

КУМУЛЯТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ПУЧКАХ ПРОТОНОВ И ЯДЕР (аспекты детального исследования)

В.К.Бондарев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре представлены экспериментальные результаты систематического исследования кумулятивного рождения частиц π^{\pm} , K^{\pm} , p , d на пучках протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода с импульсами на нуклон 4,5 ГэВ/с и пучке протонов 8,9 ГэВ/с. Измерена A -зависимость сечений для импульса 0,5 ГэВ/с и угла эмиссии $\vartheta = 120^{\circ}$. На пучке протонов 8,9 ГэВ/с измерены энергетическая и A -зависимости сечений π^{\pm} -мезонов, протонов и дейтронов в интервале импульсов $0,3 \div 0,7$ ГэВ/с на разделенных изотопах никеля, цинка, олова и свинца (естественная смесь изотопов). Фрагментирующими ядрами служили D, He, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, C, Al, Si, Cu, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{114}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$, Pb. Обнаружены тонкие детали в поведении сечений в различных областях ядер. Полученные данные сравниваются с результатами других работ и теоретическими моделями кумулятивного рождения. Приведены таблицы инвариантных дифференциальных сечений и результаты фитирования энергетической зависимости сечений в различных представлениях.

The review presents experimental results of systematic investigation of cumulative production of π^{\pm} , K^{\pm} , p , d on proton, deuteron, helium, carbon beams with momenta per nucleon 4.5 GeV/c and on 8.9 GeV/c proton beam. The A -dependences of cross sections for momentum 0.5 GeV/c and emission angle of $\vartheta = 120^{\circ}$ are measured. The energy- and A -dependences of cross sections of π^{\pm} , protons, and deuterons within momentum range of $0,3 \div 0,7$ GeV/c on separated isotopes of nickel, zinc, tin, and lead (natural mixture of isotopes) are measured for 8.9 GeV/c proton beam. Fragmented target were D, He, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, C, Al, Si, Cu, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{114}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$, Pb. The fine details are discovered in behaviour of cross sections for different regions of mass number. Obtained data are compared with results of other papers and theoretical models of cumulative particle production. The tables with invariant differential cross sections and fit parameters of energy dependence of cross sections in different presentations are enclosed.

ВВЕДЕНИЕ

Систематические исследования процессов кумулятивного рождения частиц, т.е. частиц, рождение которых запрещено законами сохранения в столкновениях свободных нуклонов, были инициированы А.М.Балдиным

[1]. Экспериментальное обнаружение кумулятивного эффекта осуществлено группой В.С.Ставинского на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ в процессе $D(10 \text{ ГэВ}/c) + \text{Cu} \rightarrow \pi^-(0^\circ) + X$ [2]. В этом эксперименте наблюдались пионы с энергией, существенно превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон дейтрона. Согласно гипотезе предельной фрагментации Янга [3], в такой постановке эксперимента источником высокоэнергетических пионов являются ускоренные ядра дейтерия, а вклад ядра-мишени незначителен, что нашло подтверждение в дальнейших экспериментах.

Первыми экспериментальными указаниями на необычные явления в процессах взаимодействия адронов с ядрами были результаты по упругому pd -рассеянию протонов с энергией 660 МэВ [4] и квазиупругому выбиванию дейтронов из легких ядер на пучке протонов 675 МэВ [5]. Данные обеих работ вполне определенно указывали на коллективный характер столкновения, когда два или более нуклонов могли находиться на малых расстояниях. Результаты этих работ послужили основой для гипотезы о существовании в ядрах кратковременных тесных скоплений нуклонов — флуктуаций плотности ядерного вещества, сформулированной Д.И.Блохинцевым [6]. Флуктуации получили в современной терминологии названия флуктонов или малонуклонных корреляций.

Ранний этап исследований кумулятивных процессов, охватывающий период 1971—1982 гг., отражен в обзорных работах [7—11]. В работе [7] содержатся обоснование и физическая аргументация исследований с релятивистскими ядрами, установлены масштабнo-инвариантное поведение и специфическая A -зависимость сечений кумулятивного эффекта, дан краткий обзор программы исследований с релятивистскими ядрами в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Работа [8] суммирует экспериментальные данные, полученные в различных научных центрах, и характерные черты кумулятивного рождения частиц. Физическая природа флуктонов как многокварковых конфигураций в ядрах и оценка их существования в модели мешков рассмотрена в работе [9]. Модель малонуклонных корреляций и ее применение к процессам адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений изложены в работе [10]. Качественное сопоставление различных моделей кумулятивного рождения частиц с экспериментальными данными дано в работе [11]. Результаты исследований последнего десятилетия отмечены получением более точных экспериментальных данных и развитием теоретических моделей.

К настоящему времени имеется обширный экспериментальный материал по изучению кумулятивного рождения частиц. В большинстве случаев эксперименты организованы таким образом, что кумулятивные частицы регистрируются в угловом диапазоне $90^\circ + 180^\circ$ (задняя полусфера) в инклюзивных процессах $B + A \rightarrow c + \dots$. В этом случае источником куму-

лятивных частиц являются фрагментирующие ядра-мишени. Наиболее полные исследования проведены на пучках протонов в интервале энергий 1 + 400 ГэВ. Наряду с этим имеются данные по кумулятивному рождению протонов на пучках γ , ν , $\bar{\nu}$, π^{\pm} , K^{-} , p и фрагментарные данные на пучках ядер D, He, C. Спектр кумулятивных частиц включает π^{\pm} -мезоны, K^{\pm} -мезоны Λ , p , n , \bar{p} и ядерные фрагменты d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$. Фрагментирующие ядра исследованы в широком диапазоне от дейтерия до урана, включая изотопически разделенные ядра лития, бора, никеля, цинка, олова, самария и вольфрама.

Отметим кратко характерные черты и основные результаты, полученные в исследованиях кумулятивных процессов, и введем необходимые определения.

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Энергетическая зависимость. Традиционное представление результатов по энергетической зависимости сечений сводится, в основном, к следующим выражениям:

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = B_T \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right), \quad (1)$$

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = B_x \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right), \quad (2)$$

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = B_{\alpha} \exp\left(-\frac{\alpha}{\alpha_0}\right). \quad (3)$$

В этих выражениях E , p и A обозначают, соответственно, энергию, импульс вторичной частицы и массовое число фрагментирующего ядра. T — кинетическая энергия наблюдаемой частицы, T_0 , x_0 и α_0 — параметры наклонов спектров. Масштабная переменная x , как и в процессах глубоководного рассеяния, является переменной Бьеркена, модифицированной применительно к умеренным начальным энергиям [8]. Обозначая инклюзивный процесс в виде

$$I + II \rightarrow 1 + \dots, \quad (4)$$

где символы соответствуют первичным пучкам, фрагментирующим ядрам и вторичным частицам, имеем выражение для переменной x :

$$x = \frac{(P_I P_{II}) + M_I M_{II} + (M_2^2 - M_1^2)/2}{(P_I P_{II}) - (P_I P_{II}) - M_I M_{II} - M_2 M_{II}} \quad (5)$$

Здесь P_I и P_{II} — 4-импульсы на нуклон снаряда и мишени соответственно, P_I — 4-импульс измеряемой частицы, M_I , M_{II} , M_1 — соответствующие массы; M_2 — дополнительная масса частицы, необходимая для удовлетворения законам сохранения (при вычислениях принимается, что $M_{2\pi} = 0$, $M_{2K} = M_A - M_p$, $M_{2p} = -M_p$ и т.д.). В отличие от масштабных переменных Фейнмана и Бьеркена, значения x изменяются от 0 до A (A — массовое число ядра) и в первом приближении обозначают число нуклонов, необходимое для рождения кумулятивной частицы с данными характеристиками (импульс, масса и т.д.).

Переменная светового фронта α определена выражением

$$\alpha = \frac{E - P \cos \vartheta}{M_n} \quad (6)$$

где E , P , ϑ — это, соответственно, энергия, импульс и угол вылета частиц, M_n — масса нуклона. Отметим сразу, что используемая нами переменная x , переменные Фейнмана, Бьеркена и α совпадают при высоких начальных энергиях.

Для фиксированных углов эмиссии энергетические спектры различных частиц подобны на разных ядрах, сечения экспоненциально зависят от кинетической энергии кумулятивных частиц либо других переменных, параметры наклонов спектров в различных представлениях различны для легких и тяжелых ядер. Уже в ранних исследованиях кумулятивного рождения частиц [12,13] было установлено, что параметр наклона T_0 имеет одинаковые значения для различных ядер (C, Al, Cu, Pb) и равен приблизительно 60 МэВ для пионов под углом эмиссии 180° . В последующих работах [8,14,15], где исследования кумулятивного рождения проводились во всей задней полусфере, а спектр кумулятивных частиц дополнили каоны, протоны и барионные фрагменты, выяснилась общая закономерность в поведении сечений, характеризуемая одним параметром наклона $x_0 \simeq 0,14$ для средних и тяжелых ядер. Значительную роль в установлении масштабно-инвариантного поведения сечений кумулятивного рождения сыграли эксперименты ИТЭФ — университет Пенсильвании (США) на пучке протонов с

энергией 400 ГэВ [16—18]. По результатам работ [12,13,8,14—18] было сделано заключение, что в диапазоне начальных энергий $4 \div 400$ ГэВ реализуется режим предельной фрагментации ядер в функции масштабной переменной x . При этом значения x изменялись от 0,35 до 3,5 в соответствии с характеристиками наблюдаемых частиц (масса, импульс, угол эмиссии, начальная энергия). В указанном интервале значений x величины сечений для пионов изменяются на девять порядков величины.

Внутри отмеченного диапазона энергий первичных протонов имеются экспериментальные данные, полученные в последние годы. При начальной энергии 10 ГэВ это цикл работ [19—22], в диапазоне энергий $15 \div 65$ ГэВ — данные [23,24]. Кумулятивное рождение протонов на пучках π^- , K^- , \bar{p} с импульсом 40 ГэВ/с изучалось в [25]. Эти работы подтверждают характерные свойства кумулятивного рождения частиц и, естественно, уточняют отдельные положения, способствующие более глубокому пониманию изучаемых процессов.

Поскольку свойства кумулятивных частиц оказались довольно консервативными относительно энергий и типов первичных пучков и вида фрагментирующих ядер, это нашло отражение в эмпирически установленных фактах. Приблизительная независимость формы спектров протонов, нормированных на полное неупругое сечение, от энергии и вида первичных частиц, иерархия выходов на скейлинг по мере роста массового числа фрагментирующих ядер известны как феноменологическая гипотеза ядерного скейлинга [26,27]. Универсальность формы спектров p , \bar{p} , π^\pm , K^\pm -мезонов в любой из масштабных переменных названа авторами [22] суперскейлингом.

Анализ процессов кумулятивного рождения частиц привел к понятию кварк-нуртонной структурной функции [28], характеризующей вероятность конститuentу ядра иметь импульс, соответствующий импульсу группы нуклонов. Под конститuentом ядра понимается кварк, а группа нуклонов в малом объеме трансформируется в мультикварковую конфигурацию. Взаимодействие адронов (и ядер) выглядит как результат индивидуальных столкновений кварков фрагментирующего ядра с кварками и глюонами мишени. Кварк-спектатор, избежавший столкновения, несет долю импульса фрагментирующего адрона. Адронизация кварка считается мягкой, и распределение адронов-фрагментов предполагается соответствующим распределению кварка-спектатора.

A-зависимость. Пропорциональность сечения кумулятивного рождения пионов массовому числу ядра A была установлена в самых первых экспериментах по исследованию кумулятивного эффекта [13]. Этот факт получил название усиленной A -зависимости сечений, поскольку типичная зависимость сечений рождения пионов в адрон-ядерных взаимодействиях харак-

теризуется показателем степени $n \simeq 2/3$. Дальнейшие исследования [29,30,16] выявили, что показатель степени n превышает единицу в случае кумулятивного рождения протонов ($n \simeq 1,3$) и еще более возрастает для барионных систем типа d , t и т.д. Кроме того, было обнаружено, что сечение кумулятивного рождения протонов не зависит от числа нейтронов при одинаковом заряде ядра Z (изотопический эффект). Указанные значения n относятся к области средних и тяжелых ядер. Если рассматривать A -зависимость сечений, нормированных на массовые числа ядер, то ее поведение характеризуется резким ростом сечений в области легких ядер и выполаживанием по мере возрастания A . Причем выход на константу для различных частиц происходит в разных областях ядер. Так, для пионов этот режим наступает в районе значений $A \simeq 30$, а для протонов и барионных фрагментов при $A \simeq 100$.

Если характеризовать зависимость сечений от массового числа A степенной функцией $\left(E \frac{d\sigma}{dp} \sim A^n \right)$, то для протонов, дейтронов и трития показатель степени $n = 1,3, 1,6$ и 2 соответственно. Поскольку сечения рождения не зависят от избыточного содержания нейтронов, то более регулярной является Z -зависимость сечений, где Z — заряд ядра. Отмеченная регулярность в Z -зависимости [30] проявляется в области как легких, так и тяжелых ядер. Например, для протонов и дейтронов показатель степени $n = 2$ и $2,6$ в области ядер от Li до Al . В диапазоне ядер $Al-U$ $n = 1,5$ и $1,7$ для протонов и дейтронов соответственно. Эта зависимость была измерена для 20 ядер, включая изотопически обогащенные.

Превышение значения n над единицей обычно связывается с процессами перерасеяния рожденных частиц на внутриядерных нуклонах, взаимодействием в конечном состоянии и другими вторичными процессами. Другая точка зрения состоит в том, что, как и в случае кумулятивного рождения пионов, процесс образования протонов и других фрагментов равновероятен по всему объему ядра, но в этом случае может сказываться влияние граничного слоя. Если первичный акт взаимодействия происходит вблизи ядерной поверхности, то для образования массивного фрагмента в этом случае ядерной среды оказывается недостаточно. Тогда эффективно действует не весь объем ядра, а объем, уменьшенный на толщину поверхностного слоя, причем очевидно, что толщина поверхностного слоя должна коррелировать с массой фрагмента. Количественная оценка делается в предположении, что сечения рождения фрагментов пропорциональны

$$E \frac{d\sigma}{dp} \sim (r_0 A^{1/3} - \rho)^3. \quad (7)$$

Здесь $r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра, $r_0 = 1,2$ фм. Величину ρ можно связать с размерами области эмиссии фрагментов. Вводя параметр $\xi = (\rho/r_0)$ и используя отношения сечений на различных ядрах к массовому числу ядра свинца, из выражения

$$\frac{E \frac{d\sigma}{dp}(A) A_{\text{Pb}}}{AE \frac{d\sigma}{dp}(A_{\text{Pb}})} = \left(\frac{1 - \xi A^{-1/3}}{1 - \xi A_{\text{Pb}}^{-1/3}} \right)^3 \quad (8)$$

можно определить значение параметра ξ . Полученные таким образом значения равны $\xi_p = 0,9$; $\xi_d = 1,6$; $\xi_t = 2$. Можно видеть, что, действительно, наблюдается корреляция с массой фрагментов. Учет параметра ξ приводит для рассматриваемых фрагментов к A -зависимости объемного типа в широком интервале импульсов и углов эмиссии кумулятивных частиц. Подробная процедура изучения A -зависимости на основе изложенных представлений содержится в [15].

В работе [19] объемный характер A -зависимости сечений связывался с влиянием правой кинематической границы процесса $pA \rightarrow p(\pi)X$. Обозначая инвариантное дифференциальное сечение через $f(x)$, можно записать $f(x) = f_0(x)(1 - x/A)^n$, где n — параметр. Это выражение удовлетворительно описывает данные с параметрами $n = 8 \pm 1$ для протонов и $n = 7 \pm 1$ для пионов. Функция f_0 хорошо аппроксимируется выражением $C \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right)$ при значениях $x_0 = 0,135 \pm 0,001$ для протонов и $x_0 = 0,149 \pm 0,002$ для пионов. Величины f_0 оказались близкими для данных при начальных энергиях 10 и 400 ГэВ и одинаковыми для разных ядер.

Угловая зависимость. Спектры кумулятивных частиц под разными углами (задняя полусфера) измерены в работах [14,15] в pA - и dA -взаимодействиях. Параметр наклона спектров T_0 изменяется в зависимости от угла эмиссии частиц, а именно возрастает приблизительно в 1,5 раза в интервале углов $180^\circ \div 90^\circ$. Измерения угловой зависимости сечений при фиксированных импульсах частиц показали подобное поведение на различных ядрах, в частности, на ядрах гелия и свинца [8], что может указывать на отсутствие или несущественный вклад процессов перерассеяния. На ядре ${}^6\text{Li}$ (импульс протонов и дейтронов 0,7 ГэВ/с) зависимости сечений протонов и дейтронов также подобны. В угловой зависимости сечений в pA -взаимодействии наблюдается ярко выраженная структура в области углов эмиссии $150^\circ \div 180^\circ$, в частности, пик в направлении назад. Нерегулярности в этой

области углов изучались также в работе [31]. В dA -взаимодействии поведение сечений имеет иной характер. Как в pA -, так и в dA -взаимодействиях инвариантные сечения рождения кумулятивных частиц не следуют линейной зависимости от $\cos \vartheta$ в интервале углов эмиссии $180^\circ + 90^\circ$. Угловая зависимость сечений протонов и легких фрагментов анализировалась в работе [32] для pA -взаимодействий при энергии протонов 400 ГэВ.

Наличие данных для разных углов эмиссии дает возможность изучить зависимость сечений от p_\perp^2 . В частности, для пионов была найдена следующая аппроксимация [14]:

$$\varphi(p_\perp^2) = 0,9 \exp(-2,7p_\perp^2) + 0,1. \quad (9)$$

С учетом зависимости от p_\perp^2 данные для пионов представляются одним параметром наклона в угловом диапазоне $90^\circ + 180^\circ$.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Несмотря на разнообразие первичных пучков, данные по кумулятивному рождению частиц на пучках ядер носят фрагментарный характер. Экспериментальная база Лаборатории высоких энергий позволяет восполнить этот пробел и провести систематические и детальные исследования на ядерных и протонных пучках синхрофазотрона. В программе эксперимента на пучках p , D , α -частиц и C с импульсами на нуклон 4,5 ГэВ/с был сделан акцент на детальном изучении A -зависимости сечений как наиболее интересном свойстве кумулятивных процессов. Энергетические спектры измерены на пучке протонов 8,9 ГэВ/с на изотопах никеля, цинка, олова и свинца (естественная смесь изотопов). В обоих случаях кумулятивные частицы π^\pm , K^\pm , p , d регистрировались под углом $\vartheta = 120^\circ$. Наиболее статистически обеспеченные данные получены для пионов, протонов и дейтронов. В эксперименте использовались ядра-мишени D , He , 6Li , 7Li , C , Al , Si , Cu , ${}^{58}Ni$, ${}^{64}Ni$, ${}^{64}Zn$, ${}^{114}Sn$, ${}^{124}Sn$, Pb . Эксперимент осуществлялся на установке ДИСК-2, представляющей собой спектрометр по времени пролета в сочетании с магнитным анализом вторичных частиц по импульсам. Схема установки представлена на рис.1. Первичный пучок ускоренных частиц транспортируется по вакуум-проводу и фокусируется магнитной оптикой на мишень (T) с дисперсией изображения $\simeq 7$ мм. Вторичные частицы (фрагменты мишени) анализируются по импульсу секторным магнитом H (2СП94), проходят счетчик S_1 , фокусируются дублетом квадрупольных линз

Q_1 и Q_2 (1МЛ15 и 2МЛ15)

на счетчик S_4 , проходя также через счетчики S_2 , S_3 , черенковские счетчики на твердых радиаторах \check{C}_B и \check{C}_H и через газовый черенковский счетчик $\check{C}_Г$. Счетчики S_4 , \check{C}_B и \check{C}_H конструктивно выполнены в едином блоке и на рис.1 не показаны. Магнитная оптика канала (H , Q_1 , Q_2) и счетчики вторичных частиц размещены на двух состыкованных подвижных фермах с общей осью вращения, проходящей через центр мишени, расположенной в фокусе первичного пучка. Поворот канала производится дистанционно с точностью $0,1^\circ$ в диапазоне азимутальных углов $49^\circ \div 180^\circ$ (угловой диапазон установки в интервале углов $49^\circ \div 90^\circ$ при ограниченных размерах измерительной площадки достигается разворотом магнита H на специальной платформе вокруг своей оси на 180° совместно с перестыковкой ферм). Интервал импульсов, регистрируемых установкой, составляет $0,15 \div 1,6$ ГэВ/с для однозарядных частиц. Установка позволяет вести одновременную регистрацию следующих частиц: π^\pm , K^\pm , p , \bar{p} , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$.

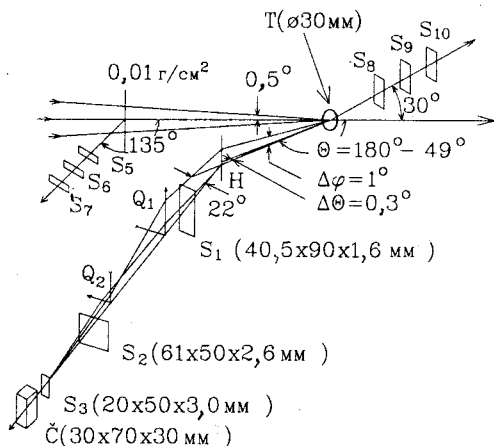


Рис.1. Схема установки ДИСК-2

Используемые в эксперименте мишени разделяются на два вида. Твердые мишени имеют диаметр 30 мм и толщину $0,1 \pm 8$ г/см². Криогенные мишени диаметром 50 мм имеют размеры по пучку 50 и 140 мм. Оба вида мишеней конструктивно смонтированы в общем кожухе, способном перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях. Установка мишени на пучок производится дистанционно и контролируется телевизионной системой по флюоресцирующему экрану. Относительное мониторингирование первичного пучка осуществляется телескопом счетчиков S_5 , S_6 , S_7 , расположенным под углом 135° относительно направления первичного пучка (монитор M_p) на расстоянии 3 м от мишени. Телескоп M_p регистрирует частицы, возникающие от взаимодействия первичного пучка с заглушкой вакуум-провода (майлар). Телескоп счетчиков S_8 , S_9 , S_{10} (монитор M_π) на-

целен на мишень и служит контролем сброса пучка. Величина и постоянство отношения $\frac{M_p}{M_\pi}$ в цикле сброса свидетельствуют о полном прохождении частиц первичного пучка через мишень. Градуировка телескопа M_p основана на измерении наведенной активности в реакции $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$. С этой целью проводится облучение пластического сцинтиллятора в фокусе первичного пучка с последующим измерением наведенной активности на специально созданной установке.

