

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

44828
54-02

P1-2002-54

А. С. Галоян¹, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский,
Р. Тогоо², В. В. Ужинский

ХАРАКТЕРИСТИКИ pC -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ СТЕПЕНИ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СОУДАРЕНИЯ
ПРОТОНА С ЯДРОМ УГЛЕРОДА.
МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Ереванский физический институт

²Институт физики и техники, Улан-Батор, Монголия

Введение

Исследованию взаимодействий протонов с ядром углерода (pC -взаимодействий) при импульсе 4,2 ГэВ/с в условиях 4π -геометрии посвящен цикл работ [1] – [8]. В [1, 2, 3] опубликованы инклюзивные характеристики вторичных частиц, а в [4, 5] – анализ событий с полным разрушением ядра углерода. В ряде работ [6] – [8] изучались угловые зависимости инвариантных инклюзивных сечений выходов пионов и протонов. В настоящей работе представлен подробный анализ характеристик вторичных частиц при различных значениях прицельного параметра соударений протонов с ядром углерода. В первой части даны множественности заряженных частиц для шести групп pC -взаимодействий от периферических до центральных и проведено их сравнение с предсказаниями теоретических моделей. Изучение указанных характеристик частиц особенно важно для выяснения пространственно-временной картины pC -взаимодействий при изменении параметра соударения, в частности, перераспределения частиц в ядре углерода, а также для дальнейшего развития теоретических представлений.

Среди существующих теоретических моделей наиболее апробированным считается приближение Глаубера – Ситенко [9], которое позволяет рассчитывать полное, упругое и неупругое сечения. Его трактовка в рамках реджеонного подхода, иногда называемая приближением Глаубера – Грибова, позволяет находить сечения взаимодействий с различным числом внутриядерных нуклонов. Поэтому модель, используемая для анализа экспериментальных данных, должна включать глауберовское приближение. Кроме того, модель должна допускать широкую вариацию предполагаемой физической картины взаимодействий. Этим требованиям удовлетворяет модель FRITIOF [10, 11].

Модель FRITIOF учитывает глауберовское приближение [12]. В использованном нами варианте программы FRITIOF корректно учитываются ферми-движение нуклонов в ядрах [12] и особенности двухчастичных распадов возбужденных нуклонов [13], что позволяет снизить порог ее применимости до энергий 1–4 ГэВ на нуклон. В нашей работе [14] при анализе CC -взаимодействий мы феноменологически включили в модель упругие перераспределения нуклонов. В случае адрон-ядерных соударений такой учет находит обоснование в рамках глауберовского приближения [15]. В настоящей работе впервые в рамках модели FRITIOF рассмотрены потенциальные возможности учета

ненуклонных степеней свободы в ядрах (конкретно, Δ^+ , и Δ^0 -изобар).

1 Экспериментальный материал

Экспериментальный материал получен на основе обработки стереофотографий с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле с напряженностью 1,5 Т, и облученной в пучке протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ.

Для выделения событий неупругого pC -взаимодействия из полного ансамбля взаимодействий протонов с пропаном (C_3H_8) использовались критерии, описанные в [1, 2, 16]. Процедура выделения упругих pp - и pC -событий, введения поправок на число вторичных частиц и их импульсные и угловые характеристики, а также введения "весов" на положительно заряженные частицы с импульсами больше 0,5 ГэВ/с подробно описана в [16]. Напомним, что по условиям эксперимента (без измерения ионизации положительно заряженных частиц) π^+ -мезоны и протоны надежно идентифицируются до импульсов 0,5 ГэВ/с.

В анализируемом ансамбле pC -взаимодействий среди вторичных частиц выделялись π^+ - и π^- -мезоны, протоны-участники с импульсом p больше 0,3 ГэВ/с и испарительные протоны ($0,15 < p < 0,3$ ГэВ/с)¹). Кроме того, рассматривались две группы протонов: протоны с импульсами от 0,3 до 0,75 ГэВ/с (это в основном протоны-участники из ядра-мишени) и протоны с $p > 0,75$ ГэВ/с. Последнюю группу составляют, в основном, протоны, провзаимодействовавшие с ядром-мишенью, и часть протонов из ядра углерода, получившие большую передачу импульса при взаимодействии с первичным протоном.

За меру степени центральности pC -взаимодействия была принята величина Q , которая определялась как $Q = n_+ - n_- - n_p^{\text{исп}}$, где n_+ и n_- — число положительно и отрицательно заряженных частиц в событии, соответственно, а $n_p^{\text{исп}}$ — число испарительных протонов. Величина Q равна суммарному заряду частиц в событии, активно участвующих во взаимодействии. Она коррелирует с величиной параметра соударения сталкивающихся ядер. Степень центральности взаимодействия возрастает с увеличением Q .

¹Протоны с импульсом ниже 150 МэВ/с в пропановой пузырьковой камере не регистрируются из-за малой длины пробега (< 2 мм). Их число определялось по недостающему заряду в событии.

2 Модифицированная модель FRITIOF

Модель FRITIOF предполагает двухчастичную кинематику неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий $a + b \rightarrow a' + b'$, где a' и b' - возбужденные состояния исходных нуклонов. Возбужденные состояния характеризуются массой. В модифицированной модели FRITIOF нижняя граница масс возбужденных нуклонов 1,1 ГэВ и средний квадрат поперечного импульса, которым обмениваются сталкивающиеся нуклоны, $0,15 (\text{ГэВ}/c)^2$, определены при описании характеристик pp -взаимодействий в интервале импульсов 1,25 - 5,1 ГэВ/ c [13].

В случае адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий предполагается, что нуклоны, возбужденные в первичных соударениях, могут взаимодействовать как между собой, так и с другими нуклонами ядра и увеличивать свою массу. Вероятности многократных соударений вычисляются в глауберовском подходе. В настоящей работе мы учли не только неупругие соударения нуклонов, но и упругие перерасеяния нуклонов аналогично работе [14].

Возбужденные адроны рассматриваются как КХД-струны, при фрагментации которых возникают адроны.

Для описания разрушения ядер на быстрой стадии взаимодействия модель FRITIOF была дополнена реджеонной моделью разрушения ядер [17]. На первом этапе с помощью глауберовского приближения [18] определяется число "раненых" нуклонов, претерпевших неупругое взаимодействие. На втором этапе рассматриваются непровзаимодействовавшие нуклоны. Такие нуклоны вовлекаются в реджеонный каскад с вероятностью

$$W = C_{nd} e^{-r^2/r_{nd}^2}, \quad C_{nd} = 1, \quad r_{nd} = 1,2 \text{ фм},$$

где r - разность прицельных радиус-векторов иницирующего и вовлекаемого нуклонов. Вовлеченный нуклон может вовлечь другой спектаторный нуклон и т.д. Предполагается, что все "раненые" и вовлеченные нуклоны покидают ядра. Для моделирования релаксации возбужденных ядер-остатков использовалась испарительная модель [19]. Более подробное описание модели можно найти в [12, 14].

