

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО МНОЖЕСТВЕННОМУ РОЖДЕНИЮ НА ЯДРАХ

Б. Г. Гулямов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева АН УзССР,
Ташкент

У. Г. Гулямов

Институт ядерной физики АН УзССР,
Улугбек

Г. М. Чернов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева АН УзССР,
Ташкент

Выполнен обзор важнейших экспериментальных характеристик неупругих некогерентных адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Рассмотрены множественности и состав различных типов вторичных частиц, корреляции между ними, одночастичные угловые и энергетические распределения, распределения по поперечным импульсам, энергораспределение между различными типами частиц, корреляционные явления вдоль продольной оси соударения и в поперечной плоскости.

Проведено систематическое сравнение экспериментальных данных с предсказаниями различных моделей адрон-ядерных соударений. Теоретические модели, претендующие на описание неупругих адрон-ядерных взаимодействий, должны учитывать одновременно коллективные и каскадные свойства процесса.

The survey of the basic experimental characteristics of incoherent hadron-nucleus interactions at high energies has been made. We have considered multiplicity and composition of various types of secondaries, correlations among them, one-particle distributions, transverse momentum distributions, energy partition between secondaries of different type, correlation phenomena along the longitudinal axis and in the transverse plane.

Experimental data are systematically compared with some model predictions for hadron-nucleus interactions. It is shown that the theoretical models pretending to explain inelastic hadron-nucleus collisions should account simultaneously collective and cascade features of the process.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы резко возрос интерес к изучению множественного рождения частиц в адрон-ядерных (hA) соударениях. Этот интерес в основном стимулирован идеями об использовании ядрамишени в качестве анализатора пространственно-временного развития процесса множественной генерации и дискриминатора между различными, нередко исключаящими друг друга по своей

физической аксиоматике подходами к теории элементарного акта адрон-адронного (hh) взаимодействия.

Современное состояние исследований по рассматриваемой проблеме характеризуется, во-первых, продолжающимся накоплением экспериментальных фактов, касающихся различных характеристик hA -соударений. Во-вторых (и это вполне естественно), генерируются непрерывно новые (или только кажущиеся новыми) гипотезы и модельные подходы, претендующие в большинстве лишь на полуколичественное их описание. В обоих случаях речь идет о небольшом числе общих и, как показывает многолетняя история физики множественных процессов, не слишком чувствительных и критичных характеристик. В настоящее время чрезвычайно мало достаточно точных количественных данных даже об одночастичных распределениях различных типов вторичных частиц (в особенности на «чистых» мишенях), их энергетической и массовой зависимостях, многочастичных (корреляционных) явлениях и других более тонких свойствах процесса, с одной стороны, и количественных расчетов большинства из этих характеристик в рамках наиболее популярных модельных подходов — с другой.

Данный обзор представляет собой, прежде всего, попытку систематизировать (по состоянию примерно на январь 1977 г.) экспериментальный материал по множественному рождению частиц в неупругих некогерентных адрон-ядерных соударениях при высоких (как правило, ≥ 10 Гэв) энергиях. Естественно, что там, где это возможно, мы будем говорить также и о степени совместимости экспериментальных данных с теми или иными модельными представлениями. Хотя в ситуации, существующей в рассматриваемой области физики высоких энергий, заметная часть заключений неизбежно носит качественный и в некоторой степени спекулятивный характер, мы не будем чрезмерно осторожными, полагая, что критичность обсуждения и даже возможная спорность некоторых положений представляют собой факторы, способствующие пониманию сути явления.

Стремясь к полноте изложения, мы в то же время были вынуждены считаться с ограничениями, обусловленными допустимым объемом данного обзора. Поэтому в данном обзоре сделан акцент на работах последнего времени и, в частности, на тех, в которых изучались тонкие или нестандартные характеристики взаимодействия, а также опущен ряд несомненно интересных, но стоящих особняком проблем, таких, как известные гипотезы о кумулятивных эффектах [1], «ядерном скейлинге» [2] и т. п. Отметим, наконец, существование более ранних обзоров по множественному рождению частиц на ядрах (например, [3—7]), по направленности близких к данному.

1. ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ hA -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Большинство экспериментов по изучению неупругих hA -соударений выполнено в области высоких энергий с помощью *ядерных эмульсий*. Их достоинством является высокая пространственная и ионизационная разрешающая способность, позволяющая надежно регистрировать и идентифицировать частицы очень малых энергий ($\geq 0,2$ Мэв) и малые возбуждения ядер; наиболее существенный недостаток этого метода — неоднородность ядерного состава эмульсий (водород $\sim 4\%$, группа легких ядер C, N, O $\sim 25\%$, группа «тяжелых» ядер Вг, Ag $\sim 71\%$ взаимодействий).

В эмульсионных экспериментах определилось следующее разделение вторичных частиц из актов множественной генерации, ставшее практически общепринятым.

1. Ливневые, или релятивистские, частицы (s -частицы) — однозарядные вторичные со скоростью $\beta \geq 0,7$; они состоят в подавляющем большинстве из частиц, рожденных в процессе соударения (пионов).

2. «Серые» частицы (g -частицы), соответствующие протонам с импульсом $0,2 \leq p \leq 1$ Гэв/с; они состоят в основном из протонов, выбитых из ядра-мишени в процессе соударения; примесь серых пионов (с импульсом $60 \leq p \leq 170$ Мэв/с) незначительна (несколько процентов [8]).

3. «Черные» частицы (b -частицы) — в большинстве протоны с $p \leq 0,2$ Гэв/с и более тяжелые осколки ядра; основная часть этих наиболее медленных вторичных частиц испускается ядром в процессе снятия ядерного возбуждения через большое (в ядерных масштабах времени) время после взаимодействия.

Часто g - и b -частицы объединяют в группу h -частиц (сильно-ионизирующих), скорость которых $\beta < 0,7$. Ниже мы будем всюду (если противное не будет специально оговорено) придерживаться описанной терминологии.

Импульсные измерения в эмульсии при высоких (десятки и сотни гигаэлектронвольт) энергиях чрезвычайно затруднены; однако метод ядерных эмульсий в сильном магнитном поле лишен этого недостатка и позволяет также разделять вторичные частицы по знаку заряда.

Более «прогрессивными» для исследования hA -взаимодействий являются *пузырьковые камеры*, в особенности с тяжелым наполнением. Их основные достоинства — возможность изучения соударений с ядрами строго определенного вида и получения большего по сравнению с эмульсиями статистического материала, относительная простота получения импульсных характеристик как заряженных, так и нейтральных (γ , V^0) частиц. При этом полностью сохраняется возможность изучения индивидуальных актов

соударений. Существенными для рассматриваемой проблемы недостатками камерной методики являются невозможность регистрации медленных частиц (например, протонов с $p \leq 120 \div 150 \text{ Мэв/с}$), а также трудности, связанные с идентификацией быстрых ($\geq 1 \text{ Гэв/с}$) протонов.

Количество экспериментальных работ по hA -соударениям, выполненных с помощью этой методики, к сожалению, очень невелико. По нашему мнению, наибольший прогресс в накоплении новых и, возможно, решающих опытных данных по рассматриваемой проблеме в ближайшие годы может быть достигнут именно с помощью камерных экспериментов, аналогично тому как это имеет место для элементарного акта.

Как известно, наибольший вклад в получение инклюзивных сечений и спектров частиц в физике высоких энергий начинают вносить *электронные эксперименты*; здесь практически нет проблем, связанных с идентификацией частиц и набором статистики. Эти эксперименты являются решающими при изучении ряда тонких характеристик процесса (например, выхода каонов, антипротонов, гиперонов и других редких частиц, больших поперечных импульсов и т. п.). Большой недостаток электронных опытов связан с ненаблюдаемостью акта множественного рождения, что существенно сужает круг доступных для изучения динамических характеристик процесса*. Число электронных экспериментов по неупругим hA -соударениям также, к сожалению, невелико.

Большой вклад в получение информации об hA -взаимодействиях могут внести эксперименты, основанные на «новой» технике (трековые приборы с «чистыми» вкраплениями или мишенями, новые трековые детекторы, гибридные установки и т. п.). На сегодняшний день, однако, удельный вес этой информации пренебрежимо мал.

2. О ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПОДХОДАХ К hA -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ

Рассмотрение теоретических концепций по рассматриваемой проблеме не входит в задачу авторов настоящего обзора, тем не менее весьма грубая и краткая классификация их кажется уместной для облегчения обсуждения экспериментальных данных, выбора обсуждаемых параметров соударений и даже языка изложения.

Все возрастающий в объеме континуум модельных представлений об hA -соударениях с известной степенью условности можно разбить на два больших класса моделей: в рамках моделей одного

* Авторы подвергают сомнению возможности *чисто* инклюзивного подхода для решения проблемы множественного рождения.

класса соударение со сложным ядром рассматривается как некоторая некогерентная суперпозиция внутриядерных столкновений с отдельными нуклонами, в моделях другого типа ядерная мишень при высоких энергиях рассматривается как бесструктурная среда. В соответствии с аксиоматикой этих групп моделей определяющим параметром взаимодействия с ядром в первом случае является эффективное число ν внутриядерных соударений с нуклонами, а во втором — «толщина» (или масса) ядерного вещества, взаимодействующего с первичным адроном. Ясно, что эти величины, строго говоря, недоступны экспериментальному определению; общепринято *предположение*, что мерой их (в среднем) является число медленных по сравнению с рожденными частицами частиц — фрагментов ядра-мишени. Отметим, что в некоторых моделях hA -соударений отчетливо выступают черты, присущие обоим классам подходов, основное физическое различие которых заключается, очевидно, в крайних точках зрения на величину пространственно-временного интервала, соответствующего реализации конечного состояния в акте множественного рождения.

Классическим примером модели первого типа является каскадно-испарительная модель [4,9—13]. Точнее, следует говорить о целом классе каскадных моделей, различающихся как по типу и числу каскадирующих частиц (особенно популярны в последнее время модели с каскадирующей первичной частицей, или кластером, иногда называемые эйкональными), так и по характеру постулируемого механизма «элементарного» внутриядерного взаимодействия. К наиболее характерным представителям второго класса моделей следует отнести гидродинамическую модель Ландау [14—16].

Уже из сравнения каскадной и гидродинамической моделей можно усмотреть другую общую, но опять-таки в известной степени условную характеристику теоретических подходов к hA -соударениям: одни из них описывают взаимодействия со сложными ядрами, используя характеристики элементарного акта а posteriori, а другие претендуют на описание всей совокупности множественных процессов. Естественно, что с общефизической точки зрения вторые более привлекательны; среди них необходимо особо отметить интенсивно развивающиеся в последнее время модели hA -взаимодействий, основанные на кварк-партонной (реджевской) мультипериферической; эти разные названия — в значительной степени синонимы) концепции сильных взаимодействий [17—25].

Мы рассмотрели некоторые, наиболее общие модельные представления об адрон-ядерных взаимодействиях, имеющие, возможно, определенные шансы на «выживание», хотя бы частичное. Ниже, при обсуждении экспериментальных данных, мы будем касаться также и значительного числа других, большей частью феноменологических, моделей, минимальные сведения об аксио-

матике и следствиях которых будут упоминаться только по мере необходимости. Подчеркнем, что подавляющее большинство моделей дает лишь качественные или полуколичественные предсказания. Так, наиболее конкретные предсказания гидродинамической теории имеют точность не более 10—15% [15] даже для элементарного акта. Не лучшую точность дают, по-видимому, и расчеты в рамках других моделей, в том числе даже те, которые обычно принято считать количественными; так, согласно [26], большей точности трудно достигнуть уже из-за неопределенностей в форме внутриядерной плотности распределения нуклонов.

3. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Медленные (сильноионизирующие) частицы. Большинство экспериментальных фактов, касающихся свойств фрагментов ядрамишени, испущенных в hA -соударениях, было получено в ядерных эмульсиях. Это — данные о средних значениях, распределениях и корреляциях чисел сильноионизирующих (n_h), серых (n_g) и черных (n_b) треков.

Давно известна замечательная устойчивость $\langle n_h(p_0) \rangle$ — независимость (или очень слабая зависимость) среднего числа сильноионизирующих частиц от энергии столкновения в широкой области $10 \leq p_0 < 10^4 \div 10^6$ Гэв/с [3, 4]. В работе [5] проведено количественное сравнение компиляции экспериментальных данных по зависимостям $\langle n_h(p_0) \rangle$, $\langle n_g(p_0) \rangle$ и $\langle n_b(p_0) \rangle$ в области ускорительных энергий с расчетами [4] по каскадной модели с учетом многочастичных взаимодействий и показано, что они резко различаются. Расхождение между данными опыта (по $\langle n_h(p_0) \rangle$) и расчетами по различным версиям каскадной модели было зафиксировано и в целом ряде других работ; таким образом, энергетическая зависимость числа медленных частиц остается пока непреодолимой трудностью для каскадных моделей.

Столь же устойчивы при $p_0 \geq 10$ Гэв/с и распределения по n_h , n_g , n_b . В работе [27] показано, что отмеченное в ряде исследований увеличение с p_0 доли звезд с $n_h = 0$ обусловлено главным образом когерентными соударениями с ядрами, сечение которых существенно возрастает с увеличением p_0 . [28]. Независимость от p_0 формы распределения и среднего числа протонов ($\langle n_p \rangle$) с импульсом $140 \leq p \leq 750$ Мэв/с установлена и в p -C-соударениях в области $4 \leq p_0 \leq 40$ Гэв/с [29].

Весьма слабая p_0 -зависимость средних и распределений по числу ядерных фрагментов означает, что число внутриядерных соударений ν и дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ по передаваемым в них 4-импульсам (иными словами толщина ядерной материи и энергия возбуждения, передаваемая ядру-мишени) — слабо изменяющиеся с энергией соударения характеристики hA -взаимодействий.

Таблица 1

Средние множественности сильноионизирующих частиц [30]

Характеристика	Тип соударения	p_0 , Гэв/с			
		24	50	67	200
$\langle n_g \rangle$	p Em	$3,17 \pm 0,10$	$3,07 \pm 0,10$	$2,85 \pm 0,09$	$2,70 \pm 0,06$
	p CNO	$0,91 \pm 0,04$	$0,91 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,04$
	p AgBr	$3,96 \pm 0,13$	$3,86 \pm 0,13$	$3,57 \pm 0,11$	$3,36 \pm 0,08$
$\langle n_b \rangle$	p Em	$4,5 \pm 0,1$	$4,5 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,1$	$5,0 \pm 0,1$
	p CNO	$1,6 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$
	p AgBr	$5,5 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,1$
$\langle n_h \rangle$	p Em	$7,7 \pm 0,2$	$7,5 \pm 0,2$	$7,5 \pm 0,2$	$7,7 \pm 0,2$
	p CNO	$2,5 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$
	p AgBr	$9,5 \pm 0,3$	$9,4 \pm 0,3$	$9,4 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,2$
$\langle n_b \rangle$	p Em	$1,41 \pm 0,06$	$1,45 \pm 0,06$	$1,64 \pm 0,06$	$1,86 \pm 0,06$
	p CNO	$1,75 \pm 0,09$	$1,66 \pm 0,09$	$1,85 \pm 0,10$	$2,03 \pm 0,11$
$\langle n_g \rangle$	p AgBr	$1,39 \pm 0,06$	$1,44 \pm 0,06$	$1,63 \pm 0,07$	$1,85 \pm 0,06$

В работе [30], однако, было обнаружено, что при практической независимости $\langle n_h(p_0) \rangle$ от p_0 (табл. 1) среднее число серых треков $\langle n_g \rangle$ в области $7 \leq p_0 \leq 200$ Гэв/с заметно убывает с ростом

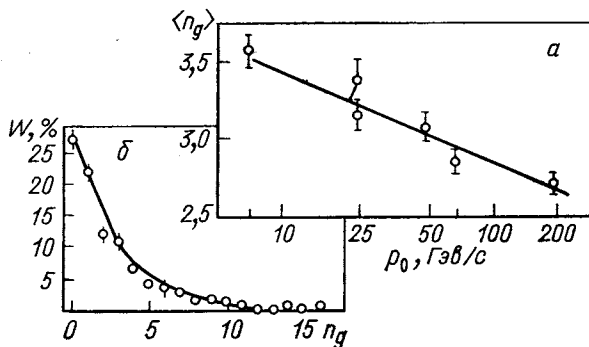


Рис. 1. Зависимость $\langle n_g \rangle$ от p_0 для pA -соударений в эмульсии (а) и сравнение n_g -распределения при $p_0 = 200$ Гэв/с с расчетом, учитывающим каскадирование медленных рожденных частиц (б) [30]

p_0 (рис. 1, а) для pA -взаимодействий в эмульсии. Это уменьшение обусловлено в основном столкновениями с тяжелыми ядрами. Для области $p_0 = 7 \div 200$ Гэв/с зависимость $\langle n_g(p_0) \rangle$ для

pA -соударений аппроксимируется зависимостью

$$\langle n_g \rangle = (4,1 \pm 0,04) - (0,26 \pm 0,01) \ln p_0. \quad (1)$$

Другая интересная особенность, обнаруженная в последнее время, — различие в средних множественностях сильноионизирующих частиц из pA - и π^-A -соударений. В работе [31] сравниваются данные по pA - и π^-A -взаимодействиям при $p_0 = 200 \text{ Гэв}/c$; показано, что множественности всех типов h -частиц в π^-A -случаях систематически ниже, чем в pA (табл. 2). Отношения

Таблица 2
Средние множественности в π^-A - и pA -соударениях [31]

Характеристика	$\pi^-A, p_0 = 200 \text{ Гэв}/c$	$pA, p_0 = 200 \text{ Гэв}/c$
$\langle n_g \rangle$	$2,38 \pm 0,04$	$2,70 \pm 0,06$
$\langle n_b \rangle$	$4,52 \pm 0,07$	$5,03 \pm 0,10$
$\langle n_h \rangle$	$6,89 \pm 0,11$	$7,73 \pm 0,14$
$\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$	$1,89 \pm 0,05$	$1,86 \pm 0,06$

$\langle n_g \rangle_{\pi^-A} / \langle n_g \rangle_{pA}$, $\langle n_b \rangle_{\pi^-A} / \langle n_b \rangle_{pA}$ и $\langle n_h \rangle_{\pi^-A} / \langle n_h \rangle_{pA}$ в пределах ошибок совпадают и равны соответственно $0,88 \pm 0,02$; $0,90 \pm 0,02$ и $0,89 \pm 0,02$, что близко как к отношению средних множественностей s -частиц при этом p_0 : $\langle n_s \rangle_{\pi^-A} / \langle n_s \rangle_{pA} = 0,87 \pm 0,02$, так и к отношению средних чисел внутриядерных соударений

$$\langle \nu \rangle_{\pi^-A} / \langle \nu \rangle_{pA} = \sigma_{\pi^-p}^{\text{in}} \sigma_{pA}^{\text{in}} / \sigma_{pp}^{\text{in}} \sigma_{\pi^-A}^{\text{in}} \approx 0,85. \quad (2)$$

Доли g - и b -частиц среди h -частиц в π^-A - и pA -столкновениях не различаются (см. табл. 2).