Счетчик S_1 установлен вблизи магнита на расстоянии 2,4 м от мишени. Расстояние между счетчиками S_1 и S_3 составляет 3,8 м, между S_2 и S_3 — 0,97 м. В счетчиках $S_1 + S_4$ применяются фотоумножители XP1021, режим работы которых выбран из условия наилучшего временного разрешения (± 50 пс) при линейной зависимости выходного сигнала по заряду от числа фотоэлектронов. Черенковские счетчики $\check{C}_в$ и $\check{C}_н$ имеют радиаторы из полиэтилметакрилата специальной очистки, наклеенные на фотоумножители 56DVP. В мониторных телескопах M_p и M_π применяются фотоумножители ФЭУ-87 и сцинтилляторы с размерами $50 \times 10 \times 0,8$ мм. Калибровка магнитного спектрометра осуществлялась методом токонесущей нити [33] и позволила определить центральный импульс частиц в зависимости от тока в магните или от напряженности магнитного поля по датчику Холла. Импульсное разрешение спектрометра $\Delta p/p = 8\%$. Величина аксептанса установки составляет $3,4 \cdot 10^{-5}$ ср, абсолютная нормировка сечений 10—15% (последняя цифра относится к пучку ядер углерода).

Вторичные частицы, выделенные магнитом Н по заряду и импульсу и прошедшие счетчики $S_1 + S_4$, \check{C} , идентифицируются путем измерения следующих характеристик:

- 1) времени пролета частицы на базе $S_1 - S_3$ — (t_1);
- 2) времени пролета частицы на базе $S_2 - S_3$ — (t_2);
- 3) ионизационных потерь частиц в сцинтилляторах S_2, S_3, S_4 ;
- 4) интенсивности черенковского излучения частиц в радиаторах счетчиков $\check{C}_в$ и $\check{C}_н$.

Эффективным методом выделения полезных событий является алгоритм τ -критериев. Используя линейную связь времени пролета частиц на двух времяпролетных базах t_1 и t_2 , можно определить τ -координату:

$$\tau_{12} = t_1 - 2t_2 + 260.$$

События по этой координате, не связанные со случайными сигналами счетчиков, распределены независимо от скорости регистрируемых частиц и имеют распределение по τ_{t_2} с одним максимумом. Задание границ для соответствующих полезных событий приводит к подавлению фоновых событий более чем в 20 раз. Аналогично, применяя критерий

$$\tau_{\Delta E3} = t_1 - 2,6t_2 + 150,$$

получаем распределение, на котором все события, не связанные со случайными, разделены по заряду и в первом приближении не различаются по скорости. Кроме разделения частиц по заряду, измерение ионизационных потерь повышает надежность идентификации частиц. Установка работает на линии с ЭВМ.

Совокупность величин t_1 , t_2 , Δ_{E2} , Δ_{E3} , Δ_{E4} , I_C^* , I_C^* образует пространство событий. Область в пространстве событий задается условием одновременного наблюдения значений координат события в заданных интервалах каждой из координат. Организация программы многомерного анализа позволяет в процессе обработки данных выделять события в различных многомерных областях и строить одномерные и двумерные проекции содержимого этих областей на оси координат пространства событий. Анализ полученных распределений дает возможность оценить число событий определенного сорта, статистические характеристики спектров, оценить вклад случайных совпадений при больших нагрузках регистрирующей аппаратуры. Кроме того, в результате многомерного анализа для каждого сорта частиц формируется «банк интегральных характеристик полезных событий». Для каждого сорта частиц содержится информация о числе событий, эффективности границ по каждой из используемых координат, средней амплитуде распределения событий по каждой координате. Программы заполнения банка оптимизированы по времени и позволяют между циклами ускорителя обрабатывать весь объем поступающей информации для всех сортов вторичных частиц, регистрируемых одновременно. После каждой серии измерений информация, содержащаяся в банке, записывается в файл суммарных результатов, размещенный на диске. Подробное описание установки и процедура вычисления сечений по измеряемым величинам содержатся в работах [34—36].

Использованные в экспериментах мишени из разделенных изотопов имели следующие величины обогащения (в процентах к основному изотопу): ${}^6\text{Li}$ (90,3), ${}^7\text{Li}$ (99), ${}^{58}\text{Ni}$ (99,7), ${}^{64}\text{Ni}$ (93,1), ${}^{64}\text{Zn}$ (98,7), ${}^{114}\text{Sn}$ (92), ${}^{124}\text{Sn}$ (97,2). Поправка, связанная с отличным от 100% обогащением, составляет в среднем $\approx 1\%$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Протон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия. На рис.2—5 представлены данные по A -зависимости сечений дейтронов, протонов, положительных и отрицательных пионов на пучках протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода [37]. Как уже отмечалось, наблюдается резкое увеличение сечений в области легких ядер и выполаживание по мере возрастания мас-

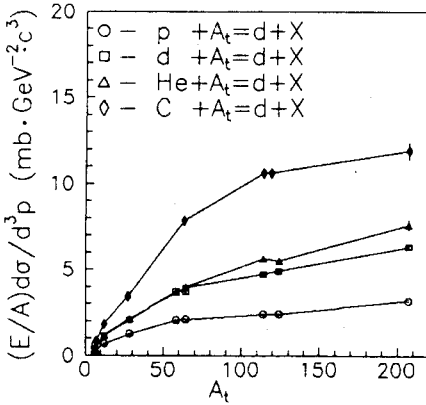


Рис.2. A -зависимость сечений дейтронов на разных пучках

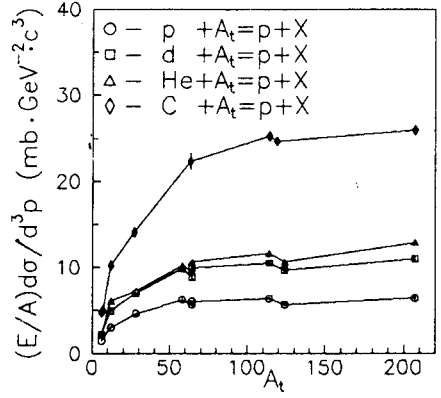


Рис.3. A -зависимость сечений протонов на разных пучках

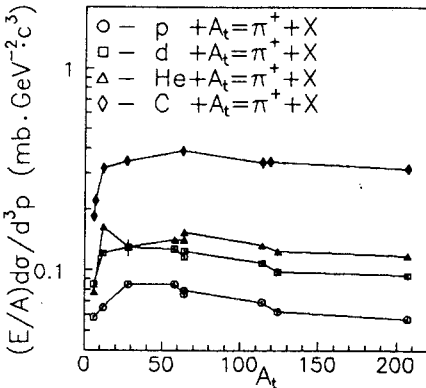


Рис.4. A -зависимость сечений π^+ -мезонов на разных пучках

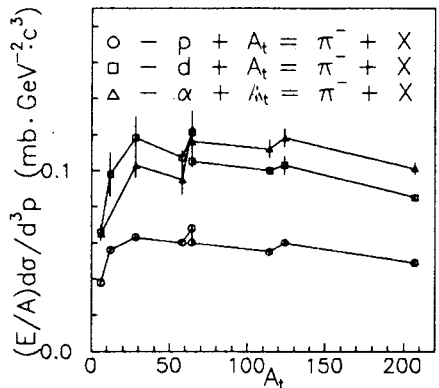


Рис.5. A -зависимость сечений π^- -мезонов на разных пучках

Рис.6. А-зависимость сечений кумулятивных частиц в процессе $D + A \rightarrow c + \dots$ ($\vartheta = 120^\circ$)

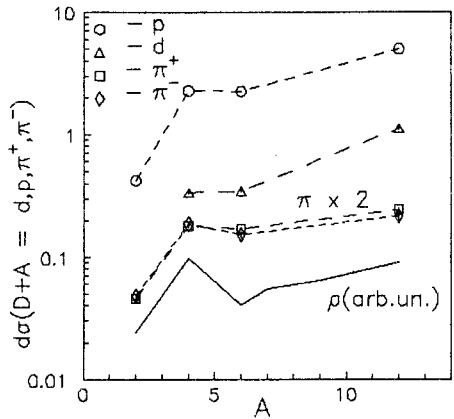
сового числа А. Такое поведение характерно для всех используемых пучков. Обращает на себя внимание тот факт, что сечения на пучках дейтерия и гелия близки по величине, а сечения для различных частиц подобны. Другая особенность, которую можно видеть на рисунках, проявляется на изотопах никеля, цинка и олова. Здесь имеются нерегулярности в поведении сечений,

проявляющиеся специфическим образом для протонов, π^+ - и π^- -мезонов.

Поведение сечений в зависимости от массового числа А подобно поведению таких характеристик ядер, как плотность, энергия связи, зарядовые радиусы. Эти свойства ядер хорошо известны (см., например, [38]). Имея в виду упомянутые свойства, рассмотрим по отдельности области легких и тяжелых ядер. Данные по А-зависимости сечений в интервале фрагментирующих ядер от дейтерия до углерода показаны на рис.6 в увеличенном масштабе [39]. Сплошная линия на рисунке отображает поведение плотности ядер, вычисленной по формуле

$$\rho(A) = \frac{A}{4/3\pi(5/3 \langle r^2 \rangle)^{3/2}} \quad (10)$$

Значения среднеквадратичных радиусов ядер $\langle r^2 \rangle$ брались из работы [40]. Представляется вполне очевидным, что поведение сечений (рис.6) коррелирует с поведением ядерной плотности. Количественную оценку можно получить, сравнивая отношения плотностей с отношениями сечений. Так, увеличению плотности в 4,2 раза при переходе от дейтерия к гелию соответствуют отношения сечений $5,38 \pm 0,22$; $3,90 \pm 0,13$, соответственно, для протонов, π^+ - и π^- -мезонов. В то же время уменьшению плотности в 2,5 раза при переходе от гелия к литию отвечает равенство сечений для всех частиц. Переход от лития к углероду вновь демонстрирует корреляцию: отношению плотностей углерода и лития, равному 2,25, отвечают отношения сечений $2,22 \pm 0,06$ (p), $3,26 \pm 0,09$ (d), $1,43 \pm 0,04$ (π^+), $1,42 \pm 0,17$ (π^-). Как видно из приведенных числовых данных, корреляция



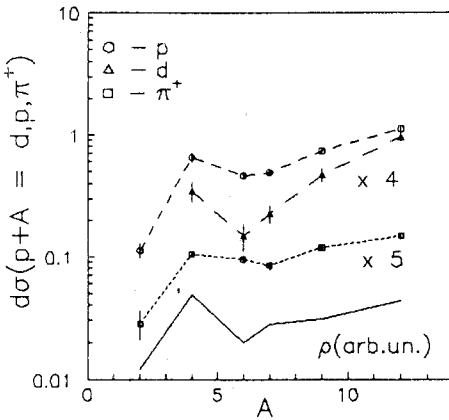


Рис.7. А-зависимость сечений кумулятивных частиц в процессе $p + A \rightarrow c + \dots$ ($\vartheta = 180^\circ$)

сечений с плотностью действительно имеет место. На рис.7 показаны данные для первичных протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с и угла эмиссии 180° , взятые из работ [14,15]. Поведение сечений здесь такое же, как и на рис.6, и даже область ядер ${}^4\text{He} - {}^4\text{Li}$ проявляется подобным образом, за исключением, возможно, дейтронных дан-

ных. Таким образом, рассмотренная область легких ядер указывает на корреляцию сечений кумулятивных частиц с ядерной плотностью, которая максимально изменяется на этих ядрах. Эта корреляция проявляется на пучках протонов и ядер, не зависит от угла эмиссии и сорта частиц и, по всей видимости, носит довольно общий характер.

Основываясь на данных [41], где представлены значения инвариантных дифференциальных сечений для исследованных в настоящей работе частиц, и [42], представим ряд соотношений, которые свойственны изучаемым процессам. Одной из интересных характеристик в кумулятивном рождении

Таблица 1. Отношения сечений π^+/π^- на разных пучках

A_t	$p + A_t$	$D + A_t$	${}^4\text{He} + A_t$
${}^6\text{Li}$	$1,21 \pm 0,03$	$1,12 \pm 0,06$	$1,05 \pm 0,07$
Pb	$0,96 \pm 0,03$	$0,99 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,03$

Таблица 2. Отношения сечений p/π^+ на разных пучках

A_t	$p + A_t$	$D + A_t$	${}^4\text{He} + A_t$	$C + A_t$
${}^6\text{Li}$	$25,3 \pm 0,7$	$26,4 \pm 0,8$	$27,6 \pm 1,2$	$26,0 \pm 0,9$
Pb	113 ± 3	117 ± 5	110 ± 5	82 ± 4

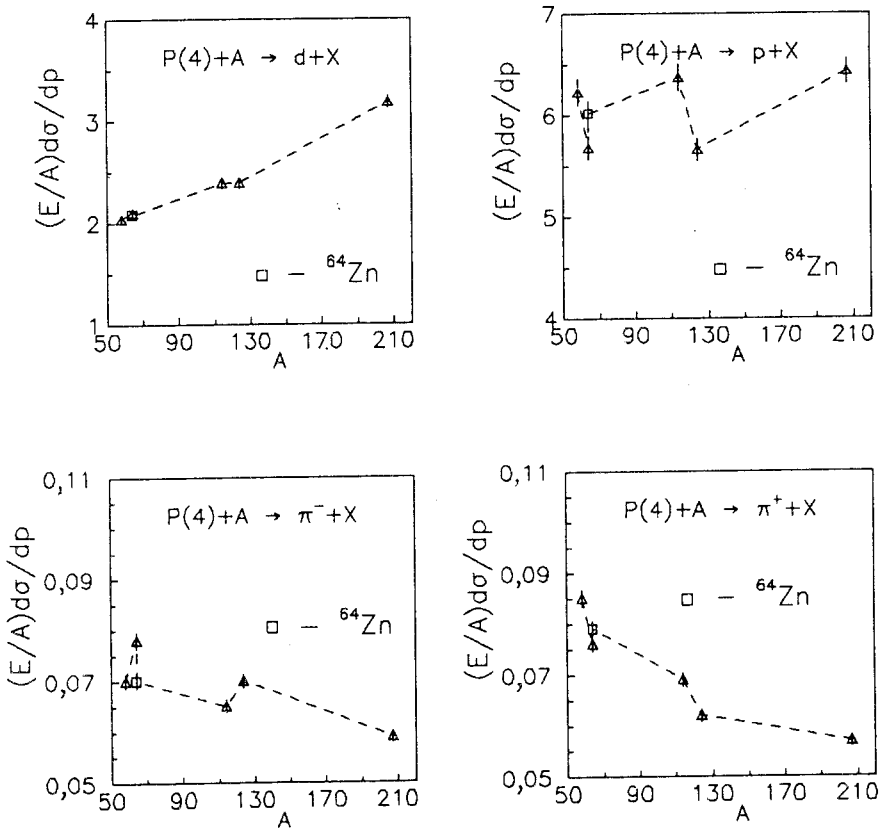


Рис.8. А-зависимость сечений дейтронов, протонов и пионов на пучке протонов

частиц является отношение сечений π^+/π^- . В табл.1 содержатся такие отношения на различных пучках для легкого (${}^6\text{Li}$) и тяжелого (Pb) ядер.

Из данных табл.1 видно, что эти отношения практически равны единице в изотопически сопряженных процессах, что естественно, и равны единице для ядра свинца, имеющего большой избыток нейтронов. Заметим, что отношение сечений π^-/π^+ в элементарных процессах $p+p \rightarrow \pi^-$ и $p+p \rightarrow \pi^+$ составляет $\simeq 0,25$. То же отношение в процессе $p+D \rightarrow \pi$ равно $\simeq 1$. Этот вопрос специально изучался в работе [43]. В случае ядерных пучков представляет интерес проследить отношения сечений протонов и положительных пионов. Для сравнения снова выбраны ядра лития и свинца, результаты представлены в табл.2. По данным табл.2 можно заключить, что

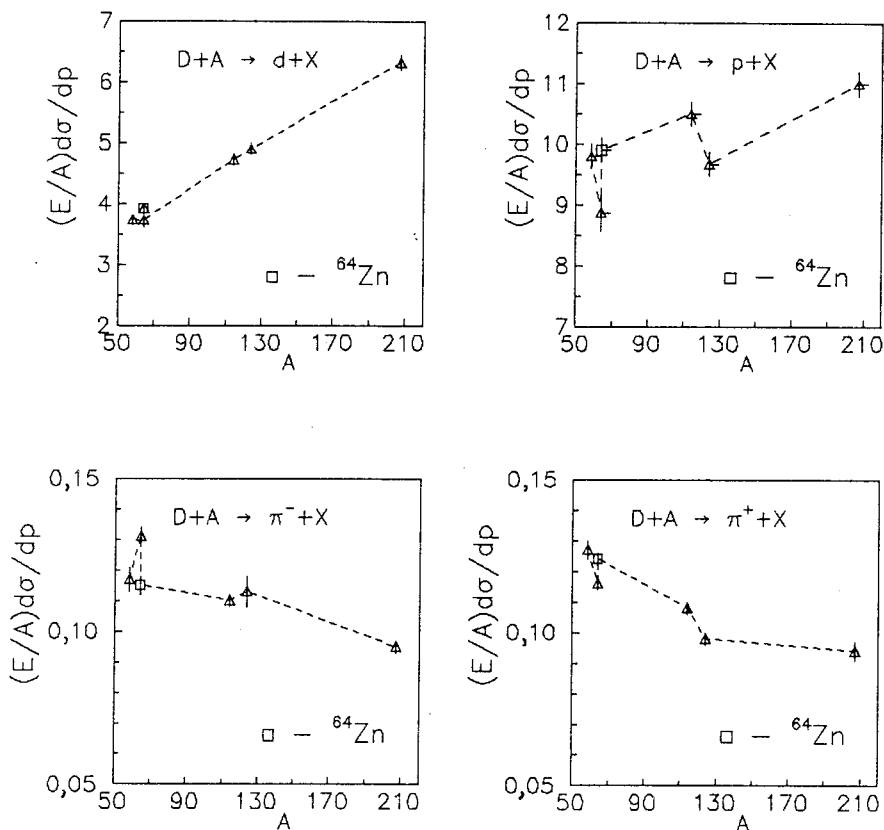


Рис.9. А-зависимость сечений дейтронов, протонов и пионов на пучке дейтронов

отношения сечений p/π^+ постоянны для всех пучков, различаются по величине приблизительно в четыре раза на свинце и литии, а на пучке углерода это отношение заметно падает. Уменьшение отношения сечений p/π^+ в процессе $C + \text{Pb}$ может быть связано с подавлением выхода протонов вследствие экранировки налетающим ядром углерода. Возможность проявления эффекта экранирования в ядро-ядерных взаимодействиях отмечалась в [44].

Обратимся к области средних и тяжелых ядер. В этой области ядер плотность приблизительно постоянна, однако изменяется зарядовая плотность. Впервые корреляция сечений с зарядовой плотностью ядер исследовалась нами в [37], хотя экспериментальные указания на такую возможность

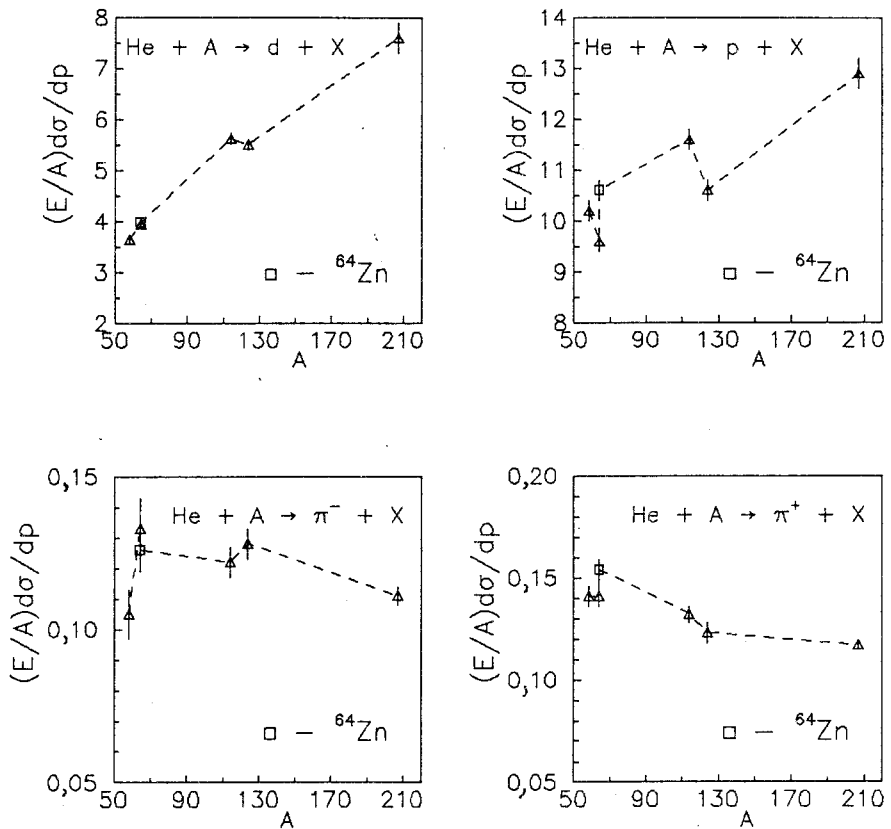


Рис.10. А-зависимость сечений дейтронов, протонов и пионов на пучке ядер гелия

имелись значительно раньше [29,30], но недостаточная статистическая обеспеченность данных не позволяла сделать конкретные выводы.

Рассмотрим данные [37,39]. Они представлены на рис.8 (первичные протоны), рис.9 (первичные дейтроны), рис.10 (пучок ядер гелия). В выбранном на рисунках масштабе хорошо видно нерегулярное поведение сечений для всех частиц и первичных пучков. Такая нерегулярность проявляется на изотопически обогащенных ядрах никеля, цинка и олова. Этот эффект был отмечен нами ранее [29] и получил название изотопического. Его проявление сказалось в том, что сечение кумулятивного рождения протонов не зависит от нейтронного избытка в ядрах. Затем в работе [45] на пучках протонов 7,5 ГэВ/с и отрицательных пионов с импульсом 5 ГэВ/с изо-

Таблица 3. Отношения сечений (не нормированных на A)
в разных процессах

Процесс	$^{64}\text{Ni}/^{58}\text{Ni}$	$^{124}\text{Sn}/^{114}\text{Sn}$	$^{64}\text{Zn}/^{64}\text{Ni}$
p	$1,00 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,03$	$1,06 \pm 0,03$
$p + A \rightarrow \pi^+$	$0,98 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,03$	$1,04 \pm 0,03$
π^-	$1,22 \pm 0,03$	$1,17 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,03$
p	$0,99 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,03$	$1,12 \pm 0,04$
$D + A \rightarrow \pi^+$	$1,00 \pm 0,03$	$0,99 \pm 0,03$	$1,07 \pm 0,02$
π^-	$1,24 \pm 0,06$	$1,12 \pm 0,05$	$0,88 \pm 0,03$
p	$1,04 \pm 0,03$	$0,99 \pm 0,03$	$1,10 \pm 0,03$
$^4\text{He} + A \rightarrow \pi^+$	$1,10 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,05$	$1,09 \pm 0,05$
π^-	$1,40 \pm 0,12$	$1,14 \pm 0,06$	$0,95 \pm 0,09$

топический эффект был подтвержден и обнаружен изотонический эффект, означающий независимость сечения рождения нейтронов от избытка протонов. Далее, в нашей работе [46] была установлена независимость сечений от нейтронного избытка для π^+ - и K^+ -мезонов. Настоящие данные (см. рисунки для π^+ , π^- , p) позволяют сделать заключение, что сечения положительно заряженных частиц чувствительны к содержанию протонов фрагментирующего ядра, отрицательно заряженных — к содержанию нейтронов. Количественная характеристика поведения сечений на изотопически обогащенных мишенях представлена в табл.3, где содержатся отношения сечений для исследованных частиц и пучков.