Вариант модели [12, 14] приводил к заниженной множественности отрицательно-заряженных частиц особенно в области фрагментации ядра-мишени. Поэтому была предпринята попытка учесть ненуклонные степени свободы в ядрах.

Нет сомнения в том, что в ядрах нуклоны могут испытывать виртуальные переходы типа $N \rightarrow N + \pi$ и $N + \pi \rightarrow N$. Виртуальные $N\pi$ -пары при взаимодействии с налетающим адроном могут "выйти" на массовую поверхность и стать реальными. Расчет сечений и характеристик этих процессов предполагает решение многих вопросов теории ядра и не может быть осуществлен в настоящее время в полном объеме. Кроме того, необходимо рассмотреть образование $N\pi$ -пар в ходе реджеонного каскада. Поэтому для качественного понимания процессов мы предположили, что "раненый" или вовлеченный нуклон с определенной вероятностью ($\sim 20\%$) может быть $N\pi$ -парой. Более конкретно, мы считали, что протон или нейтрон, участвующий во взаимодействии, может быть Δ^+ - или Δ^0 -изобарой, соответственно. Это наиболее простое решение с точки зрения программы FRITIOF. Оно также снимает сложный вопрос о кинематических характеристиках $N\pi$ -пар²⁾.

Для полноты картины при сравнении экспериментальных данных с теоретическими расчетами мы использовали два варианта модифицированной модели FRITIOF (с Δ -изобарами и без них), а также каскадно-испарительную модель [20].

3 Множественность вторичных частиц в pC -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с

Представление о распределениях pC -событий по множественностям вторичных частиц разного типа дает рис. 1. Наибольшее число заряженных частиц, зарегистрированных в pC -взаимодействиях, достигает 13, π^+ - и π^- -мезонов — 4, а число протонов-участников — 8 (с учетом перезарядок $p \rightarrow n$ и $n \rightarrow p$). Число анализируемых pC -событий и средние множественности вторичных частиц для всех pC -взаимодействий и для шести групп событий с различной степенью центральности, определяемой величиной Q , представлены в табл. 1. Можно видеть, что периферические взаимодействия ($Q \leq 2$) составляют более 70% всех неупругих pC -соударений. Доля наиболее центральных ($Q \geq 4$) мала и составляет всего несколько процентов. Как следствие этого все pC -взаимодействия характеризуются средним числом протонов-участников, $\langle n_p^{yч} \rangle$, меньшим двух. Средняя мно-

²⁾В расчетах не учитывался анизотропный распад Δ -изобар.

жественность π^+ -мезонов, $\langle \pi^+ \rangle$, существенно превышает $\langle \pi^- \rangle$, что типично для взаимодействий протонов с симметричными ядрами $N_p = N_n$ [21].

Как видно из табл. 1, в pC -взаимодействиях средние множественности π^+ - и π^- -мезонов превышают соответствующие множественности в протон-нуклонных (pN) соударениях ($\langle n_{\pi^-} \rangle_{pN} = 0,31$, а $\langle n_{\pi^+} \rangle_{pN} = 0,51$ в нормировке на полное сечение pN -взаимодействий, σ_{pN}^{tot}) [22, 23]. Сравнение средних множественностей пионов в pC - и pN -соударениях позволяет сделать вывод о том, что $\sim 30\%$ π^- - и $\sim 40\%$ π^+ -мезонов образуются во вторичных взаимодействиях в ядре углерода.

Множественность протонов с импульсом больше 1,4 ГэВ/с (см. табл. 1) совпадает, в основном, с множественностью лидирующих, наиболее энергичных протонов – первичных протонов после взаимодействия. Выбор граничного импульса между спектрами сохранившихся и мишеных протонов сделан с помощью модели FRITIOF с Δ -изобарами. По модели были определены спектры сохранившихся протонов и протон-фрагментов ядра углерода. По ним была выбрана оптимальная граница между спектрами – $p = 1,4$ ГэВ/с. При таком выборе средняя множественность лидирующих протонов с $p < 1,4$ ГэВ/с, связанных с сохранившимся протоном-снарядом, $\langle n_p^{лид} \rangle_{p < 1,4 \text{ ГэВ/с}} = 0,10$, а множественность лидирующих протонов, представляющих выбитые протоны мишени – $\langle n_p^{миш} \rangle_{p > 1,4 \text{ ГэВ/с}} = 0,09$. В области импульсов от 0,3 до 1,0 ГэВ/с попадают преимущественно протоны из ядра-мишени. В области импульсов $1,0 < p < 1,8$ ГэВ/с имеет место перекрытие мишеных и сохранившихся протонов (см. рис. 2). Знание множественностей и кинематических характеристик лидирующих протонов с $p > 1,4$ ГэВ/с позволяет найти тормозную способность ядра углерода.

Рассмотрим теперь зависимость средних множественностей вторичных частиц от степени центральности pC -соударений, представленную в табл. 1 и на рис. 3. Можно видеть, что при переходе от периферических взаимодействий к центральным значительно возрастают средние множественности всех заряженных частиц, π^+ -мезонов и протонов-участников. Средние множественности π^- -мезонов мало чувствительны к величине Q . Наибольшее значение $\langle n_{\pi^-} \rangle$ наблюдается в событиях с $Q = 1$, а наименьшее – в событиях с $Q = 2$. Это обусловлено тем, что события с $Q = 1$ в основном представляют протон-нейтронные взаимодействия ($\langle n_{\pi^-} \rangle_{pn} = 0,43$ [22]), а события с $Q = 2$ – протон-протонные взаимодействия ($\langle n_{\pi^-} \rangle_{pp} = 0,18$ [23]).

Об этом свидетельствуют пики при нечетных значениях n_{\pm} в распределении по множественности заряженных частиц в событиях с $Q = 1$ и, соответственно, при четных n_{\pm} в распределении событий с $Q = 2$ (см. рис. 4). В событиях с $Q \geq 3$ средняя множественность π^- -мезонов практически постоянна, а $\langle n_{\pi^+} \rangle$ продолжает расти, существенно превышая $\langle n_{\pi^-} \rangle$ в периферических взаимодействиях (см. табл. 1, и рис. 3). Влияние положительного заряда первичного протона прослеживается во всех группах по Q , кроме группы с $Q = 1$ (только в этой группе $\langle n_{\pi^+} \rangle < \langle n_{\pi^-} \rangle$). Заметим, что сечение реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ σ_1 при импульсе 4 ГэВ/с превышает сечение реакции $pn \rightarrow ppp^-$ σ_2 в три раза [23]. С уменьшением импульса первичного протона в ходе взаимодействия с ядром углерода это превышение увеличивается (σ_1 существенно возрастает, а σ_2 медленно убывает [23]). Таким образом может быть объяснена различная зависимость $\langle n_{\pi^-} \rangle$ и $\langle n_{\pi^+} \rangle$ от Q .