Все эти данные — свидетельство в пользу моделей, учитывающих детали пространственно-временного развития акта множественной генерации; они не противоречат очень важному для анализа hA -соударений предположению о корреляции между средними множественностями фрагментов ядер-мишеней и $\langle \nu \rangle$.

Весьма важен вопрос о зависимости $\langle n_h \rangle$, $\langle n_g \rangle$, $\langle n_b \rangle$ от массового числа ядра-мишени (A -зависимости). Для pA -соударений эта зависимость изучалась в [27, 30]. Если аппроксимировать ее степенной формой A^α , значение α оказывается близким к $2/3$

$$\langle n_h \rangle, \langle n_g \rangle, \langle n_b \rangle \sim A^{2/3} \quad (3)$$

в довольно широком энергетическом интервале $20\text{--}200 \text{ Гэв}$ [30]. Этот вывод недавно был подтвержден в экспериментах ИТЭФ с чистыми мишенями [32].

Зависимости (3) существенно сильнее зависимости $\langle n_s \rangle$ от A : $\langle n_s \rangle \sim A^{0,15}$ для pA -соударений при $p_0 \gtrsim 100$ Гэв/с. Это обстоятельство указывает на то, что связь между процессами рождения релятивистских (в глобальном смысле) и испускаемых ядром сильноионизирующих частиц слаба. Зависимости (3) существенно сильнее и зависимости вида $A^{1/3}$, ожидаемой из наивных моделей, в которых отсутствует каскадирование. В [30] показано, что предположение о каскаде для медленных рожденных частиц, A -зависимость которых имеет вид $\sim A^{1/3}$, приводит как к (3), так и к правильному виду дифференциального n_g -распределения (см. рис. 1, б).

Отметим, наконец, что существенное различие в A -зависимостях $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ приводит к необходимости соблюдать осторожность при анализе данных различных экспериментов (особенно электронных): результаты могут быть очень чувствительными к методу детектирования заряженных частиц. Эта осторожность необходима не только в области $\beta \approx 0,7$ («границы» между s - и h -частицами); ниже при анализе одночастичных распределений мы убедимся в том, что A -зависимость числа ливневых частиц существенно зависит от кинематической области их образования, в частности она тем сильнее, чем меньше скорость частицы всюду, кроме области фрагментации адрона-снаряда.

Вопрос о характеристиках сильноионизирующих частиц приобретает особое значение в связи с коллективными эффектами в hA -соударениях [1, 2]. Так, в работах [129] наблюдалось явление полного разрушения ядер Ag, Вг, Рb под действием быстрых протонов и легких ядер. Было установлено, что ядра в процессе полного развала распадаются преимущественно на отдельные нуклоны без появления остаточного ядра с заметной массой. При этом вероятность генерации звезд с очень большими n_h , среднее число частиц и их угловые распределения для данного снаряда практически не зависят от p_0 . Авторы [130] отмечают, что такую диссипацию энергии снаряда трудно объяснить в рамках существующих моделей и, по-видимому, следует обратиться к идее о коллективных эффектах, связанных с увеличением плотности ядерной материи в объеме соударения.

Релятивистские частицы. В качестве оценки числа частиц, рождающихся в hA -взаимодействиях, обычно используют множественность ливневых частиц $\langle n_s \rangle$. Общеупотребительна также нормированная множественность $n_s / \langle n_{ch} \rangle$ (n_{ch} — число вторичных заряженных частиц в hp -соударении при соответствующем p_0). Наиболее достоверными и покрывающими широкий энергетический интервал являются опять-таки эмульсионные данные.

На рис. 2 показана компиляция данных по $\langle n_s \rangle$ и $R = \langle n_s \rangle / \langle n_{ch} \rangle$ для некогерентных взаимодействий протонов и π -мезонов с ядрами эмульсии. Для компиляции использовались лишь те работы (обзоры [5, 30] и ссылки в них, а также [31, 33—35]),

поиск событий в которых производился методом «вдоль трека» и статистика превышала несколько сот звезд. Видно, что в области ускорительных (до 400 Гэв) энергий $\langle n_s \rangle_{hA}$ растет быстрее, чем $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$. Обе зависимости приблизительно описываются логарифмическими функциями [5], параметры которых, естественно, зависят от массы ядра-мишени. Весьма характерна энергетическая зависимость средней нормированной множественности (см. рис. 2, б): в области $p_0 \leq 400$ Гэв/с R_{pA} и $R_{\pi A}$ возрастают, однако при

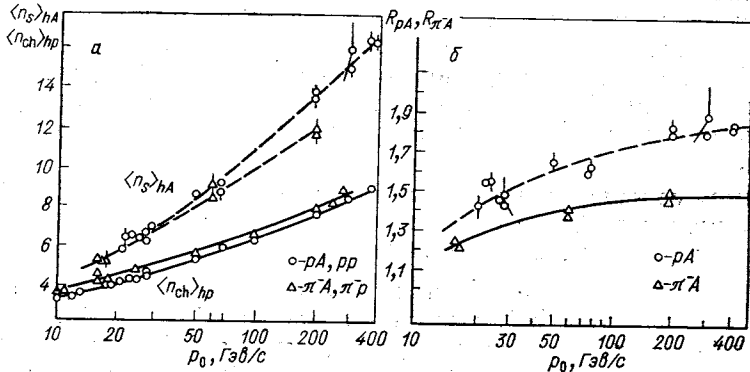


Рис. 2. Зависимости $\langle n_s \rangle_{hA}$, $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$ (а) и R_{hA} (б) от p_0 для соударений с ядрами эмульсии (компиляция мировых данных)

$p_0 \gtrsim 100$ Гэв/с рост сильно замедляется и $R_{\pi A}$ существенно меньше R_{pA} . Аналогичные результаты дают и эксперименты на «чистых» ядрах-мишенях (см., например, [36, 37]).

Общая картина энергетической зависимости $\langle n_s \rangle$ и R (см. рис. 2) может быть, однако, детализирована по некоторым важным пунктам.

В ряде работ указывалось, что R — грубое приближение к истинному коэффициенту мультипликации числа частиц, рожденных в hA -соударениях, так как в n_s не включены вторичные частицы с $\beta < 0,7$, в частности большинство протонов отдачи. Это обстоятельство особенно существенно при небольших p_0 и может приводить к кажущемуся росту нормированной множественности с увеличением p_0 . Если использовать отношение $R' = \langle n_s \rangle_{hA} / \langle n_{\pi \pm} \rangle_{pp}$, то $R'(p_0) \approx \text{const}$ во всей области $p_0 > 20$ Гэв/с [30]. Такой же результат имеет место и для других, менее грубых, чем R , показателей мультипликации [38, 39]. Кроме того, данные по $\langle n_s \rangle$ и R в области $p_0 > 400$ Гэв/с (ядерные эмульсии в космических лучах) прямо указывают на наступление «плато» в зависимости $R(p_0)$ [40]. Таким образом, при высоких

энергиях наблюдается постоянство коэффициента мультипликации вторичных частиц в $\hbar A$ -взаимодействиях.

Другая важная деталь — исчезновение различия между энергетическими зависимостями R_{pA} и $R_{\pi-A}$ при учете разницы в сечениях pN - и πN -взаимодействий. Действительно, зависимость $R(p_0)$ становится универсальной (не зависящей от типа адрона-снаряда), если рассматривать фиксированные значения числа внутриядерных столкновений $\nu = A \sigma_{\hbar N}^{\text{in}} / \sigma_{\hbar A}^{\text{in}}$ [6, 37].

Таким образом, энергетические зависимости множественности частиц, рождающихся в $\hbar N$ - и $\hbar A$ -взаимодействиях, подобны, по крайней мере при достаточно высоких энергиях. Отметим, однако, что $\langle n_s(p_0) \rangle$ удовлетворительно воспроизводится практически всеми моделями $\hbar A$ -соударений, в том числе и моделью внутриядерного каскада [4] с учетом многочастичных взаимодействий [5, 30].

Одним из наиболее известных и хорошо установленных свойств $\hbar A$ -взаимодействий является слабая A -зависимость множественности релятивистских частиц. Если допустить степенную аппроксимацию $\langle n_s \rangle$, $R \sim A^\alpha$, показатель α для pA -соударений в области $p_0 \gtrsim 100 \text{ Гэв/с}$ достигнет значения 0,13—0,15 [5, 36, 40]; для πA -событий при тех же p_0 α еще меньше [31], это непосредственно следует из $R_{\pi-A} < R_{pA}$ (см. рис. 2). Если использовать вместо R более реалистические характеристики мультипликации (например, R') показатель степени несколько возрастет, достигнув для pA -соударений асимптотического значения $\sim 0,17$ —0,19 [5]. В ряде работ A -зависимость числа ливневых частиц аппроксимируется линейной функцией от $A^{1/3}$: $\langle n_s \rangle = a + bA^{1/3}$ [41], параметры которой зависят от энергии. Так или иначе, A -зависимость числа рождающихся частиц оказывается слабой, что, однако, опять не противоречит предсказаниям большинства различных, часто несовместимых по своей аксиоматике моделей $\hbar A$ -взаимодействий [5].

Необходимо иметь в виду, что слабая A -зависимость полного числа рождающихся частиц есть результат усреднения по всей кинематической области их рождения; ниже мы увидим, что A -зависимость множественности сильно зависит от кинематических характеристик вторичных частиц и это обстоятельство представляет собой значительно более чувствительный тест проверки различных теоретических подходов.

Следующий очевидный шаг — изучение n_s -распределений в $\hbar A$ -соударениях. Широко известны простые закономерности в энергетической зависимости формы распределения по множественности (KNO -скейлинг) и различных его моментов в $\hbar N$ -взаимодействиях. Эти закономерности выполняются и для $\hbar A$ -соударений.

KNO-поведение n_s -распределений в hA -соударениях изучалось во многих работах (например, [27, 30, 42—46]). Для легких ядер-мишеней *KNO*-функция $\langle n_s \rangle \sigma_{n_s} / \sigma_{in} = \psi(n_s / \langle n_s \rangle)$ не только универсальна при высоких энергиях, но и совпадает с таковой для hN -соударений (с функцией Слетери [47]). Для больших A

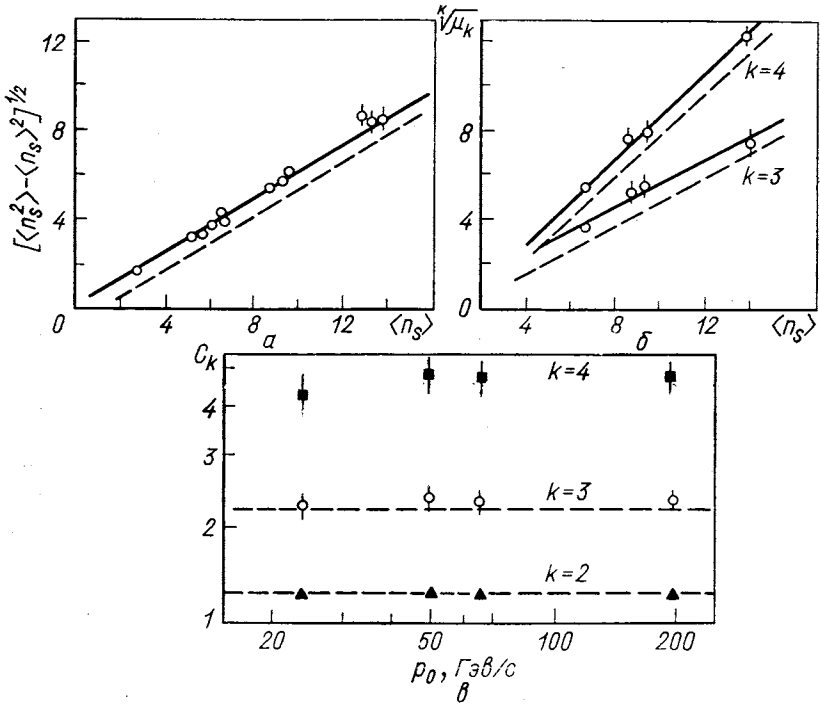


Рис. 3. Зависимости $[\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2]^{1/2}$ (а), $\sqrt{\mu_k^h}$ (б) от $\langle n_s \rangle$ и C_k от p_0 (в) для pA -соударений [30]:

— — для pA , - - - - для pp -взаимодействий

имеет место отступление от *KNO*-функции из [47], однако универсальность сохраняется [5, 27, 30]; таким образом, *KNO*-функция для hA -соударений имеет слабую A -зависимость. Вид *KNO*-функции для соударений с ядрами эмульсии был явно определен в [5, 27]:

$$\psi(z) = (3,0z + 26z^3 + 4,6z^5 + 0,18z^7) \exp(-4,0z), \quad (4)$$

где $z = n_s / \langle n_s \rangle$. Функция (4) удовлетворительно описывает n_s -спектры как в pA , так и в πA -соударениях [31] при высоких энергиях.

Из KNO -поведения n_s -распределений вытекает ряд простых соотношений между моментами этих распределений. На рис. 3 для примера показаны зависимости от $\langle n_s \rangle$ величин $(\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2)^{1/2}$, $\sqrt[3]{\mu_3}$, $\sqrt[4]{\mu_4}$ ($\mu_k = \langle (n_s - \langle n_s \rangle)^k \rangle$) и $C_k = \langle n_s^k \rangle / \langle n_s \rangle^k$ ($k = 2-4$) для pA -соударений в эмульсии в области 20—200 $G\text{эв}/c$ [30]. Из данных рис. 3 следует, что все соотношения между моментами n_s -распределений в pA -соударениях по крайней мере качественно подобны аналогичным в элементарном акте (или даже совпадают с таковыми, как для нормированных моментов C_2 и C_3). Подобие низших моментов n_s -распределений отмечено во многих работах; универсальность отношения $(\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2)^{1/2} / \langle n_s \rangle$ (т. е. его зависимость от энергии столкновения и A) была предложена для дискриминации между моделями последовательных внутриядерных столкновений и коллективного типа [48, 49], однако в [50] было показано, что такая попытка малоэффективна.

Все перечисленные закономерности указывают на подобие механизмов рождения частиц при высоких энергиях как на нуклонной, так и на ядерной мишени.

Прямое сопоставление опытных n_s -распределений с теоретическими расчетами производилось в очень немногих работах. В [27, 30] было показано, что экспериментальные данные по pA -соударениям в интервале 20—200 $G\text{эв}$ удовлетворительно воспроизводятся в рамках простой модели последовательных внутриядерных соударений эйконоального типа, множественность ливневых частиц в которой

$$\langle n_s \rangle_{hA} = (a + b \langle \nu \rangle) \langle n_{ch} \rangle_{hN}, \quad (5)$$

а плотность внутриядерного распределения нуклонов имеет форму Саксона — Вудса, хотя параметры этой модели, соответствующие модели Готтфрида [51], непригодны. В [31] с помощью этой модели было описано и n_s -распределение в π^-A -соударениях при 200 $G\text{эв}/c$. Столь же удовлетворительное согласие получается [52] и при сравнении с моделью когерентной трубки [53, 54], а также с партонной моделью [21]. Таким образом, из анализа данных по множественности вторичных частиц из hA -соударений можно заключить, что эти данные вряд ли представляют чувствительный тест для проверки различных теоретических подходов (аналогичная ситуация имеет место и для элементарного акта), хотя для большей уверенности нужны как более достоверные экспериментальные данные в широком интервале энергий, так и (в особенности) детальные расчеты в рамках теоретических моделей.

Состав рожденных частиц. Данные о составе быстрых вторичных частиц в hA -взаимодействиях довольно скудны и разрозненны, хотя могут быть критичными к выбору между некоторыми механизмами рождения частиц.

Как и в элементарном акте hh -соударения, большинство частиц, рожденных в соударениях с ядрами, — пионы, доля нуклонов и странных частиц невелика ($\sim 10-25\%$) и заметно зависит от энергии соударения и типа первичной частицы. Коэффициент мультипликации в hA -взаимодействиях зависит, кроме того, от типа рассматриваемой вторичной частицы и (очень сильно) от кинематической области, в которой она рождается.

