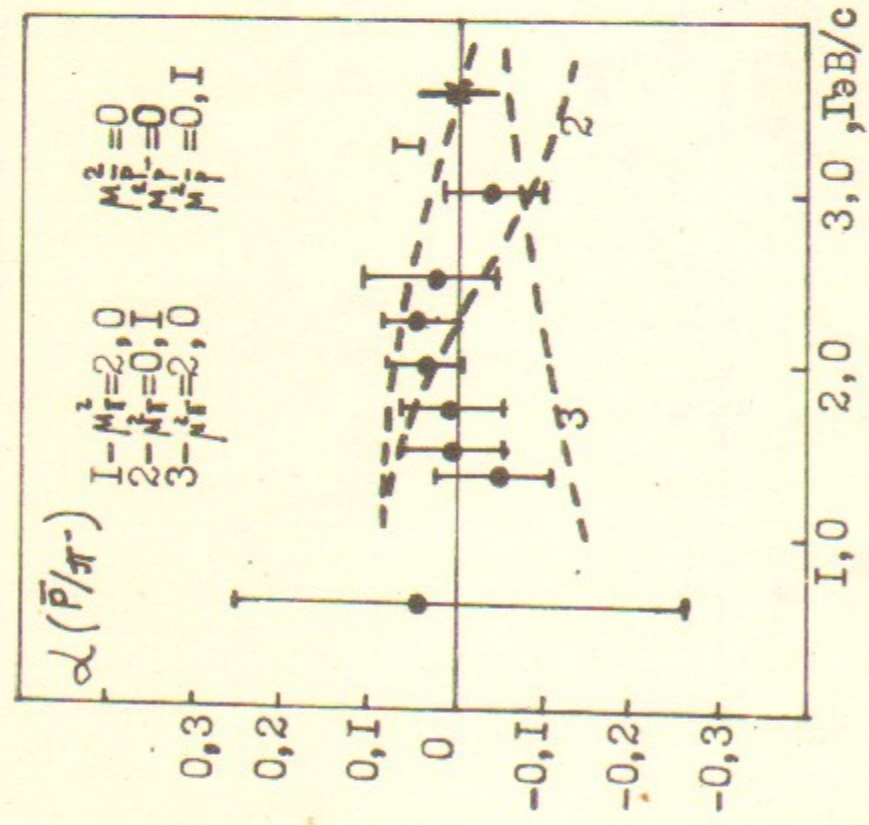


a)

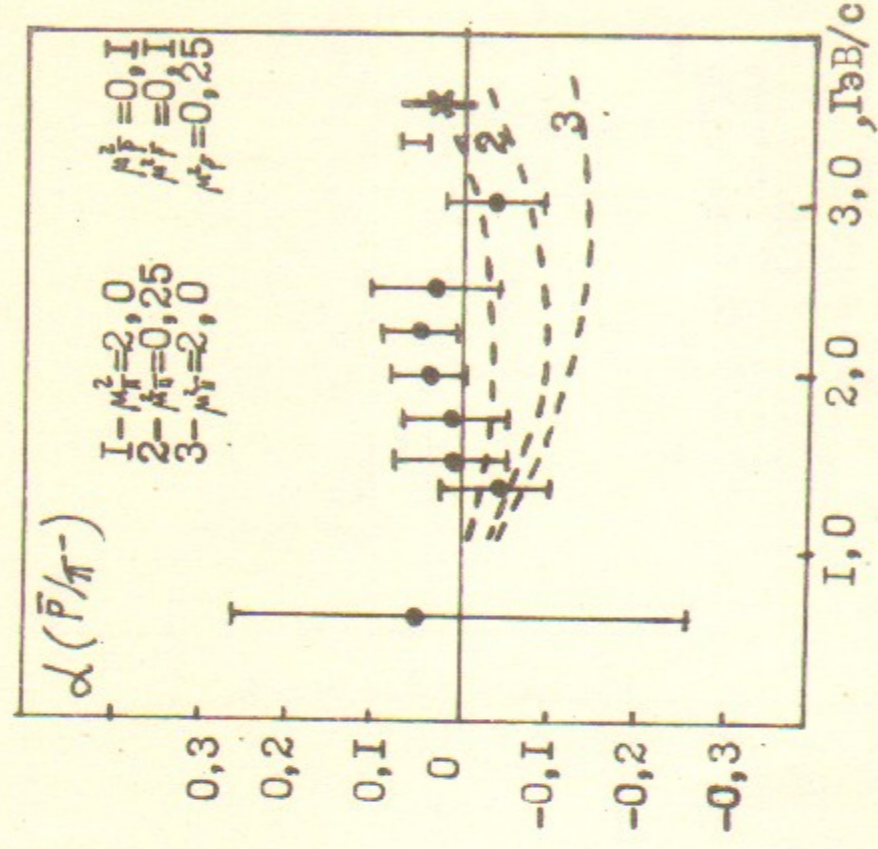


b)

Рис. 2



a)



b)

Рис. 3