Рассмотрим влияние степени центральности рС-взаимодействий на средние множественности медленных протонов – фрагментов мишени ($0,3 < p \leq 0,75$ ГэВ/с) и быстрых протонов ($p > 0,75$ ГэВ/с). Наименьшее значение $\langle n_p \rangle$ с $0,3 < p \leq 0,75$ ГэВ/с наблюдается в событиях с $Q = 1$ (см. табл. 1), которые, как указывалось выше, в основном представляют собой результат взаимодействия первичного протона с нейтроном ядра углерода. По мере увеличения Q множественность мишенных протонов возрастает – все большее число нуклонов ядра углерода вовлекается в процесс взаимодействия. При этом, естественно, уменьшается множественность испарительных протонов, в частности, множественность протонов с импульсом до 150 МэВ/с падает до нуля в событиях с $Q \geq 6$. Множественность мишенных протонов с $p > 0,75$ ГэВ/с ($\langle n_p^{yc} \rangle - \langle n_p^{yc}(0,3 \leq p \leq 0,75) \rangle - \langle n_p^{плд}(p > 1,4) \rangle$) тоже возрастает с увеличением Q . Это происходит благодаря увеличению доли мишенных протонов, получивших большую передачу импульса при соударении с налетающим протоном, средняя множественность лидирующих протонов сохраняется на уровне 0,6–0,7 во всем диапазоне изменения Q .

По полученным данным о $\langle n_{\pi^-} \rangle$, $\langle n_{\pi^+} \rangle$ и $\langle n_p^{yc} \rangle$ при разных Q определены отношения $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle / \langle n_p^{yc} \rangle$ и получены зависимости этих отношений от Q (см. табл. 2). Можно видеть, как по мере перехода от периферических взаимодействий к центральным значительно (в 7 раз) уменьшается среднее число π^- -мезонов, приходящихся на один

средний протон-участник из pC -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с. Это свидетельствует о том, что с ростом Q уменьшается доля вторичных взаимодействий с рождением π^- -мезонов. В то же время отношение $\langle n_{\pi^+} \rangle / \langle n_p^{yc} \rangle$ оказалось менее чувствительным к величине Q (см. табл. 2). Уменьшение этого отношения в соответствующем интервале Q составляет $\sim 20\%$. Это и понятно, поскольку средняя множественность π^+ -мезонов возрастает с Q почти пропорционально росту с Q среднего числа протонов-участников, что нельзя сказать о средней множественности π^- -мезонов.

Модель FRITIOF с учетом Δ^+ - и Δ^0 -изобар удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные для $\langle n_{\pi^-} \rangle / \langle n_p^{yc} \rangle$. Сравнение экспериментальных данных по средним множественностям вторичных частиц с расчетами по модели FRITIOF показало, что модель удовлетворительно воспроизводит средние значения полной множественности заряженных частиц, π^- -мезонов и протонов-участников как для всего ансамбля pC -взаимодействий, так и для отдельных групп (см. табл. 1). Расчетные значения $\langle n_{\pi^+} \rangle$ совпадают с экспериментальными только для периферических взаимодействий. Каскадная модель завышает множественность π^- -мезонов, но удовлетворительно воспроизводит зависимости $\langle n_{\pi^+} \rangle$ и $\langle n_p^{yc} \rangle$ от Q . Модель FRITIOF без учета Δ^+ - и Δ^0 -изобар дает заниженные значения $\langle n_{\pi^-} \rangle$ (см. рис. 3).

Кроме зависимостей средних множественностей вторичных частиц от Q , получены распределения pC -взаимодействий по числу заряженных частиц - $n_{зар}$ (рис. 4), π^- - и π^+ -мезонов (рис. 5, 6), числу протонов-участников (n_p^{yc} , рис. 7) и испарительных протонов ($n_p^{исп}$, рис. 8) для отдельных групп по Q . Рис. 4-8 дают наглядное представление о влиянии степени центральности pC -взаимодействий на вид изучаемых распределений. Так, в распределениях по $n_{зар}$ с увеличением Q максимум смещается в сторону больших значений $n_{зар}$, распределение сужается. Неожиданно широкими оказались распределения по $n_{зар}$ для периферических взаимодействий ($Q = 1$ и 2), в них присутствуют многолучевые события. Анализ этих событий показал, что увеличение числа частиц в них происходит за счет испарительных протонов с импульсами в интервале 0,15 - 0,3 ГэВ/с, являющимися продуктами девозбуждения остаточных ядер углерода (рис. 8). Следовательно, в части периферических pC -взаимодействий происходят не только протон-нуклонные соударения с рождением пионов (рис. 5, 6), но и существенное воз-

буждение ядра-мишени. По мере увеличения Q множественность заряженных частиц в pC -событиях все в большей степени определяется числом мишенных протонов, принявших участие во взаимодействии. Возбужденный остаток ядра углерода сохраняется вплоть до событий с $Q \geq 6$ (см. табл. 1 и рис. 8). Отметим, что модель FRITIOF (оба варианта) удовлетворительно описывает представленные на рис. 4 распределения.

Рис. 5 показывает, что значительная доля (до 70%) pC -событий во всех группах не имеет π^- -мезонов. Вместе с этой особенностью следует отметить наличие событий с двумя и тремя π^- -мезонами при $Q \leq 4$. События с максимальным числом π^- - и π^+ -мезонов при минимальном числе протонов-участников также дают вклад в число событий с большой множественностью заряженных частиц. С уменьшением импульса первичных протонов, как указывалось выше, сечение реакции $pp \rightarrow ppp^-$ уменьшается, что проявляется в снижении числа событий с $n_{\pi^-} \geq 2$ (рис. 5д, е).

Доля событий без π^+ -мезонов максимальна среди периферических взаимодействий. Далее с ростом Q происходит обогащение pC -событиями с числом π^+ -мезонов, равным двум и более (рис. 6). Здесь сказывается резкий рост сечения реакции $pp \rightarrow pp\pi^+$ с уменьшением импульса протона, взаимодействующего с протоном мишени.