Соотношение между π^+ - и π^- -мезонами среди вторичных заряженных частиц близко к наблюдаемому для элементарного акта соударения (π^-A -соударения в эмульсии в сильном магнитном поле при 50 Гэв/с [55], $\pi^{-12}\text{C}$ -соударения при 40 Гэв/с [56], $\pi^{\pm 20}\text{Ne}$ -соударения при $10,5 \text{ Гэв/с}$ [57] и др.) всюду, кроме области фрагментации ядра-мишени, где наблюдается избыток π^+ -мезонов, возрастающий с увеличением A [55]. Последнее обстоятельство, в особенности если оно будет подтверждено и при более высоких энергиях столкновения, убедительно свидетельствует о влиянии ядра-мишени на формирование релятивистских частиц (каскад?) и противоречит моделям hA -соударений, механизм рождения частиц в которых полностью идентичен элементарному акту. Число нейтральных пионов в hA -взаимодействиях удовлетворяет в среднем известному для hh -соударений большой энергии соотношению [56, 57]

$$\langle n_{\pi^0} \rangle \approx (\langle n^{\pi^+} \rangle + \langle n^{\pi^-} \rangle) / 2. \quad (6)$$

Нормированные средние множественности различных типов пионов в $\pi^{-12}\text{C}$ -событиях при 40 Гэв/с в пределах ошибок совпадают: $R_{\pi^0} \approx R_{\pi^+} \approx R_{\pi^-}$ [56], хотя при небольших p_0 отношения R_{π^+} довольно сильно зависят от типа первичной частицы [57]. Форма распределения по множественности π^0 -мезонов очень слабо зависит от n_s и практически совпадает с $n_{\pi^{\pm}}$ -распределением даже при малых p_0 (π -Xe-соударения [58]).

Хорошо известна близкая к линейной корреляция между числами нейтральных и заряженных пионов в hh -соударениях:

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = a n_{\text{ch}} + b. \quad (7)$$

Наклон прямой (7) зависит от p_0 , возрастая от $a \approx -0,1$ при 10 Гэв/с до $a \approx 0,6$ при энергиях ISR [59]. Корреляция между $\langle n_{\pi^0} \rangle$ и n_{ch} изучалась в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 Гэв/с [60] и в π -Xe-соударениях при $3,5 \text{ Гэв/с}$ [61]. Оказалось, что соотношение (7) выполняется и для соударений с ядрами, причем параметр a в пределах ошибок совпадает с наблюдающимся в hh -соударениях при тех же p_0 . Таким образом, вторичные внутриядерные соударения, если они имеют место, не нарушают корреляций между n_{π^0} и $n_{\pi^{\pm}}$.

Еще в работах с ядерными эмульсиями в сильном магнитном поле было отмечено существенное возрастание числа вторичных

релятивистских протонов (pA -соударения при 21 Гэв/с [62]). В соударениях с AgBr их средняя множественность вдвое превышала наблюдаемую в pN -соударениях; с заметной вероятностью регистрировались случаи с 3—4 быстрыми протонами в конечном состоянии. Этот результат был недавно подтвержден и развит в эксперименте с неоновой пузырьковой камерой [43, 57]; было показано, что в $\pi^- \text{Ne}$ -соударениях среди s -частиц имеется в среднем 0,7 быстрых выбитых протонов с $p > 1 \text{ Гэв/с}$, число которых возрастает с множественностью ливневых частиц:

$$\langle n_p \rangle_s \approx 0,7 n_s / \langle n_s \rangle. \quad (8)$$

В работе [50] A -зависимость этих частиц была оценена в виде $A^{0,4}$; таким образом, число релятивистских протонов растет с A существенно быстрее, чем число π^\pm -мезонов. Этот интересный факт указывает на наличие каскадирования в области фрагментации мишени; к сожалению, в настоящее время практически нет данных об энергетической зависимости числа релятивистских протонов в hA -соударениях.

В работе [57] изучался вопрос о рождении нейтрон-антинейтронных пар в $\pi^- \text{Ne}$ -взаимодействиях при 200 Гэв/с . Было показано, что $n\bar{n}$ -пары рождаются главным образом в центральной области быстрот и средняя множественность их в пределах ошибок эксперимента не зависит от A ($0,10 \pm 0,04$ и $0,07 \pm 0,03$ соответственно для $\pi^- p$ - и $\pi^- \text{Ne}$ -событий). Таким образом, общий рост числа быстрых нуклонов с увеличением A связан именно с процессами выбивания их из ядра-мишени.

Наиболее достоверные данные по спектрам рождения различных типов вторичных заряженных частиц в hA -взаимодействиях были получены в электронных экспериментах [63—69]. Из них следует, что влияние ядерной среды на рождение частиц сильно зависит от типа, импульса и угла вылета вторичной инклюзивной частицы, а также от первичной энергии. На рис. 4, а представлены данные [64] об относительном выходе K^- - и π^- -мезонов на различных ядрах и ${}^9\text{Be}$ при $\theta = 17 \text{ мрад}$ в зависимости от импульса p инклюзивной частицы (pA -соударения при 24 Гэв/с). Видно, в частности, что A -зависимости инклюзивных сечений рождения π^- и K^- на ядрах близки друг к другу. Доля тяжелых частиц, однако, существенно различна в разных кинематических областях соударения; так, например, она очень сильно возрастает с увеличением поперечного импульса [64, 67] (рис. 4, б). Подробнее о рождении частиц с большими p_\perp в hA -соударениях будет идти речь ниже.

Наконец, в ряде работ изучалось рождение антинуклонов и легких ядер и антиядер в hA -взаимодействиях. Наиболее типичный и интересный для нас вывод, следующий из рассмотрения этих работ, заключается в том, что выход этих частиц слабо или

вовсе не зависит от A (см., например, [69]), что, по-видимому, означает необходимость пространственно-временных интервалов, обеспечивающих рождение античастиц и антиядер, существенно больших, чем ядерные, или, другими словами, что рождение этих продуктов hA -взаимодействия происходит вне ядра.

Таким образом, данные о составе вторичных частиц из hA -взаимодействий свидетельствуют о своеобразном дуализме механизма их образования: наряду с несомненными коллективными

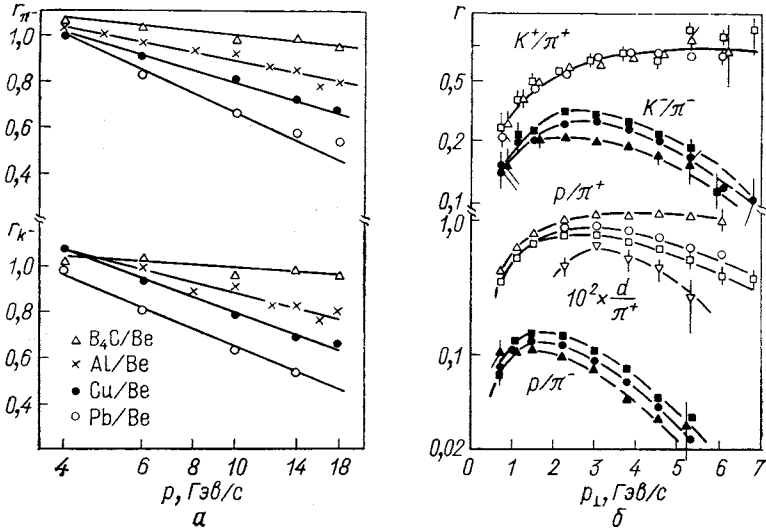


Рис. 4. Отношения выходов:

а — π^- и K^- -мезонов на различных ядрах к числу их на ядре бериллия в зависимости от импульса в лабораторной системе; б — различных типов частиц на ядре вольфрама в зависимости от p_{\perp} при $p_0 = 200$ (Δ , \blacktriangle , \circ , \bullet , ∇) и 400 (\square , \blacksquare) Гэв/с [67]

явлениями обнаруживаются и эффекты, обусловленные каскадированием в ядре-мишени. Это свойство присуще и многим другим характеристикам взаимодействий с ядрами.

Корреляции между различными типами вторичных частиц. Рассмотрим корреляционные зависимости типа $\langle n_i(n_j) \rangle$ ($n_i, n_j = n_s, n_g, n_b, n_h$) между различными типами частиц из hA -взаимодействия при высоких (>10 Гэв) энергиях. Данные по $\langle n_i(n_j) \rangle$ при меньших энергиях можно найти в монографии [4].

Анализ значительного числа работ показывает, что при всех энергиях в рассматриваемой области зависимости $\langle n_i(n_j) \rangle$ монотонны и удовлетворительно аппроксимируются прямыми с положительным наклоном

$$\langle n_i \rangle = a_{ij} n_j + b_{ij}, \quad a_{ij} > 0. \quad (9)$$

Исключение составляют лишь зависимости $\langle n_i(n_g) \rangle$, которые становятся плоскими при больших n_g (эффект насыщения). На рис. 5, а показаны корреляционные зависимости $\langle n_i(n_h) \rangle$ в pA -соударениях при $p_0 = 200$ Гэв/с [30].

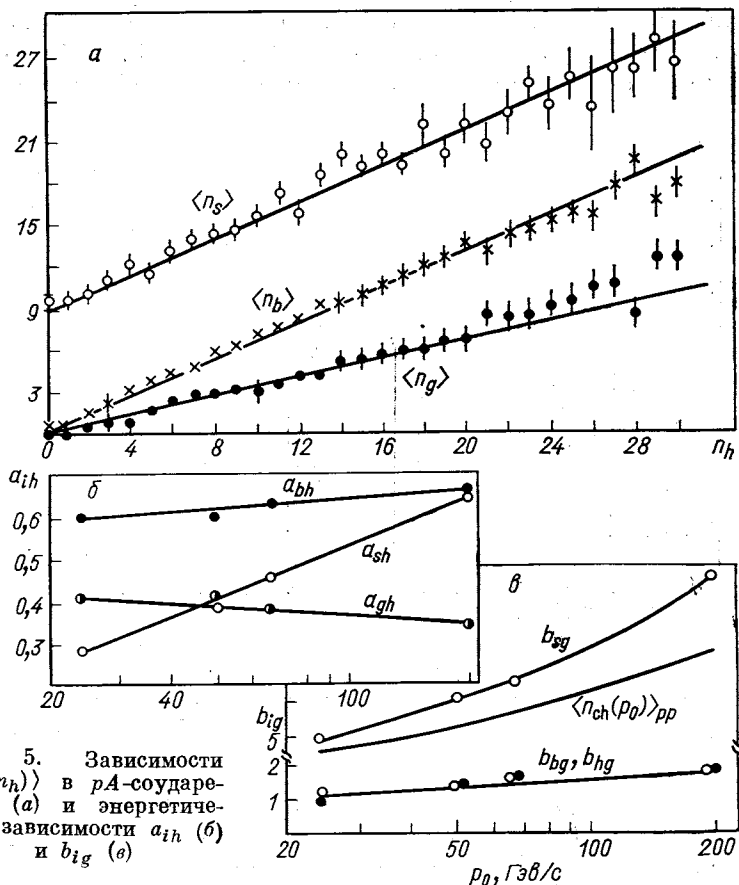


Рис. 5. Зависимости $\langle n_i(n_h) \rangle$ в pA -соударениях (а) и энергетические зависимости a_{ih} (б) и b_{ig} (в)

Коэффициенты a_{ij} и b_{ij} в формуле (9) имеют разные энергетические зависимости. Коэффициенты a_{ij} , b_{ij} ($i, j = g, b, h$) зависят от p_0 слабо, это — очевидное следствие устойчивости n_g -, n_b - и n_h -распределений при высоких энергиях. Существенно зависят от энергии соударения коэффициенты a_{sj} , b_{sj} и a_{is} , b_{is} , что также нетрудно понять качественно из p_0 -зависимости n_s -распределений. На рис. 5, б, в приведены энергетические зависимости коэффициентов a_{ih} и b_{ig} [30] для pA -соударений в ядерных эмульсиях в области энергий 20—200 Гэв.

Как видно из данных рис. 5, энергетические зависимости коэффициентов a_{ij} и b_{ij} удовлетворительно аппроксимируются логарифмическими формами. Исключение (более быстрый рост) составляют, пожалуй, лишь зависимости $b_{sj}(p_0)$, которые, впрочем, близки к p_0 -зависимостям релятивистских частиц в pN - и pA -соударениях. Отметим, что значения b_{sj} заметно выше, чем множественности $\langle n_{ch} \rangle$ в pN -соударениях при соответствующих энергиях, причем разность $b_{sj} - \langle n_{ch} \rangle_{pp}$ возрастает с увеличением p_0 (см. рис. 5, в). Это, в частности, свидетельствует о том, что принятые в течение долгого времени критерии отбора соударений с нуклонами в космических лучах (по малости n_h) «пропускают» значительное число ядерных взаимодействий.

Линейная зависимость множественности релятивистских частиц от числа выбитых из ядра протонов (и наоборот) была зафиксирована также и в опытах с чистыми мишенями, например в π^-C -соударениях в области $4 < p_0 < 40$ Гэв/с [29], π^-Ne -соударениях при 10,5 и 200 Гэв/с [43, 57] и др.

Многие авторы, опираясь на отмеченную корреляцию между числами рожденных в процессе взаимодействия и испущенных ядром-мишенью частиц, используют число последних (как правило, n_h) как статистическую меру числа внутриядерных соударений ν адрона-снаряда. Данные показывают, что из зависимостей $\langle n_s(n_j) \rangle$ наиболее сильной и быстро изменяющейся с p_0 является зависимость $\langle n_s(n_g) \rangle$. Отсюда следует, что наилучшей оценкой подобного рода должна служить именно n_g . Однако превышение $\langle n_g \rangle$ значений, ожидаемых из моделей типа последовательных соударений в ядре, достигающее в отдельных событиях очень больших значений (20—25 в эмульсии), а также наличие эффекта насыщения, присущего всем зависимостям от n_g , указывает, что большую роль в формировании числа серых (и всех сильноионизирующих) частиц играет процесс низкоэнергичного ядерного каскада. Таким образом, n_g — в лучшем случае, нелинейная функция числа внутриядерных соударений.

С этой и других точек зрения весьма интересны сравнительные данные о корреляционных зависимостях $\langle n_i(n_j) \rangle$ для разных адронов-снарядов, различающихся величиной неупругого сечения взаимодействия с нуклонами. К сожалению, таких данных пока практически нет, если не считать приведенных в работе [70], в которой сравнивались зависимости $\langle n_i(n_j) \rangle$ в pA - и π^-A -соударениях при $p_0 = 200$ Гэв/с. Основные результаты сравнения таковы:

- а) корреляции между различными типами медленных (сильноионизирующих) частиц не зависят от типа адрона-снаряда;
- б) при фиксированных n_g (или n_h) средняя множественность $\langle n_s \rangle$ ливневых частиц в pA -соударениях больше, чем в π^-A ;
- в) насыщение корреляционных зависимостей $\langle n_i(n_g) \rangle$ наступает в π^-A -соударениях при меньших n_g , чем в pA .

Эти результаты следует признать согласующимися с представлением о связи между $\langle n_g \rangle$ и ν . Крайне интересными были бы сведения о распределениях сильноионизирующих частиц из неупругих лептон-адронных взаимодействий, однако надежных данных по

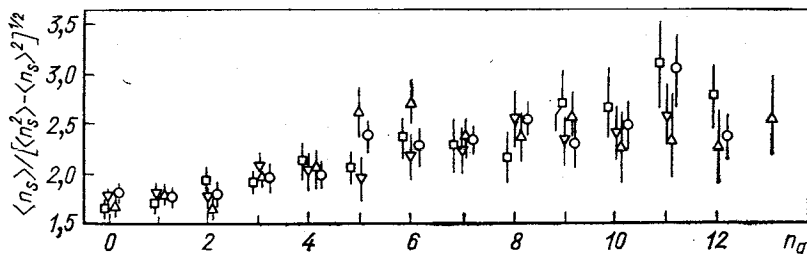


Рис. 6. Зависимости $\langle n_s \rangle / [\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2]^{1/2}$ от n_g для pA -соударений при $p_0 = 24$ (\square), 50 (∇), 67 (Δ) и 200 (\circ) ГэВ/с [30]

ним нет. В работе [71] было зарегистрировано 134 взаимодействия (при $p_0 = 5$ ГэВ/с) мюонов в эмульсии; распределение по n_h в них существенно более узко, чем в адрон-ядерных при том же p_0 , что, если принимать во внимание сильную дискриминацию событий с малыми n_h , неизбежно возникающую при просмотре «по площади», подтверждает высказанное утверждение.

Из KNO -поведения n_s -распределений в hA -соударениях и вида линейной зависимости $\langle n_s(n_h) \rangle$ следует своеобразный предельный закон

$$\langle n_s(p_0, n_h) \rangle_{hA} / \langle n_s(p_0) \rangle_{hN} = R(n_h), \quad (10)$$

приблизительно выполняющийся при $p_0 \gtrsim 50 \div 100$ ГэВ/с. Это свойство p_0 -независимости отношения средних множественностей ливневых частиц в hA - и hN -соударениях большой энергии было названо скейлингом ядерной множественности [72].

Не зависит от p_0 и отношение $\langle n_s \rangle / [\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2]^{1/2}$ для hA -соударений с фиксированным числом ядерных фрагментов. На рис. 6 представлена зависимость этого отношения от n_g для pA -взаимодействий; она растет с увеличением n_g (с типичным насыщением при $n_g \approx 5 \div 6$) и практически не зависит от p_0 .

4. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Угловые распределения ливневых частиц. Перейдем к рассмотрению основных свойств одночастичных распределений релятивистских частиц из hA -взаимодействий. Наиболее достоверны (а в сверхскоростной области практически единственны) дан-

ные об угловых распределениях; особенно популярно η -представление: $\eta = \ln \operatorname{ctg} (\theta/2) = (1/2) \ln [(p + p_{||})/(p - p_{||})]$ — так называемая псевдобыстрота, являющаяся хорошим приближением к продольной быстроте $y = (1/2) \ln [(E + p_{||})/(E - p_{||})]$ для релятивистских пионов (θ -пространственный угол вылета). Распределение по другой, популярной в физике космических лучей, угловой переменной $\lambda = \lg \operatorname{tg} \theta$ практически идентично η -распределению: центры и дисперсии этих распределений связаны простыми соотношениями

$$\langle \lambda \rangle = -0,43 \langle \eta \rangle - 0,7; \sigma^2(\lambda) = (0,43)^2 \sigma^2(\eta). \quad (11)$$

Точность формул (11) при высоких энергиях не меньше нескольких процентов, первая из них с той же средней точностью справедлива и для отдельных треков при $n \gtrsim 1$. Хорошо известны [73] простые трансформационные свойства η и λ при продольных переходах между различными системами координат.

Основными экспериментальными фактами, обсуждавшимися в большом числе работ, являются приближенная независимость углового распределения s -частиц в области малых углов («переднего» конуса) от размеров ядра-мишени и существенная A -зависимость (рост) числа вторичных частиц в hA -соударениях, вылетающих под большими углами (в «заднем» конусе). Это свойство, обнаруженное в эмульсионных опытах (см., например, [74—78]), нашло подтверждение и в экспериментах с электроникой [37, 79, 80] и расценивалось обычно как аргумент в пользу определенного класса моделей, учитывающих детали пространственно-временного развития акта рождения частиц (кластерных, партонной и др.). Ряд новых экспериментальных фактов и более детальное рассмотрение имеющейся информации показывают, однако, что ситуация в действительности сложнее и многообразнее.

На рис. 7 даны примеры инклюзивных η -распределений при разных p_0 . Видно, что с увеличением p_0 распределения в области фрагментации мишени остаются устойчивыми (это аргумент в пользу приближенной справедливости гипотезы предельной фрагментации, известной из hh -соударений), а центры и стандарты распределений растут так же, как в hh -взаимодействиях.

Инклюзивные η -распределения s -частиц из pN -, πN -, pA - и πA -взаимодействий при $p_0 = 200 \text{ Гэв}$ [70] показаны на рис. 8. Для обоих типов первичных частиц наличие ядерной среды приводит к существенному возрастанию числа рожденных частиц, вылетающих под большими углами. Хорошо видно, однако, что форма инклюзивных распределений различна для pA - и πA -соударений. Различие между η -распределениями в этих двух типах соударений при фиксированных $\langle v \rangle$ было зарегистрировано и в эксперименте [79] с чистыми мишенями, хотя в этом опыте η -распределение в πA -событиях при $p_0 = 200 \text{ Гэв}/c$ не обнару-

живало бимодальности, как в [70, 81]. Противоречие между данными [79] и [70, 81], возможно, только кажущееся, так как в [79] рассматривались очень широкие интервалы $\Delta\eta$. Если описанное различие между pA - и πA -взаимодействиями будет подтверждено,

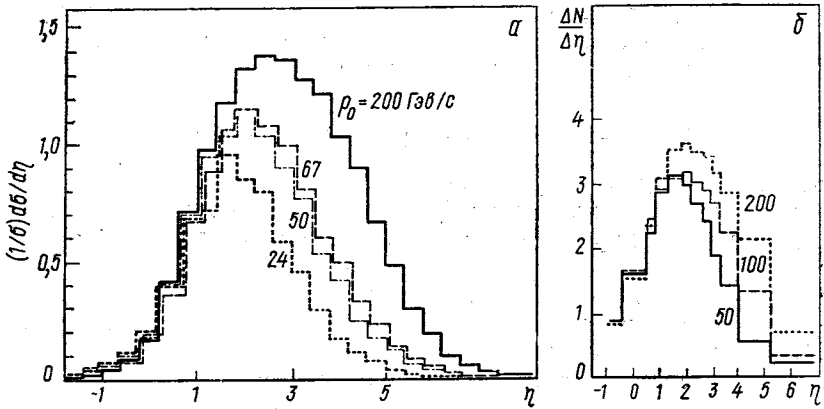


Рис. 7. Инклюзивные η -распределения релятивистских частиц в pA (а)-и π^+Pb (б)-взаимодействиях при разных p_0 [30, 79].
Распределения на б для частиц с $\beta > 0,85$

это будет по меньшей мере означать, что либо область применимости моделей второго типа (см. разд. 2) относится к более высоким энергиям, либо эти модели могут описать рождение частиц лишь в ограниченной кинематической области hA -соударений (последнее представляется нам весьма вероятным по целому ряду причин).

Весьма интересны данные о зависимости числа вторичных ливневых частиц в различных интервалах $\Delta\eta$ от числа внутриядерных соударений (или «толщины» ядерного вещества) ν . Основные характерные черты этой зависимости можно определить из рис. 9, на котором приведены для разных n_g η -зависимости: нормированных распределений $(1/\sigma_{hA}) d\sigma_{hA}/d\eta$, разностей распределений на ядерной и нуклонной мишенях $d = (1/\sigma_{hA}) d\sigma_{hA}/d\eta - (1/\sigma_{hN}) d\sigma_{hN}/d\eta$ и отношений этих распределений $r = (\sigma_{hN}/\sigma_{hA}) (d\sigma_{hA}/d\eta)/d\sigma_{hN}/d\eta$ (πA -взаимодействия при $p_0 = 200$ Гэв/с [81]). Анализ подобного рода зависимостей приводит к следующим выводам.

1. Форма угловых распределений существенно зависит от ν . С увеличением $\langle \nu \rangle$ (или числа вторичных фрагментов ядра-мишени) η -распределения деформируются; эта деформация обусловлена сравнительно медленным убыванием множественности рожденных частиц при максимальных η и быстрым возрастанием их числа при малых η . Отметим, что изменение продольных распределений с ростом n_g (или n_h) еще раз подтверждает а posteriori предпо-

жение об адекватности числа ядерных фрагментов как меры влияния ядра-мишени на рождение частиц.

2. Разность d инклюзивных распределений на ядерной и нуклонной мишенях существенно зависит от n_g (или $\langle \nu \rangle$, или A):

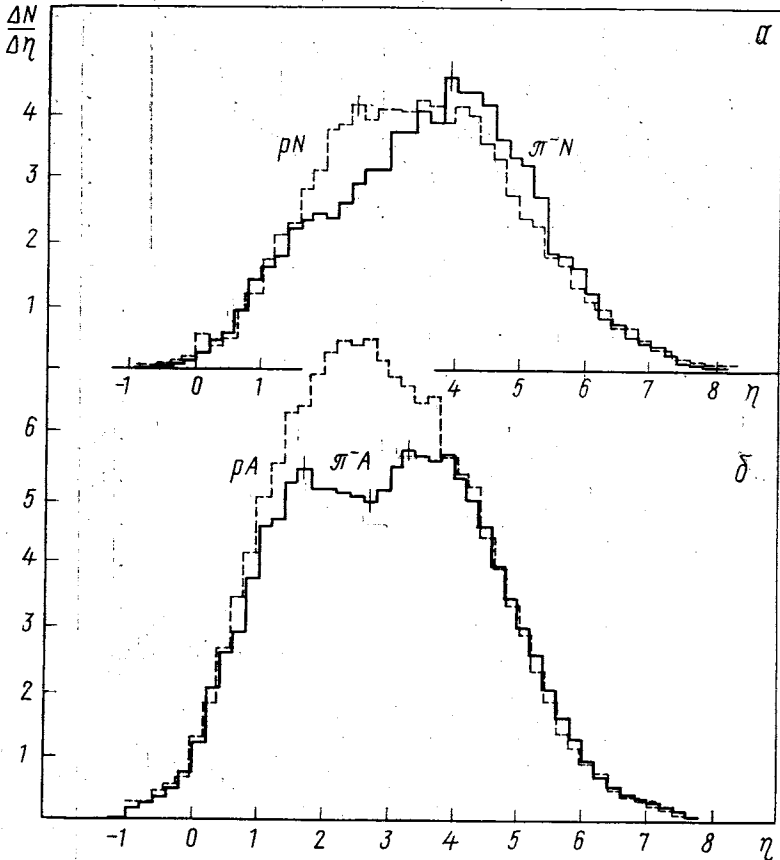


Рис. 8. Инклюзивные η -распределения в соударениях с нуклонами и ядрами фотоэмульсии при $p_0 = 200 \text{ Гэв/с}$ [70]

разностное распределение с ростом n_g смещается в сторону меньших η и деформируется. Это обстоятельство противоречит EFC-модели Готтфрида [51] (см. также [82]).

3. A -зависимость отношения инклюзивных распределений r сильно зависит от η . При $\eta > \eta_0$ r уменьшается с ростом $\langle \nu \rangle$ тем сильнее, чем больше η . Это — так называемое «вымирание» лидирующих частиц, мы рассмотрим его более детально в сле-

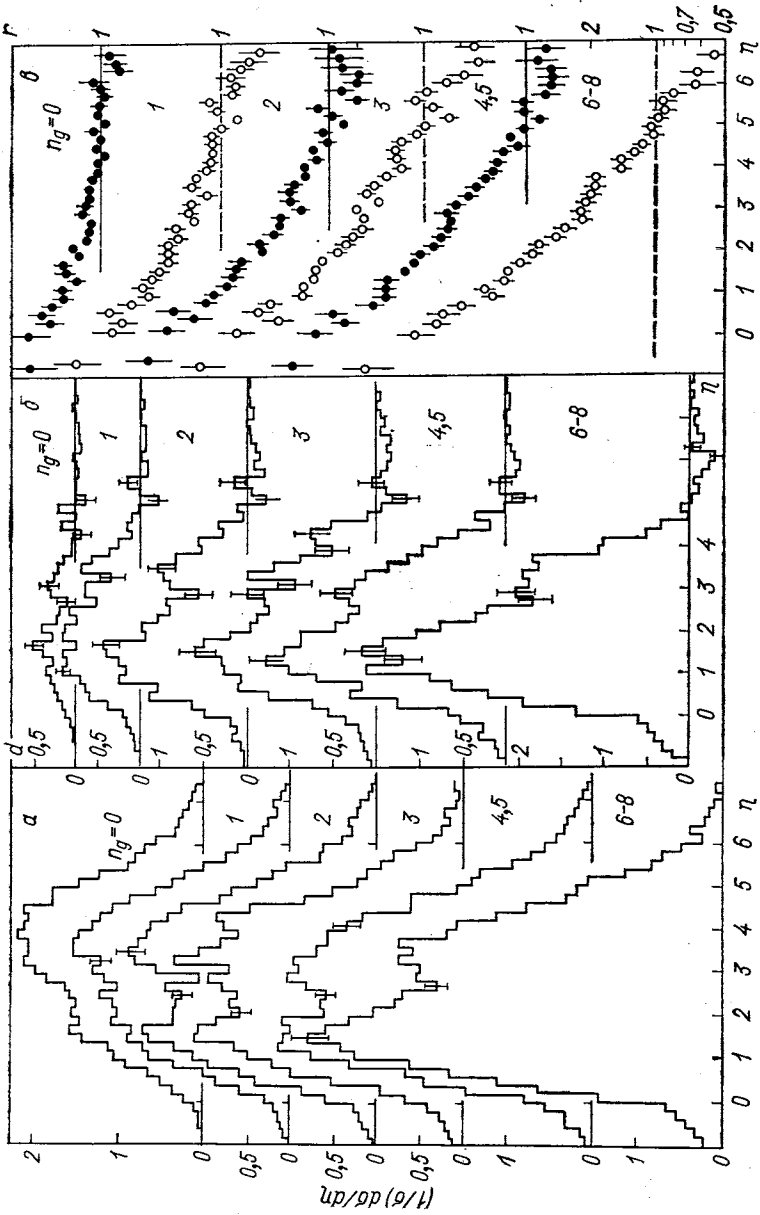


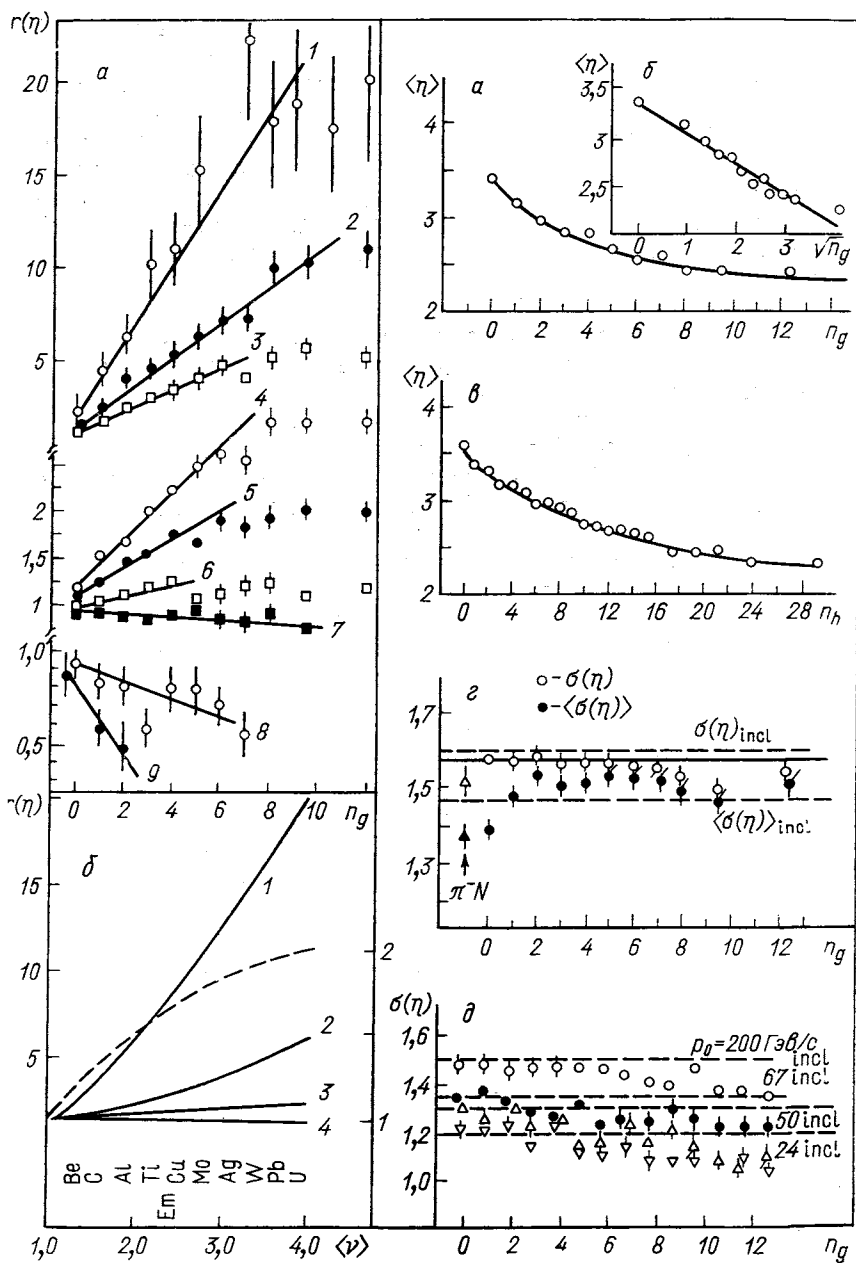
Рис. 9. Зависимости $(1/\sigma)(d\sigma/d\eta)$ (а), d (б) и γ (в) от η для π -А-соударений при $p_0 = 200$ ГэВ/с [81]

дующих разделах. При $\eta < \eta_0$ r возрастает с увеличением $\langle v \rangle$ тем сильнее, чем меньше η . Величина η_0 , соответствующая $(1/\sigma_{hA})/d\sigma_{hA}/d\eta = (1/\sigma_{hN})d\sigma_{hN}/d\eta$, в пределах погрешности эксперимента не зависит от n_g (для π^-A -событий при $p_0 = 200$ Гэв/с $\eta_0 \approx 5$, для pA -событий при том же p_0 η_0 несколько больше [30]). Следует подчеркнуть, что изменение A -зависимости отношения r при вариации η происходит непрерывно, без каких-либо «особенностей», ожидаемых в рамках некоторых моделей hA -соударений (например, EFC-модели, варианта [20] мультипериферической модели и др.).

Если аппроксимировать A -зависимость числа частиц в различных интервалах $\Delta\eta$ простой степенной зависимостью $\Delta n_s(\eta, p_0) \sim A^\alpha$, то показатель степени α будет монотонно возрастать при уменьшении η от отрицательных значений при максимальных η (количественных данных в настоящее время, по-видимому, нет) до значений $\alpha \approx 0,4 \div 0,5$ при минимальных η . Примеры зависимостей этого рода представлены на рис. 10. В работе [50] подробно обсуждалась совместимость подобного поведения $\Delta n_s(\eta, p_0)$ с некоторыми популярными моделями hA -соударений и отмечалось, что наблюдаемую A -зависимость трудно совместить с простыми моделями типа «когерентной трубки» [53, 54] и последовательных внутриядерных соударений. Эта зависимость хорошо согласуется (качественно) с предсказаниями партонной модели [83], однако следует отметить, что указанные выше (например, в рамках МПМ) «особенности» должны четко проявляться лишь при очень высоких энергиях, при которых можно с уверенностью выделить так называемую центральную область быстрого распределения.