Из данных табл.3 непосредственно видно, что

— отношения сечений на ядрах с фиксированными зарядами и различным содержанием нейтронов ($^{64}\text{Ni}/^{58}\text{Ni}$, $^{124}\text{Sn}/^{114}\text{Sn}$) равны единице для положительно заряженных частиц в пределах экспериментальных ошибок;

— отношения сечений на тех же ядрах для отрицательно заряженных частиц превышают единицу и отслеживают нейтронный избыток ядер;

— отношения сечений на ядрах с различными зарядами ($^{64}\text{Zn}/^{64}\text{Ni}$) превышают единицу для положительно заряженных частиц и находятся в пределах единицы или менее для отрицательных;

— масштаб изменения величин сечений находится в пределах относительного содержания протонов и нейтронов в ядрах. Это новый и

Таблица 4. Значения показателя степени n в разных процессах

Процесс	d	p	π^+	π^-
$p + A$	$1,45 \pm 0,02$	$1,16 \pm 0,01$	$0,80 \pm 0,01$	$0,84 \pm 0,02$
$D + A$	$1,56 \pm 0,02$	$1,23 \pm 0,02$	$0,84 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,11$
${}^4\text{He} + A$	$1,64 \pm 0,02$	$1,29 \pm 0,02$	$0,95 \pm 0,05$	$0,99 \pm 0,07$
$C + A$	$1,61 \pm 0,02$	$1,30 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,06$	

необычный результат для адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий вообще и для кумулятивных процессов в частности, тем более, что для ядра свинца (отношение числа нейтронов к числу протонов $N/Z = 1,5$) сечения π^+ и π^- приблизительно равны. Последнее обстоятельство давно и хорошо известно.

Напомним, для удобства сравнения, что относительные содержания нейтронов на изотопах никеля и олова равны, соответственно, 1,2 и 1,16. Отношение зарядов ядер ${}^{64}\text{Zn}$ и ${}^{64}\text{Ni}$ равно 1,07.

Имеющиеся экспериментальные данные на пучках протонов и ядер дают возможность исследовать A -зависимость сечений от массового числа первичных пучков непосредственно. С этой целью были определены показатели степени n в A -зависимости сечений пионов, протонов и дейтронов на каждом из пучков. Показатель степени n определялся из выражения

$$n = \frac{\ln \left[E \frac{d\sigma}{dp} (A_1) / E \frac{d\sigma}{dp} (A_2) \right]}{\ln (A_1 / A_2)}$$

В качестве ядер A_1 и A_2 брались, соответственно, Pb и Al. Численные значения показателя степени n приведены в табл.4.

На рис.11 изображена зависимость показателя степени n от сорта пучка. Данные табл.4 и рис.11 показывают подобие A -зависимости сечений на различных пучках для пионов, протонов и дейтронов. Выход на режим, где величины n принимают практически постоянные значения (свои для каждой из частиц), начинается с пучка ядер гелия.

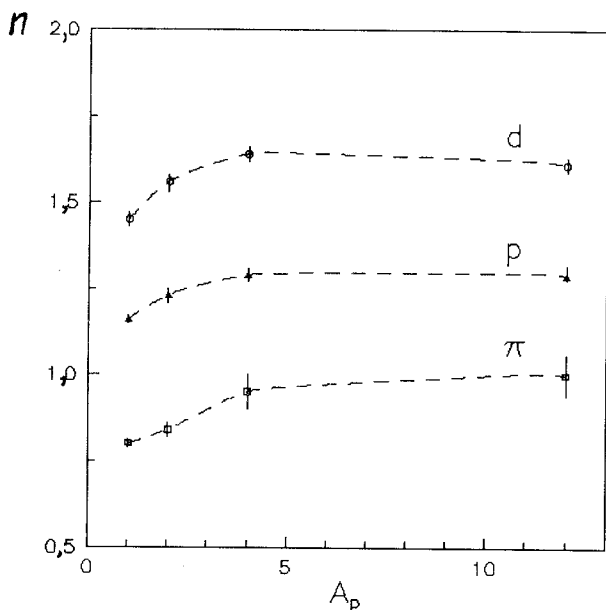


Рис.11. Значения показателя степени n на разных пучках

ПРОТОН-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПУЧКЕ 8,9 ГэВ/с

A-зависимость. Результаты, полученные в исследованиях на пучках протонов и ядер с использованием изотопически обогащенных мишеней, стимулировали интерес к более детальному изучению этой области ядер. С этой целью были проведены измерения A-зависимости сечений кумулятивного рождения π^\pm , K^\pm , p и d (импульс 0,5 ГэВ/с, $\vartheta = 120^\circ$) на пучке протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с и энергетической зависимости сечений π^\pm , p и d в интервале импульсов $0,3 \pm 0,7$ ГэВ/с. Фрагментирующими ядрами являлись ^{58}Ni , ^{64}Ni , ^{64}Zn , ^{114}Sn , ^{124}Sn , Pb. На рис.12—14 показаны данные по A-зависимости сечений для всех частиц этого цикла измерений. На рис.15 представлены данные работы [15] для угла эмиссии 180° . Кривая на рис.15 отображает поведение зарядовой плотности на этих ядрах. Особенно заметен скачок плотности между ядрами никеля и цинка, который проявляется постоянно на этой группе ядер. Общая картина в поведении сечений, как можно видеть из рисунков, аналогична рассмотренной в предыдущем разделе и подтверждает наши прежние результаты [46] о независимости се-

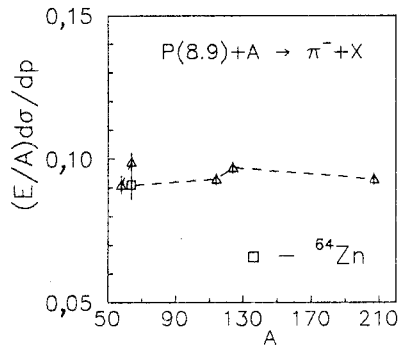
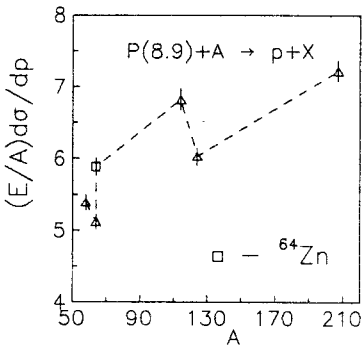
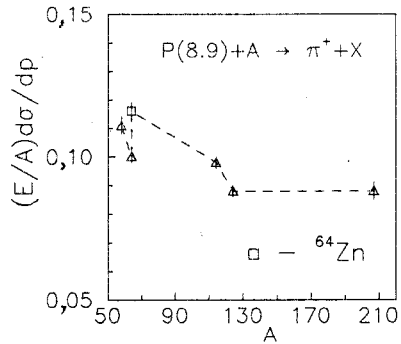
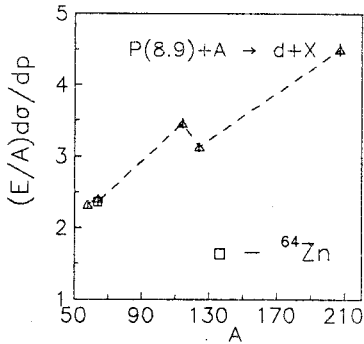


Рис.12. А-зависимость сечений дейтронов и протонов

Рис.13. А-зависимость сечений пионов

чений положительно заряженных частиц от избыточного содержания нейтронов. К сожалению, недостаточная статистическая обеспеченность данных по K^- -мезонам не позволяет сделать определенных выводов.

Количественная информация в виде отношений сечений (сечения здесь не нормированы на A) для различных фрагментирующих ядер и частиц содержится в табл.5.

Здесь, как и на пучке протонов вдвое меньшего импульса, прослеживаются те же закономерности. Положительно заряженные частицы отслеживают содержание протонов, отрицательно заряженные — содержание нейтронов. Отношения сечений для дейтронов занимают промежуточное положение.

Энергетическая зависимость. Исследования кумулятивного рождения частиц на ядрах с различным содержанием нейтронов при фиксированном

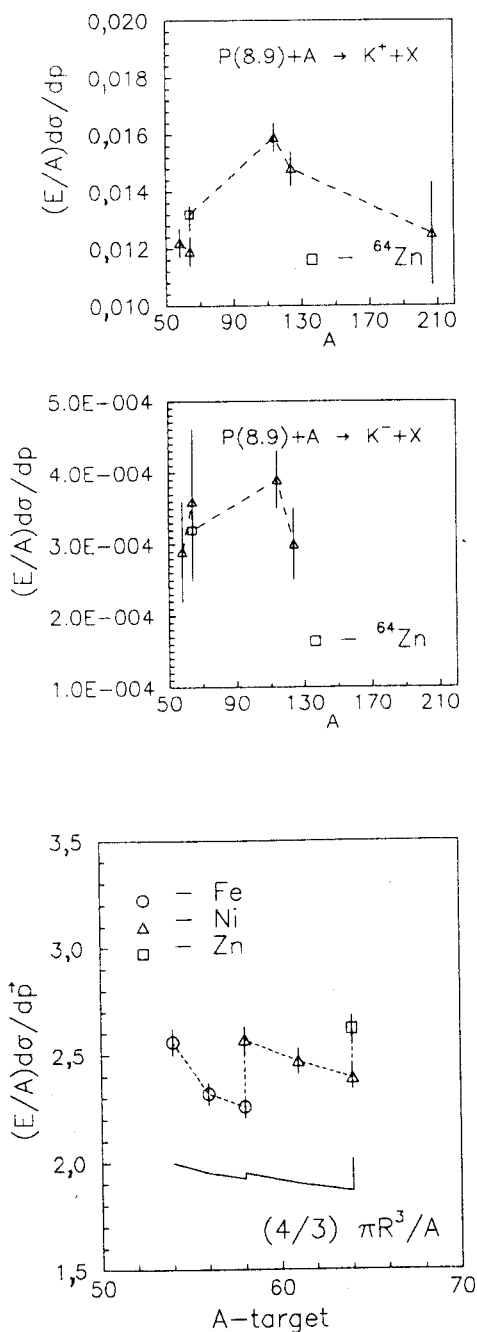


Рис.14. А-зависимость сечений каонов

заряде ядра (разделенные изотопы) имеют довольно давнюю историю и преследовали цель установить степень возможного вклада наиболее экзотических ядерных систем в кумулятивные процессы, поскольку исходная гипотеза кумулятивного эффекта [1] предполагала несущественность влияния ядерных формфакторов в жесткой части спектров. Первые результаты измерений [47] подтвердили исходное предположение [1] на уровне $\approx 10-15\%$, последующие, цитированные выше, выявили более тонкие особенности.

В настоящей работе впервые проведено детальное изучение изотопического эффекта в импульсном интервале $0,3 + 0,7$ ГэВ/с. Основные результаты изложены в работах [37,48]. Здесь мы будем пользоваться табличными данными и результатами их аппроксимации из [41], которые содержатся в приложении.

Энергетическая зависимость сечений кумулятивного рождения частиц под данным ($\vartheta = 120^\circ$) или близкими углами эмиссии изучалась в наших [14,15] и других работах [16—22,45,49] на разных ядрах и при различных начальных энергиях. Для одинаковых кинематических условий наши данные

Рис.15. А-зависимость сечений протонов, $p = 0,5$ ГэВ/с, $\vartheta = 180^\circ$

Таблица 5. Отношения сечений (не нормированных на A) на изотопических ядрах ($p = 0,5$ ГэВ/с, $\vartheta = 120^\circ$, $P_0 = 8,9$ ГэВ/с)

Процесс	$^{64}\text{Ni}/^{58}\text{Ni}$	$^{64}\text{Zn}/^{64}\text{Ni}$	$^{124}\text{Sn}/^{114}\text{Sn}$
$p + A \rightarrow d$	$1,03 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,03$
$p + A \rightarrow p$	$1,05 \pm 0,03$	$1,15 \pm 0,03$	$0,96 \pm 0,03$
$p + A \rightarrow \pi^+$	$0,99 \pm 0,03$	$1,16 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,03$
$p + A \rightarrow \pi^-$	$1,20 \pm 0,04$	$1,09 \pm 0,04$	$1,13 \pm 0,03$
$p + A \rightarrow K^+$	$1,07 \pm 0,06$	$1,11 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,05$

согласуются с результатами других работ в пределах экспериментальных ошибок и абсолютных нормировок сечений. Как отмечалось выше, энергетические спектры следуют экспоненциальной зависимости в различных представлениях с соответствующими параметрами наклонов. Поскольку спектры на разных ядрах подобны, приведем в иллюстративных целях энергетические спектры протонов и пионов на ядре Рб, изучавшемся вместе с изотопическими ядрами. Эти спектры изображены на рис.16. Данные по энергетической зависимости фитировались экспоненциальными выражениями (1)–(3), приведенными выше. Параметры фитирования для конкретных ядер приведены в соответствующих таблицах приложения. В измеренном интервале импульсов для протонов и π^- -мезонов данные лучше описываются двумя

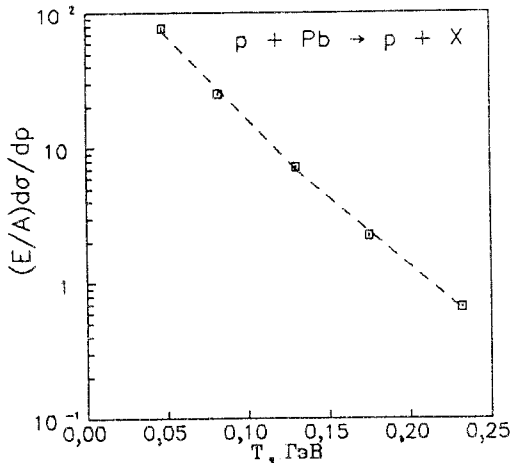
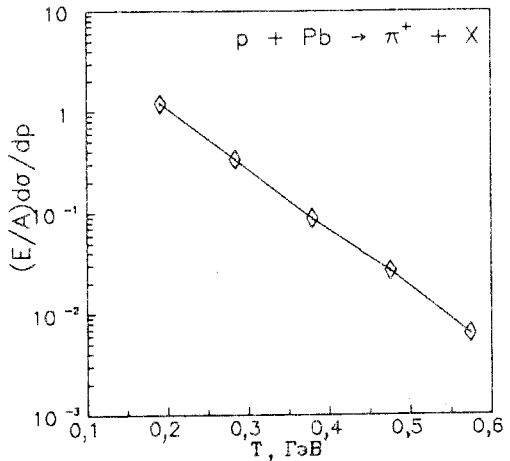


Рис.16. Энергетическая зависимость сечений пионов и протонов

Таблица 6. Средневзвешенные значения параметров наклона

Частицы	Интервал, ГэВ/с	T_0 , МэВ	x_0	α_0
p	0,3 + 0,5	$33,4 \pm 0,4$ $\chi^2 = 6$	$0,097 \pm 0,0012$ $\chi^2 = 9$	$0,081 \pm 0,001$ $\chi^2 = 6$
	0,5 + 0,7	$44,8 \pm 0,3$ $\chi^2 = 1,3$	$0,114 \pm 0,004$ $\chi^2 = 1$	$0,092 \pm 0,001$ $\chi^2 = 1$
π^-	0,3 + 0,5	$78,9 \pm 1,3$ $\chi^2 = 9$	$0,161 \pm 0,003$ $\chi^2 = 19$	$0,129 \pm 0,002$ $\chi^2 = 7$
	0,5 + 0,7	$72,5 \pm 0,4$ $\chi^2 = 1$	$0,153 \pm 0,001$ $\chi^2 = 1$	$0,117 \pm 0,001$ $\chi^2 = 1$
π^+	0,3 + 0,7	$72,6 \pm 0,2$ $\chi^2 = 1$	$0,150 \pm 0,005$ $\chi^2 = 1$	$0,118 \pm 0,001$ $\chi^2 = 1$
d	0,5 + 0,7	$29,3 \pm 0,3$ $\chi^2 = 2$	$0,102 \pm 0,001$ $\chi^2 = 2$	$0,082 \pm 0,001$ $\chi^2 = 3$

экспонентами, поэтому измеренный интервал импульсов разбивался на две части с условными названиями мягкой (0,3 + 0,5 ГэВ/с) и жесткой (0,5 + 0,7 ГэВ/с). Обобщенные результаты фита сведены в табл.6.

Из данных табл.6 видно, что имеются явные различия в параметрах наклона в мягкой и жесткой частях спектров. Кроме того, величины χ^2 , характеризующие параметры наклонов в мягкой части спектров, довольно большие. Это может быть связано с малой величиной ошибок и тогда экспоненциальная зависимость с такой точностью не имеет места. Другой причиной может являться тот факт, что параметры наклонов на конкретных ядрах несколько различны. В случае протонов, например, на ядре ^{124}Sn имеется увеличение параметра наклона $\simeq 4\%$ по сравнению с другими ядрами. Аналогично для π^- -мезонов параметр наклона увеличен на $\simeq 10\%$

на ядрах Pb и ^{124}Sn (см. приложение). Данные табл.6 для дейтронов имеют-ся лишь в одном интервале импульсов, поскольку начальный импульс их регистрации составлял 0,5 ГэВ/с.

Сравнение данных на пучках протонов 4,5 и 8,9 ГэВ/с. Представляет интерес сравнить некоторые характеристики кумулятивного рождения на одних и тех же ядрах, которые использовались в измерениях на первичных пучках протонов, вдвое различающихся по импульсу. Во-первых, это отношения сечений π^+ - и π^- -мезонов, представленные в табл.7.

Как показывают данные табл.7, эти отношения практически совпадают в пределах экспериментальных ошибок на обоих пучках и демонстрируют еще один вид детального подобия в кумулятивном рождении пионов. Вторая интересная возможность — непосредственно сравнить сечения на обоих пучках для всех (достаточно статистически обеспеченных) частиц на тех же ядрах. Такие данные содержатся в табл.8.

Таблица 7. Отношения сечений π^+/π^- мезонов на различных пучках

A	$P_0 = 4,5 \text{ ГэВ/с}$	$P_0 = 8,9 \text{ ГэВ/с}$
^{58}Ni	$1,21 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,04$
^{64}Ni	$0,97 \pm 0,03$	$1,01 \pm 0,04$
^{64}Zn	$1,13 \pm 0,04$	$1,27 \pm 0,08$
^{114}Sn	$1,06 \pm 0,03$	$1,05 \pm 0,03$
^{124}Sn	$0,89 \pm 0,03$	$0,91 \pm 0,03$
Pb	$0,97 \pm 0,03$	$0,95 \pm 0,04$

Таблица 8. Отношения сечений на разных пучках протонов (8,9/4,5)

A	d	p	π^+	π^-
^{58}Ni	$1,14 \pm 0,03$	$0,86 \pm 0,03$	$1,31 \pm 0,03$	$1,30 \pm 0,03$
^{64}Ni	$1,15 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,03$	$1,32 \pm 0,03$	$1,27 \pm 0,04$
^{64}Zn	$1,13 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,03$	$1,47 \pm 0,05$	$1,30 \pm 0,06$
^{114}Sn	$1,45 \pm 0,03$	$1,07 \pm 0,03$	$1,42 \pm 0,05$	$1,43 \pm 0,04$
^{124}Sn	$1,31 \pm 0,03$	$1,06 \pm 0,03$	$1,42 \pm 0,05$	$1,30 \pm 0,04$
Pb	$1,41 \pm 0,03$	$1,12 \pm 0,03$	$1,54 \pm 0,04$	$1,58 \pm 0,05$

Из таблицы можно видеть, что сечения протонов на пучке 8,9 ГэВ/с наиболее близки к сечениям на вдвое меньшем импульсе, сечения пионов возрастают, сечения дейтронов ведут себя половинчатым образом, демонстрируя заметный рост, начиная с ядра олова. Здесь могут сказываться индивидуальные особенности ядер. Однако наблюдается своеобразная A -зависимость отношения сечений для всех частиц: отношения сечений возрастают приблизительно на 20% от ядра никеля к ядру свинца.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предварительные итоги. Как следует из результатов предыдущих разделов, A -зависимости сечений на пучках протонов и ядер оказались подобными для всех наблюдаемых в данной работе частиц. Более того, это подобие проявилось в тонких деталях поведения сечений. В области легких ядер обнаруживается корреляция сечений с плотностью ядер, которая одинаковым образом выглядит как в pA -взаимодействиях (импульс первичных протонов 8,9 ГэВ/с, угол эмиссии 180°), так и в DA -взаимодействиях (импульс на нуклон 4,5 ГэВ/с, угол эмиссии 120°).

В области средних и тяжелых ядер детальное подобие проявляется в поведении сечений на разделенных изотопах никеля, цинка и олова. Масштаб изменения сечений сравним с относительным содержанием протонов и нейтронов в этих ядрах, причем наблюдается корреляция в сечениях рождения положительно заряженных частиц с содержанием протонов независимо от нейтронного избытка, а отрицательно заряженных (пионы) — с содержанием нейтронов. Отмеченные свойства (изотопический эффект) имеют место и на пучках протонов, и на ядерных пучках. Изменение импульса первичных протонов в два раза не сказывается на масштабе изменения величин отношений сечений вторичных частиц, т.е. изотопический эффект в поведении сечений сохраняется.

Отношения сечений π^+/π^- на легком и тяжелом ядрах одинаковым образом выглядят на пучках протонов и ядер.

Отношения сечений p/π^+ на тех же ядрах и пучках демонстрируют подобное поведение, отличаясь лишь величиной отношения на легком и тяжелом ядрах (${}^6\text{Li}$ и Pb соответственно).