Распределение pC -взаимодействий по числу π^- -мезонов хорошо описывается моделью FRITIOF с учетом Δ^+ - и Δ^0 -изобар в ядре углерода (рис. 5). То же самое можно сказать об описании распределений pC -событий по числу π^+ -мезонов в группах с $Q \leq 3$. Для более центральных взаимодействий лучше подходит каскадная модель [20].

Для Q -зависимости распределений pC -событий по числу протонов-участников характерно смещение максимума распределений в сторону больших n_p^{yc} при увеличении Q (рис. 7). Это явление обусловлено увеличением множественности протонов-участников из мишени по мере перехода от периферических pC -взаимодействий к центральным. Оба варианта модели FRITIOF и каскадная модель удовлетворительно описывают экспериментальные распределения по числу протонов-участников.

Представляет интерес понять, какой механизм pC -взаимодействий приводит к разрушению ядра углерода на быстрой стадии взаимодействия. Одним из таких механизмов может быть предложенный в [17] реджеонный каскад, в который вовлекаются нуклоны, непривзаимодей-

ствовавшие на первом этапе соударения протонов с ядром углерода. Оцененная по модели FRITIOF с учетом Δ -изобар множественность вовлеченных нуклонов составляет $\sim 30\%$ от среднего числа протонов с импульсами от 0,3 до 1,4 ГэВ/с. В событиях с $Q \geq 5$ $\langle n_p^{\text{вовл}} \rangle$ достигает 50–60% от $\langle n_p^{\text{миш}} \rangle$. Если число "раненых" нуклонов принять за число соударений первичного протона с нуклонами ядра-мишени, то получается разумное представление о пространственно-временной картине pC -взаимодействий.

Заключение

1. Представлены новые экспериментальные данные о множественностях π^- - и π^+ -мезонов и протонов во взаимодействиях протонов с импульсом 4,2 ГэВ/с с ядром углерода в зависимости от параметра Q , коррелирующего со степенью центральности соударения.
2. С увеличением степени центральности соударения протона с ядром углерода существенно возрастает полная множественность заряженных частиц за счет увеличения множественности π^+ -мезонов и протонов-участников из ядра-мишени; множественность π^- -мезонов остается практически на одном уровне; резко убывает, фактически до нуля, средняя множественность испарительных протонов с импульсом менее 0,15 ГэВ/с.
3. В периферических pC -взаимодействиях ($Q = 1$ и 2) происходит возбуждение ядра-мишени, в результате которого выпускаются медленные протоны с импульсами до 0,3 ГэВ/с.
4. Показано, что каскадно-испарительная модель существенно завышает множественность π^- -мезонов в многонуклонных соударениях, а модель FRITIOF без учета ненуклонных степеней свободы в ядрах занижает ее по отношению к экспериментальным данным.
5. С учетом Δ^+ - и Δ^0 -изобар в рамках модели FRITIOF достигается удовлетворительное описание экспериментальных характеристик вторичных частиц.

Авторы благодарны лаборантам за просмотр пленок и измерение событий, а участникам Сотрудничества по исследованиям на двухметровой пропановой пузырьковой камере за предоставленный экспериментальный материал.

Таблица 1: Средние множественности частиц в p S-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от степени центральности взаимодействия, э - эксперимент, м - модель FRITIOF с учетом Δ -изобар.

Q	1	2	3	4	5	6	Все события
$N_{\text{собр}} (\%)$ э	2289 (27.3)	3814 (45.6)	1477 (17.6)	575 (6.9)	164 (1.9)	52 (0.62)	8371 (100)
м	28457 (28.4)	37635 (37.6)	16675 (16.7)	9551 (9.6)	5166 (5.2)	2516 (2.5)	100000 (100)
$\langle n_{\pm} \rangle$ э	2.72 ± 0.08	3.15 ± 0.02	4.697 ± 0.04	5.73 ± 0.07	6.72 ± 0.12	7.60 ± 0.20	3.61 ± 0.02
м	2.152 ± 0.008	2.926 ± 0.007	4.594 ± 0.014	6.00 ± 0.02	6.96 ± 0.02	7.71 ± 0.03	3.627 ± 0.007
$\langle n_{\pi^-} \rangle$ э	0.522 ± 0.013	0.321 ± 0.007	0.423 ± 0.016	0.476 ± 0.027	0.43 ± 0.05	0.36 ± 0.07	0.407 ± 0.006
м	0.479 ± 0.004	0.321 ± 0.003	0.424 ± 0.005	0.448 ± 0.006	0.45 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.406 ± 0.002
$\langle n_{\pi^+} \rangle$ э	0.416 ± 0.010	0.660 ± 0.008	0.965 ± 0.020	1.22 ± 0.04	1.40 ± 0.08	1.58 ± 0.16	0.706 ± 0.007
м	0.379 ± 0.003	0.662 ± 0.004	0.787 ± 0.006	0.857 ± 0.008	0.89 ± 0.01	0.93 ± 0.02	0.640 ± 0.002
$\langle n_p^{yc} \rangle$ э	1.054 ± 0.015	1.743 ± 0.010	2.526 ± 0.024	3.22 ± 0.04	4.02 ± 0.09	5.10 ± 0.18	1.860 ± 0.010
м	1.088 ± 0.005	1.658 ± 0.004	2.624 ± 0.007	3.54 ± 0.01	4.46 ± 0.02	5.75 ± 0.03	2.085 ± 0.004
$\langle n_p^{yc} \rangle$ э	0.241 ± 0.009	0.584 ± 0.009	1.212 ± 0.024	1.84 ± 0.05	2.61 ± 0.10	3.39 ± 0.21	0.747 ± 0.009
$0.3 < p \leq 0.75$ (ГэВ/с) м	0.114 ± 0.002	0.454 ± 0.003	1.219 ± 0.006	2.03 ± 0.01	2.89 ± 0.02	4.17 ± 0.03	0.855 ± 0.004
$\langle n_p^{yc} \rangle$ э	0.588 ± 0.020	0.740 ± 0.018	0.664 ± 0.027	0.57 ± 0.04	0.47 ± 0.06	0.56 ± 0.11	0.668 ± 0.01
$p > 1,4$ (ГэВ/с) м	0.785 ± 0.006	0.794 ± 0.005	0.712 ± 0.007	0.62 ± 0.01	0.54 ± 0.01	0.44 ± 0.01	0.739 ± 0.003
$\langle n_p^{исп} \rangle$ э	0.732 ± 0.020	0.425 ± 0.013	0.779 ± 0.026	0.82 ± 0.04	0.87 ± 0.03	0.56 ± 0.08	0.640 ± 0.009
$0.15 < p \leq 0.3$ (ГэВ/с) м	0.206 ± 0.004	0.284 ± 0.004	0.759 ± 0.009	1.15 ± 0.01	1.16 ± 0.01	0.57 ± 0.01	0.476 ± 0.003
$\langle n_p^{исп} \rangle$ э	5.32 ± 0.02	0.49 ± 0.01	3.15 ± 0.03	2.22 ± 0.05	1.15 ± 0.01	0.11 ± 0.15	4.20 ± 0.02
$p < 0.15$ (ГэВ/с) м	5.80 ± 0.003	4.716 ± 0.003	3.255 ± 0.009	1.89 ± 0.01	0.94 ± 0.01	0.21 ± 0.01	4.204 ± 0.006