Рассмотрим в заключение поведение основных количественных характеристик (среднего значения и стандарта) инклюзивных η -распределений. На рис. 11 показаны $\langle \eta \rangle$ и $\sigma(\eta)$ в зависимости от n_g для π^-A -соударений при $p_0 = 200$ Гэв/с [81]. Хорошо видно, что центр распределения смещается в сторону больших углов, причем если допустить, что $\langle v \rangle \sim n_g^{1/2}$ (основания для такого предположения обсуждались ранее), то зависимость $\langle \eta \rangle$ от $\langle v \rangle$, т. е. от $A^{1/3}$, близка к линейной. Другое, еще более интересное свойство η -распределений в hA -соударениях — очень слабая зависимость его ширины (дисперсии) от числа ядерных фрагментов [5, 30]. Это обстоятельство является критичным для целого ряда моделей; так, например, оно кардинально противоречит основному постулату моделей типа «когерентной трубки» [53, 54, 84]. Действительно, в этих моделях угловые спектры в hA -соударениях идентичны спектрам в hN -соударениях при энергиях в с. ц. м. в \sqrt{v} раз больших, и дисперсия $D(\eta)$ должна возрастать с ростом v :

$$\left. \frac{D(\eta)_{hA}}{D(\eta)_{hN}} \right|_{p_0=\text{const}} = \frac{\ln(v/s)}{\ln s} = 1 + \text{const} \ln v,$$



что не согласуется с опытом, дающим заметное уменьшение $\sigma(\eta) = \sqrt{D(\eta)}$ с ростом n_g (или n_h). Отметим, что использование η (вместо y) и всех s -частиц (вместо π_0 -мезонов) не влияет на результат, так как логарифмический рост дисперсии η -распределения всех заряженных частиц в $\hbar N$ -соударениях — хорошо известный факт в области доступных ускорительных энергий. Отчетные закономерности в зависимости $\langle \eta \rangle$ и $\sigma \langle \eta \rangle$ от n_g (n_h) и трудности, возникающие при их интерпретации в рамках других вариантов трубочной модели, моделей типа независимых кластеров или последовательных соударений, обсуждались также в [5, 30], однако уверенные заключения пока невозможны вследствие отсутствия конкретных количественных расчетов.

Импульсные и быстротные спектры. Наиболее информативные данные об одночастичных распределениях следуют из экспериментов, в которых проводятся идентификация и измерение импульсов рождающихся частиц. Их число, к сожалению, очень невелико.

Основную информацию о поведении инклюзивных сечений рождения частиц в области фрагментации налетающего адрона дают электронные эксперименты. Характеристики импульсных спектров различных типов вторичных частиц из pA -взаимодействий при $p_0 = 19$ [85], 24 [64] и 300 (ссылка в [86]) Гэв/с представлены на рис. 12. Их рассмотрение приводит к следующим заключениям.

1. В адрон-ядерных взаимодействиях сохраняются эффекты лидирования, свойственные элементарному акту. В частности, подавляющее большинство частиц, вылетающих в pA -соударениях с максимальными импульсами и (или) минимальными углами, — протоны.

2. Число лидирующих частиц существенно убывает с увеличением A . Это обстоятельство, безусловно, отвергает представление о полной «пассивности» первичных адронов после первого соударения внутри ядра (физические основания для гипотезы о полной или частичной пассивности обсуждались, например, в [87]). «Вымирание» лидеров с увеличением A тем сильнее, чем больше их импульс.

3. A -зависимость числа рожденных частиц существенно зависит от их импульса и типа частицы. При уменьшении импульса (так же

Рис. 10. Зависимость отношения инклюзивных η -распределений $r(\eta)$ от n_g в πA -соударениях [81] (а) и от $\langle \eta \rangle$ в pA -соударениях [79] (б) при $p_0 = 200$ Гэв/с.

а: 1 — $\eta > 0$; 2 — $0 < \eta < 1$; 3 — $1 < \eta < 2$; ...; 8 — $6 < \eta < 7$; 9 — $\eta > 7$;
 б: 1 — $0,67 < \eta < 0,92$; 2 — $0,92 < \eta < 1,99$; 3 — $3,08 < \eta < 4,08$; 4 — $4,08 < \eta < 7,0$; — — — область $3,08 < \eta < 4,08$ в деталях (шкала справа)

Рис. 11. Зависимости $\langle \eta \rangle$ от n_g (а), $\sqrt{n_g}$ (б) и n_h (в), зависимость $\sigma(\eta)$ и $\langle \sigma(\eta) \rangle$ индивидуальных актов от n_g (г) в πA -соударениях при $p_0 = 200$ Гэв/с [81] и зависимость $\sigma(\eta)$ от n_g (д) для pA -соударений при разных p_0 [30]

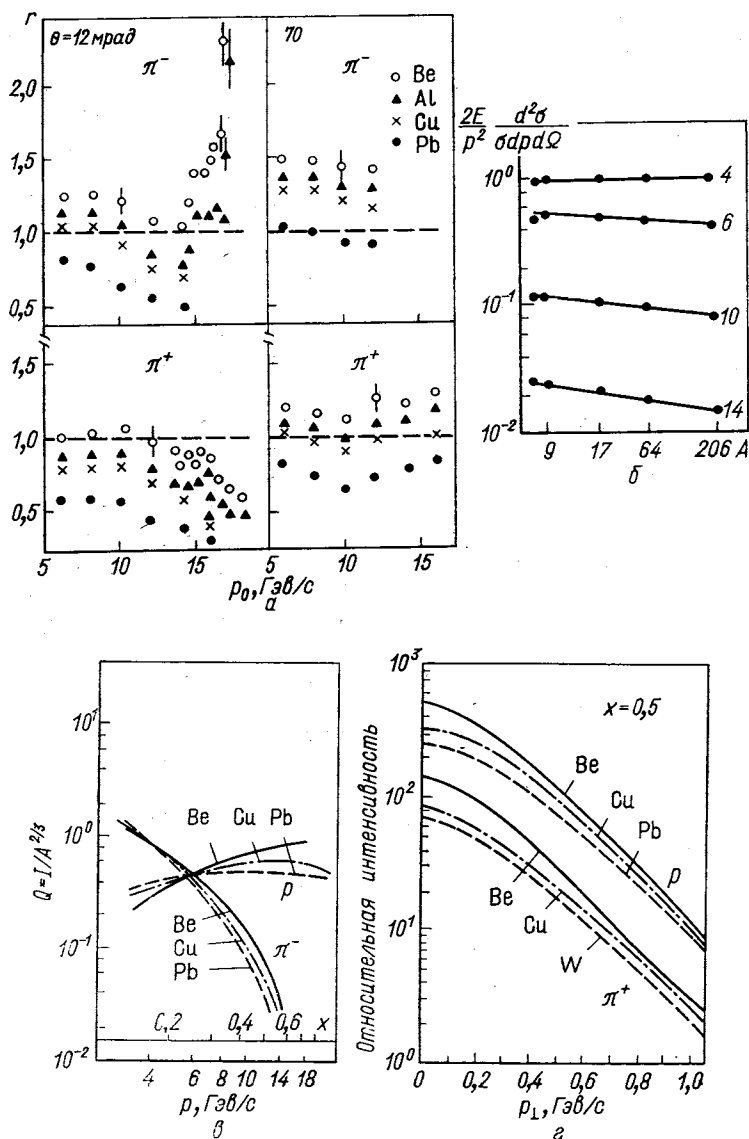


Рис. 12. Характеристики импульсных спектров различных типов вторичных частиц из pA -взаимодействий:

a — зависимость $r = (d^2\sigma_{pA}/dpd\Omega)/(A^2/d^2\sigma_{pp}/dpd\Omega)$ от p в реакции $pA \rightarrow \pi^\pm X$ при $p_0 = 19$ Гэв/с [63]; b — зависимость $(2E/p^2)(d^2\sigma/\sigma dp d\Omega)$ от A для разных p при $p_0 = 24$ Гэв/с [64]; c — A -зависимость инклюзивного рождения частиц для $\theta = 17$ мрад при $p_0 = 24$ Гэв/с [64]; d — зависимость инклюзивных сечений от p_\perp при $x = 0,5$ для разных A при $p_0 = 300$ Гэв/с (ссылка в [86])

как при увеличении угла вылета) происходит монотонное изменение A -зависимости от убывающей до возрастающей функции. Значение фейнмановской переменной $x = p/p_0$, при которой $d^2\sigma_{hA}/dp d\Omega = d^2\sigma_{hN}/dp d\Omega$, существенно зависит от типа вторичной частицы. «Вымирание» для пионов в области максимальных импульсов в pA -соударениях выражено значительно слабее, чем для протонов.

Отмеченные свойства импульсных спектров хорошо видны из табл. 3, в которой сравниваются данные по составу частиц боль-

Таблица 3

Среднее число частиц большой энергии на акт π^-A -, π^-N -, pA - и pN -соударения [55]

Тип события	$p_0, \text{ Гэв}/c$	Вторичная частица	Импульс вторичной частицы			
			$> 0,2$	$> 0,3$	$> 0,4$	$> 0,5$
π^-N	50	π^- π^+	$0,65 \pm 0,05$	$0,39 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,03$
			$0,25 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
pN	21	p π^-	$0,57 \pm 0,03$	$0,48 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,02$	$0,29 \pm 0,02$
			$0,12 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	—
$\pi^-A, n_h \geq 7$	50	π^- π^+	$0,38 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,02$
			$0,22 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
$pA, n_h > 7$	21	p π^-	$0,30 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,03$	$0,07 \pm 0,02$
			$0,15 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$	—

шой энергии из pA -, π^-A -, а также pN - и π^-N -взаимодействий (ядерные эмульсии в сильном магнитном поле [55, 62]). Из табл. 3 следует также, что «вымирание» лидеров в pA -соударениях выражено значительно сильнее, чем в π^-A ; это обстоятельство наиболее естественно вытекает из представлений о повторных внутриядерных соударениях первичных адронов. Разумеется, для уверенных заключений по этому важному вопросу необходимы более обеспеченные данные и в достаточно широком энергетическом интервале.

Интересную попытку получить сведения о сечениях адрон-нуклонных соударений при повторных внутриядерных соударениях (или, другими словами, проверить гипотезу [87] о конечном времени, необходимом для восстановления собственного ядерного поля адрона, испытавшего взаимодействие) предприняли авторы работ [88—90]. Анализ данных об A -зависимости отношения $r = \frac{\sigma_{pp} (d^2\sigma_{pA}/dpd\Omega)}{\sigma_{pA} (d^2\sigma_{pp}/dpd\Omega)}$ при больших импульсах $p = (0,8 \div 0,9) p_0$ и фиксированных углах вылета частиц из pA -соударений в рамках модели типа последовательных внутриядерных соударений привел

их к заключению, что сечения повторных hN -взаимодействий, по-видимому, существенно меньше «нормальных» и роль повторных столкновений уменьшается с ростом энергии. Нужно отметить, однако, что этот анализ не является модельно-независимым и, кроме того, авторы [88—90] имели дело с частицами, инклюзивное сечение рождения которых очень мало (частицы с большими p и p_{\perp}); так или иначе, дальнейшие исследования в этом направлении представляются крайне желательными.

Сведения об одночастичных «продольных» распределениях (по быстроте y или переменной x) во всей кинематической области взаимодействия были получены в небольшом числе экспериментов с пузырьковыми камерами и ядерными эмульсиями в импульсных магнитных полях. Типичные примеры этих распределений показаны на рис. 13. Качественные особенности этих данных совпадают с полученными при анализе угловых распределений заряженных частиц (по псевдобыстроте); необходимо отметить, однако, следующие особенности.

1. «Продольные» распределения заметно различны для различных типов рожденных частиц, в частности для π^+ - и π^- -мезонов. В передней полусфере существует эффект лидирования, в задней — влияние ядра-мишени, приводящее к избытку π^+ -мезонов (ср. с разд. 3). Для π^0 -мезонов быстрое распределение, как и в элементарном акте hh -взаимодействия, является промежуточным между π^+ - и π^- -спектрами.

2. С увеличением числа внутриядерных соударений «продольные» распределения монотонно смещаются в область меньших быстрое как для π^- , так и для π^+ -мезонов (из hA -соударений), деформируя свою форму. Различия между распределениями для π^+ - и π^- -мезонов при этом сохраняется. Ширины (дисперсии) распределений не возрастают с ростом числа фрагментов ядра-мишени, как и для всех заряженных частиц, и примерно одинаковы для всех типов вторичных пионов.

3. По крайней мере при относительно невысоких энергиях столкновения велик вклад релятивистских протонов; в $\pi^{\pm}Ne$ -соударениях при $10,5 \text{ Гэв/с}$ инклюзивное сечение их рождения в пределах ошибок оказывается не зависящим от заряда первичного пиона.

Детальное и количественное сопоставление экспериментальных данных по одночастичным распределениям с расчетами по различным моделям hA -соударений — дело будущего; отметим в этой связи лишь результаты работы [92] (см. рис. 13, δ), в которой проведено количественное сравнение распределений по $x^* = p_{\parallel}^*/p_{\text{макс}}^*$ (здесь и далее звездочка указывает на систему центра масс hN -взаимодействия) в π^-C -взаимодействиях при $p_0 = 40 \text{ Гэв/с}$ с расчетами по некоторым моделям, в частности партонной модели. Последняя хорошо воспроизводит отношение $r(x^*)$

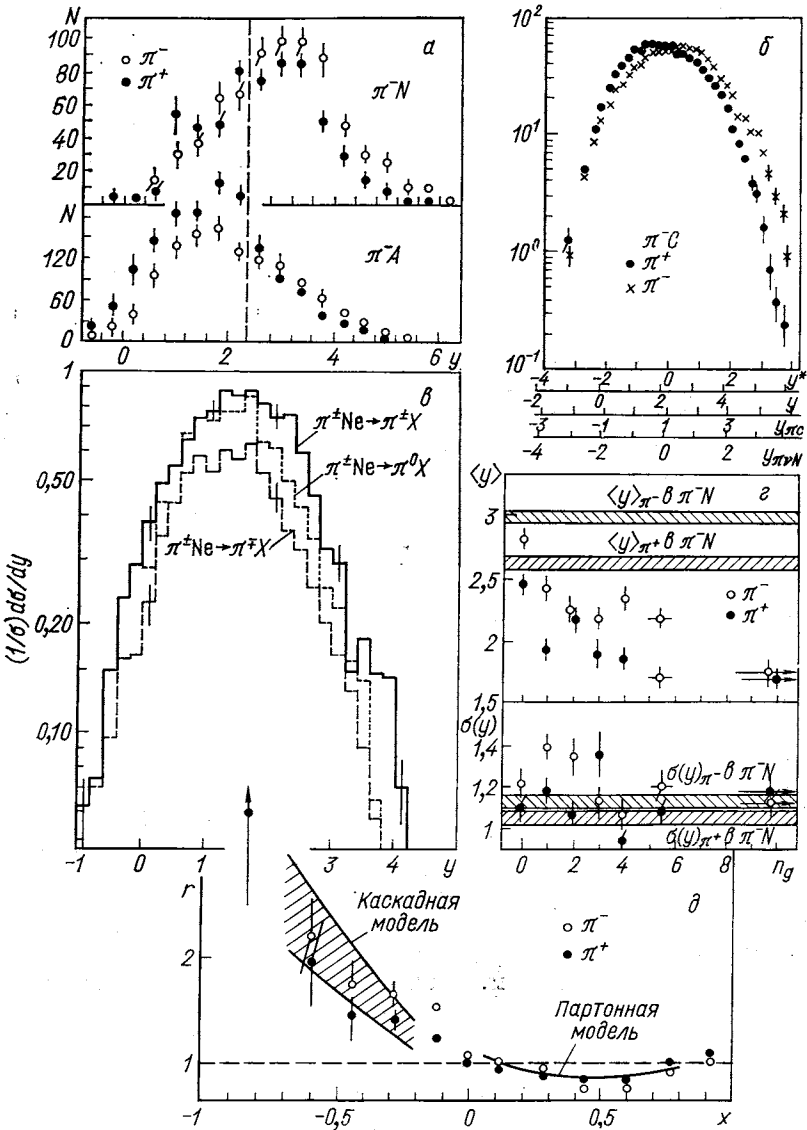


Рис. 13. Распределение вторичных π^- -и π^+ -мезонов по y для π^-N - и π^-A -соударений с $n_h \geq 7$ при $p_0 = 50$ Гэв/с [55] (а), π^-C -взаимодействий при 40 Гэв/с [91] (б), для пионов из $\pi^\pm Ne$ -столкновений при 10,5 Гэв/с [57] (в), зависимость $\langle y \rangle$ и $\sigma(y)$ инклюзивных y -распределений π^+ - и π^- -мезонов от p_T в π^-A -соударениях при 50 Гэв/с [55] (г), зависимость отношений r y -распределений в π^-C -и π^-p -взаимодействиях при 40 Гэв/с от $x = p_{||}^*/p_{||}^*$ макс для пионов и сравнение с партонной моделью [21, 92] (д)

при $x^* > 0$; при $x^* < 0$ спектры пионов удовлетворительно описываются простой каскадной моделью при энергии, соответствующей развитию вунтриядерного каскада для медленных частиц.