Энергетическое поведение сечений на разделенных изотопах никеля, цинка и олова следует экспоненциальной зависимости во всех представлениях и, кроме положительных пионов, характеризуется двумя экспонентами, которые выделяют мягкую и жесткую части спектров. Однако по критерию χ^2 экспоненциальное представление спектров в мягкой части на та-

ком уровне экспериментальных ошибок не является удовлетворительным, в особенности для протонов.

Значения показателя степени A -зависимости сечений для пионов, протонов и дейтронов имеют подобное поведение при изменении массового числа снаряда и выходят на константу (свою для каждой из частиц), начиная с пучка ядер гелия, т.е. имеется зависимость показателя степени n от массы снаряда при переходе от пучка протонов к пучку дейтронов (напомним, что пучки протонов и ядер в данном цикле экспериментов имели импульс 4,5 ГэВ/с на нуклон).

Непосредственное сравнение сечений на пучках протонов 8,9 ГэВ/с и 4,5 ГэВ/с (в обоих случаях импульс вторичных частиц 0,5 ГэВ/с) для одинаковых ядер и вторичных частиц показывает своеобразную A -зависимость отношений сечений: они возрастают приблизительно на 20% от ядра никеля к ядру свинца. Абсолютные величины сечений для протонов близки на обоих первичных пучках, сечения пионов возрастают при увеличении начального импульса.

Отношения структурных функций. Как было отмечено во введении, экспериментальные результаты по кумулятивному рождению частиц привели к понятию кварк-партонной структурной функции ядер. Сечение инклюзивного процесса (4) записывается следующим образом [28,50]:

$$E_1 \frac{d\sigma_1^{\text{II}}}{dp_1} = C_q^1 \sigma_q^1 G_{\text{II}/q}(x, p_{1\perp}^2). \quad (11)$$

Здесь E_1 и p_1 — энергия и импульс инклюзивной частицы 1; C_q^1 — константа, характеризующая адронизацию кварка q в адрон 1; σ_q^1 означает сечение процесса, в котором кварк q из ядра II проникает через мишень I, избежав столкновения. $G_{\text{II}/q}(x, p_{1\perp}^2)$ является кварк-партонной структурной функцией ядра II, имеющей смысл распределения кварков по импульсам в ядре. Из приведенного выражения для инклюзивного сечения следует, что отношение инклюзивных сечений различных фрагментирующих ядер II' и II равно отношению их структурных функций:

$$E_1 \frac{d\sigma_1^{\text{II}'}}{dp_1} / E_1 \frac{d\sigma_1^{\text{II}}}{dp_1} = \frac{G_{\text{II}'/q}(x, p_{1\perp}^2)}{G_{\text{II}/q}(x, p_{1\perp}^2)}. \quad (12)$$

Свойства структурных функций ядер были изучены в работах [14,15] в широком диапазоне фрагментирующих ядер и начальных энергий. Приме-

чательным результатом в исследовании кумулятивного рождения частиц было установление соотношений

$$E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}(\pi^-) \simeq E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}(\pi^+) \simeq E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}(K^+) \gg E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}(K^-). \quad (13)$$

Эти соотношения справедливы при одинаковых значениях масштабной переменной для всех частиц и подтверждают предположения [28,50]. Поскольку ядра преимущественно содержат валентные u - и d -кварки, равенство сечений K^+ - и π^+ -мезонов может рассматриваться как следствие того, что их структурные функции $G_{H/u}(x, p_{\perp}^2)$ одинаковы. Кроме того, можно предположить, что $C_d^{\pi^-} \simeq C_u^{\pi^+} \simeq C_u^{K^+}$. Существенно меньшее сечение K^- -мезонов есть следствие того, что они не содержат валентных кварков.

В работе [48] впервые изучены отношения структурных функций на ядрах разделенных изотопов никеля, цинка и олова для пионов и протонов в зависимости от масштабной переменной x или, можно сказать, энергетическая зависимость изотопического эффекта для этих частиц. Результаты представлены на рис.17 (пионы) и рис.18 (протоны).

Обратимся к пионным данным. Отношение сечений для комбинации $^{64}\text{Ni}/^{58}\text{Ni}$ практически равно единице для π^+ и превышает единицу на уровне 1,2 для π^- во всем интервале x . Эти ядра содержат одинаковое число протонов $Z=28$ и различные числа нейтронов, $N=36$ и 30 соответственно. Отношение сечений π^+ и π^- для комбинации $^{124}\text{Sn}/^{114}\text{Sn}$ ведет себя аналогичным образом. Эта пара ядер также содержит одинаковое число протонов $Z=50$ и, соответственно, числа нейтронов $N=74$ и 64 . Последняя комбинация $^{64}\text{Zn}/^{64}\text{Ni}$ показывает практическое равенство сечений для π^- и превышение над единицей сечения π^+ -мезонов. Содержание протонов и нейтронов в этих ядрах составляет 30 и 34 (Zn) и 28 и 36 (Ni). В последнем случае числа протонов и нейтронов в ядрах различны при одинаковых массовых числах (изобары), но видна преимущественная роль заряда ядра.

Те же комбинации ядер для отношения сечений протонов (рис.18) показывают независимость сечения рождения протонов от нейтронного избытка на изотопах никеля во всем интервале изменения x . На изотопах олова прослеживается x -зависимость отношения сечений в мягкой области спектра. Последняя комбинация (изотопы цинка и никеля) демонстрирует эффект влияния заряда ядра, сравнимый по величине с эффектом для пионов, и указание на x -зависимость в мягкой части спектра.

Тесная связь кумулятивных процессов и процессов глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах проявилась еще в ранний период исследо-

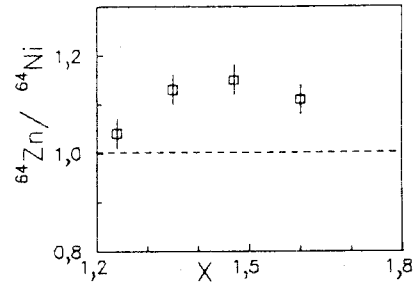
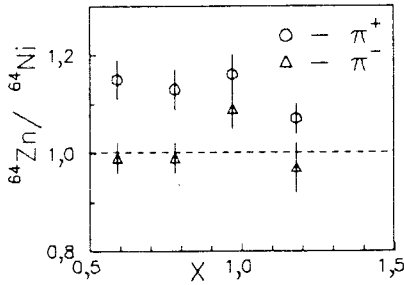
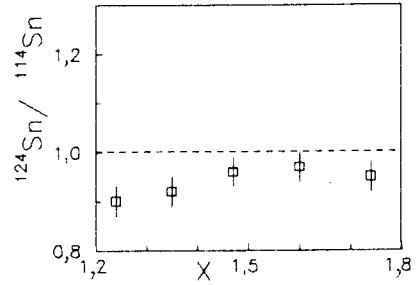
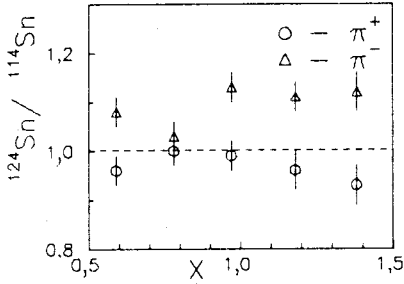
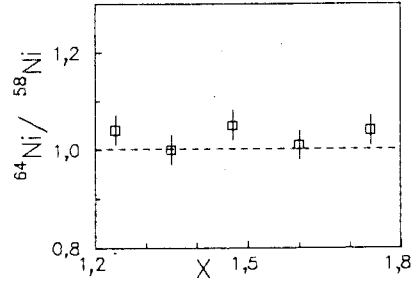
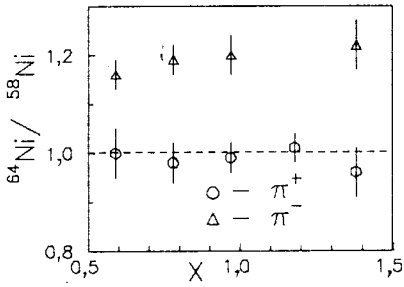


Рис.17. Отношение сечений π^+/π^- в зависимости от масштабной переменной x

Рис.18. Отношение сечений протонов в зависимости от масштабной переменной x

ваний. В частности, на подобное поведение структурных функций, изучаемых в кумулятивном рождении и лептон-ядерном рассеянии специально обращалось внимание в работах [46,50—52]. Универсальный характер

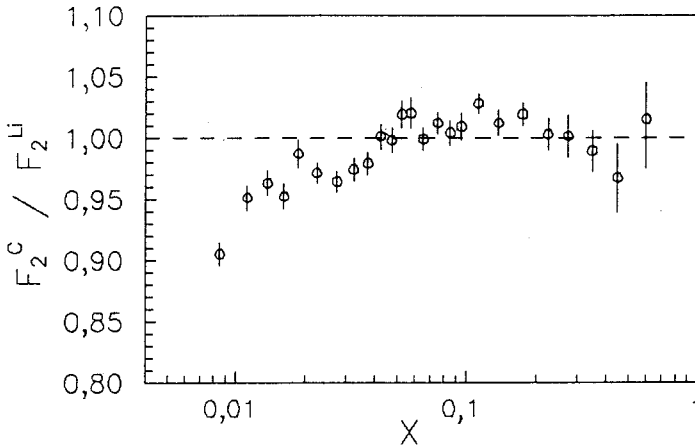


Рис.19. Отношение структурных функций глубоконеупругого рассеяния в процессе $\mu(90 \text{ ГэВ}) + A$ из работы [56]

структурных функций в адрон-адронных и лептон-адронных глубоконеупругих процессах при надлежащем учете структуры первичного адрона подчеркивался в работе [53], где суммируются результаты исследований инклюзивных процессов за большой промежуток времени.

Исследования процессов глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах, предпринятые за последнее десятилетие в различных научных центрах, обнаружили интересные особенности в поведении структурных функций, которые оказались различными для свободных нуклонов и нуклонов в ядерной среде. История вопроса и результаты, полученные различными коллаборациями, отражены в содержательном обзоре [54]. Крайне интересными представляются последние данные коллаборации BCDMS [55], по-видимому, окончательно подтвердившие отличие от нуля структурной функции F_2^C в области $x \geq 1$ в процессе рассеяния мюонов с энергией 280 ГэВ на углероде.

Появившиеся сравнительно недавно экспериментальные данные Новой мюонной коллаборации (NMC, ЦЕРН) [56] по рассеянию мюонов 90 ГэВ на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$ указывают на интересные особенности в отношениях структурных функций. Выбранные ядра отличаются размерами и значениями плотностей:

$${}^6\text{Li}: r = 2,6 \text{ фм}, \rho = 0,04 \text{ фм}^{-3},$$

$$^{12}\text{C}: r = 2,5 \text{ фм}, \rho = 0,09 \text{ фм}^{-3},$$

$$^{40}\text{Ca}: r = 3,5 \text{ фм}, \rho = 0,11 \text{ фм}^{-3}.$$

Отношения структурных функций на этих ядрах оказываются чувствительными к размерам и плотности ядер в интервале $x \simeq 0,008 \div 0,05$. В качестве иллюстрации на рис.19 приводится один из результатов работы [56].

СРАВНЕНИЕ С ЛИТЕРАТУРНЫМИ ДАННЫМИ

Приведенные в предыдущих разделах результаты вписываются в рамки общих закономерностей, свойственных кумулятивным процессам: абсолютные величины инвариантных дифференциальных сечений, поведение их A -зависимости, экспоненциальное изменение сечений в различных представлениях. Обнаруженная корреляция сечений с плотностью ядер является, на наш взгляд, первым экспериментальным фактом, указывающим причину резкого изменения сечений и их нерегулярное поведение в области легких ядер. Во всяком случае, это обстоятельство определяет значительную величину сечений для всех частиц, наблюдаемых в эксперименте. Интересная особенность в поведении сечений на ядрах ^4He и ^6Li (сечения на нуклон одинаковы), возможно, связана с тем, что в инклюзивном процессе мы получаем усредненную картину, в то время как ядро ^6Li в некоторых случаях представляется как остов ядра гелия с дейтроном вне замкнутой оболочки. А поскольку ядро ^7Li имеет несколько меньший радиус, чем ^6Li [57], то эта область ядер является весьма подходящим объектом для проведения корреляционных экспериментов, постановка которых вполне доступна с позиций выбора вида частиц, импульсных и угловых диапазонов регистрации.

В области легких ядер имеются интересные особенности, связанные с поведением сечений кумулятивного рождения частиц на различных пучках. В работе [58] изучался выход протонов и нейтронов из ядер ^6Li , ^7Li , Be , ^{10}B , ^{11}B , C на пучках протонов с импульсом 7,5 ГэВ/с и π^- -мезонов с импульсом 5 ГэВ/с, под углом 120° . В A -зависимости сечений отмечено нерегулярное поведение сечений на изотопах лития и бора, выход протонов увеличивается с ростом числа нейтронов, заметно проявляется заряд налетающей частицы на изоскалярных ядрах: нейтронов больше образуется в π^-A -взаимодействиях, в pA -взаимодействиях увеличивается выход протонов. На пучке протонов 8,9 ГэВ/с ($\vartheta = 180^\circ$, импульс 0,5 ГэВ/с) [14,15] для отношения сечений на изотопах лития были получены значения: $1,75 \pm 0,53$ (d), $1,24 \pm 0,04$ (p), $1,02 \pm 0,09$ (π^+). Из данных работы [41] на пучке ядер угле-

рода отношения сечений на изотопах лития (${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$) составляют: $1,43 \pm 0,11$ (d), $1,22 \pm 0,03$ (p), $1,39 \pm 0,08$ (π^+), $3,2 \pm 2,4$ (K^+). Таким образом, изотопический эффект на легких ядрах проявляется в pA -взаимодействиях лишь для пионов. В SA -взаимодействии для всех частиц наблюдается рост сечений с увеличением числа нейтронов в ядре (см. таблицы сечений в приложении), т.е. изотопический эффект в смысле независимости сечений положительно заряженных частиц от нейтронного избытка не наблюдается. Здесь мы имеем вторую особенность, которая проявляется на пучке ядер углерода. В связи с этим отметим результаты работы [59] по измерению спектров протонов, дейтронов и трития в SA -взаимодействиях (угол эмиссии частиц 160°). Сравнение с данными pA -взаимодействия показало увеличение параметров наклона спектров дейтерия и трития на пучке ядер углерода. С другой стороны, в работе [60] исследование спектров π^- -мезонов в pC -, DC -, αC - и CC -взаимодействиях не обнаружило изменения формы спектров в пределах 10—15% погрешностей. Может оказаться, что более точные измерения в процессах столкновения ядро-ядро смогут выявить существенные детали механизма взаимодействия. Феноменологический подход к описанию процессов кумулятивного рождения частиц в столкновениях ядер, когда учитывается наличие флуктонов снаряда и мишени, развит в работе [61] и ждет экспериментального воплощения.

Характерные свойства кумулятивных протонов, а именно A -зависимость сечений и параметр наклона спектров на разных ядрах, изученные на пучке тормозных γ -квантов с максимальной энергией от 2 до 4,5 ГэВ [62], оказались такими же, как и на пучках протонов. Кинетическая энергия протонов измерена в интервале $65 + 280$ МэВ под углами $45^\circ + 280^\circ$.

Инклюзивные спектры протонов на стандартном наборе фрагментирующих ядер (Be , Al , Cu , Pb) измерялись в работе [25] на пучках π^- , K^- , \bar{p} с импульсом 40 ГэВ/с. Интервал кинетических энергий протонов составлял $0,1 + 0,3$ ГэВ, средний угол регистрации $157,5^\circ$. В этих экспериментальных условиях проявляются общие закономерности кумулятивных процессов: экспоненциальное поведение сечений, подобное поведение сечений на разных пучках, независимость параметра наклона спектров от массового числа фрагментирующих ядер (для $A \geq 27$), отличие в поведении сечений на легком ядре.

Интересно отметить результаты на пучках нейтрино. В работе [63] исследовалось взаимодействие широкополосного пучка нейтрино (FNAL) с энергией $10 + 200$ ГэВ с ядрами фотоэмульсии с наблюдением кумулятивных протонов. Полученные данные по параметру наклона спектра протонов и A -зависимости сечений сравнивались с данными на пучках адронов и антинейтрино. В пределах экспериментальных ошибок результаты согласуются на различных пучках и подтверждают общие закономерности куму-

лятивных процессов. Наряду с инклюзивными данными, в работе [63] изучались корреляции множественности в событиях с кумулятивными протонами. Среди изученных взаимодействий авторы [63] отмечали события без кумулятивных частиц, с одной и более кумулятивными частицами (встречались и более трех). Оказалось, что среднее число релятивистских (s -частиц) не зависит от числа кумулятивных протонов и не зависит от их наличия. Средние множественности b - и g -частиц (протоны с импульсами $250 \div 1000$ МэВ/с) пропорциональны числу кумулятивных протонов. Анализ данных в рамках моделей малонуклонных корреляций и среднего поля, предпринятый авторами, показал отсутствие корреляций между $\langle x_\alpha \rangle$ — средним значением x для событий с кумулятивными протонами и $\langle x \rangle$ — средним значением x для остальных событий, что противоречит названным моделям.

На том же пучке нейтрино в работе [64] исследовалась зависимость среднего выхода кумулятивных протонов (КП) от квадрата переданного 4-импульса Q^2 для событий с КП и без них. Было отмечено, что в интервале энергий нейтрино $10 \leq E_\nu \leq 30$ ГэВ величина $\langle Q^2 \rangle$ не зависит от наличия в событиях КП. В интервале $30 \div 50$ ГэВ значение $\langle Q^2 \rangle$ больше для событий с КП, чем без них. При $E_\nu > 50$ ГэВ величина $\langle Q^2 \rangle$ меньше в событиях с КП, чем без КП. При $E_\nu > 50$ ГэВ и $Q^2 > 15$ (ГэВ/с)² средний выход КП резко падает (приблизительно в 4 раза). Этот факт приводит авторов [64] к заключению, что с увеличением E_ν и Q^2 увеличивается переданный партонной струе импульс и в соответствии с гипотезой о конечной длине формирования адронов уменьшается вклад их вторичных взаимодействий. При достаточно больших значениях переданного импульса адроны могут формироваться вне ядра, что приводит к вымиранию вклада вторичных взаимодействий.

Подобие характеристик кумулятивных протонов и нейтронов отмечено в работе [65], где на большой группе ядер изучались выходы протонов и нейтронов под действием пучков протонов (7,5 ГэВ/с) и π^\pm -мезонов с импульсами 1,4 и 5 ГэВ/с. Кинетические энергии вторичных частиц измерены в интервале $60 \div 200$ МэВ под углом 120° . Спектры протонов и нейтронов на разных ядрах и пучках подобны. Отношения сечений нейтронов и протонов близки для тяжелых ядер на различных пучках, имеют подобное поведение в зависимости от энергии вторичных частиц. Примечательно, что эти отношения меньше величины N/Z — относительного содержания нейтронов и протонов в исследованных ядрах.

Спектры кумулятивных частиц (протоны и пионы) в близких к настоящей работе кинематических условиях измерены [19] в интервале импульсов

вторичных частиц $0,6 + 1,8$ ГэВ/с (протоны) и $0,6 + 1,6$ ГэВ/с (пионы), угол эмиссии 119° . Это наиболее протяженный импульсный интервал для начальной энергии 10 ГэВ. Сравнение наших данных с результатами [19] проведены для близких по A ядер Рb и Та (сечения на нуклон фрагментирующего ядра) с учетом абсолютных нормировок данных. Фитирование протонных данных [19] дает среднее значение $\langle x_0 \rangle = 0,134 \pm 0,002$ во всем интервале x . Фит объединенных данных показывает две экспоненты с параметрами наклона $0,136 \pm 0,002$ и $0,08 \pm 0,006$. Аналогичным образом имеем для совместных данных по пионам: $\langle x_0 \rangle = 0,145 \pm 0,002$ (π^+) и $\langle x_0 \rangle = 0,150 \pm 0,002$ (π^-), однако в последнем случае значение χ^2 выше 30. Оригинальные значения параметров наклона в [19] для пионов составляют $0,140 \pm 0,002$ (π^+) и $0,137 \pm 0,002$ (π^-). Параметры наклонов спектров наших данных для пионов разных знаков заряда совпадают для импульсов больше $0,5$ ГэВ/с и превышают аналогичные значения [19] приблизительно на 10%. Напротив, параметр наклона спектра протонов приблизительно на 15% меньше, чем в [19]. Отмеченное несоответствие определяется тем, что параметры наклона получены в нашей работе [41] путем отдельного фитирования областей с условными названиями мягкой и жесткой частей спектров, что не вполне корректно для небольшого числа точек. Наша цель состояла в наиболее точном определении параметров наклона для индивидуальных ядер (см. соответствующие таблицы приложения).

Отношения сечений π^- - и π^+ -мезонов в работе [19] одинаковы и в пределах экспериментальных ошибок (10%) не зависят от массового числа фрагментирующего ядра. В интервале импульсов пионов $0,6 + 1,4$ ГэВ/с эти отношения растут от 1,1 до 1,3. Возможными причинами отличия от единицы отношений сечений пионов разного знака назывались влияние заряда налетающей частицы, кулоновского поля ядра, избытка нейтронов в ядрах, различие структурных функций u - и d -кварков в изотоп-несимметричных ядрах. Все эти причины по-разному могут влиять на отношения сечений, однако удовлетворительное объяснение отсутствует.

По данным работы [24], суммирующей большой цикл исследований авторов, зависимость отношений сечений π^-/π^+ от импульса пионов показывает, что отклонение отношений от единицы не превышает 20%, существенная зависимость от импульса может быть отмечена лишь для ядра вольфрама.

Ряд интересных результатов получен в работе [66] при изучении процесса $p + A \rightarrow \pi^\pm(180^\circ) + X$ на ядрах С, Al, Cu, Sn, Pb. Измерения проводились на пучке протонов с энергиями 0,8; 1,05; 2,1; 3,5 и 4,89 ГэВ. Во-первых, отношение сечений π^-/π^+ растет с увеличением первичной энергии и

достигает единицы в области начальной энергии ~ 5 ГэВ. Аналогичным образом ведет себя параметр наклона спектра пионов T_0 в зависимости от энергии пучка протонов, достигая постоянного значения ~ 60 МэВ для энергии первичного пучка протонов ~ 5 ГэВ.