Таблица 2: Отношения $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle / \langle n_p^{yч} \rangle$ в pC -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с в зависимости от величины Q , э - эксперимент, м - модель FRITIOF с учетом Δ -изобар

Q	1	2	3	4	5	6	Все события
$\langle n_{\pi^-} \rangle$ э	0.495 ± 0.014	0.184 ± 0.007	0.167 ± 0.006	0.148 ± 0.009	0.108 ± 0.012	0.070 ± 0.014	0.219 ± 0.004
$\langle n_p^{yч} \rangle$ м	0.440 ± 0.005	0.194 ± 0.002	0.162 ± 0.002	0.126 ± 0.002	0.101 ± 0.003	0.080 ± 0.002	0.195 ± 0.001
$\langle n_{\pi^+} \rangle$ э	0.395 ± 0.012	0.379 ± 0.006	0.382 ± 0.008	0.378 ± 0.012	0.349 ± 0.020	0.310 ± 0.032	0.380 ± 0.004
$\langle n_p^{yч} \rangle$ м	0.348 ± 0.004	0.399 ± 0.003	0.299 ± 0.003	0.242 ± 0.003	0.200 ± 0.003	0.162 ± 0.004	0.307 ± 0.001

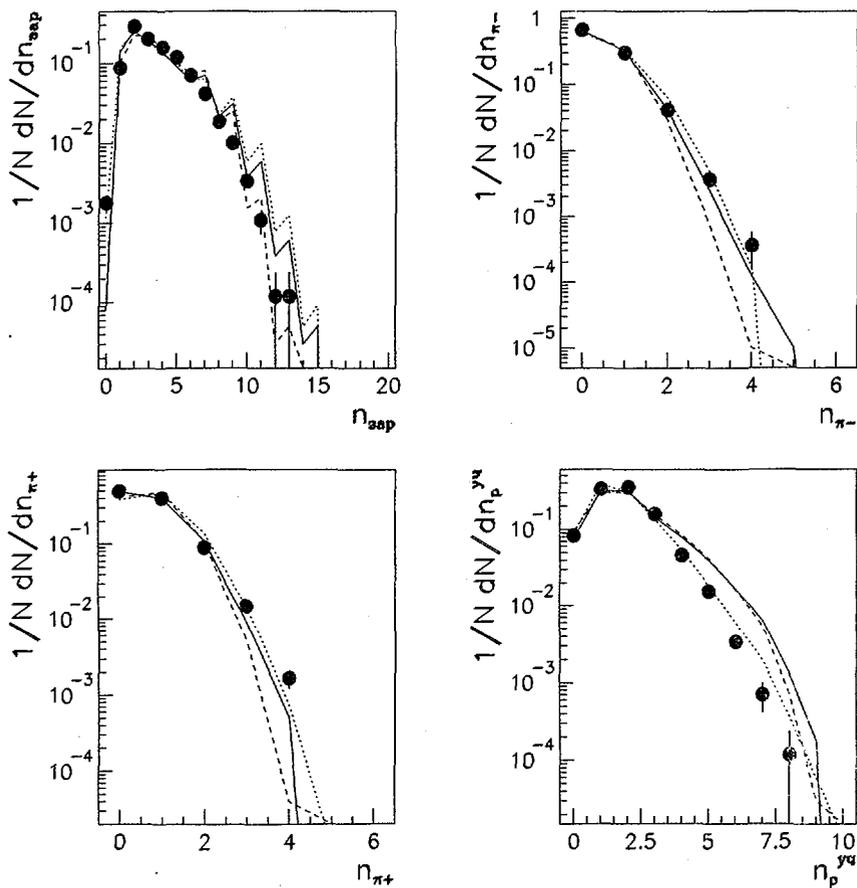


Рис. 1.

Распределения pC -взаимодействий по множественности: *а* – заряженных частиц, *б* – π^- -мезонов, *в* – π^+ -мезонов, *г* – протонов-участников. • – эксперимент, сплошные и штриховые кривые – расчеты по модели FRITIOF с учетом и без учета Δ^+ , Δ^0 -изобар, пунктирные кривые – расчеты по каскадно-испарительной модели

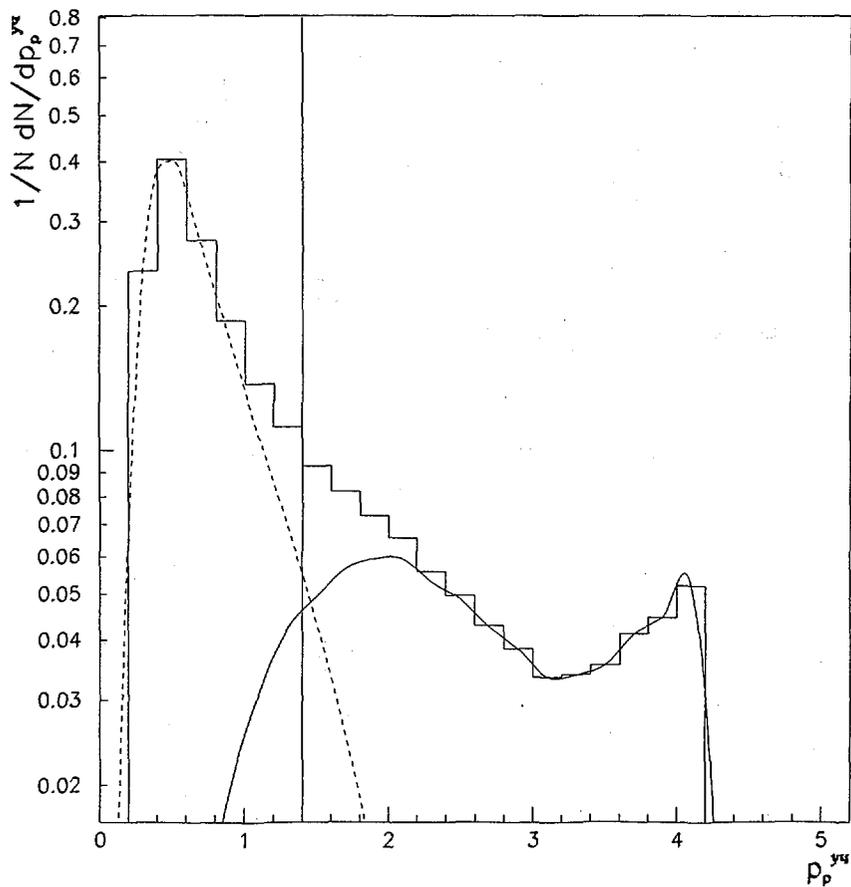


Рис. 2.