Поперечные импульсы. Поперечный импульс (p_{\perp}) рождающихся частиц — одна из важнейших характеристик взаимодействия, замечательно устойчивая к изменению других кинематических характеристик. Основные особенности инклюзивных p_{\perp} -распределений частиц, рожденных в hA -взаимодействиях, качественно (и нередко количественно) подобны наблюдаемым в hh -соударениях. Данные большого числа работ (см., например, компиляцию данных в [4]) показывают, что, так же как в элементарном акте, форма p_{\perp} -распределений при соударениях с ядрами практически не зависит от типа сталкивающихся адронов и энергии столкновения в очень широком интервале (вплоть до 10^{14} — 10^{16} эв). Среднее значение $\langle p_{\perp} \rangle$ очень слабо (логарифмически) возрастает с энергией в обоих классах взаимодействий [3, 4]; оно возрастает также с массой инклюзивной частицы, однако замечательно устойчиво к изменению множественности частиц и угла ее вылета (обособляясь от тривиальных фазово-объемных эффектов, существующих при очень больших n_s и малых θ , эффекта «чайки» и т. п.).

Наиболее оживленно обсуждавшийся в литературе экспериментальный факт — практическая A -независимость среднего поперечного импульса вторичных пионов (для протонов $\langle p_{\perp} \rangle$ растет с увеличением A ; см., например, [93]). Это — один из основных «антикаскадных» тезисов; действительно, существующие количественные расчеты по каскадным моделям (например, в [4]) не согласуются с весьма слабыми A - и p_0 -зависимостями $\langle p_{\perp} \rangle$. Это же обстоятельство рассматривается как сильный аргумент в пользу представленный об отсутствии вунтриядерного взаимодействия вторичных рожденных частиц (так называемая «прозрачность» ядра).

Имеются, однако, указания на то, что действительная ситуация с p_{\perp} -распределениями не столь проста, по крайней мере в области сравнительно невысоких p_0 (десятки гигаэлектронвольт).

В работах [62, 93] (см. также [94]) исследуется зависимость p_{\perp} -распределений от числа сильноионизирующих фрагментов ядрамишени при различных импульсах вторичных частиц ($p_0 = = 21$ Гэв/с, ядерная эмульсия в сильном магнитном поле). Установлено, что: 1) $\langle p_{\perp} \rangle$ пионов с импульсом $p > 1$ Гэв/с, составляющих подавляющее большинство в соударениях с нуклонами, в p -AgBr-событиях намного больше ($\approx 0,5$ Гэв/с), чем в pN ; 2) существует характерная, возрастающая с n_h корреляция (рост $\langle p_{\perp}(\theta) \rangle$ для этих пионов), отсутствующая в pN -соударениях. При этом равенство $[\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^{\pm}}]_{p\text{-AgBr}} = [\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^{\pm}}]_{pN}$ выполняется для всех ливневых π^+ - и π^- -мезонов; оно является результатом компенсации увеличивающегося с ростом A среднего $\langle p_{\perp} \rangle$ для

быстрых пионов значительным числом медленных (с импульсом в сотни мегаэлектронвольт) пионов, практически отсутствующих в pN -соударениях, несомненно рожденных «под влиянием» ядерной среды (повторные взаимодействия?) и имеющих очень малые $\langle p_{\perp} \rangle$. Таким образом, слабая A -зависимость $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^0}$ может и не представлять собой «антикаскадный» тезис в упомянутом выше смысле.

Аналогичный эффект существенного уменьшения $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^0}$ рожденных π^0 -мезонов в π^- -Хе-взаимодействиях при 9 ГэВ/с с увеличением числа ядерных фрагментов был недавно описан в [95] (рисунок 14, а). Однако при более высоких энергиях (π^- -С-соударения

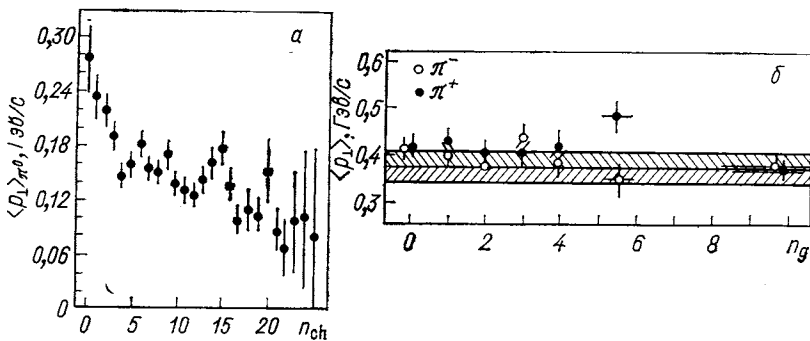


Рис. 14. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^0}$ от n_{ch} (в основном, фрагментов ядра) в π^- -Хе-взаимодействиях при $p_0 = 9 \text{ ГэВ/с}$ [95] (а) и $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^{\pm}}$ от n_g в π^- -А-соударениях при 50 ГэВ/с [55] (б)

при 40 ГэВ/с [91], π^- -А-соударения при 50 ГэВ/с в эмульсии в присутствии сильного магнитного поля [55] (рис. 14, б) заметной зависимости $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^0}$ от числа фрагментов ядра-мишени не наблюдалось. Не исключено, что с ростом энергии изменяется соотношение между множественностями частиц, рожденных коллективным (кумулятивным, кластерным?) механизмом рождения, и в результате каскадирования внутри ядра — в духе партонной модели [21] или моделей, основанных на аналогии с тормозным излучением [96].

Из рассмотренного ясно, что изучение A -зависимости p_{\perp} -распределений различных типов вторичных частиц в разных кинематических областях их рождения — очень важная проблема для экспериментов ближайшего будущего.

Значительный интерес в последние годы, как известно, вызывают экспериментальные исследования процессов с большими поперечными импульсами. Этот интерес обусловлен представлениями о возможности получения с их помощью информации

о структуре сильных взаимодействий на очень малых пространственных расстояниях [97]. Недавно появился ряд работ, посвященных изучению рождения частиц с большими p_{\perp} на ядерных мишенях [98—103]; полученные в них данные относятся к достаточно широкому энергетическому интервалу 28—400 Гэв.

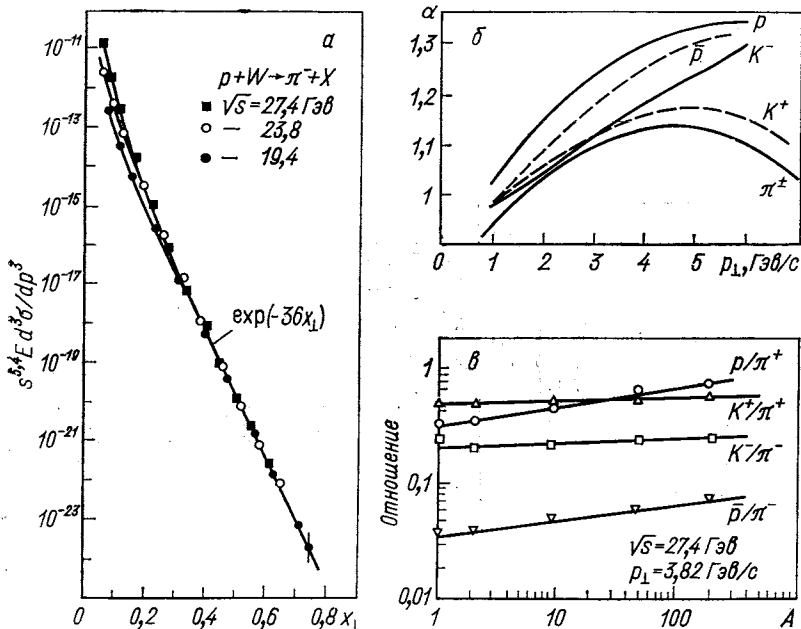


Рис. 15. Зависимость $(\sqrt{s})^{10,8} E d^3\sigma/dp^3$ от x_{\perp} для π^- -мезонов из pW -соударений при $p_0 = 200, 300$ и 400 Гэв/с [98] (а), A -зависимость α (13) в pA -соударениях большой энергии (28,5—400 Гэв/с) [86] (б) и A -зависимость отношений выходов частиц при больших p_{\perp} [98] (в)

Оказалось, что инвариантные сечения рождения частиц имеют при больших p_{\perp} экспоненциальный вид, демонстрируют скейлинговое поведение при больших p_0 (рис. 15, а) и аппроксимируются выражением

$$E (d^3\sigma_{pA}/dp^3) \sim (\sqrt{s})^{-n} \exp(-ax_{\perp}), \tag{12}$$

где $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$. Параметры в формуле (12) для π^{\pm} - и K^{\pm} -мезонов приближенно одинаковы: $n \approx 11$, $a \approx 36$. Полностью неожиданной оказалась очень сильная A -зависимость инклюзивных сечений. При степенной параметризации вида

$$E (d^3\sigma_{pA}/dp) (p_{\perp}) = E (d^3\sigma_{pp}/dp^3) (p_{\perp}) A^{\alpha(p_{\perp})}, \tag{13}$$

показатель степени α оказался >1 для $p_{\perp} > 2 \text{ Гэв}/c$ и зависящим только от типа частиц и значения p_{\perp} . Для всех типов частиц $\alpha(p_{\perp})$ возрастает с увеличением p_{\perp} (рис. 15, б), достигая максимума для π^{\pm} - и K^+ -мезонов (равного 1,12) при $p_{\perp} = 4\text{--}5 \text{ Гэв}/c$. Для p , \bar{p} и K^- (p_{\perp}) возрастает во всей доступной области изменения p_{\perp} , достигая еще больших значений.

Наблюдаемые значения $\alpha(p_{\perp})$ существенно превышают не только ожидаемое «геометрическое» значение $\alpha = 2/3$, но и $\alpha = 1$, предсказываемое [104—106] партонной моделью, в которой события с большими p_{\perp} рассматриваются как результат жесткого соударения быстрых партонов, а ядро — как система слабосвязанных нуклонов. Данные по большим p_{\perp} противоречат также моделям [53, 54], в которых увеличение A при фиксированном p_0 эквивалентно эффективному увеличению энергии столкновения в с. ц. м., так как, например, отношение p/π возрастает с A , но уменьшается с ростом s (рис. 15, в).

Другим механизмом, могущим привести к усилению A -зависимости, является многократное перерассеяние внутри ядра-мишени. Этот вопрос рассматривался в ряде работ и результаты их противоречивы; так, авторы [107, 108] утверждают, что эффекты перерассеяния не могут объяснить всей совокупности данных по рождению адронов с большими p_{\perp} , а авторы [109, 110] считают, что A -зависимость сечений воспроизводима в теории многократного рассеяния. Отметим, наконец, недавнюю интересную работу [111], в которой показано, что аномально сильная A -зависимость сечений при больших p_{\perp} может возникнуть также и вследствие многократных перерассеяний на различных ядрах (действительно, в упомянутых экспериментах, например в экспериментах, описанных в работе [98], имели дело с толстыми мишенями) и предложен способ определения их вклада.

Таким образом, экспериментальная и теоретическая ситуация с рождением адронов при больших p_{\perp} в hA -взаимодействиях остается неясной, что, однако, не делает эту проблему менее интересной.

5. ЭНЕРГОРАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ВТОРИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Основным результатом, вытекающим из экспериментальных данных о доле энергии, уносимой разными вторичными частицами («парциальных» коэффициентах неупругости), является слабая A -зависимость энергораспределения между ними и практическая независимость от энергии столкновения. Данные по коэффициентам неупругости в hA -соударениях можно найти в монографиях [3, 4]; новейшие экспериментальные данные отражены, например, в работах [57, 112—117]. В табл. 4 представлены данные [117] по пар-

Таблица 4

Парциальные коэффициенты неупругости в π^-N - и π^-A -соударениях при $p_0 = 50$ Гэв/с [117]

Коэффициент	π^-N	$\pi^-A, n_h \leq 6$	$\pi^-A, n_h \geq 7$
K_+	$0,20 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
K_-	$0,41 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,01$
K^*	$0,22 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
K_{\pm}	$0,61 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,02$
K_{\pm}^*	$0,42 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,02$
K_0	$0,39 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,02$

* При исключении лидирующего π^- -мезона с $p/p_0 > 0,3$.

циальным коэффициентам неупругости для заряженных пионов из π^-A -соударений при $p_0 = 50$ Гэв/с и разных n_h . Если исключить эффекты лидирования, A -зависимость $\langle K_{\pi^{\pm}} \rangle$ оказывается очень слабой при степенной параметризации $\langle K_{\pi^{\pm}}(A) \rangle \sim A^{\alpha}$ ($\alpha = 0,05 \pm 0,01$). Не менее выразительны данные [114] по A -зависимости парциального коэффициента K_{π^0} при средней энергии космических частиц ~ 400 Гэв (табл. 5); $\langle K_{\pi^0} \rangle$ для всех первичных

Таблица 5

Парциальные коэффициенты $\langle K_{\pi^0} \rangle$ при средней энергии 400 Гэв [114]

Мишень	CH_2	Al	Fe	Pb
$\langle K_{\pi^0} \rangle_{(N+\pi)A}$	$0,22 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$
$\langle K_{\pi^0} \rangle_{NA}$	$0,17 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,02$
$\langle K_{\pi^0} \rangle_{\pi A}$	$0,33 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,04$

частиц незначительно возрастает в широком диапазоне ядер от CH_2 до Pb: $\langle K_{\pi^0} \rangle \sim A^{\alpha}$ ($\alpha = 0,06 \pm 0,02$). Очень слабо зависят от A и p_0 и распределения по парциальным коэффициентам неупругости. Значения $\langle K_{\pi^{\pm}, \pi^0} \rangle$ существенно различны для pA - и πA -взаимодействий, однако это различие, по-видимому, исчезнет, если выделить эффекты лидирования [3, 4, 114].

Таким образом, доля энергии, уносимая пионами, рожденными в hA -соударениях, практически не зависит от первичной энергии (как и для элементарного акта) и слабо ($\alpha = 0,05 \div 0,06$) зависит от A . При прохождении через ядро число таких частиц увеличивается ($\sim A^{0,15 \div 0,20}$, см. разд. 3), а энергетические спектры их

«смягчаются» (см. разд. 4), так что суммарная энергия различных типов пионов возрастает с A существенно слабее.

Весьма слабая A -зависимость парциальных коэффициентов неупругости K_{π} нередко рассматривается как важный качественный аргумент в пользу представлений о «пассивности» адронов после соударения, «прозрачности» ядра (наряду с фактами, касающимися слабой A -зависимости $\langle n_s \rangle$, $\langle p_{\perp} \rangle$) и т. п. Такого рода утверждения, однако, по меньшей мере при умеренных энергиях, оказываются сомнительными при более детальном рассмотрении [94].

Полная неупругость взаимодействия (т. е. доля энергии, теряемая первичным адроном) непосредственно связана со спектром лидирующих частиц, рассмотрение которого показывает существенное «вымирание» их числа с увеличением A во всей доступной анализу области ускорительных энергий. То обстоятельство, что A -зависимость полного коэффициента неупругости K должна быть сильнее A -зависимости K_{π} , следует также из учета энергетических затрат на образование ядерных фрагментов, число которых возрастает с увеличением A существенно быстрее, чем число рожденных пионов. Здесь нужно иметь в виду не только сильноионизирующие частицы, суммарная энергия которых существенна в общем балансе энергораспределения лишь при сравнительно невысоких p_0 , но и релятивистские протоны [62, 94, 57] (см. разд. 3), данных о p_0 -зависимости числа которых в настоящее время практически нет. Учет этих источников энергетических потерь, вероятно, устраняет отмечавшееся в некоторых работах (например, [50]) противоречие между существенной A -зависимостью спектров лидирующих частиц и чрезвычайно слабой A -зависимостью парциальных коэффициентов неупругости.

Таким образом, имеющиеся данные по неупругости взаимодействий не могут служить основой для заключений в пользу моделей с чрезвычайно слабой или отсутствующей A -зависимостью полной неупругости (типа, например, EFC -модели или модели когерентной трубки) или против моделей с существенной A -зависимостью (например, гидродинамической модели).

Что же касается прямых измерений полной неупругости hA -взаимодействий, то следует признать, что удовлетворительных данных о ней практически нет: экспериментам, выполненным с помощью техники ядерных фотоэмульсий (без магнитного поля) или в космических лучах, свойственны методические погрешности и приближения, вследствие чего весьма трудно получить надежную информацию по этому вопросу. Отметим все же результат работы [115], согласно которой A -зависимость полного коэффициента неупругости в нуклон-ядерных соударениях при энергии $\sim 1,5 T_{\text{эв}}$ (космические лучи) имеет вид $A^{0,09 \pm 0,03}$, что в пределах ошибок не противоречит расчетам по модели Глаубера.

6. МНОГОЧАСТИЧНЫЕ (КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ) ЭФФЕКТЫ

Двухчастичные корреляции вдоль продольной оси. Слабая зависимость одночастичных распределений от выбора подхода к проблеме множественного рождения стимулировала исследования корреляций между рожденными частицами. Для hA -взаимодействий эти исследования находятся в самой ранней стадии, однако имеющаяся информация представляет интерес.

Начнем с рассмотрения результатов применения стандартного аппарата корреляционных функций к изучению двухчастичных корреляций между псевдобыстроходами ливневых частиц. Прежде всего необходимо сделать следующие замечания общего характера.