Поведение показателя степени A -зависимости сечений пионов имеет свои характерные черты при различных начальных энергиях протонов. Для энергий 0,8 и 1,05 ГэВ он имеет постоянное значение, равное приблизительно $2/3$, затем возрастает до единицы при значении используемой в [66] масштабной переменной $K = T_\pi / T_\pi^{\max} \geq 1$ (кумулятивная область), где T_π^{\max} означает максимально возможную величину кинетической энергии рождения пиона в столкновении нуклонов. Энергетические спектры пионов имеют экспоненциальную форму в зависимости сечений от масштабной переменной $x' = p_\pi^{c.m.} / (p_\pi^{c.m.})_{\max}$. Параметры наклонов спектров различны для каждой энергии первичных протонов. Скейлинговое поведение сечений отрицательных пионов в функции переменной $(1 - x')^N$, следующее из модели жесткого рассеяния, не подтверждается экспериментальными данными. Результаты работы [66] подтверждают основные свойства кумулятивного рождения и, в том числе, демонстрируют наступление асимптотического режима с начальной энергии 4—5 ГэВ, в согласии с [13] и [7].

Рассмотрим отношения сечений π^+ / π^- с позиций изотопической инвариантности сильных взаимодействий*. Обозначая инвариантное дифференциальное сечение $E \frac{d\sigma}{dp} = f$, для элементарного акта можно записать:

$$f(p \rightarrow \pi^+ nX) = f(n \rightarrow \pi^- pX) = f_N,$$

$$f(p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}) = f(n \rightarrow \pi^+ \Delta^-) = f_\Delta,$$

$$f(p \rightarrow \pi^+ \Delta^0) = \frac{1}{3} f_\Delta,$$

$$\frac{f_\Delta}{f_N} = \xi \ll 1 \quad (\xi \simeq 0,1 - 0,01).$$

В случае ядер ^{58}Ni и ^{64}Ni с числами протонов и нейтронов Z , N и Z , $N + \Delta N$ соответственно имеем $y \equiv \Delta N / N = 0,2$. Аналогично для пары ядер

*Автор признателен С.Б.Герасимову за обсуждение этой темы.

${}^{64}\text{Ni}$ и ${}^{64}\text{Zn}$ $y' \equiv \Delta Z/Z \approx 0,07$. Тогда для отношения сечений на ядрах с различными числами протонов и нейтронов Z^1, N^1 и Z^2, N^2 получим

$$R(\pi^+) \approx \frac{Z^1 f^1_N + N^1 f^1_\Delta}{Z^2 f^2_N + N^2 f^2_\Delta} \approx \frac{Z^1}{Z^2};$$

$$R(\pi^-) \approx \frac{Z^1 f^1_\Delta + N^1 f^1_N}{Z^2 f^2_\Delta + N^2 f^2_N} \approx \frac{N^1}{N^2}.$$

Окончательно для отношения сечений на ядрах, включающихся изотопами и изотопами, получаем следующие соотношения:

$$(14) \quad R(\pi^+) \approx 1; \quad R(\pi^-) \approx 1 + \frac{N}{\Delta N} \approx 1 + y \quad (\text{изотопы}),$$

$$(15) \quad R(\pi^+) \approx 1 + \frac{Z}{\Delta Z} \approx 1 + y'; \quad R(\pi^-) \approx 1 \quad (\text{изотопы}).$$

Как видно из последних выражений, отношения сечений π^+ - и π^- -мезонов определяются только относительным содержанием протонов и нейтронов в ядрах и не содержат никаких дополнительных факторов, которые могли бы учитывать другие характеристики. По масштабу величин отношения сечений имеется вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными значениями, приведенными выше для пучков протонов и ядер с различными начальными энергиями и углами эмиссии (табл.3,5,7). Изложенная точка зрения сохраняет преемственность с элементарным актом и отражает общие законы сохранения. Но результаты на легких и тяжелых ядрах не вписываются в эту схему. Напомним, что на легких ядрах наблюдается рост сечений с ростом числа нейтронов, а на тяжелых ядрах сечение положительно и отрицательно пионов приблизительно одинаковы. В работе [37] нерегулярности в поведении сечений положительных частиц на изотопически обогатенных ядрах связывались с изменением зарядовых радиусов ядер, приходившаяся на нуклон ядра (плотность зарядового распределения). Отмечалось, что имеется корреляция сечений с определенной таким образом плотностью зарядового распределения. На рис.15 показаны данные по сечению рождения протонов и значения величины $\frac{4\pi R^3}{3A}$ на изотопах железа, никеля и цинка (здесь R означает $\langle r^2 \rangle^{1/2}$). Слабый наклон скачком кривой при переходе от ${}^{58}\text{Fe}$ к ${}^{58}\text{Ni}$ связан с тем, что имеется несколько значений среднеквадратичных радиусов для этих изотопов, рассчитанных

по различным моделям [40]. Поэтому было выбрано среднее значение радиуса, которое могло нивелировать результат. Сам факт наличия такой корреляции, одинаковой по величине для частиц с различными кинематическими и квантовыми характеристиками, представляется очень интересным для понимания процесса взаимодействия релятивистских ядер. Подчеркнем следующее обстоятельство: по условиям экспериментов параметр столкновения не контролировался.

Как можно видеть, основные характеристики кумулятивного рождения частиц довольно устойчивы к виду и энергии первичных пучков частиц. Данные настоящей работы демонстрируют эту устойчивость на ядерных пучках, причем в ряде случаев детальным образом. Прежде чем суммировать результаты, рассмотрим наиболее популярные модели кумулятивного рождения, не претендуя на полноту изложения и не входя в детали оригинальных работ. Отметим лишь основные моменты, которые можно непосредственно сопоставить с экспериментальными результатами.

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ КУМУЛЯТИВНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Неизбежными спутниками процессов с участием ядер являются фермиевское движение нуклонов и перерасеяние рожденных частиц на внутриядерных нуклонах, если они рождаются в объеме ядра. Естественно, что в связи с первым результатом по обнаружению кумулятивных пионов [2] в процессе $D + Cu \rightarrow \pi^- (0^\circ)$ возник вопрос о вкладе фермиевского движения. Расчеты, выполненные в работе [67], показали, что наблюдаемые на опыте сечения приблизительно на два порядка превосходят возможный вклад ферми-движения. Непосредственный расчет экспериментального спектра пионов из ядер [68] показал, что в жесткой части спектра эффект от вклада ферми-движения меньше наблюдаемого на 4—5 порядков. Здесь уместно заметить, что в работе [69] был, по сути, воспроизведен эксперимент [2]. Изучалась фрагментация налетающего дейтрона в π^- на ядрах C, Al, Cu, Pb с целью выяснения зависимости сечения фрагментации снаряда от вида мишени. Показатель степени $n = 0,27 \pm 0,09$, что указывает на периферический характер взаимодействия. Аналогичный вывод сделан в работе [70] при изучении фрагментации пучка ядер гелия в π^- (показатель степени $\alpha = 0,4$).

Вклад последовательных перерасеяний на нуклонах ядра рассчитывался в работе [71] для кумулятивного рождения протонов, и отмечалось качественное согласие с экспериментом. Характерными особенностями механизма многократных взаимодействий являются наличие нуклонов отдачи и

поляризация конечных протонов, которая должна накапливаться в последующих актах рассеяния. Последнее свойство не подтверждается в эксперименте. На пучке протонов 1 ГэВ измерения поляризации протонов на различных ядрах дали в среднем нулевой результат [72]. Поляризация кумулятивных протонов в pA -взаимодействиях в интервале энергий первичных протонов $16 + 64$ ГэВ имеет незначительную величину ($\approx 10\%$) [73]. Роль образования больших масс в промежуточном состоянии в процессе неупругого перерассеяния на нуклонах дейтрона, приводящая к рождению кумулятивных пионов во всей кинематически доступной области, оценивалась в работе [74]. Авторы показали, что в таком подходе можно достичь экспериментально наблюдаемой величины из работы [12]. Цитируемые работы [71,74] относятся к ранней стадии исследований кумулятивных процессов и совсем не очевидно, впишутся ли в логику этих работ свойства подобия, детального подобия или суперскейлинга, которые характеризуют современные экспериментальные результаты по кумулятивному рождению.

В работе [75] впервые был предложен механизм рождения кумулятивных адронов, аналогичный рождению адронов с большими поперечными импульсами на ядрах [76]. Ядро рассматривается как тяжелая элементарная частица, состоящая из n_A кварков. Налетающая частица распадается на партоны-кварки, один из которых (или более сложное образование кварков) сталкивается с партоном (или образованием кварков) ядра и рождает партон с большой передачей импульса, вылетающий в заднюю полусферу и адронизирующийся в регистрируемую частицу. Для налетающей частицы оказываются когерентными кварки, попавшие в объем радиуса $r_0 \approx m_p^{-1}$. В системе покоя ядра этот объем растягивается γ -фактором и при достаточно большой начальной энергии E , когда $\gamma > R/r_0$, вырезает из ядра трубку. Вероятность попадания одного кварка в объем когерентности равна отношению площадей сечений трубки и ядра: $q \sim (r_0/R)^2 \ll 1$, а вероятность собрать в этот объем все $3A$ кварков равна $(q^2)^{3A}$ и факториально падает с ростом A . Более вероятным оказывается процесс на когерентных флуктонах с меньшим кварковым содержанием. Сечение рождения кумулятивных адронов в процессе $B + A \rightarrow C + X$ имеет вид

$$\varepsilon \frac{d^3\sigma}{d^3p} \simeq \left(\frac{E}{\varepsilon}\right)^{\alpha(0)-1} A^{2/3} \frac{\varphi(\varepsilon_\vartheta)}{\varepsilon^{k+1}} \exp \left[-\varepsilon_\vartheta B \left(\ln \frac{\varepsilon_\vartheta}{A^{1/3}} C \right) \right]. \quad (16)$$

Здесь E , ε , ϑ обозначают энергию налетающей частицы, энергию наблюдаемого адрона и угол эмиссии, $\alpha(0)$ — интерсепт ведущей траектории Редже в канале \overline{BB} , $\varphi(\varepsilon_\vartheta)$ — некоторая степенная функция ε_ϑ , C — посто-

янный параметр, $k = n_a + n_b + n_c - 2$, где n_i — кварковое содержание взаимодействующих образований флуктона налетающей частицы и наблюдаемого адрона соответственно. Функция $B(L)$ монотонна в области $L > 0$, $B(0) = 0$, и $B \sim L$ при $L \rightarrow \infty$. Конкретный вид этой функции зависит от кластеризации в ядре, т.е. от того, сколь большими партиями входят кварки в когерентные флуктоны. Приведенное выражение описывает характерные черты кумулятивных процессов: при $\alpha(0) = 1$ сечение не зависит от начальной энергии, с ростом A сечение растет приблизительно как A^n , где $n = \frac{2}{3} + \epsilon_\phi^{1/3} \langle B/L \rangle$. С ростом массы вылетающей частицы (ϵ_ϕ) и уменьшением A наклон B растет, сечение изотропно при малых импульсах ($p/\epsilon \ll 1$) и падает при $p \simeq \epsilon$. Количественное описание зависит от модели образования флуктонов.

Кварк-партоновая модель рождения на ядрах при высоких энергиях развита в работе [77] и хорошо воспроизводит экспериментальные результаты по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах, рождению лептонных пар, кумулятивному рождению пионов и для процессов с большими значениями x и малыми p_\perp . Модель оперирует с понятием фрагментации группы нуклонов, лежащих внутри трубки сечением σ , направленной по траектории налетающей частицы. Нуклоны вне трубки считаются неактивными во время столкновения и являются зрителями, взаимодействием которых пренебрегается. Неупругое сечение на ядре имеет вид

$$\sigma_A(a \rightarrow b) = \frac{\sigma_A}{\sigma} \sum_{i=1}^A P(i, A) \sigma_i(a \rightarrow b), \tag{17}$$

где σ_A/σ — эффективное число нуклонов трубки, $P(i, A)$ — вероятность того, что трубка содержит в точности i нуклонов и $\sigma_i(a \rightarrow b)$ — сечение фрагментации такой трубки. Нуклонное содержание трубки можно заменить на кварковое в предположении, что $d_n = u_p$ и $u_n = d_p$ для содержащихся в трубке $(Z/A)_i$ протонов и $[(A - Z)/A]_i$ нейтронов. Тогда в системе большого импульса ядра валентные кварки нуклонов в трубке имеют следующие x -распределения:

$$u_i(x) = (Z/A) \tilde{u}_i(x) + [(A - Z)/A] \tilde{d}_i(x), \tag{18}$$

$$d_i(x) = (Z/A) \tilde{d}_i(x) + [(A - Z)/A] \tilde{u}_i(x). \tag{19}$$

В работе [77] приводится вид функций $d_i, \tilde{d}_i, u_i, \tilde{u}_i$, используемых в конкретных расчетах, и функций рекомбинации кварков в адроны.

В работе [11] в рамках фрагментационной модели [77] сделана оценка изотопического эффекта для протонов и π^+ -мезонов, который имеет место благодаря малости отношения $\tilde{d}_i/\tilde{u}_i \simeq 0,1$. Кроме того, предсказан изотопический эффект для K^+ -мезонов и изотонический эффект для π^- -мезонов и нейтронов. Эти предсказания действительно оправдались на опыте, по крайней мере на качественном уровне, и здесь интересно было бы иметь аккуратные расчеты. Как показано в [11], фрагментационная модель вполне успешно воспроизводит экспериментальные результаты для частиц, состоящих из валентных кварков. Однако для отношения сечений K^+/K^- вычисления дают фактор $\simeq 600$, что на порядок больше экспериментальных значений. Результаты настоящей работы для отношения K^+/K^- дают величину $40 \pm 20\%$, $x \simeq 1,2$ в диапазоне ядер Ni—Sn. В модели жесткого рассеяния [11] отношение K^+/K^- составляет величину $\simeq 80$ для ядра тантала (начальная энергия 400 ГэВ, $x \simeq 1$). Модель жесткого рассеяния приводит к слишком быстрому падению сечения кумулятивного процесса с ростом x и сомнительной возможности описания через механизм кварк-кваркового рассеяния рождения тяжелых фрагментов (p, d, t), поскольку даже в процессах с большими p_T поведение протонного сечения ($\sim p_T^{-12}$) сильно отличается от мезонного ($\sim p_T^{-8}$).

Исходная идея о флуктуации плотности ядерного вещества [6] была разработана в [9] на уровне современных представлений. Флуктуация плотности происходит в малом объеме корреляции $V_\xi \simeq (4/3)\pi r_\xi^3$, где r_ξ — радиус корреляции. Начальный протон может взаимодействовать с корреляцией как с единым объектом массой $M_k = km$, т.е. массой флуктона. Вероятность такого события по классической теории идеального газа (нормировка на A нуклонов ядра) оценивается как

$$\beta_k^A = \binom{A}{k} (V_\xi/V_0)^{k-1} A^{1-k} \simeq A \gg k(A/k!) (V_\xi/V_0)^{k-1} \quad (20)$$

при $A \gg k$. Здесь AV_0 — объем ядра, $V_0 = (4/3)\pi r_0^3$ — объем нуклона с эффективным радиусом $r_0 = 1,2$ фм. Такая флуктуация имеет время жизни τ_k , малое по сравнению с периодом движения нуклона по орбите t^A . Ве-

роятность $\beta_k^A \simeq \tau_k / t^A$. Сечение реакции и формфакторы рассеяния на ядре A определяются в виде

$$\sigma = \sum k \beta_k^A \sigma_k; \quad F = \sum k \beta_k^A F_k, \quad (21)$$

где σ_k и F_k — сечения и формфакторы взаимодействия падающей частицы с флуконом (k — число нуклонов флукона). Их вычисления проводятся либо феноменологически из анализа независимых экспериментов, либо микроскопически, на основе кварк-партонных представлений о механизме адрон- или лептон-флуконного взаимодействия.

Исходя из предположения, что нуклоны ядра теряют свою индивидуальность в области корреляции $r < r_\xi$, вероятность β_k^A переопределяется соотношением

$$\beta_k^A = b_k^A D_k, \quad (22)$$

где b_k^A — вероятность нахождения в ядре A обычного (не сжатого) кластера из k нуклонов, D_k — вероятность нахождения этого кластера в состоянии флуктуационного сжатия и, по существу, есть вероятность фазового перехода k нуклонов в состояние $3k$ кваркового объекта. Расчет величины b_k^A выполняется обычными методами ядерной физики. Вероятность D_k рассчитывается на основе одной из моделей квантовой хромодинамики. Расчет вероятностей многобарионных конфигураций показывает, что D_k сильно убывает с ростом k и, например, для $k = 4$ составляет величину $\sim 10^{-4}$. Вероятность двухбарионной системы в дейтроне составляет 8—9% в согласии с данными по глубоконеупругому рассеянию.

Расчет сечений кумулятивного рождения пионов и протонов на основе представлений о флуконах воспроизводит экспериментальные результаты при $p_\perp = 0$. При этом достаточно вводить флуконы с $k = 4$, причем в области кинематического предела для k -го флукона вклад в сечение дает следующий, $(k + 1)$ -й флукон в области средних значений своей переменной. Во всех рассмотренных случаях (разные k и A) радиус корреляции r_ξ во флулоне находится в пределах $0,5 + 0,7$ фм, т.е. сравним с радиусом кора NN -сил. Структура сечений $pA \rightarrow p$ и $pA \rightarrow \pi$ одинакова. Отношение сечений протонов и пионов в конкретной ситуации ($P_0 = 8,9$ ГэВ/с, $\vartheta = 180^\circ$, импульс вторичных частиц $0,5$ ГэВ/с, ядро Pb) составляет величину $30 + 150$, что находится в качественном согласии с экспериментом. В процессах с большими поперечными импульсами, в отличие от реакций

образования частиц назад, в механизме реакции наступает смена режима, когда партоны, составляющие нуклон и флуктон, испытывают жесткие соударения с большой передачей импульса.

В работах [78—81] развита и применена к различным процессам при высоких энергиях модель малонуклонных корреляций (МНК), основанная на гипотезе ядерного кора, существование которого приводит к заметной величине конфигураций, когда n нуклонов находятся на малых относительных расстояниях. Вероятность такой конфигурации для дейтрона оценивается величиной $(4 + 8) \cdot 10^{-2}$ и увеличивается с ростом атомной массы ядра. Последовательно рассмотрев пространственно-временную картину процесса рассеяния $\gamma + D \rightarrow p + X$, авторы пришли к рассмотрению адрон-ядерных процессов, основываясь на следующих допущениях.

Предполагается, что достаточно быстрый адрон h при прохождении через ядро выбивает медленные нуклоны, лежащие на одном прицельном параметре с налетающим адроном. Число таких нуклонов $\sim A^{1/3}$. Если на пути быстрого адрона h встречается коррелированная пара нуклонов, число которых $\sim A^{1/3}$, налетающий адрон разбивает эту пару и нуклон-спектатор вылетает назад с большим импульсом. В результате инклюзивный спектр кумулятивных нуклонов пропорционален $A^{1/3} \sigma_{\text{полн}} hA \sim A \sigma_{\text{полн}} hA$ для достаточно тяжелого ядра, где несущественны эффекты ядерной поверхности. Процесс разбивания коррелированной пары описывается, как и для дейтрона, с учетом экранировки. Принимается, что адрон h одинаково взаимодействует с протоном и нейтроном, которые распределены равномерно в центре ядра, т.е. корреляционные функции ρ_A^{pp} и ρ_A^{pn} равны. В рамках геометрической картины сечение взаимодействия адрона h с ядром $\sigma_{\text{полн}} hA = A \sigma h N / N_{\text{эф}}$, где $N_{\text{эф}}$ — среднее число нуклонов в трубке площадью πr_h^2 в предположении, что поперечный размер адрона r_h меньше характерных расстояний между нуклонами в ядре. Наглядной реализацией этой картины является глауберовская картина, в которой налетающий адрон взаимодействует с каждым из $N_{\text{эф}}$ нуклонов трубки независимо. Вероятность найти в ядре нуклон, коррелированный с любым из $N_{\text{эф}}$ нуклонов трубки, равна

$$\frac{1}{A} \rho_A^{NN}(M_{NN}^2) / (2 - \alpha), \quad (23)$$

а сечение инклюзивного процесса

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \sigma_{\text{полн}} h A N_{\text{эф}} \frac{1}{A} \frac{\rho_A^{NN}(M_{NN}^2)}{2 - \alpha} \kappa_h = \sigma_{\text{полн}} \frac{\kappa_h \rho_A^{NN}(M_{NN}^2)}{2 - \alpha}. \quad (24)$$

Здесь $\alpha = \frac{\sqrt{m^2 + p^2} - p_3}{m}$ — скейлинговая переменная. При замене $\sigma_{\text{полн}} hN$ на $\sigma_{\text{ин}} hN$ параметр κ_h учитывает возможную экранировку при взаимодействии с парой и небольшое подавление вследствие взаимодействия в конечном состоянии. Приведенное выражение для сечения справедливо и для тяжелого ядра, когда с заметной вероятностью может выбиваться несколько пар. Условием его применимости является неравенство $E_h/N_{\text{эф}} > E_0$, где E_0 — энергия, начиная с которой сечение выбивания нуклона с импульсом p_N из дейтрона слабо зависит от энергии налетающей частицы. Для реального ядра имеется сравнительно широкое распределение по числу соударений и выход на скейлинговый режим затягивается. Приведенное уравнение применимо и в случае рождения кумулятивных π , K , Λ .

В случае образования фрагментов (d , t , ...) считается, что налетающий адрон в среднем разрушает несколько коррелированных пар нуклонов, расположенных с ним на одном прицельном параметре. Кумулятивные нуклоны от этих пар объединяются в наблюдаемые фрагменты в среднем поле ядра. Этот механизм приводит к соотношению между сечениями рождения фрагментов, которые выражаются через сечения рождения протонов. Например, для образования дейтронов имеется выражение:

$$E_D \frac{d^3\sigma}{d^3p_D} = \frac{\xi_D}{p_D^2} \left[\frac{E_p \frac{d^3\sigma}{d^3p_p}(p_D/2)}{A\sigma_{\text{ин}}^{hN}} \right]^2 A\sigma_{\text{ин}}^{hN}. \quad (25)$$

Это соотношение справедливо для $\vartheta = 180^\circ$. Множитель ξ_D имеет порядок величины 10^{-2} . Аналогичное выражение записывается для фрагментов трития.

В процессах столкновения ядер [44] универсальной величиной является (как и в γA -, hA -взаимодействиях)

$$f_B^{A/N}(\alpha, k_\perp) = G_B^{A/N}(\alpha, k_\perp) / \sigma_{\text{incl}BN} \kappa_B. \quad (26)$$

Здесь κ_B — фактор экранировки при взаимодействии NN -пары ядра A с ядром B ,

$$G_B^{A/N}(\alpha, \kappa_\perp) \equiv \alpha \frac{d\sigma^{B+A \rightarrow N+X}}{d\alpha d^2k_\perp} \kappa_B. \quad (27)$$

Величина κ_B зависит только от массового числа ядра B , но не от A . Инклюзивное сечение выбивания нуклона из пары (тройки) практически не зависит от взаимодействия ядра B с нуклонами, не принадлежащими корреляции. Качественно зависимость κ_B от B определяется условием, чтобы взаимодействие ядра B с парой (но не с ядром A) было периферическим, т.е. малонуклонная корреляция должна взаимодействовать только с краем ядра B . В противном случае спектры не образуются, поскольку они потеряют свою энергию во взаимодействии с нуклонами ядра B . Так как толщина поверхностного слоя слабо зависит от массового числа ядра B , то $G_B^{A/N}(p_N) \sim B^{1/3}$ при больших B .