Расчетные распределения протонов-участников по импульсам в pC -взаимодействиях (гистограмма). Сплошная кривая – вклад сохранившихся протонов, штриховая кривая – вклад протонов ядра-мишени

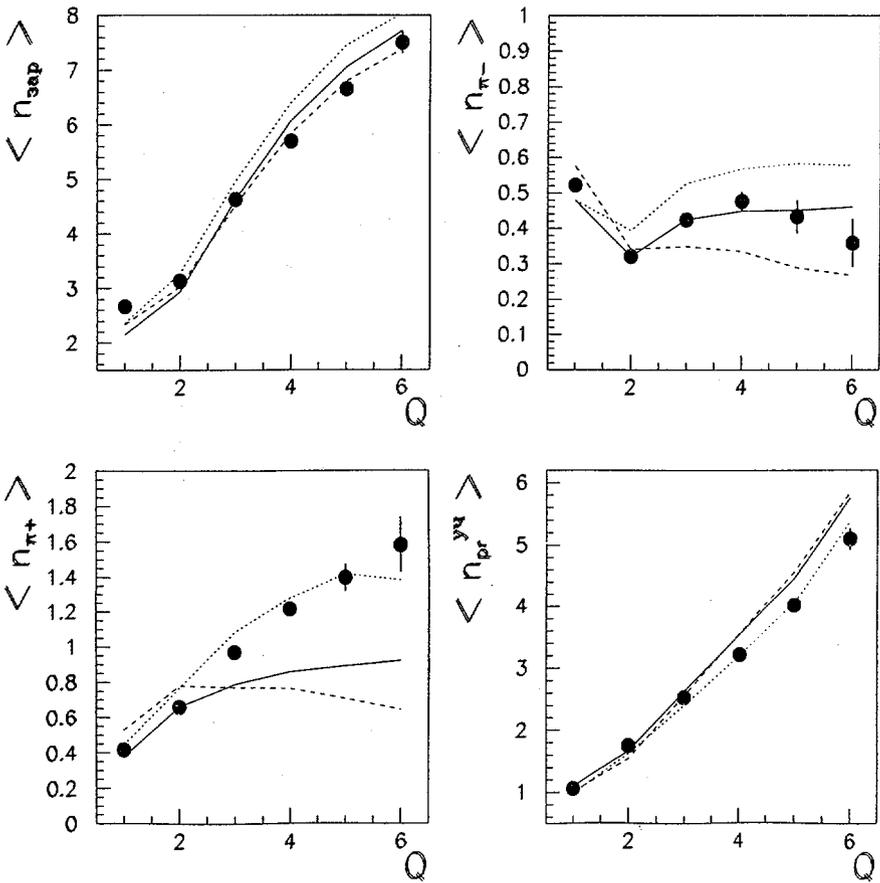


Рис. 3.

Средние множественности в зависимости от параметра Q : а – заряженных частиц, б – π^- -мезонов, в – π^+ -мезонов, г – протонов-участников. Обозначения те же, что и на рис. 1

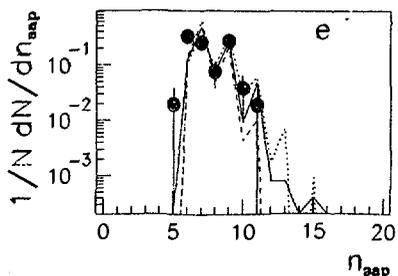
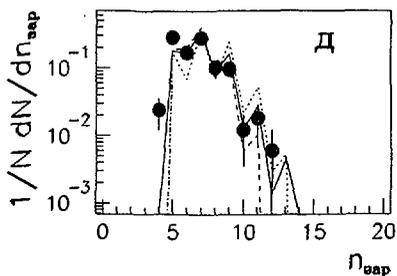
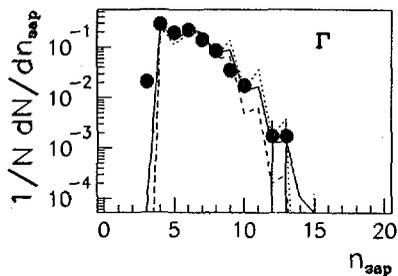
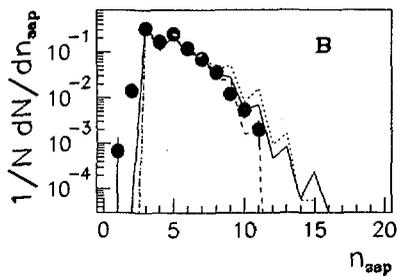
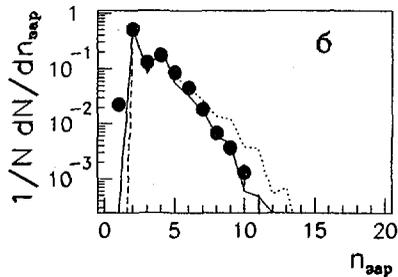
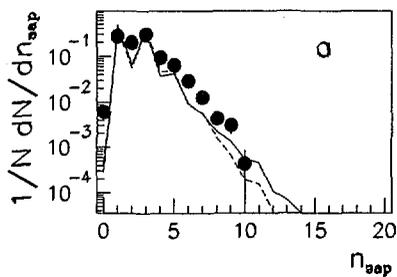


Рис. 4.