В ряде работ (как экспериментальных, так и теоретических), к сожалению, фактически игнорируется довольно хорошо известное [118, 119] обстоятельство: корреляционные функции чувствительны не только к корреляциям частиц из одного акта соударения (очевидно, именно они представляют наибольший интерес), но и к степени неоднородности событий, составляющих изучаемый ансамбль (инклюзивный, полунклюзивный или даже эксклюзивный). Если при анализе hh -соударений эта неоднородность, приводящая к сильным псевдокорреляциям «короткодействующего» характера, может представлять самостоятельный интерес (например, указывать на наличие различных механизмов реакции, скажем, дифракционного и недифракционного), то для hA -взаимодействий неоднородность событий — фактор прежде всего тривиальный. Действительно, так как выделить подансамбли, соответствующие соударениям с фиксированным числом внутриядерных нуклонов (или фиксированной длине «трубки»), невозможно, неоднородность событий и связанные с ней псевдокорреляции должны проявляться в любом наборе hA -соударений даже при единственности механизма рождения частиц.

Другое замечание следует сделать в связи с необходимостью учета кинематических корреляций, обусловленных законами сохранения и такими хорошо известными свойствами процесса множественного рождения, как ограниченность p_{\perp} и выделенность лидирующих (первичных) частиц. При изучении hh -соударений эти корреляции, как и простейшие псевдокорреляции, обусловленные неоднородностью, связанной с n_{ch} -распределением, n_{ch} -зависимостью одночастичных спектров и т. п., можно оценивать, используя метод Монте-Карло, основанный на простых моделях статистического типа (фазовый объем, цилиндрический фазовый объем (CPS), модель некоррелированных струй). Для hA -взаимодействий подобные расчеты провести трудно (точнее, невозможно без дополнительных модельных предположений).

Таким образом, к результатам, полученным при применении аппарата корреляционных функций к hA -взаимодействиям, сле-

дует относиться с крайней осторожностью. Исключение составляют, быть может, лишь случаи прямого сопоставления экспериментальных данных с количественными расчетами в рамках тех или иных моделей; на сегодняшний день, однако, последних, по-видимому, не существует.

Двухчастичные корреляционные функции

$$C_2(\eta_1^*, \eta_2^*) = (1/\sigma_{in}) d^2\sigma/d\eta_1^* d\eta_2^* - (1/\sigma_{in}^2) (d\sigma/d\eta_1^*) d\sigma/d\eta_2^*; \quad (14)$$

$$R_2(\eta_1^*, \eta_2^*) = \sigma_{in} (d^2\sigma/d\eta_1^* d\eta_2^*) / (d\sigma/d\eta_1^*) (d\sigma/d\eta_2^*) - 1, \quad (15)$$

где $\eta^* = \eta - \text{Arsh } \gamma_c$ — квазибыстрота s -частицы в с. ц. м. системы адрон-внутриядерный нуклон, изучались для hA -событий в ряде работ [30, 119—123]. Примеры C_2 и R_2 в hA -соударениях показаны на рис. 16. В работах [122, 123] для учета псевдокорреляционных эффектов в hA -взаимодействиях использовалась модель независимого испускания частиц (IEM); при моделировании воспроизводились эмпирические n_g -распределения и n_g -зависимости $d\sigma/d\eta^*$ во всех изучаемых группах событий. В работе [122] прямым сопоставлением корреляционных функций, рассчитанных по моделям IEM и CPS, было показано, что действие законов сохранения приводит к слабому уменьшению R_2 и C_2 при небольших $\Delta\eta^* \leq 2$ и существенному росту C_2 и R_2 при больших $\Delta\eta^*$. Таким образом, сравнивая опытные значения C_2 и R_2 в hA -взаимодействиях с рассчитанными по IEM, можно, в принципе, получать сведения о корреляциях между частицами с общими продольными характеристиками; вопрос о дальнедействующих корреляциях остается при этом открытым.

Основные результаты анализа данных по корреляционным функциям s -частиц из hA -взаимодействий следующие.

1. Значения инклюзивных корреляционных функций в hA -соударениях значительно больше, чем в hN (особенно для C_2), и форма их зависимости от η_1^* , η_2^* существенно иная (особенно в области фрагментации ядра-мишени). Однако эти различия почти целиком обусловлены описанными выше простейшими псевдокорреляциями.

2. Обнаруживаются положительные короткодействующие корреляции, необъяснимые перечисленными выше тривиальными псевдо- и кинематическими факторами.

3. Значения корреляционных функций R_2 , а также $C_2 - C_{2,IEM}$ и $R_2 - R_{2,IEM}$, имеющих смысл квазидинамических остатков, убывают с числом ядерных фрагментов (n_g) и при достаточно больших n_g существенно меньше, чем в hN -соударениях. Это качественно согласуется с партонной моделью и решительно противоречит моделям типа когерентной трубки и, возможно, моделям, в которых вторичные соударения внутри ядра испытывает только лидирующая частица или лидирующий кластер [83].

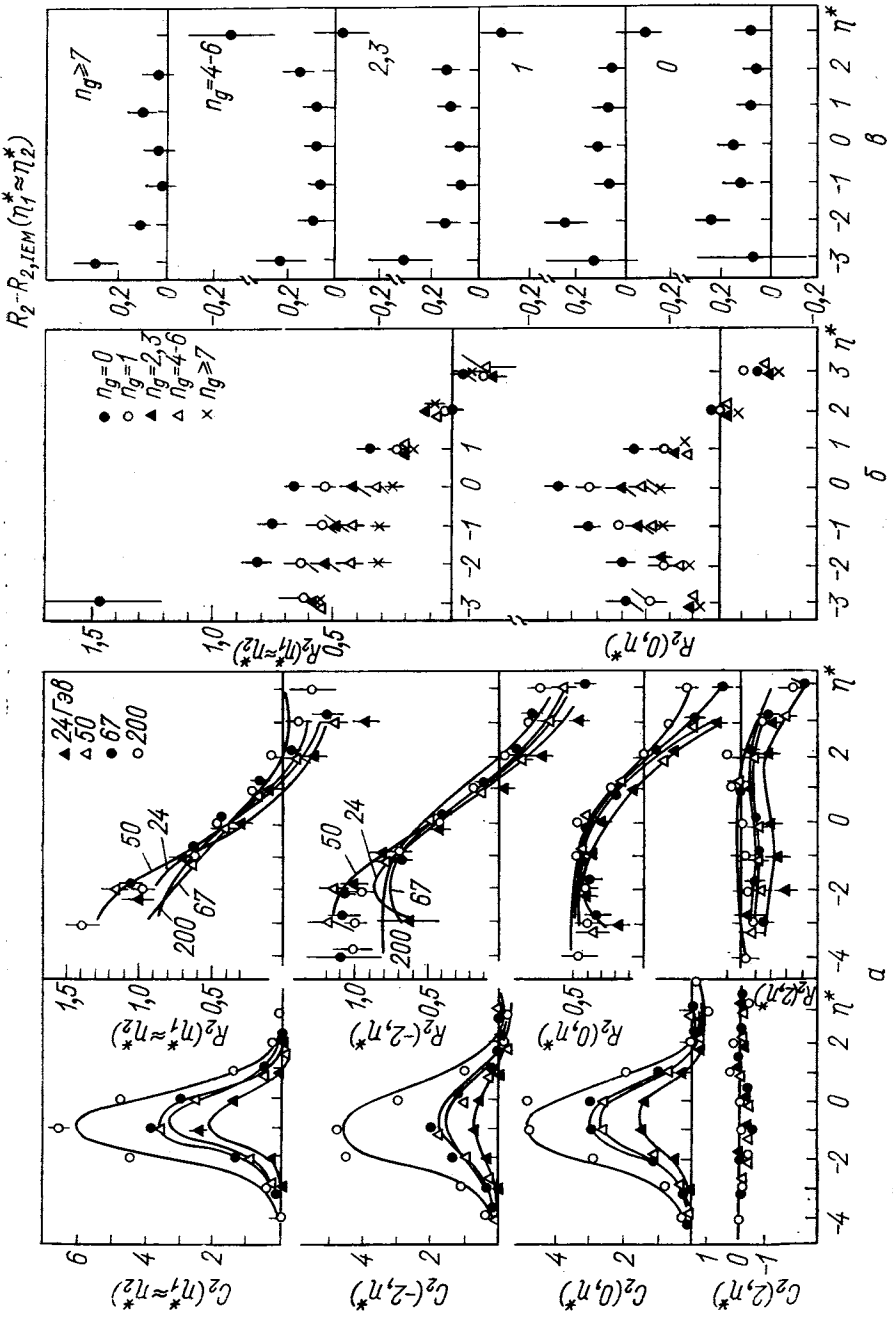


Рис. 16. Корреляционные функции C_2 и R_2 при разных η_1^* , η_2^* в pA -соударениях различных энергий [122] (а) и зависимость $R_2(\eta_1^* \approx \eta_2^*)$ (б) и $R_2 - R_{2,ГЕМ}(\eta_1^* \approx \eta_2^*)$ (в) от n_g для π^-A -соударений при $p_0 = 200$ Гэв/с [123].
Кривые на а — расчет по ГЕМ

Еще раз напомним, что никаких сведений о наличии или отсутствии дальнедействующих корреляционных связей между рожденными частицами из рассмотрения корреляционных функций пока не получено.

В заключение отметим результат работы [120], в которой изучались корреляции между вторичными пионами из π^-A -соударений

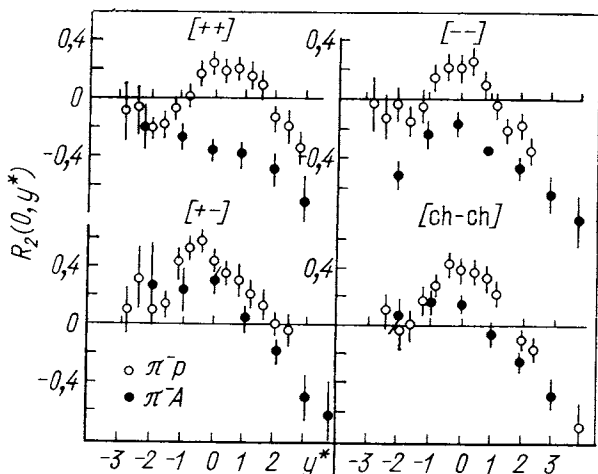


Рис. 17. Корреляционная функция $R_2(0, y^*)$ для различных пар пионов из π^-A -соударений при $p_0 = 50$ Гэв/с [120] и π^-p -случаев при 40 Гэв/с [124]

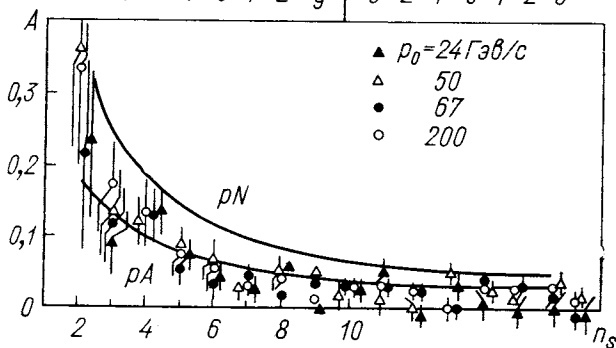


Рис. 18. Зависимость коэффициента асимметрии A от n_g для pA -соударений при различных p_0 [30].

Кривые — расчет по СРС

ний при $p_0 = 50$ Гэв/с, имеющими различные заряды (комбинации «++», «--», «+-» и «ch - ch»). Значения корреляционных функций оказались сильно зависящими от знаков заряда и для любой комбинации зарядов существенно различными в π^-A - и π^-N -соударениях (рис. 17). Корректная интерпретация этого

эффекта для hA -взаимодействий представляет большую трудность, чем для элементарного акта; прежде всего необходимо учесть влияние лидирующей частицы и ядра-мишени на одночастичные распределения пионов с разным знаком заряда (см. разд. 4).

Азимутальные корреляции. Двухчастичные корреляции по азимутальному углу $\varepsilon = \arccos(\mathbf{p}_{11}\mathbf{p}_{12}/p_{11}p_{12})$ изучались для s -частиц из hA -соударений в работах [5, 30, 94, 119, 123] и для различных зарядовых состояний пар пионов — в [120].

На рис. 18 представлена n_s -зависимость коэффициента асимметрии

$$A = \left(\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\varepsilon_1^2} d\varepsilon - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} d\varepsilon \right) / \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} d\varepsilon \quad (16)$$

инклюзивного ε -распределения в pA -соударениях в области 20—200 Гэв [30] вместе с расчетными кривыми для pN - и pA -соударений, вычисленными по модели CPS. Для hA -событий в расчет принимались нуклоны отдачи, не входящие в n_s ; их число оценивалось при внутриядерной плотности нуклонов, выбранной в виде распределения Вудса — Саксона. Видно, что асимметрия распределений при всех n_s не превосходит ожидаемую вследствие законов сохранения, а при больших n_s близка к нулю. Аналогичное поведение, не зависящее от первичной энергии и типа первичной частицы, обнаруживают и другие азимутальные характеристики, в частности, определяющие «компланарность» ε -распределения, «трилистник» и другие азимутальные эффекты более высокого порядка (см., например, [94]).

Не было обнаружено также никаких указаний на зависимость азимутальных характеристик от расстояния между быстротами заряженных частиц из рассматриваемой пары [30, 94, 119, 123]; это указывает на преимущественно дальнедействующий характер корреляционных связей. Как известно, в hh -взаимодействиях имеется характерное различие между азимутальными корреляциями вторичных частиц (пионов) с разными знаками зарядов; данные работы [120] дают основание «надеяться», что этот эффект присущ и hA -взаимодействиям, однако статистика [120] не позволяет сделать уверенные заключения по этому важному вопросу.

Другие многочастичные явления. Интересные качественные сведения о характере корреляционных связей между частицами, рожденными в hA -взаимодействиях, были получены при применении нестандартных методов анализа.

В работах [30, 125, 126] изучались ассоциативные множественности $\langle n_2 \rangle$ заряженных частиц, сопутствующих рождению заряженных частиц 1 в инклюзивных реакциях:

$$h + A \rightarrow 1 + 2 + \text{все остальное}; \quad (17)$$

$$h + N \rightarrow 1 + 2 + \text{все остальное} \quad (18)$$

[реакция (18) дана для сравнения]. Зависимости $\langle n_2(\eta_1) \rangle$ и $\langle n_2(p_{\perp 1}) \rangle$ от квазибыстроты и поперечного импульса инклюзивной частицы исследовались для разных полусфер по азимутально-

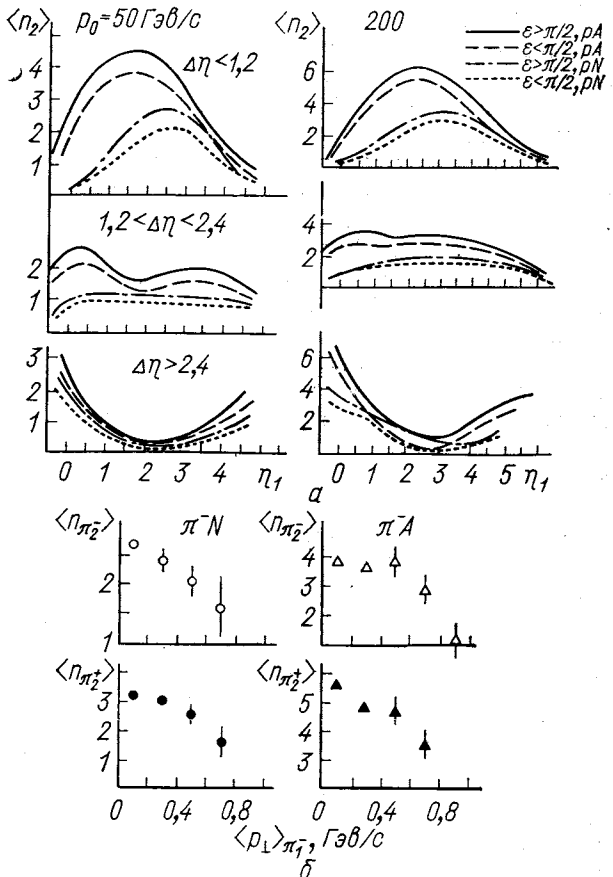


Рис. 19. Зависимость ассоциативных множественностей $\langle n_2 \rangle$ при разных ϵ_{12} и $\Delta\eta$ для реакций (17), (18) (а) и $\langle n_{\pi_2^-} \rangle$ и $\langle n_{\pi_2^+} \rangle$ от $\langle p_{\perp 1} \rangle_{\pi_1^-}$ в реакциях $\pi^-N, \pi^-A \rightarrow \pi_1^- + \pi_2^+ + X$ при $p_0 = 50 \text{ Гэв/с}$ (б) [125]

му углу $\epsilon_{12} \leq \pi/2$ и разных относительных расстояний $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$ по продольной оси (рис. 19); была получена непосредственная информация о «длине» корреляций, возникающих при компенсации $p_{\perp 1}$ (о гипотезах локальной и глобальной компенсации p_{\perp} см., например, в [127]).

Из данных следует, что:

- 1) компенсация $p_{\perp 1}$ происходит как за счет близких (малые $\Delta\eta$), так и за счет далеких (большие $\Delta\eta$) частиц-партнеров: $\langle n_2(\epsilon > \pi/2) - n_2(\epsilon < \pi/2) \rangle$ больше нуля всюду;
- 2) разности между числами сопутствующих частиц с $\epsilon > \pi/2$ и $\epsilon < \pi/2$ тем больше, чем больше число частиц-партнеров с дан-

ным $\Delta\eta$, так что *удельная* средняя ассоциативная множественность приближенно не зависит от $\Delta\eta$;

3) компенсация $p_{\perp 1}$ в пределах ошибок не зависит от знаков зарядов частиц-партнеров для π^-A - и π^-N -соударений при $p_0 = 50$ Гэв/с.