Конкретным выражением универсальности кумулятивного рождения частиц при столкновении ядер является формулировка закона подобия [44]:

$$G_B^{A_1/p}(p_N)/G_B^{A_2/p}(p_N) = \varphi(A_1, A_2), \quad (28)$$

т.е. отношение инклюзивных спектров не зависит от сорта налетающей частицы (отметим, что независимость характеристик кумулятивных процессов от вида сталкивающихся объектов предполагалась в исходной гипотезе кумулятивного эффекта). Пользуясь выражением для закона подобия, можно образовать отношения сечений следующего вида:

$$R_1 = \frac{\text{He} + A \rightarrow p + X}{D + A \rightarrow p + X}, \quad R_2 = \frac{\text{He} + A \rightarrow p + X}{\text{He} + C \rightarrow p + X}. \quad (29)$$

Здесь He и D означают первичные пучки, A и C — фрагментирующие ядра. Такие отношения показаны на рис.20. Из рассмотрения рисунков видно, что отношения R_1 для протонов, дейтронов и пионов практически не зависят от массового числа фрагментирующих ядер (исключая область легких ядер в случае пионов). Отношения R_2 для пионов являются константой, для протонов и дейтронов — растущими функциями A, различными в силу различия их A-зависимостей. Можно сказать, что полученные результаты находятся в разумном согласии с предположениями работы [44].

В работе [82] рассмотрены инклюзивные сечения в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях в рамках теории многократного рассеяния Глаубера с учетом многонуклонных столкновений. Процесс AA-взаимодействия представляется как совокупность ряда взаимодействий одного или нескольких нуклонов снаряда одновременно с одним или несколькими нуклонами мишени. В нерелятивистском случае такая совокупность может быть представлена как последовательные взаимодействия. В области сверхвы-

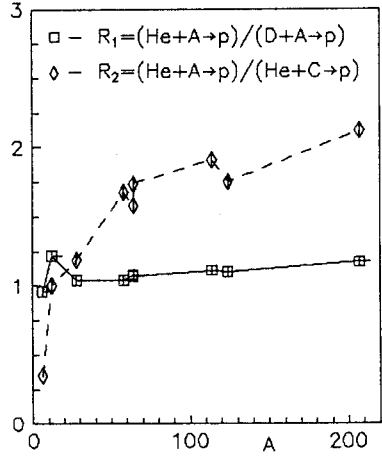
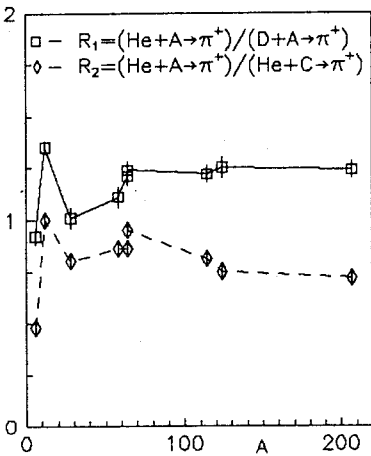
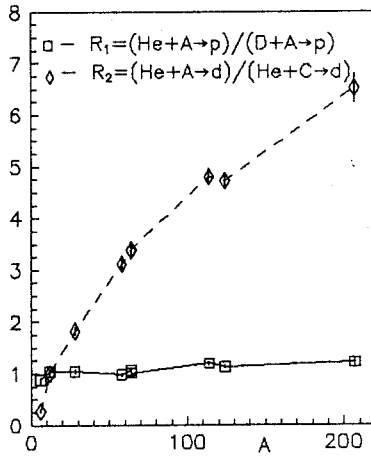


Рис.20. Отношения сечений для различных частиц согласно закону подобия

соких энергий скорее всего осуществляются параллельные взаимодействия, когда один или несколько нуклонов снаряда распадаются на виртуальные составляющие (партоны) задолго до взаимодействия, которые и взаимодействуют с одним или несколькими нуклонами или партонами мишени, образуя затем наблюдаемые конечные частицы. Инклюзивное сечение $I^{(1)}$ для

АА-столкновения выражается через инклюзивные сечения $\sigma_{ik}^{(1)}$ столкновения i нуклонов снаряда сразу с k нуклонами мишени:

$$I^{(1)} = \sum_{i=1}^A \sum_{k=1}^{A'} I_{ik}^{(1)}; \quad I_{ik}^{(1)} / AA' = \sigma_{ik}^{(1)} w_i w_k' (2m)^{2(i+k-2)}, \quad (30)$$

где w_i имеет смысл вероятности найти i нуклонов снаряда в одной точке:

$$Aw_i = i! C_A^i (2m)^{3(1-i)} \int d^3 x p^i(x). \quad (31)$$

Аналогичное выражение записывается для мишени (w'). Формула (30) разделяет динамику процесса на малых расстояниях посредством $\sigma_{ik}^{(1)}$ и геометрическую картину его развития, связанную с ядерной структурой, которую отражают вероятности w_i и которыми определяется А-зависимость сечений. Чисто кинематически область спектров сечений $\sigma_{ik}^{(1)}$ при различных i и k различна. Область, где $\sigma_{ik}^{(1)} \neq 0$, а $\sigma_{il}^{(1)} = 0$, называется кумулятивной. Если считать $i = 1$, а k — минимально допустимым в заданной кинематике (приближение малонуклонных корреляций), то в кумулятивной области фрагментации мишени

$$I^{(1)} \simeq I_{1k}^{(1)} = AA' \sigma_{ik}^{(1)} w_k' (2m)^{2(k-1)}, \quad (32)$$

т.е. в A раз больше инклюзивного сечения рождения кумулятивных частиц на ядре A' одиночным нуклоном. В эксперименте (см. рис. 2—5 и таблицы сечений в приложении) сечения СА-взаимодействия превосходят сечения рА-взаимодействия приблизительно в 4,5 раза.

Микроскопическая картина процесса образования легких фрагментов в адрон-ядерных взаимодействиях рассмотрена в работе [83] в центральной области и области фрагментации мишени. Изучался инклюзивный процесс $h + A \rightarrow F + X$, где F обозначает массовое число фрагмента ($F = 2 + 4$). В случае, когда импульс образующегося фрагмента $p_F = Fk$ направлен в переднюю полусферу (некумулятивная область), каждый партон взаимодействует лишь с одним нуклоном ядра-мишени ($n = 1$). В кумулятивной области в силу кинематических ограничений невозможно рождение нуклона фрагмента с нужным импульсом k на единичном нуклоне, поэтому учитывается взаимодействие каждого налетающего партона как минимум с двумя нуклонами ядра-мишени ($n \geq 2$). При столкновении партона с n нуклонами ядра-мишени возможно рождение нуклона фрагмента с импульсом k , принадле-

жащим кинематической области, границы которой задаются соотношением $k_-/m = n$, где m — масса нуклона, $k_- = k_0 - k_z$, $k_0 = (k^2 + m^2)^{1/2}$, $k_z = k \cos \vartheta$. Формула справедлива при ультрарелятивистских энергиях налетающего адрона. При $n = 2$ для случая рождения фрагмента точно назад из нее следует, что импульс фрагмента ограничен величиной $3/4m$ на нуклон.

В работе получены формулы для коэффициентов слияния (КС) в центральной области (нуклоны рождаются с большими импульсами под малыми углами, $n = 1$) и области фрагментации мишени (умеренные импульсы, область углов $90^\circ + 180^\circ$, $n = 2$). Для обеих областей содержатся предсказания относительно поведения КС при изменении массовых чисел фрагментов и мишеней, угловой и импульсной зависимостей. Зависимость КС только от k_- автоматически возникает при вычислении фейнмановской диаграммы процесса, причем, кроме характера зависимости КС от k_- , получена его абсолютная величина без свободных параметров. Однако отмечается, что расчетные значения КС критичны к характеру распределения ядерной плотности и значениям радиусов фрагментов. В более ранней работе [84] пропорциональность КС величине $1/k_-$ в дейтроне получена из чисто геометрических соображений при анализе пространственно-временной картины адрон-ядерных взаимодействий.

В работе [85] рассмотрен процесс образования кумулятивных протонов в адрон-ядерных взаимодействиях и вычислены вклады различных механизмов (спектаторного, прямого и перерассеяния) в инклюзивные сечения. Кинетические энергии протонов рассчитаны в интервале $70 + 230$ МэВ для углов 90° , 120° и 160° . Результаты численных расчетов показали, что в сечении под углом 90° и при $T_p < 160$ МэВ доминирует перерассеяние, свыше этих энергий начинает доминировать прямой механизм, вклад спектаторного механизма пренебрежимо мал. Под углом 160° основной вклад дает спектаторный механизм, вкладом прямого механизма можно пренебречь. Ситуация для угла 120° не столь ясна вследствие существенного вклада всех механизмов, исключая прямой.

Относительно кумулятивного рождения протонов сделаем некоторые замечания. Например, по данным настоящей работы масштабная переменная x для протонов в изученном интервале их импульсов ($0,3 + 0,7$ ГэВ/с) изменяется от значения 1,2 до 1,7. В том же интервале импульсов для пионов значения масштабной переменной изменяются в пределах $0,6 + 1,4$. Сечения протонов существенно превосходят сечения пионов при одинаковых значениях масштабной переменной. В то же время параметры наклонов спектров протонов и пионов близки в жесткой части спектров. Протоны изначально присутствуют в ядре как его структурные элементы и могут

получать достаточную энергию вследствие различных, упомянутых выше механизмов. Существует устоявшаяся точка зрения, которая полагает кумулятивными протоны, испущенные в заднюю полусферу с импульсом выше 300 МэВ/с, т.е. превосходящим средний импульс ферми-движения. Известно также, что в энергетическом спектре протонов имеется по крайней мере два значения параметра наклона (для углов, отличных от 180°). Результаты настоящей работы указывают, что эту границу следует отодвинуть до 500 МэВ/с, чтобы отстроиться от сложного механизма генерации мягких протонов.

В работе [86] дается более жесткое определение термина «кумулятивная частица», основанное на выделении кинематической области переменных, когда квазичастицами, характеризующими динамику взаимодействия, становятся кварки. Критерием выделения являются условия $b_{ik} \geq 5$, $x > 1$, где

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2. \quad (33)$$

Величины b_{ik} являются квадратами разности 4-скоростей, p_i — 4-импульсы частиц с массой m_i , участвующих в реакции. В системе фрагментатора, согласно обозначениям (4), $b_{II, I} = 2T_1/m_1$, где T_1 — кинетическая энергия частицы. Границы по кинетической энергии различных частиц равны $T_\pi > 0,35$ ГэВ, $T_K > 1,23$ ГэВ, $T_p > 2,34$ ГэВ. Условие $b_{II, I} > 5$ означает, что энергия на нуклон взаимодействующих ядер должна превышать величину 4 ГэВ, начиная с которой наступает предельная фрагментация. Как видно из приведенных оценок, кинетическая энергия протонов, удовлетворяющая обоим условиям, не была достигнута в имеющихся к настоящему времени экспериментах. Отношения нормированных на A инклюзивных сечений в зависимости от x для различных частиц (K^+/π , K^+/K^- , π^-/\bar{p}) [87] различаются в областях $x < 1$ и $x > 1$, в последнем случае выходят на константу (свою для каждого вида отношений сечений). Отношения сечений p/π демонстрируют рост во всем интервале изменения x : от 0,3 до 2,5. Таким образом, ситуация с кумулятивным рождением протонов нуждается, на наш взгляд, как в теоретическом осмыслении, так и в дальнейших и весьма не простых экспериментах.

В работах [88—92] развита кластерная модель кумулятивного рождения частиц (модель ядерного файербола). Такая система образуется в первом акте столкновения первичной частицы с ядром, причем образовавшаяся система не является совокупностью свободных частиц, а в течение некоторого времени τ ведет себя как единая адронная система. В системе покоя

кластера время $\tau \simeq 1/m_\pi$. Последующие столкновения кластера с нуклонами ядра приводят к его возбужденному состоянию, время жизни которого в системе покоя ядра $\tau_{\text{изл}}$. Время между двумя последовательными соударениями $\Delta t = \lambda/v$, где λ — средняя длина свободного пробега кластера в ядре, v — скорость кластера. Условие того, что кластер не будет излучать частицы между двумя последовательными столкновениями, $\tau_{\text{изл}} > \Delta t$ или

$$\frac{\tau_{\text{изл}}}{(1 - v^2)^{1/2}} > \lambda/v. \quad (34)$$

Излучение кластером вторичных частиц внутри ядра будет происходить тогда, когда его скорость за счет соударений с нуклонами ядра уменьшится до критической величины $v_{\text{кр}} = (1 + \tau_{\text{изл}}/\lambda)^{-1/2}$. Спектр пионов, излучаемых таким кластером, определяется выражением

$$f(p, \vartheta) = \text{const} \cdot \exp \left[- \frac{E - pv_{\text{кр}} \cos \vartheta}{T_0(1 - v_{\text{кр}}^2)^{1/2}} \right], \quad (35)$$

где $p = |\mathbf{p}|$, $\vartheta = \vartheta(\hat{\mathbf{p}}\hat{\mathbf{v}})$, T_0 — универсальная адронная температура $\simeq 160$ МэВ. Характерная «температура» спектра пионов

$$T_c = T_0 [(1 - v_{\text{кр}})/(1 + v_{\text{кр}})]^{1/2}, \quad (36)$$

которую можно оценить, выбирая значение $\lambda \simeq (1 + 2)m_\pi^{-1}$. Это соответствует скорости $v_{\text{кр}} \simeq 0,7 + 0,8$ и, следовательно, дает значение $T_c = 67 + 53$ МэВ в хорошем согласии с экспериментом.

Для эмиссии вторичных протонов предполагается, что их появление в кумулятивной области связано с формированием и распадом фэйрбола с отличным от нуля барионным числом. Спектр протонов, испускаемых барионным фэйрболом, определяется как

$$f(p, \vartheta) = \text{const} \cdot \exp [-\gamma(E - vp \cos \vartheta)/T_B], \quad (37)$$

где E, p , как и ранее, есть полная энергия и импульс вторичных частиц, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$, T_B — температура фэйрбола. Величины v, T_B определяются из экспериментальных спектров при различных фиксированных углах. В частности, из данных по реакциям $\text{Ne} + \text{U}$ (400 МэВ/нуклон) и $\text{Au} + \text{Ar}$ (500 МэВ/нуклон) следуют значения $T_B \simeq 40 + 70$ МэВ, $v = 0,06 + 0,1$. Выражением (37) были описаны данные, полученные в

процессе $\gamma + A \rightarrow p + X$. Анализ данных для пионов и протонов при начальной энергии 400 ГэВ привел к двум значениям параметров T и ν , характеризующих спектры. Для пионов из ядра тантала $T_\pi = 148$ МэВ и $\nu_\pi = 0,63$. Для протонов $T_p = 91$ МэВ и $\nu_p = 0,3$. Различные значения параметров для пионов и протонов могут свидетельствовать о существовании двух источников эмиссии частиц.

Рассмотрение файрбола как термодинамической системы идеального газа кварков, антикварков и глюонов (кварк-глюонная плазма) приводит к следующему выражению для спектров адронов при распаде файрбола в его системе покоя:

$$\Phi = \exp \left[- \frac{(m^2 + p^2)^{1/2} + \mu_h}{T} \right], \quad (38)$$

где химический потенциал адрона h равен сумме химических потенциалов составляющих его кварков. Для мезонов $\mu_m = \mu_{q1} - \mu_{q2}$. Для барионов $\mu_b = \mu_{b1} + \mu_{b2} + \mu_{b3}$. Для ядерной материи с равным числом протонов и нейтронов, содержащих u - и d -кварки, $\mu_u = \mu_d = \mu$ и $\mu_m = 0$ (мезоны), $\mu_b = 3\mu$ (барионы). Из (38) видно, что влияние большой массы протона компенсируется отличным от нуля значением μ_b . Согласно предложенной модели адрон-ядерные столкновения идут через образование файрбола, содержащего часть нуклонов трубки ядерной материи, лежащей на пути снаряда, и обладающего средними значениями параметров T_b и ν_b , и некоторого файрбола с нулевым барионным числом с параметрами T_m и ν_m . В этом подходе предсказывается различное поведение спектров кумулятивных K^- - и K^+ -мезонов. Кварковая структура K^- -мезона (\bar{u}, s), K^+ -мезона (u, \bar{s}), и K^- -мезон может рождаться в паре с K^+ -мезоном, источником которых является файрбол с максимальной температурой T и нулевым барионным числом. Для рождения K^+ -мезонов существует дополнительный источник из-за ассоциативного рождения странных барионов (Λ, Σ и т.д.). При этом рождение K^+ -мезонов определяется параметрами T_b и ν_b . Данные эксперимента свидетельствуют об усилении выхода K^+ -мезонов и близости их A -зависимости к протонной [14,45].

В работах последних лет [93—97] отражен современный взгляд на проблему глубоконеупругих процессов на ядрах с участием как лептонов, так и адронов. Экспериментальным материалом являются результаты по кумулятивному рождению частиц и глубоконеупругому рассеянию (эффекты

BCDMS и EMC). Как отмечено в [93], обнаруженные эффекты противоречат любым (нерелятивистским) представлениям о ядре как системе нуклонов, связанных какими-то потенциальными силами. Но оказываются вполне естественными, если рассматривать ядро как релятивистскую квантово-полевую связанную систему. Главная особенность такой системы состоит в том, что из-за поляризации вакуума ядро представляет собой не только систему A взаимодействующих нуклонов, но и море частиц-античастиц, несущих в системе бесконечного импульса некую долю полного импульса ядра. При этом доля импульса нуклонов должна уменьшаться. На кварковом языке это означает уменьшение средней доли импульса валентных кварков ядра в сравнении с системой свободных нуклонов. Анализ кварковых моделей образования кумулятивных частиц и EMC-эффекта содержится в работе [95].

Изложим основные моменты, следуя этой работе. Инвариантное сечение процесса $AB \rightarrow hX$ для частицы h в области фрагментации ядра A при малом поперечном импульсе и в пренебрежении внутренним поперечным движением кварков внутри ядра имеет вид

$$\rho_{A \rightarrow h}(x, y, p_{\perp}) \equiv \varepsilon \frac{d\sigma}{d^3 p_h} = \int_x^A f_h^B \left(\frac{x}{\alpha}, y, p_{\perp} \right) F_A(\alpha) d\alpha, \quad (39)$$

где F_A — структурная функция ядра, поделенная на барионное число A , f_h^B — некоторая функция, вид которой зависит от конкретного механизма образования адрона h , но не зависит от ядра. Для механизма предельной фрагментации [1,3,8] сечение просто пропорционально $F_A(x)$, т.е. $f_h^B(x/\alpha) \sim \delta(x/\alpha - 1)$. Здесь $x = -u/s$, $y = -t/s$.

В классической потенциальной картине ядра любая структурная функция выражается через распределение нуклонов в ядре T_A (определяемое однонуклонной волновой функцией) и структурную функцию нуклона $F_N(x)$:

$$F_A(x, Q^2) = \int_x^A T_A(\alpha) F_N \left(\frac{x}{\alpha}, Q^2 \right) d\alpha. \quad (40)$$

Распределение T_A нормируется на сохранение барионного числа, когда в качестве F_A берется распределение валентных кварков, и на сохранение энергии-импульса, если берется суммарное распределение всех кварков,

антикварков и глюонов. Подстановка (40) в (39) дает связь сечений процессов на ядре и нуклоне

$$\rho_{A \rightarrow h}(x, p_{\perp}) = \int_x^A T_A(\alpha) \rho_{N \rightarrow h}\left(\frac{x}{\alpha}, p_{\perp}\right) d\alpha, \quad (41)$$

справедливую и для кумулятивной области $x > 1$. Малонуклонные корреляции дают вклад в высокоимпульсную часть ($\alpha > 1$) функции T_A , поскольку ферми-движение не описывает эту часть спектра кумулятивных частиц. Исследования глубоконеупругого рассеяния на ядрах показывают, что структурная функция ядра не сводится к структурной функции нуклона в том смысле, что не существует связи типа (41) с единой функцией T_A для любого распределения кварков или глюонов.

Как показано в [93], для ядра A и нуклона в общем случае имеются связи типа (41) с тремя независимыми распределениями: одно для несинглетного канала (валентных кварков F_3) T_A^{NS} и два для синглетного канала T_A^{\pm} (для суммы распределений всех кварков и антикварков F_2 и глюонов G). В предположении, что $T_A^+ = T_A^- = T_A^S$ и что T_A^S и T_A^{NS} интегрально различаются на 4—6% для средних и тяжелых ядер

$$\int_0^A (T_A^S - T_A^{NS}) d\alpha = \Delta_A \approx 0,04 + 0,06, \quad (42)$$

удаётся получить прекрасное количественное описание отношения структурных функций во всей экспериментально известной области x . Обеспечение той же величины эффекта ЕМС для валентных кварков в области $x > 0,4$ требует условия

$$\int_0^A (1 - \alpha) T_A^{NS}(\alpha) d\alpha = \int_0^A \alpha (T_A^S(\alpha) - T_A^{NS}(\alpha)) d\alpha \simeq \Delta_A, \quad (43)$$

т.е. чтобы полный импульс «валентных» нуклонов был меньше импульса ядра. Разности (42) и (43) приводят к тому, что в ядре наряду с $q\bar{q}$ и глюонными морями, заключенными в валентных нуклонах, должно существовать небольшое по величине ($\sim \Delta_A$), но столь же жесткое, как и распределение валентных кварков, «коллективное» море $q\bar{q}$ -пар.

Различие между T_A^S и T_A^{NS} приводит к новому элементу ядерной структуры — дополнительному коллективному ядерному кварк-антикварковому и

глюонному морю. Невзирая на малость параметра Δ_A , оно имеет ту же жесткость спектра распределений, как и валентные кварки, что может играть определяющую роль для спектра кумулятивных K^- и \bar{p} , не содержащих валентных кварков ядра. В области $x > 1$ их спектр целиком должен определяться дополнительным морем ввиду более быстрого вымирания нуклонного. Изучение таких частиц открывает интересную возможность для понимания природы различия структурной функции ядра и нуклона. Это различие может возникать за счет перераспределения валентных и морских кварков в многокварковых флуктонах, тогда в области $x \simeq 1$, где вклад многокварковой компоненты в распределение валентных кварков еще невелик, а вклад антикварков коллективного моря доминирует, отношение выходов $K^+/K^- \simeq u_A(x)/\bar{u}_A(x)$ будет слабо зависеть от x и составлять величину $\simeq 2/\Delta_A \approx 30 + 40$ для средних и тяжелых ядер. В области $x \simeq 2$, где начинают доминировать многокварковые флуктоны и в валентной части, это отношение должно падать до величины $2/\Delta_2 \simeq 4 + 6$. Если перераспределение валентных и морских кварков происходит по всему ядру либо за счет их перераспределения в каждом нуклоне, либо за счет перекачки части импульса нуклонов в некие мезонную или $\bar{N}\bar{N}$ -компоненты, такого падения не должно быть.