Распределения pC -взаимодействий по множественности заряженных частиц: a - при $Q=1$, $б$ - при $Q=2$, $в$ - при $Q=3$, $г$ - при $Q=4$, $д$ - при $Q=5$, $е$ - при $Q \geq 6$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

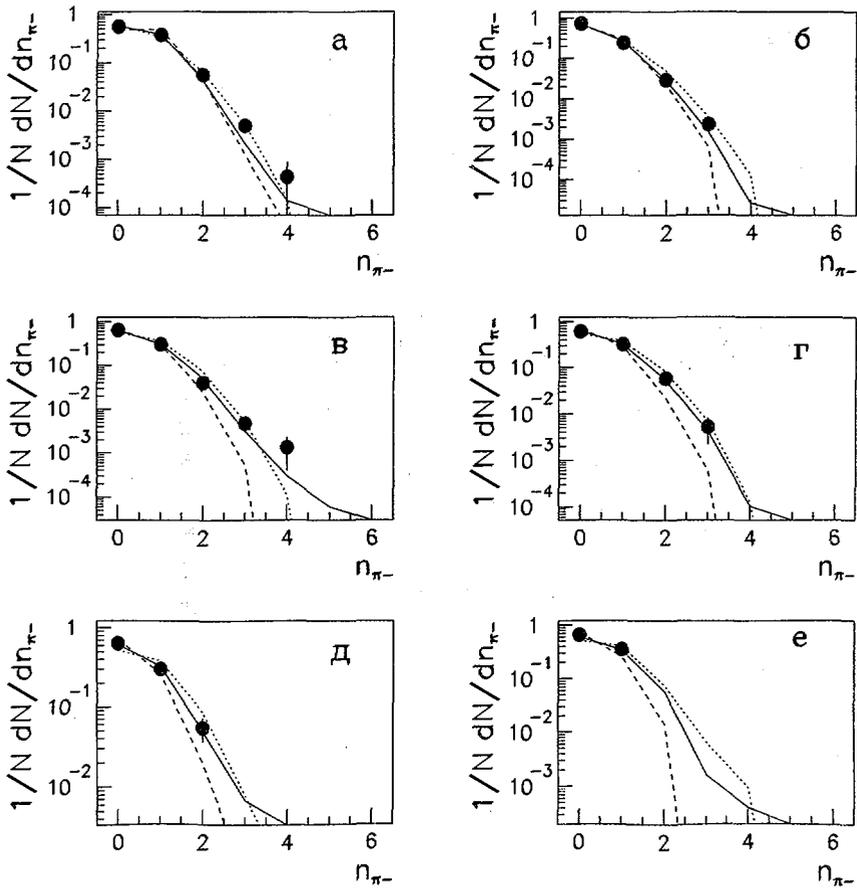


Рис. 5.

Распределения pC -взаимодействий по множественности π^- -мезонов: *a* – при $Q=1$, *б* – при $Q=2$, *в* – при $Q=3$, *г* – при $Q=4$, *д* – при $Q=5$, *е* – при $Q \geq 6$. Обозначения те же, что и на рис. 1

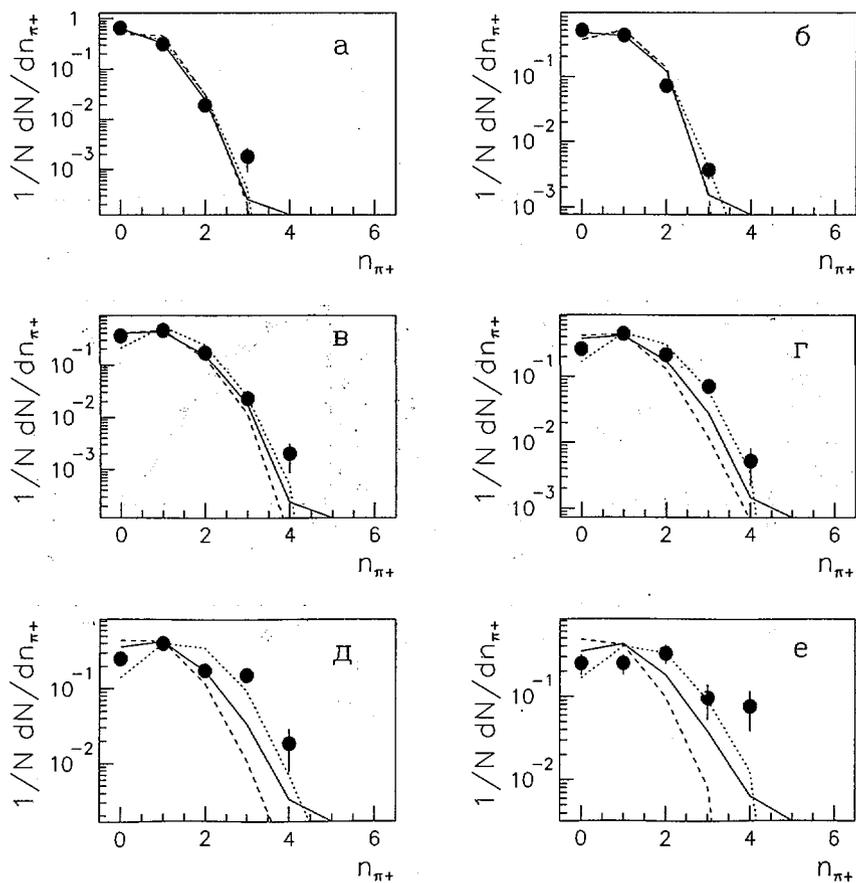


Рис. 6.

Распределения pC -взаимодействий по множественности π^+ -мезонов: *a* – при $Q=1$, *б* – при $Q=2$, *в* – при $Q=3$, *г* – при $Q=4$, *д* – при $Q=5$, *е* – при $Q \geq 6$. Обозначения те же, что и на рис. 1

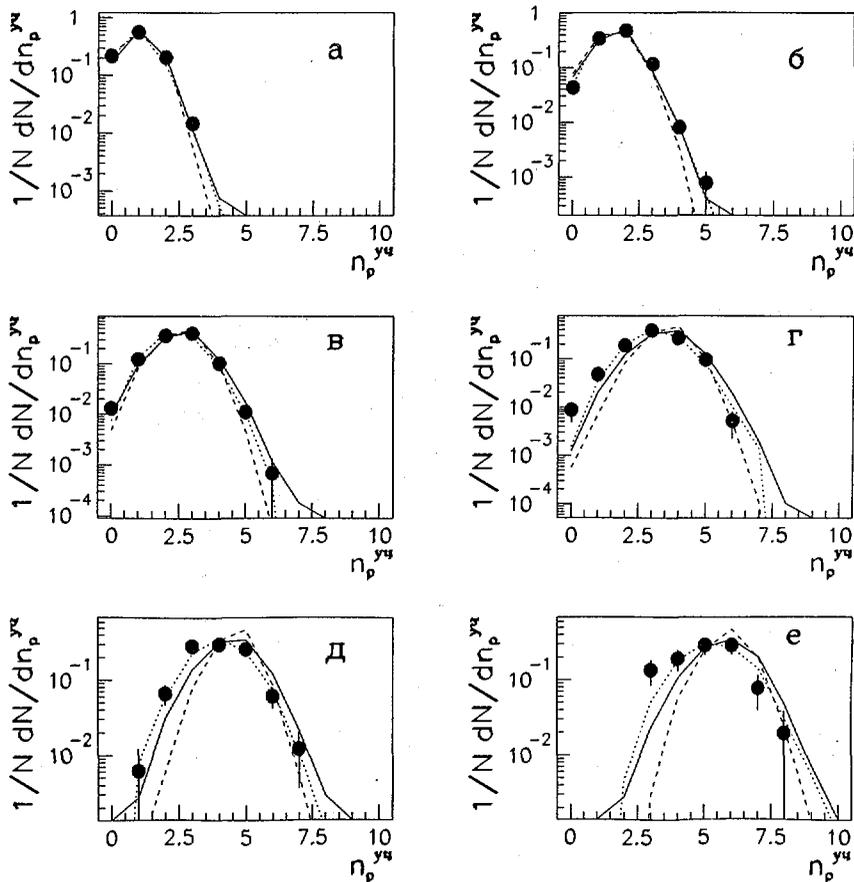


Рис. 7.