Перечисленные особенности качественно одинаковы для hA - и hN -соударений и не зависят от первичной энергии (для pA -соударений при 20—200 Гэв). Авторы [30, 125, 126] отмечают, что эти результаты свидетельствуют о доминировании дальнедействующих корреляционных связей при множественном рождении частиц и несовместимы с рядом простых моделей hA -взаимодействий (например, чисто каскадной моделью, моделью независимых кластеров и т. п.). Они противоречат также чисто «резонансной» трактовке корреляционных явлений, ставшей весьма модной в последнее время благодаря обнаружению значительного сечения рождения бозонных резонансов в hh -взаимодействиях (см., например, [128]), но, по-видимому, легко воспроизводятся в моделях статистического (гидродинамического) типа или с тяжелыми промежуточными образованиями (кластерами).

В [5, 94, 119] представлены результаты прямого исследования эффектов кластеризации и неоднородности среди релятивистских частиц, рожденных в pA -взаимодействиях в области энергий 20—200 Гэв, с помощью специальных статистических методов, предназначенных для анализа индивидуальных событий. Авторы этих работ обнаружили эффекты кластеризации вдоль продольной оси взаимодействий, необъяснимые статистическими флуктуациями и тривиальными причинами, которые, однако, качественно отличаются от аналогичных эффектов в hh -взаимодействиях. Основное отличие кластеров, наблюдающихся в hA -событиях, от таковых в hN заключается в том, что первые не обнаруживают свойств (например, энергетической зависимости их распадных ширин), позволяющих считать их следствием образования реальных промежуточных физических объектов. В частности, доля дифракционно-подобных событий в hA -соударениях существенно уменьшается в сравнении с hN даже при малых n_s (когерентные реакции при этом не рассматривались).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко изложим выводы, вытекающие из анализа данных, представленных в настоящем обзоре.

Многие характеристики процесса множественной генерации частиц в соударениях с ядрами качественно, а иногда и количественно подобны наблюдаемому в адрон-адронных соударениях, однако при более детальном рассмотрении сходство между ними нередко оказывается лишь приближенным, а иногда и иллюзор-

ным. Наряду с несомненными коллективными (двухстадийными, кумулятивными, кластерными) явлениями экспериментальные данные указывают и на элементы каскадирования, особенно заметного при не очень высоких энергиях столкновения и в области фрагментации ядра-мишени.

Уже имеющиеся экспериментальные данные по ряду характеристик hA -взаимодействий существенно противоречат ряду простых и наивных подходов, в частности модели типа когерентной трубки, *EFC*-модели, моделям последовательных соударений первичного адрона (кластера) без всякого каскадирования, чисто каскадному подходу, не учитывающему деталей пространственно-временного развития процесса. Некоторые детали кажутся трудно совместимыми и с такими общими концепциями, какими являются гидродинамическая и партонная модели, однако, поскольку выводы о корректности или некорректности тех или иных подходов становятся доказательными лишь при количественном сопоставлении опытных и расчетных данных, вопрос о степени пригодности этих концепций следует признать открытым, так как большинство предсказаний пока не выходит за рамки качественных или полукачественных утверждений.

Очевидно, необходимы дальнейшее накопление экспериментального материала и анализ данных по широкому спектру характеристик hA -взаимодействий, в особенности импульсных и корреляционных. Наиболее интересными нам представляются данные, касающиеся деталей индивидуальных событий взаимодействия адронов и лептонов с чистыми мишенями при больших A , однако ряд характеристик может быть получен лишь с помощью электронных экспериментов. Весьма важны данные по p_0 - и A -зависимости изучаемых характеристик, так как представляется весьма вероятным, что механизм hA -соударений имеет двух- или многокомпонентный характер с зависящим от ядра-мишени и энергии столкновения «удельным весом» этих компонент.

Современное состояние проблемы неупругих адрон-ядерных взаимодействий, как видно, не исключает возможности получения фундаментальных сведений о природе сильных взаимодействий, и поэтому эта проблема продолжает оставаться интересной.

Авторы глубоко признательны А. М. Балдину, стимулировавшему написание данного обзора, а также Л. П. Черновой и Н. М. Мялковской за большую помощь при подготовке и оформлении материала.

ДОПОЛНЕНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

За период времени от написания данного обзора до получения корректуры выполнены новые эксперименты, некоторые результаты которых нам хочется отметить:

1. Изучение pA -соударений в эмульсии при $E_0 = 200, 300$ и 400 Гэв/с показало, что уменьшение (E_0) при энергиях в сотни гигаэлектронвольт прекращается [131].

2. A -зависимость $\langle n_s \rangle$ типа A^α ($\alpha \approx 0,16$) наблюдалась и в электронных опытах при $E_0 = 400$ Гэв; она оказалась одинаковой для всего интервала A до W [132].

3. Опыты с чистыми мишенями (A -соударения при 300 Гэв) подтвердили A -независимость η_0 (с. 577) [133].

4. Изучение инклюзивных спектров в pEt - и πEt -соударениях при $E_0 \lesssim 400$ Гэв [134] не обнаружило «предельного» поведения [$r = \rho^{hA}(\eta)/\rho^{hN}(\eta) \rightarrow 1$, предсказываемого партонными моделями [18, 19, 21] с доминирующим вкладом «верных» диаграмм и указало на предпочтительность диаграмм типа используемых в моделях Глаубера — Грибова [24].

5. Количественный анализ A -зависимости x -спектра «лидирующих» частиц ($x = E/E_0$), увеличения их p_\perp и отношения чисел релятивистских ($p > 1$ Гэв/с) протонов отдачи в соударениях с ядрами и нуклонами [135] показал, что при $E_0 \sim 10$ Гэв имеет место количественное согласие с моделью Глаубера.

■ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baldin A. M. In: Proc. 6th Intern. Conf. on Nuclear and Particle Physics. Santa Fe and Los Alamos, June 1975.
2. Лексин Г. А. В кн.: Материалы 6-й школы МИФИ по физике ядра. М., 1975.
3. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
4. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергичных частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
5. Гуламов К. Г., Чернов Г. М., Юдашев Б. С. В кн.: 4-й Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Множественные процессы. Дубна, Изд-во ОИЯИ, 1975, с. 233.
6. Busza W. Paper at 6th Intern. Conf. on Nuclear and Particle Physics. Santa Fe and Los Alamos, June 1975.
7. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М. «УФН», 1977, т. 124, с. 3.
8. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
9. Ильинов А. С., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ P2-5546. Дубна, 1970.
10. Dar A., Vary J. «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 2412.
11. Fishbane P. M., Trefil J. S. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 58, p. 261; «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 1467; Trefil J. S., von Hippel F. Ibid., v. 7, p. 2000.
12. Гришин В. Г. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1017; Препринт ОИЯИ P2-8557. Дубна, 1975.
13. Eliseev S. M. e.a. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 59, p. 128; Препринт ОИЯИ P2-7295. Дубна, 1974.
14. Ландау Л. Д. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1953, т. 17, с. 71; Белецкий С. З., Ландау Л. Д. «УФН», 1955, т. 56, с. 309.
15. Розенталь И. Л. «УФН», 1975, т. 116, с. 271.
16. Шурык Э. В. «Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 630.

17. Грибов В. Н. Там же, 1969, т. 9, с. 640; В кн.: Труды 8-й Зимней школы ЛИЯФ. Т. 2. Л., 1973, с. 5.
18. Канчели О. В. «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 465; 1975, т. 22, с. 491.
19. Lehman E. S., Winbow G. A. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 2962.
20. Korlik J., Mueller A. H. Ibid., 1975, v. 12, p. 3638.
21. Захаров В. И., Николаев Н. Н. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 434; «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 397; Николаев Н. Н. Invited Talk at the Topical Meeting on Nuclear Production, Trieste, 1976; Preprint ITP-18, Moscow, 1975; «Phys. Lett. B», 1976, v. 60, p. 363.
22. Schwimmer A. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 94, p. 445; Caneshi L., Schwimmer A. Ibid., 1976, v. 102, p. 381.
23. Шабельский Ю. М. Препринт ЛИЯФ-248. Л., 1976.
24. Capella A., Kaidalov A. Preprint CERN-TH-2151, 1976.
25. Weis J. H. Preprint CERN-TH-2197, 1976; «Acta phys. polon. B», 1976, v. 7, p. 851.
26. Camillo P. J. Charlottesville-preprint, 1974.
27. ALMT-collaboration. Preprint FIAN, N 9, M., 1975; «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 736.
28. Азимов С. А. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 167.
29. Azimov S. A. e.a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 107, p. 45.
30. Azimov S. A. e.a. In: Proc. of Meeting on Nuclear Production at Very High Energies, Trieste, June 1976.
31. AGMT-collaboration. Preprint FIAN, N75, M., 1977.
32. Лексин Г. А. и др. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР. М., 1976.
33. Otterlund I. Preprint LUIP-CR-76-07, 1976.
34. Babecki J. e.a. Preprint INP-929/PH, Cracow, 1976.
35. AGMT-collaboration. Preprint FIAN, N43, M., 1977.
36. Vishwanath R. P. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 53, p. 479.
37. Busza W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 836.
38. Babecki J. Preprint INP-911/PH, Cracow, 1976.
39. Jurak A., Linscheid A. Preprint INP-933/PH, Cracow, 1976.
40. Guptu A. e.a. Preprint TIFR-BC-74-6, Bombay, 1974.
41. Babecki J. «Acta phys. polon. B», 1975, v. 6, p. 443.
42. Азимов С. А. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 1167.
43. Elliott J. R. e.a. Preprint ORO-3065, Duke University, 1975; «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 607.
44. Martin J. W. e.a. «Nuovo cimento A», 1975, v. 25, p. 447.
45. Jain P. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 972.
46. Areti V. H., Hebert C. J. D., Hebert F. Ottawa preprint, 1976.
47. Slattery P. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 29, p. 1624; «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 2073.
48. Andersson B., Otterlund J. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 88, p. 349.
49. Bialas A. e.a. Preprint INP, 897/PH, Cracow, 1975.
50. Andersson B. In: Proc. 7th Intern. Colloquium on Multiparticle Production, Tuizing, 1976, p. 109.
51. Gottfried K. Preprint CERN-TH-1735, 1973; «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 957.
52. АГМТ-сотрудничество. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР. М., 1976.
53. Пагагинский А. З. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 198.
54. Berlad G., Dar A., Eilam G. «Phys. Rev. D», 1976, v. 13, p. 161; Afek Y. e.a. Preprint TECHNION-PH-76-48, 1976.
55. АДЛМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН № 106, М., 1976.
56. ВВCDHMSTUW-collaboration. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 63, p. 114.
57. Fortney L. R. e.a. Papers N A2-91/1046, A2-94/1049 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
58. Словинский Б., Стругальский З. С. Препринт ОИЯИ P1-7439. Дубна, 1973.

59. Whitmore J. «Phys. Repts C», 1974, v. 10, p. 273.
60. Гринин В. Г. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1364.
61. Плюта Я., Стругальский З. С. Препринт ОИЯИ Р1-7398. Дубна, 1973.
62. Азимов С. А. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 933.
63. Allaby J. V. e.a. Annual Report CERN-70-12, 1970.
64. Eichten T. e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 44, p. 333.
65. Baker W. F. e.a. Preprint NAL-Pub-74/13-EXP., 1974.
66. Aubert B. e.a. Preprint FERMILAB-Conf-75/31-EXP, 1975.
67. Cronin J. W. e.a. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 3105.
68. Абрамов В. В. и др. Препринт ИФВЭ-ИФФ-75-415, Серпухов, 1975.
69. Baldin V. Yu. e.a. Preprint JINR E1-9952, 1976.
70. AGMT-collaboration. Paper N A6-225 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
71. Mc-Nulty P. J., Jain P. L. «Phys. Rev.», 1969, v. 183, p. 1160.
72. Friedlander E. M., Marcu M., Nitu R. «Lett. Nuovo cimento», 1974, v. 9, p. 341.
73. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций. М., Атомиздат, 1968.
74. ALMT-collaboration. In: Proc. 5th Intern. Symp. on Many Particle Hadrodynamics Eiscnach-Leipzig, 1974; «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1046.
75. BBBLLMNOPRSV-collaboration. Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 467.
76. Babecki J. e.a. «Acta phys. polon. B», 1974, v. 5, p. 315.
77. Cohen J. e.a. «Lett. Nuovo cimento», 1974, v. 9, p. 337.
78. Jain P. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 660.
79. Busza W. e.a. Paper A2-45/348 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
80. Guftau L. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 468.
81. AGMT-collaboration. Preprint FIAN, N77, M., 1977.
82. Andersson B., Otterlund J. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 102, p. 238.
83. Николаев Н. Н. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 383.
84. Meng Ta-Chung. Frei University Preprint, Berlin, 1976.
85. Allaby J. V. e.a. CERN-report, N 70-12, 1970.
86. Busza W. In: Proc. 7th Intern. Colloquium on Multiparticle Production. Tuizing, 1976, p. 545.
87. Фейнберг Е. Л. Препринт ФИАН № 166. М., 1972.
88. Demianov A. I. e.a. In: Proc. 14th Intern. Conf. on Cosmic Rays. V. 7. Munchen, 1975, p. 2522.
89. Мураин В. С., Сарычева Л. И. «Ядерная физика» 1976, т. 23, с. 382.
90. Saruycheva L. I. In: Proc. 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. V. 1. Tbilisi, 1976, p. A6-10.
91. BVC DUSTTU-collaboration. Paper A6-24/214 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976. Препринт ОИЯИ Р1-9792, 1976.
92. Aliev F. K. e.a. Paper A6-25/213 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
93. Азимов С. А., Чернова Л. П., Чернов Г. М. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 604.
94. Чернов Г. М. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. 11-9599, Дубна, 1976.
95. Siemiarczuk T. Preprint INP 1635/YI/PH/A, Warszawa, 1976.
96. Stodolsky L. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 60; In: Proc. of the Oxford. Colloquium. 1975, p. 577; Bialas A., Stodolsky L. «Acta phys. polon. B», 1976, v. 7, p. 845.
97. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Тесрия месячных процессов. М., Атомиздат, 1976.
98. Cronin J. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1426; «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 3093; v. 11, p. 3105.
99. Anderson E. W. e.a. Preprint BNL-19236, 1974.

100. Antreasyan D. e.a. Paper A4-17 (753) presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
101. Akimenko S. A. e.a. Paper A4-1225 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976; Препринт ИФВЭ, ПЭФ 76-172, Серпухов, 1976.
102. Kluberg L. e.a. Cit. in ref. [86].
103. Becker U. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1731.
104. Farrar G. R. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 56, p. 185.
105. Fredriksson S. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 94, p. 337.
106. Krzywicki A. «Phys. Rev. D», 1976, v. 14, p. 152; Orsay preprint LPTPE-76/20, 1976.
107. Pumphlin J., Yen E. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1812.
108. Fishbane P. M., Trefil J. S. Ibid., v. 12, p. 2113.
109. Kühn J. H. Ibid., 1976, v. 13, p. 2948.
110. Alaverdyan G. B., Tarasov A. V., Uzinsky V. V. Preprint JINR, E2-9609, 1976.
111. Good M. L., Kazama Y., Yang C. N. Stony Brook Preprint ITP-SB-76-51, 1976.
112. Фегисов И. Н. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, т. 35, с. 2187.
113. Масленникова Н. В. и др. «Краткие сообщ. по физике», 1974, № 2, с. 16; № 7, с. 22.
114. Азимов С. А. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1974, т. 38, с. 898.
115. Азарян М. О. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 398.
116. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-8718, Дубна, 1975.
117. АДЛМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН № 159, М., 1976.
118. Ko W. Preprint UCD-PPL-7-17-74, 1974.
119. Азимов С. А. и др. В кн.: Множественные процессы при высоких энергиях. Ташкент, 1976, с. 120.
120. АДЛМТ-сотрудничество. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 107.
121. Baroni G. e.a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 102, p. 213.
122. Gulamov K. G. e.a. «Z. Phys. A», 1977, Bd 280, S. 107.
123. AGMT-collaboration. Preprint FIAN, N76, M., 1977.
124. АББВДКМСТТУХЧ-сотрудничество. Препринт ОИЯИ Р1-8269. Дубна, 1976.
125. Азимов С. А. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 316.
126. АДЛМТ-сотрудничество. Препринт ФИАН № 105. М., 1976.
127. Le Bellac M. Preprint CERN 76-14, 1976.
128. Morrison D. R. O. Preprint CERN/EP/PHYS 76-45, 1976; Arneodo A., Plaut G. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 107, p. 262; v. 113, p. 156.
129. Толстов К. Д., Хошмухамедов Р. А. Сообщение ОИЯИ Р1-6897, Дубна, 1973; Ахроров О. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-9963. Дубна, 1976.
130. Толстов К. Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-8662. Дубна, 1975.
131. Otterlund I. e.a. Preprint LUIP - 7705, Lund, 1977; АГМТ-сотрудничество, Препринт ФИАН, М., 1978.
132. Fumuro T. e.a. In: Proc. of Plovdiv Intern. Cosmic Ray Conf., 1977.
133. Ferbel T. In: Proc. of 8th Intern. Colloquium on Multiparticle Production, Strasbourg, 1977.
134. Azimov S. A., Chernov G. M., Gulamov K. G. «Journ. Phys. G»: Nucl. Phys., 1978; АГМТ - сотрудничество. Доклад на Сессии ОЯФ АН СССР, М., 1978.
135. Азимов С. А. и др. Доклад на Сессии ОЯФ АН СССР, М., 1978.