Согласно такому подходу, кумулятивное рождение антипротонов может дать сведения о возможной упаковке коллективного моря. Если оно упаковано в $\bar{N}\bar{N}$ -пары, основным механизмом образования антинуклонов должна быть фрагментация антидикварков, и следует ожидать большей величины отношения $\bar{p}/p \approx \Delta_A/2$. Если такой упаковки нет, основным механизмом станет фрагментация антикварка ядерного моря в антипротон, что приведет к дополнительному подавлению выхода антипротонов.

Новый подход к описанию кумулятивного рождения частиц на основе модели кварк-глюонных струн (QGSM) содержится в работах [96,97]. Модель дает более удачное описание явления фрагментации обычных адронов в предположении существования тяжелых мультикварковых состояний в фрагментирующих ядрах. Главная проблема состоит в объяснении кумулятивного рождения частиц типа K^- и \bar{p} , которые содержат только морские кварки. Интересный экспериментальный факт, упоминавшийся выше, состоит в том, что отношения выходов этих частиц к подобным, но содержащим валентные кварки ядра, не зависят от x для $x > 1$. В случае фрагментации нуклонов наблюдается резкое падение отношения выходов в зависимости от x . Такое поведение не может быть объяснено в простейших моделях фрагментации, использующих распределения валентных и морских кварков, измеренных в глубоконеупругом рассеянии, и в моделях ядер,

состоящих из нуклонов. Причина заключается в быстром падении распределения морских кварков в нуклоне по сравнению с валентными. Различие в этих распределениях в QGSM много меньше. В работах [96,97] продемонстрировано, что различие слишком мало, чтобы получить приблизительно постоянное поведение отношения K^+/K^- в зависимости от x , не впадая в противоречие с экспериментальными данными в нуклон-нуклонном рассеянии. Анализ спектров кумулятивных K^+ - и K^- -мезонов показал, что они подобны и находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными [21,24]. В модели предсказывается рост отношения выхода K^-/\bar{p} в зависимости от x в адрон-ядерных взаимодействиях.

Рассмотренные теоретические подходы к проблеме кумулятивного рождения частиц можно условно разделить на горячие и холодные. Смысл этих терминов отражает условия возникновения источника кумулятивных частиц (флуктон, малонуклонная корреляция, фэйрбол, кластер и т.д.). Горячие модели исходят из предположения, что такой объект возникает в процессе взаимодействия и затем распадается на частицы с обусловленными характеристиками. Холодные модели предполагают существование этого объекта в исходном (фрагментирующем) ядре вне зависимости от налетающей частицы.

Как видно, исчерпывающего объяснения всей совокупности характеристик кумулятивного рождения частиц, тем более ряда тонких деталей в поведении сечений, не дает ни одна из рассмотренных моделей. Тем не менее все они с разной степенью успеха объясняют основные свойства кумулятивного рождения. Не все предсказания моделей согласуются с имеющимися экспериментальными данными, некоторые из них требуют дополнительной экспериментальной информации. Общим моментом теоретических подходов является привлечение ненуклонных степеней свободы, особенно для частиц, состоящих из морских кварков.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В рамках единой экспериментальной процедуры впервые детально исследована A -зависимость сечений кумулятивного рождения частиц на пучках протонов и ядер в широкой области фрагментирующих ядер от дейтерия до свинца и показано, что эти зависимости подобны. Более того, обнаружено детальное подобие в поведении сечений на изотопически обогащенных ядрах, которое проявляется на всех использованных пучках.

2. Впервые детально исследована энергетическая зависимость сечений на изотопически обогащенных ядрах никеля, цинка и олова на пучке протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с, определены значения параметров наклона в

представлениях, традиционных при изучении кумулятивных процессов. Столь же детально изучена A -зависимость сечений вторичных частиц с импульсами в интервале $0,3 + 0,7$ ГэВ/с. Широкий набор фрагментирующих ядер позволил выявить характерные особенности, присущие различным областям ядер.

3. В области легких ядер (D , He , 6Li , 7Li , C) обнаружена корреляция сечений с плотностью ядер. Именно с этим, в основном, связан резкий рост и нерегулярности в поведении сечений в указанной области ядер. Данные для угла эмиссии 180° показывают такое же поведение сечений в этой области ядер. Отношения сечений π^+/π^- -мезонов и p/π^+ на легком (6Li) и тяжелом (Pb) ядрах не зависят от массового числа ядра-снаряда. Причем отношения сечений π^+/π^- -мезонов близки по величине на легком и тяжелом ядрах, в то время как отношение нейтронов и протонов в ядре Pb равно 1,5.

4. В области средних и тяжелых ядер обнаружен изотопический эффект в поведении сечений — независимость сечения рождения положительно заряженных частиц (π^+ , K^+ , p) от избыточного содержания нейтронов при фиксированном заряде ядра. Напротив, сечение рождения π^- -мезонов коррелирует с избыточным содержанием нейтронов. Оба эффекта имеют место на пучках протонов, дейтронов и ядер гелия. По масштабу величины отмеченные свойства сравнимы с относительными содержаниями протонов и нейтронов фрагментирующих ядер.

5. На легких ядрах 6Li и 7Li изотопический эффект проявляется лишь для π^+ -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях. На пучке ядер углерода изотопический эффект отсутствует — сечения рождения положительно заряженных частиц π^+ , K^+ , p возрастают при переходе от ядра 6Li к ядру 7Li .

6. Отношения структурных функций (отношения инклюзивных сечений) на изотопически обогащенных ядрах в зависимости от масштабной переменной x демонстрируют симметричное поведение для пионов разного знака заряда, обусловленное относительным содержанием протонов и нейтронов в ядрах. Аналогичные отношения сечений для протонов на тех же ядрах показывают заметную x -зависимость в мягкой (до 0,5 ГэВ/с) части спектра, особенно в случае изотопов олова.

7. Сравнение сечений положительно и отрицательно заряженных частиц на фрагментирующих ядрах, являющихся изобарами (${}^{64}Zn$ и ${}^{64}Ni$), показывает преимущественную роль заряда ядра в образовании положительных частиц.

8. Изотопический эффект в поведении сечений для частиц π^+ , π^- , p одинаковым образом проявляется на первичных пучках протонов с импульсами 4,5 ГэВ/с и 8,9 ГэВ/с.

9. Показатели степени A -зависимости сечений для пионов, протонов и дейтронов в функции массового числа первичных пучков имеют подобное поведение, возрастая по величине с изменением вида пучка, а начиная с пучка ядер гелия принимают постоянные значения, свои для каждой из частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели процессы кумулятивного рождения частиц при взаимодействии ядерных пучков с большой группой фрагментирующих ядер, охватывающих, по сути, всю периодическую таблицу элементов. Сопоставление с результатами исследований на пучках различных частиц с различными энергиями показывает, что основные черты кумулятивного рождения в значительной степени сохраняются и, в ряде случаев, детальным образом. При этом оказалось, что для изучения тонких деталей в поведении сечений кумулятивных частиц наиболее чувствительной характеристикой является A -зависимость сечений, которая специфически проявляется в различных областях фрагментирующих ядер.

A -зависимости сечений на пучках протонов и ядер измерены в данной работе при значении импульса вторичных частиц 0,5 ГэВ/с, которому соответствует значение масштабной переменной $x \simeq 1$ для пионов. В работах [45,98] A -зависимость сечений пионов изучалась при значениях $x = 1,3$ и 2,1. Измерения относились к различным углам эмиссии (90° и 168°) с использованием более 20 ядер и показали подобное поведение сечений.

Результаты настоящей работы получены на основе изучения инклюзивных процессов с максимальной по возможности конкретизацией начального состояния, что относится к виду выбранных фрагментирующих ядер. Статистические ошибки в измерении сечений составляют в большинстве случаев 2—5%. Именно эти обстоятельства определили термин «детальные исследования». Детальное подобие в поведении сечений как по результатам A -зависимости на пучках протонов и ядер, так и по энергетической зависимости сечений на пучке протонов вдвое большего импульса представляется веским аргументом, свидетельствующим о едином механизме развития процесса взаимодействия, вследствие которого возникают кумулятивные частицы, по крайней мере, в кинематических условиях данной работы. A -зависимость сечений, измеренная для фиксированного импульса наблюдаемых частиц, показывает подобное поведение в зависимости от ядерной плот-

ности в области легких ядер, не зависящее от знака заряда частиц. В области средних ядер имеется корреляция знака заряда частиц с относительным содержанием протонов и нейтронов. На тяжелом ядре эта корреляция исчезает. Таким образом, выделяются три по-своему интересных области фрагментирующих ядер. Одинаковый импульс частиц в изучении A -зависимости является единственной общей для них характеристикой. Различные по массам вторичные частицы обладают различными кинетическими энергиями и содержат указание на сохранение свойств детального подобия при изменении их кинетических энергий или начальных импульсов. На первичных пучках протонов (вдвое различающихся по импульсу) это оказалось справедливым.

Совокупность результатов, полученных в настоящей работе, представляет новый экспериментальный материал по исследованию процессов кумулятивного рождения частиц на пучках протонов и ядер. Спектр вторичных частиц содержит как структурные элементы ядер, так и структуры, возникающие в процессе взаимодействия. Детальное подобие в поведении сечений столь различающихся по кинематическим и квантовым характеристикам частиц может быть связано со специфическим поведением ядерной среды в случае изотопически обогащенных ядер или с воздействием электромагнитного поля налетающей частицы на исходное состояние фрагментирующего ядра. Не исключено и влияние обоих факторов.

Корреляция в рождении кумулятивных частиц с ядерной плотностью, которая максимально изменяется на легких ядрах, может быть определяющей причиной, ответственной за существование конфигураций, которые генерируют кумулятивные частицы. В области ядер, где плотность приблизительно постоянна, такого масштаба корреляций, естественно, не наблюдается. Изменяющейся величиной в этой области ядер является зарядовая плотность, обусловленная изменением зарядовых радиусов ядер. Приведенные выше оценки указывают на возможную корреляцию сечений с зарядовой плотностью. Поскольку в рождении π^- -мезонов наблюдается корреляция с содержанием нейтронов, можно было бы предположить, как и для положительно заряженных частиц, связь сечений с плотностью нейтронного распределения. Но в этом случае отсутствует такая экспериментально известная характеристика, как среднеквадратичный радиус, и можно только сделать гипотетическое предположение. С другой стороны, можно предположить, что протоны и нейтроны ядра неравноправны с точки зрения налетающей частицы, которая своим электромагнитным полем раньше и с большей силой может взаимодействовать с заряженными протонами (точнее, с областью, занимаемой зарядом ядра, поскольку в формировании этой области обязательно участвует некоторое число нейтронов). Такая ситуация может вызвать поляризацию ядерной среды, что, в свою очередь, может

привести к пространственному разделению источников, испускающих частицы с электрическим зарядом разного знака.

Из факта различного поведения сечений кумулятивных частиц на ядрах с различным содержанием нейтронов при одинаковых зарядах (равных числах протонов) видно, что исходные состояния ядер вносят определенный вклад в процесс взаимодействия, а вклад налетающих частиц нивелируется, поскольку изотопический эффект одинаков на разных пучках. Но во всех случаях мы имеем пучки заряженных частиц, и представляется интересным эксперимент по изучению этих эффектов на первичных пучках нейтральных частиц, например нейтронов от стриппинга дейтронов.

На наш взгляд, было бы интересно изучить поведение сечений морских частиц (K^- и \bar{p}) на группе ядер ^{58}Ni , ^{64}Ni , ^{64}Zn даже в инклюзивном опыте, чтобы определить масштаб величины изотопического эффекта или его отсутствие для таких частиц.

Практическое равенство сечений π^+ и π^- -мезонов на ядрах с содержанием нейтронов, значительно превышающим содержание протонов, является хорошо установленным фактом; оно отмечалось в цитируемых выше работах. Возможной причиной, объясняющей это обстоятельство, является предположение о существовании нейтронного гало на периферии ядра, где может быть сосредоточено значительное число нейтронов, что сказывается на распределении их плотности. На этот счет в настоящее время имеется интересная информация, полученная в экспериментах с радиоактивными пучками [99]. Например, образующиеся в экспериментах ядра ^{11}Li имеют размер, сравнимый с размером ядра Рб, и тем не менее такой объект оказывается связанной системой, в которой «лишние» нейтроны вытеснены на периферию ядра. В этих экспериментах обнаружены интересные особенности в структуре ядер, связанные с избыточным содержанием нейтронов и протонов.

Результаты настоящей работы дают вполне определенные ориентиры для проведения корреляционных экспериментов. При этом достаточно произвольными могут быть область фрагментирующих ядер, вид и энергия первичных пучков и вторичных частиц, углы их эмиссии. Соответственно можно выбирать различные области значений масштабных переменных. Тип корреляций может быть достаточно разнообразным, начиная от измерения адронного сопровождения для конкретно выбранной кумулятивной частицы, до изучения интерференции тождественных частиц, как это делается, например, в работах группы ИТЭФ [100] на ядрах с естественным содержанием изотопов.

В цикле работ [101—107] развит и применен к обширному экспериментальному материалу релятивистски-инвариантный подход к описанию множественных процессов в пространстве относительных четырехмерных ско-

ростей $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$. Здесь $u_i = P_i/m_i$ — 4-импульс адрона, отнесенный к его массе. Индексы i, k принимают значения I, II, 1, 2, ... при обозначении инклюзивного процесса в виде $I + II \rightarrow 1, 2, \dots + X$. Инвариантное сечение образования n частиц рассматривается как функция распределения в пространстве b_{ik} : $F(b_{I\ II}, b_{I\ 1}, b_{I\ 2}, \dots, b_{II\ 1}, b_{II\ 2}, \dots, b_{1\ 2}, \dots)$. В этих переменных функция F монотонно и достаточно быстро убывает при $b_{ik} \rightarrow \infty$. Такое свойство F представляется как принцип ослабления корреляций, позволяющий определить адроны как кластеры партонов с малыми относительными скоростями b_{ik} , а деконфайнмент — как процесс, в результате которого возникают частицы с $b_{ik} \gg 5$.

Новый подход к исследованию корреляционных явлений в множественных процессах предложен в работе [102]. Например, выражение для коррелятора любых трех частиц 1, 2, 3, выглядит следующим образом:

$$C_3 = W(b_{12}, b_{13}, b_{23}) - W(b_{12}) W(b_{13}) W(b_{23}).$$

Здесь $W(b_{12})$, $W(b_{13})$, и $W(b_{23})$ обозначают одномерные распределения по переменным b_{12} , b_{13} и b_{23} , а $W(b_{12}, b_{13}, b_{23})$ — трехмерное распределение по тем же переменным. И те и другие распределения берутся из эксперимента. В [102] определены конкретные выражения для различного вида корреляторов.

Анализ множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей проведен для процесса π^- (40 ГэВ/с) + С $\rightarrow \pi^\pm + X$ (пропа-новная камера). Распределения пар пионов по величине b_{ik} оказались одинаковыми в областях фрагментации пучкового пиона и ядра углерода. Аналогичные зависимости для π^\pm -мезонов и протонов в области фрагментации мишени существенно различаются по величинам b_{ik} , в частности, значениями $b_{II\ I}$. Свойства пионных струй, выраженные в этих переменных, оказались подобными в π^- -С-взаимодействиях как в области фрагментации пиона, так и в области фрагментации ядра-мишени. При изучении протонных распределений в процессах p С-, d С-, СС-, p Га-, d Га-взаимодействий (4 ГэВ/нуклон) и π^- -С-взаимодействий (40 ГэВ/с) [103] были обнаружены 4-мерные барионные кластеры, свойства которых не зависят от типа снаряда и его энергии. Показано также, что в релятивистских ядерных взаимодействиях существуют две области, характеризующиеся различными значениями b_{ik} . Значения $b_{ik} \sim 10^{-2}$ соответствуют процессам классической ядер-

ной физики; переходной области, где включаются кварк-глюонные степени свободы, отвечают значения $b_{ik} \sim 10^{-1}$.

Мы обозначили лишь общие контуры проблемы. В цитируемых работах с необходимыми деталями (определение оси струи, центра кластера и т.д.) демонстрируются возможности применения пространства переменных b_{ik} , обоснованы автотомельность и принцип ослабления корреляций в процессах взаимодействия различных объектов с ядрами в широком диапазоне энергий. Наиболее полно и последовательно эти вопросы изложены в работе [107].

Перспективы дальнейших исследований связаны с программой работ на установке нового поколения СФЕРА [108], предназначенной для изучения процессов множественного кумулятивного рождения частиц в близкой к 4π геометрии. Первоочередными задачами являются:

— Исследование реакций образования двух и более частиц (π , K , p , \bar{p} , ...), образования векторных мезонов (ρ , ϕ , ω) в кумулятивной области. Поиск узких резонансов, обусловленных явлением скрытого цвета, состояний кварковой экзотики, резонансных кварковых (мультикварковых) систем. Изучение этих реакций дает возможность исследовать двух- и, возможно, трехчастичные структурные функции.

— Изучение спиновых эффектов в реакциях с большими передачами, особенно в реакциях с поляризованными дейтронами.

— Исследование образования мюонных пар при столкновениях релятивистских ядер и адронного сопровождения мюонных пар.

— Изучение динамики процессов множественной генерации частиц на основе измерений коррелятора, азимутальных корреляций при рождении частиц на легких и тяжелых ядрах с целью выделения «элементарного акта», соответствующего локальному взаимодействию.

— Исследование x -зависимости структурных функций ядер отдельно для валентных и морских кварков в кумулятивной и некумулятивной кинематиках рождения мюонных пар. Изменяя изотопический состав фрагментирующих ядер (содержание протонов и нейтронов), можно получить данные об x -распределении моря отдельно для протона и нейтрона.

Кроме того, предусматривается продолжение исследований на внутренней мишени нуклотрона, что позволит изучать переходную область от нуклонных степеней свободы ядер к кварк-глюонным при изменении начальной энергии пучков. Эти задачи и возможности ускорительного комплекса Лаборатории высоких энергий ОИЯИ достаточно подробно рассмотрены в работах [109,110].

Настоящий обзор выполнен в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, где было положено начало работам по релятивистской ядерной физике. Автор глубоко благодарен академику А.М.Балдину, который обосновал исследования в этой области и оказывает им активную поддержку.

В работах по эксплуатации установки на пучках синхрофазотрона, набору статистики, обработке и анализу экспериментальных результатов участвовали мои коллеги Г.С.Аверичев, Н.Гиордэнеску, П.И.Зарубин, О.Ю.Кульпина, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев, М.Пенця, В.Г.Перевозчиков, А.Н.Хренов. Всем им автор приносит глубокую благодарность. Особую признательность я выражаю А.Г.Литвиненко за многочисленные и плодотворные обсуждения вопросов, возникавших в процессе работы. Я благодарен безвременному ушедшему из жизни профессору В.С.Ставинскому, который обладал ясным пониманием связанных с работой проблем и всегда был готов поделиться своими знаниями.

Приношу глубокую благодарность А.И.Малахову за большую и разнообразную помощь в процессе работы. Мне приятно поблагодарить моих коллег по коллаборации СФЕРА Ю.С.Анисимова, С.В.Афанасьева, А.Ю.Исупова, В.И.Колесникова, Г.Л.Мелкумова, И.И.Мигулину, С.Г.Резникова, А.Ю.Семенова.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-050070, 96-02-17207).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь приводятся табличные данные по инвариантным дифференциальным сечениям исследованных процессов

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{1}{A} \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \quad (\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{нуклон}^{-1}).$$

Таблицы 9—12 содержат данные по A -зависимости сечений на пучках протонов, дейтронов, гелия и углерода с импульсами на нуклон 4,5 ГэВ/с. В табл.13 представлены сечения рождения K^+ -мезонов на тех же пучках. Далее следуют данные на пучке протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с. Таблица 14 содержит данные по A -зависимости сечений K^+ - и K^- -мезонов с импульсом 0,5 ГэВ/с. Энергетическая зависимость сечений в интервале импульсов 0,3 + 0,7 ГэВ/с представлена в табл.15—19. Параметры аппроксимации сечений протонов, пионов и дейтронов в различных представлениях содержатся в табл.20—37.