Распределения pC -взаимодействий по множественности протонов-участников: а - при $Q=1$, б - при $Q=2$, в - при $Q=3$, г - при $Q=4$, д - при $Q=5$, е - при $Q \geq 6$. Обозначения те же, что и на рис. 1

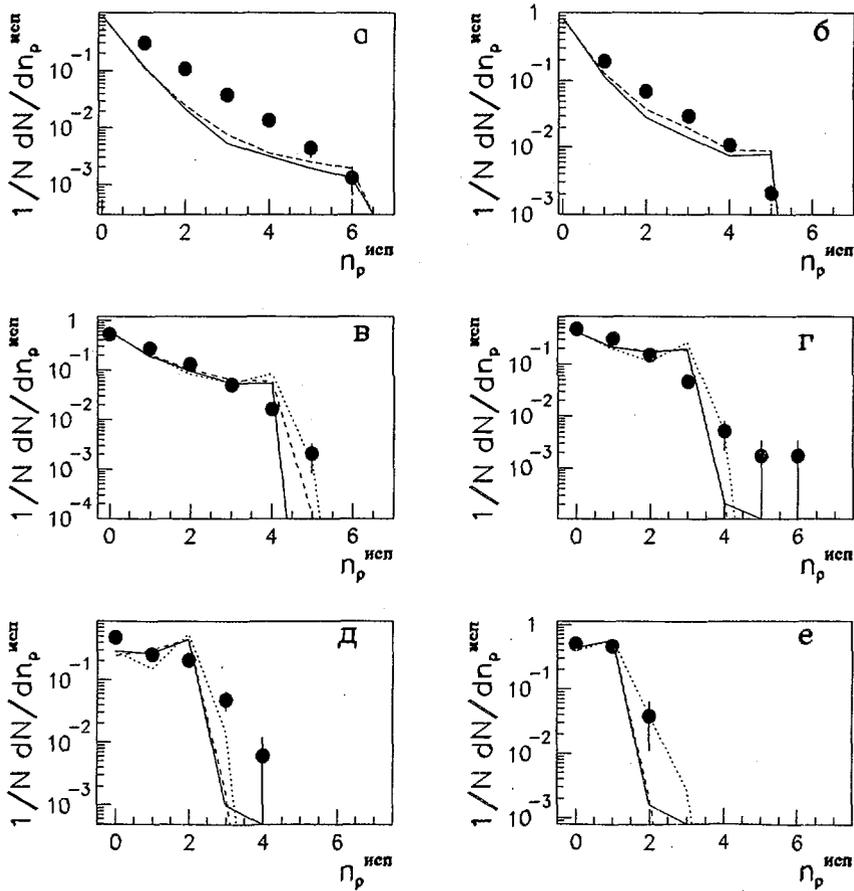


Рис. 8.

Распределения pC -взаимодействий по множественности испарительных протонов: а - при $Q=1$, б - при $Q=2$, в - при $Q=3$, г - при $Q=4$, д - при $Q=5$, е - при $Q \geq 6$. Обозначения те же, что и на рис. 1

Работа частично поддержана РФФИ (гранты NN 00-01-00307, 01-02-16407, 01-02-16431) и ИНТАС (грант N 00-00366).

Список литературы

- [1] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **40**, 1209 (1984); Z. Phys. C **27**, 177 (1985).
- [2] Д. Армутлийский и др., ЯФ **45**, 1047 (1987); Z. Phys. A **328**, 455 (1987).
- [3] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **49**, 481 (1989).
- [4] А.И. Бондаренко и др., ЯФ **60**, 2004 (1997).
- [5] А.И. Бондаренко и др., ЯФ **62**, 1612 (1999).
- [6] С. Бацкович и др., ЯФ **56**, N 4, 211 (1993).
- [7] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **56**, N 10, 170 (1993).
- [8] Г.Н. Агакишиев и др., ЯФ **51**, 1591 (1990).
- [9] R.J. Glauber, in *Lectures in Theoretical Physics*, Ed. W.E. Brittin et al., v. 1 (Interscience Publishes, N.Y., 1959).
- [10] B. Andersson et al., Nucl. Phys. B **281**, 289 (1987).
- [11] B. Nilsson-Almquist, and E. Stenlund, Comp. Phys. Comm. **43**, 387 (1987).
- [12] M.I. Adamovich et al. (EMU-01 Collab.), Z. Phys. A **358**, 337 (1997).
- [13] Б. Ганхуяг, В.В. Ужинский, Сообщения ОИЯИ P1-97-315, N P2-97-397 (Дубна, 1997).
- [14] А.И. Бондаренко и др., Сообщение ОИЯИ P1-200-138 (Дубна, 2000); ЯФ **65**, 95 (2002).
- [15] O. Kofoed-Hansen, Nucl. Phys. B **39**, 42 (1973).
- [16] А.И. Бондаренко и др., Сообщение ОИЯИ P1-98-292 (Дубна, 1998).

- [17] Kh. El-Waged, V.V. Uzhinskii, ЯФ **60**, 925 (1997).
- [18] S.Yu. Shmakov, V.V. Uzhinski, A.M.Zadorojny, Comp. Phys. Commun. **54**, 125 (1989).
- [19] V. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
- [20] В.С. Барашенков, Ф.Ж. Жереги, Ж.Ж. Мусульманбеков, Препринт ОИЯИ N P2-83-117 (Дубна, 1983).
- [21] T. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1567 (1991).
- [22] К. Бешлиу и др., ЯФ **43**, 888 (1986).
- [23] V. Flaminio V. et al., *Compilation of cross-sections p and \bar{p} induced reactions*, Preprint CERN-HERA N 79-03 (CERN, 1979).

Получено 22 марта 2002 г.