Таблица 9. p (4,5 ГэВ/с) + A, $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,5$ ГэВ/с

A	d	p	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$\pi^- \cdot (10^{-1})$
${}^6\text{Li}$	$0,212 \pm 0,004$	$1,47 \pm 0,03$	$0,58 \pm 0,012$	$0,48 \pm 0,01$
C	$0,67 \pm 0,02$	$3,02 \pm 0,06$	$0,65 \pm 0,013$	$0,66 \pm 0,013$
Si	$1,25 \pm 0,03$	$4,63 \pm 0,09$	$0,85 \pm 0,017$	$0,73 \pm 0,014$
${}^{58}\text{Ni}$	$2,04 \pm 0,04$	$6,23 \pm 0,13$	$0,85 \pm 0,017$	$0,70 \pm 0,014$
${}^{64}\text{Ni}$	$2,10 \pm 0,04$	$5,68 \pm 0,11$	$0,76 \pm 0,015$	$0,78 \pm 0,016$
${}^{64}\text{Zn}$	$2,08 \pm 0,04$	$6,02 \pm 0,12$	$0,79 \pm 0,016$	$0,70 \pm 0,014$
${}^{114}\text{Sn}$	$2,39 \pm 0,05$	$6,37 \pm 0,13$	$0,69 \pm 0,014$	$0,65 \pm 0,013$
${}^{124}\text{Sn}$	$2,39 \pm 0,05$	$5,66 \pm 0,11$	$0,62 \pm 0,012$	$0,70 \pm 0,014$
Pb	$3,18 \pm 0,06$	$6,43 \pm 0,12$	$0,57 \pm 0,011$	$0,59 \pm 0,012$

Таблица 10. D (4,5 ГэВ/с) + A, $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,5$ ГэВ/с

A	d	p	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$\pi^- \cdot (10^{-1})$
D		$0,42 \pm 0,012$	$0,228 \pm 0,006$	$0,241 \pm 0,006$
${}^4\text{He}$	$0,334 \pm 0,009$	$2,26 \pm 0,07$	$0,890 \pm 0,018$	$0,93 \pm 0,02$
${}^6\text{Li}$	$0,344 \pm 0,007$	$2,24 \pm 0,05$	$0,848 \pm 0,017$	$0,76 \pm 0,04$
C	$1,12 \pm 0,02$	$4,97 \pm 0,1$	$1,21 \pm 0,02$	$1,08 \pm 0,12$
Si	$2,05 \pm 0,04$	$6,99 \pm 0,14$	$1,29 \pm 0,03$	$1,28 \pm 0,12$
${}^{58}\text{Ni}$	$3,74 \pm 0,07$	$9,8 \pm 0,2$	$1,27 \pm 0,03$	$1,17 \pm 0,04$
${}^{64}\text{Ni}$	$3,73 \pm 0,12$	$8,87 \pm 0,3$	$1,16 \pm 0,02$	$1,31 \pm 0,03$
${}^{64}\text{Zn}$	$3,92 \pm 0,08$	$9,9 \pm 0,2$	$1,24 \pm 0,02$	$1,15 \pm 0,03$
${}^{114}\text{Sn}$	$4,72 \pm 0,09$	$10,5 \pm 0,2$	$1,08 \pm 0,02$	$1,10 \pm 0,02$
${}^{124}\text{Sn}$	$4,90 \pm 0,09$	$9,67 \pm 0,19$	$0,98 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,05$
Pb	$6,32 \pm 0,13$	$11,0 \pm 0,2$	$0,94 \pm 0,03$	$0,95 \pm 0,02$

Таблица 11. He (4,5 ГэВ/с) + A, $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,5$ ГэВ/с

A	d	p	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$\pi^- \cdot (10^{-1})$
${}^6\text{Li}$	$0,302 \pm 0,016$	$2,16 \pm 0,05$	$0,783 \pm 0,029$	$0,746 \pm 0,041$
C	$1,17 \pm 0,02$	$6,08 \pm 0,12$	$1,63 \pm 0,04$	
Si	$2,13 \pm 0,06$	$7,24 \pm 0,14$	$1,30 \pm 0,06$	$1,13 \pm 0,07$

Продолжение таблицы 11

<i>A</i>	<i>d</i>	<i>p</i>	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$\pi^- \cdot (10^{-1})$
^{58}Ni	$3,65 \pm 0,07$	$10,2 \pm 0,2$	$1,41 \pm 0,05$	$1,05 \pm 0,08$
^{64}Ni	$3,95 \pm 0,08$	$9,6 \pm 0,2$	$1,41 \pm 0,05$	$1,33 \pm 0,10$
^{64}Zn	$3,98 \pm 0,08$	$10,6 \pm 0,2$	$1,54 \pm 0,05$	$1,26 \pm 0,07$
^{114}Sn	$5,62 \pm 0,11$	$11,6 \pm 0,2$	$1,32 \pm 0,04$	$1,22 \pm 0,05$
^{124}Sn	$5,51 \pm 0,11$	$10,6 \pm 0,2$	$1,23 \pm 0,05$	$1,28 \pm 0,05$
Pb	$7,6 \pm 0,3$	$12,9 \pm 0,3$	$1,17 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,03$

Таблица 12. $\text{C} (4,5 \text{ ГэВ/с}) + \text{A}, \vartheta = 120^\circ, p = 0,5 \text{ ГэВ/с}$

<i>A</i>	<i>d</i>	<i>p</i>	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$K^+ \cdot (10^{-1})$
^6Li	$0,66 \pm 0,02$	$4,77 \pm 0,09$	$1,84 \pm 0,05$	$0,104 \pm 0,061$
^7Li	$0,81 \pm 0,06$	$4,97 \pm 0,09$	$2,20 \pm 0,11$	$0,28 \pm 0,13$
C	$1,81 \pm 0,04$	$10,21 \pm 0,42$	$3,18 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,04$
Al	$3,42 \pm 0,08$	$14,08 \pm 0,28$	$3,45 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,034$
Cu	$7,84 \pm 0,14$	$22,3 \pm 1,0$	$3,89 \pm 0,06$	$0,35 \pm 0,05$
^{114}Sn	$10,6 \pm 0,3$	$25,22 \pm 0,35$	$3,4 \pm 0,2$	$0,29 \pm 0,17$
^{119}Sn	$10,6 \pm 0,24$	$24,6 \pm 0,5$	$3,43 \pm 0,07$	$0,52 \pm 0,08$
Pb	$11,9 \pm 0,5$	$25,91 \pm 0,35$	$3,17 \pm 0,12$	$0,39 \pm 0,04$

Таблица 13. $\text{B} + \text{A} \rightarrow \text{K}^+ \dots, \vartheta = 120^\circ, p = 0,5 \text{ ГэВ/с}$

<i>A</i>	<i>B</i>			
	<i>p</i> · (10 ⁻³)	<i>D</i> · (10 ⁻³)	$^4\text{He} \cdot (10^{-3})$	<i>C</i> · (10 ⁻²)
D		$0,16 \pm 0,08$		
^4He		$0,91 \pm 0,22$		
^6Li	$0,53 \pm 0,19$	$1,0 \pm 0,3$	$2,0 \pm 1,3$	$1,0 \pm 0,6$
^7Li				$2,8 \pm 1,3$
C	$0,70 \pm 0,22$	$2,2 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,9$	$1,5 \pm 0,4$
Al				$1,6 \pm 0,3$
Si	$3,0 \pm 0,5$	$4,3 \pm 0,7$	$3,9 \pm 2,0$	

Продолжение таблицы 13

A	B			
	$p \cdot (10^{-3})$	$D \cdot (10^{-3})$	${}^4\text{He} \cdot (10^{-3})$	$C \cdot (10^{-2})$
${}^{58}\text{Ni}$	$2,7 \pm 0,7$	$7,4 \pm 1,0$	$3,2 \pm 1,9$	
${}^{64}\text{Ni}$	$2,0 \pm 0,9$	$7,2 \pm 1,2$	$8,0 \pm 3,7$	
${}^{64}\text{Zn}$	$3,0 \pm 0,5$	$6,5 \pm 0,9$	$9,9 \pm 3,0$	
Cu				$3,5 \pm 0,5$
${}^{114}\text{Sn}$	$3,0 \pm 0,5$	$6,9 \pm 1,0$	11 ± 3	$2,9 \pm 1,7$
${}^{119}\text{Sn}$				$5,2 \pm 0,8$
${}^{124}\text{Sn}$	$3,7 \pm 0,8$	$8,2 \pm 0,9$	13 ± 6	
Pb	$2,6 \pm 0,8$	12 ± 4	12 ± 2	$3,9 \pm 0,4$

Таблица 14. $p (8,9 \text{ ГэВ}/c) + A, \vartheta = 120^\circ, p = 0,5 \text{ ГэВ}/c$

A	$K^+ \cdot (10^{-2})$	$K^- \cdot (10^{-4})$
${}^{58}\text{Ni}$	$1,22 \pm 0,05$	$2,9 \pm 0,7$
${}^{64}\text{Ni}$	$1,19 \pm 0,05$	$3,6 \pm 1,0$
${}^{64}\text{Zn}$	$1,32 \pm 0,03$	$3,2 \pm 0,7$
${}^{114}\text{Sn}$	$1,59 \pm 0,05$	$3,9 \pm 0,4$
${}^{124}\text{Sn}$	$1,48 \pm 0,06$	$3,0 \pm 0,5$
Pb	$1,25 \pm 0,18$	

Таблица 15. $p (8,9 \text{ ГэВ}/c) + A, \vartheta = 120^\circ, p = 0,3 \text{ ГэВ}/c$

A	p	π^+	π^-
${}^{58}\text{Ni}$	$61,0 \pm 1,2$	$1,43 \pm 0,06$	$1,05 \pm 0,02$
${}^{64}\text{Ni}$	$57,6 \pm 1,2$	$1,30 \pm 0,04$	$1,10 \pm 0,02$
${}^{64}\text{Zn}$	$59,7 \pm 1,2$	$1,49 \pm 0,03$	$1,09 \pm 0,02$
${}^{114}\text{Sn}$	$69,3 \pm 1,4$	$1,38 \pm 0,03$	$0,985 \pm 0,020$
${}^{124}\text{Sn}$	$57,3 \pm 1,2$	$1,22 \pm 0,02$	$0,971 \pm 0,020$
Pb	$77,3 \pm 1,5$	$1,20 \pm 0,04$	$0,907 \pm 0,019$

Таблица 16. p (8,9 ГэВ/с) + A , $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,4$ ГэВ/с

A	p	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$\pi^- \cdot (10^{-1})$
^{58}Ni	$18,8 \pm 0,4$	$4,30 \pm 0,10$	$3,03 \pm 0,07$
^{64}Ni	$17,1 \pm 0,3$	$3,81 \pm 0,12$	$3,27 \pm 0,07$
^{64}Zn	$19,3 \pm 0,4$	$4,30 \pm 0,10$	$3,24 \pm 0,06$
^{114}Sn	$22,2 \pm 0,4$	$3,75 \pm 0,09$	$3,06 \pm 0,06$
^{124}Sn	$18,9 \pm 0,4$	$3,44 \pm 0,08$	$2,91 \pm 0,06$
Pb	$25,0 \pm 0,6$	$3,35 \pm 0,07$	$2,90 \pm 0,06$

Таблица 17. p (8,9 ГэВ/с) + A , $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,5$ ГэВ/с

A	d	p	$\pi^+ \cdot (10^{-1})$	$\pi^- \cdot (10^{-1})$
^{58}Ni	$2,33 \pm 0,05$	$5,39 \pm 0,11$	$1,11 \pm 0,03$	$0,91 \pm 0,03$
^{64}Ni	$2,41 \pm 0,05$	$5,12 \pm 0,10$	$1,00 \pm 0,02$	$0,99 \pm 0,03$
^{64}Zn	$2,36 \pm 0,05$	$5,88 \pm 0,12$	$1,16 \pm 0,03$	$0,91 \pm 0,05$
^{114}Sn	$3,46 \pm 0,07$	$6,82 \pm 0,14$	$0,98 \pm 0,02$	$0,93 \pm 0,02$
^{124}Sn	$3,13 \pm 0,06$	$6,03 \pm 0,12$	$0,88 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,02$
Pb	$4,50 \pm 0,09$	$7,22 \pm 0,14$	$0,88 \pm 0,03$	$0,93 \pm 0,02$

Таблица 18. p (8,9 ГэВ/с) + A , $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,6$ ГэВ/с

A	d	p	$\pi^+ \cdot (10^{-2})$	$\pi^- \cdot (10^{-2})$
^{58}Ni	$0,82 \pm 0,02$	$1,73 \pm 0,04$	$3,00 \pm 0,07$	$2,41 \pm 0,06$
^{64}Ni	$0,84 \pm 0,02$	$1,60 \pm 0,03$	$2,75 \pm 0,06$	
^{64}Zn	$0,86 \pm 0,02$	$1,78 \pm 0,04$	$2,95 \pm 0,07$	$2,61 \pm 0,07$
^{114}Sn	$1,24 \pm 0,03$	$2,05 \pm 0,04$	$2,84 \pm 0,12$	$2,51 \pm 0,06$
^{124}Sn	$1,15 \pm 0,03$	$1,82 \pm 0,05$	$2,50 \pm 0,06$	$2,57 \pm 0,06$
Pb	$1,69 \pm 0,04$	$2,25 \pm 0,05$	$2,66 \pm 0,08$	$2,60 \pm 0,06$

Таблица 19. p (8,9 ГэВ/с) + A, $\vartheta = 120^\circ$, $p = 0,7$ ГэВ/с

A	$d \cdot (10^{-1})$	$p \cdot (10^{-1})$	$\pi^+ \cdot (10^{-3})$	$\pi^- \cdot (10^{-3})$
^{58}Ni	$2,85 \pm 0,06$	$4,97 \pm 0,11$	$7,30 \pm 0,30$	$5,95 \pm 0,24$
^{64}Ni	$2,87 \pm 0,06$	$4,68 \pm 0,09$	$6,34 \pm 0,21$	$6,58 \pm 0,25$
^{64}Zn				$6,36 \pm 0,25$
^{114}Sn	$4,53 \pm 0,11$	$6,22 \pm 0,12$	$6,92 \pm 0,25$	$6,20 \pm 0,20$
^{124}Sn	$4,07 \pm 0,08$	$5,44 \pm 0,11$	$5,94 \pm 0,16$	$6,40 \pm 0,20$
Pb	$5,90 \pm 0,15$	$6,60 \pm 0,10$	$6,30 \pm 0,20$	$6,56 \pm 0,21$

**Параметры аппроксимации энергетической
зависимости сечений протонов**

Таблица 20. p в интервале импульсов 0,3 + 0,5 ГэВ/с

A	T_0	B_T	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$32,3 \pm 0,4$	252 ± 8	13
^{64}Ni	$32,5 \pm 0,4$	231 ± 8	30
^{64}Zn	$33,8 \pm 0,4$	231 ± 8	14
^{114}Sn	$33,8 \pm 0,4$	267 ± 9	18
^{124}Sn	$34,9 \pm 0,4$	211 ± 7	17
Pb	$33,0 \pm 0,4$	313 ± 10	6

Таблица 21. p в интервале импульсов 0,5 + 0,7 ГэВ/с

A	T_0	B_T	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$45,0 \pm 0,6$	86 ± 4	1,0
^{64}Ni	$44,9 \pm 0,5$	81 ± 4	2,4
^{64}Zn	$42,3 \pm 1,0$	113 ± 10	1,0
^{114}Sn	$45,0 \pm 0,5$	107 ± 5	10
^{124}Sn	$44,7 \pm 0,5$	97 ± 5	5
Pb	$44,9 \pm 0,5$	115 ± 5	2,4

**Параметры аппроксимации зависимости сечений протонов (p)
от кумулятивного числа x**

Таблица 22. p в интервале импульсов $0,3 \div 0,5$ ГэВ/с

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,093 \pm 0,001$	781 ± 36	1,4
^{64}Ni	$0,094 \pm 0,001$	718 ± 33	8
^{64}Zn	$0,098 \pm 0,001$	681 ± 31	2
^{114}Sn	$0,098 \pm 0,001$	788 ± 36	3
^{124}Sn	$0,101 \pm 0,001$	605 ± 28	3
Pb	$0,096 \pm 0,001$	941 ± 43	10

Таблица 23. p в интервале импульсов $0,5 \div 0,7$ ГэВ/с

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,115 \pm 0,001$	313 ± 21	1,0
^{64}Ni	$0,114 \pm 0,001$	300 ± 19	1,0
^{64}Zn	$0,110 \pm 0,003$	408 ± 50	1,0
^{114}Sn	$0,114 \pm 0,001$	394 ± 25	4,6
^{124}Sn	$0,114 \pm 0,001$	359 ± 23	2,0
Pb	$0,114 \pm 0,001$	422 ± 27	1,0

**Параметры аппроксимации зависимости сечений протонов
от переменной светового фронта (α)**

Таблица 24. p в интервале импульсов $0,3 \div 0,5$ ГэВ/с

A	α_0	B_α	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,078 \pm 0,001$	872 ± 41	1,0
^{64}Ni	$0,078 \pm 0,001$	802 ± 38	6,0
^{64}Zn	$0,082 \pm 0,001$	756 ± 35	1,0
^{114}Sn	$0,082 \pm 0,001$	875 ± 41	2,0
^{124}Sn	$0,084 \pm 0,001$	671 ± 32	2,0
Pb	$0,080 \pm 0,001$	1047 ± 49	1,0

Таблица 25. p в интервале импульсов $0,5 \div 0,7$ ГэВ/с

A	α_0	B_α	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,093 \pm 0,001$	398 ± 28	1,0
^{64}Ni	$0,092 \pm 0,001$	381 ± 25	1,0
^{64}Zn	$0,090 \pm 0,002$	501 ± 64	1,0
^{114}Sn	$0,092 \pm 0,001$	502 ± 34	3,0
^{124}Sn	$0,092 \pm 0,001$	457 ± 30	1,0
Pb	$0,092 \pm 0,001$	537 ± 35	1,0

**Параметры аппроксимации энергетической
зависимости сечений π^\pm -мезонов**

Таблица 26. π^+ в интервале импульсов $0,3 \div 0,7$ ГэВ/с

A	T_0	B_T	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$72,4 \pm 0,6$	$21,0 \pm 0,1$	1,6
^{64}Ni	$72,5 \pm 0,5$	$18,8 \pm 0,8$	3,6
^{64}Zn	$72,8 \pm 0,5$	$21,0 \pm 0,7$	1,1
^{114}Sn	$72,4 \pm 0,5$	$19,0 \pm 0,6$	1,8
^{124}Sn	$72,3 \pm 0,4$	$17,3 \pm 0,5$	2,7
Pb	$73,6 \pm 0,5$	$16,0 \pm 0,6$	3,0

Таблица 27. π^- в интервале импульсов $0,3 \div 0,5$ ГэВ/с

A	T_0	B_T	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$76,5 \pm 1,0$	$12,7 \pm 0,7$	1,6
^{64}Ni	$78,0 \pm 1,0$	$12,8 \pm 0,6$	1,0
^{64}Zn	$75,8 \pm 1,0$	$13,7 \pm 0,7$	1,0
^{114}Sn	$79,6 \pm 1,0$	$11,0 \pm 0,5$	2,4
^{124}Sn	$86,6 \pm 2,0$	$7,8 \pm 0,7$	1,0
Pb	$82,7 \pm 1,0$	$9,1 \pm 0,4$	1,0

Таблица 28. π^- в интервале импульсов $0,5 \div 0,7$ ГэВ/с

A	T_0	B_T	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$71,5 \pm 1,0$	$19,0 \pm 2,0$	1,0
^{64}Ni	$71,8 \pm 1,3$	$19,0 \pm 2,0$	1,2
^{64}Zn	$74,0 \pm 1,3$	$16,0 \pm 1,7$	4,7
^{114}Sn	$72,4 \pm 1,0$	$18,0 \pm 1,5$	1,7
^{124}Sn	$71,8 \pm 1,0$	$19,0 \pm 1,6$	1,0
Pb	$73,8 \pm 1,0$	$16,0 \pm 1,4$	2,3

Параметры аппроксимации зависимости сечений π^+ -мезонов
от кумулятивного числа x

Таблица 29. π^+ в интервале импульсов $0,3 \div 0,7$ ГэВ/с

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,149 \pm 0,001$	78 ± 4	1,0
^{64}Ni	$0,150 \pm 0,001$	69 ± 3	1,8
^{64}Zn	$0,149 \pm 0,001$	82 ± 4	1,0
^{114}Sn	$0,149 \pm 0,001$	73 ± 3	4,8
^{124}Sn	$0,149 \pm 0,001$	65 ± 2	3,2
Pb	$0,152 \pm 0,001$	57 ± 3	3,3

Таблица 30. π^- в интервале импульсов $0,3 \div 0,5$ ГэВ/с

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,155 \pm 0,002$	48 ± 4	2,5
^{64}Ni	$0,157 \pm 0,002$	48 ± 3	1,7
^{64}Zn	$0,153 \pm 0,002$	53 ± 4	1,5
^{114}Sn	$0,161 \pm 0,002$	39 ± 2	1,0
^{124}Sn	$0,176 \pm 0,002$	24 ± 3	1,0
Pb	$0,167 \pm 0,002$	31 ± 2	1,1

Таблица 31. π^- в интервале импульсов 0,5 + 0,7 ГэВ/с

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,150 \pm 0,003$	60 ± 9	1,0
^{64}Ni	$0,151 \pm 0,003$	62 ± 8	1,0
^{64}Zn	$0,155 \pm 0,002$	50 ± 6	3,0
^{114}Sn	$0,152 \pm 0,002$	57 ± 6	1,0
^{124}Sn	$0,151 \pm 0,002$	62 ± 6	1,0
Pb	$0,155 \pm 0,002$	50 ± 5	1,0

Параметры аппроксимации зависимости сечений π^\pm -мезонов от переменной светового фронта (α)

Таблица 32. π^+ в интервале импульсов 0,3 + 0,7 ГэВ/с

A	α_0	B_α	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,117 \pm 0,001$	121 ± 7	2,0
^{64}Ni	$0,118 \pm 0,001$	106 ± 6	4,0
^{64}Zn	$0,118 \pm 0,001$	115 ± 5	1,8
^{114}Sn	$0,117 \pm 0,001$	107 ± 5	1,4
^{124}Sn	$0,117 \pm 0,001$	97 ± 4	3,0
Pb	$0,119 \pm 0,001$	88 ± 4	3,1

Таблица 33. π^- в интервале импульсов 0,3 + 0,5 ГэВ/с

A	α_0	B_α	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,125 \pm 0,002$	63 ± 5	1,1
^{64}Ni	$0,127 \pm 0,002$	62 ± 4	1,0
^{64}Zn	$0,124 \pm 0,002$	69 ± 5	1,0
^{114}Sn	$0,130 \pm 0,001$	51 ± 3	1,0
^{124}Sn	$0,140 \pm 0,003$	33 ± 4	1,0
Pb	$0,135 \pm 0,002$	40 ± 3	1,0

Таблица 34. π^- в интервале импульсов $0,5 + 0,7$ ГэВ/с

A	α_0	B_α	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,115 \pm 0,002$	112 ± 1	1,0
^{64}Ni	$0,116 \pm 0,002$	117 ± 1	1,0
^{64}Zn	$0,119 \pm 0,002$	90 ± 1	4,9
^{114}Sn	$0,117 \pm 0,002$	104 ± 1	1,9
^{124}Sn	$0,116 \pm 0,001$	115 ± 1	1,0
Pb	$0,119 \pm 0,002$	91 ± 1	2,5

**Параметры аппроксимации зависимости сечений дейтронов
в различных представлениях**

Таблица 35. d в интервале импульсов $0,5 + 0,7$ ГэВ/с

A	T_0	B_T	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$29,0 \pm 0,4$	$22,0 \pm 1$	7,0
^{64}Ni	$28,6 \pm 0,4$	$23,0 \pm 1$	6,0
^{64}Zn	$27,9 \pm 0,9$	$25,0 \pm 2$	1,0
^{114}Sn	$29,8 \pm 0,5$	$30,0 \pm 1$	9,0
^{124}Sn	$29,9 \pm 0,4$	$28,0 \pm 1$	4,0
Pb	$29,9 \pm 0,5$	$40,0 \pm 2$	2,0

Таблица 36. d в интервале импульсов $0,5 + 0,7$ ГэВ/с

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,101 \pm 0,001$	111 ± 8	1,0
^{64}Ni	$0,100 \pm 0,001$	121 ± 8	1,0
^{64}Zn	$0,101 \pm 0,003$	113 ± 1	1,5

Продолжение таблицы 36

A	x_0	B_x	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{114}Sn	$0,104 \pm 0,002$	146 ± 1	3,0
^{124}Sn	$0,104 \pm 0,001$	134 ± 9	1,0
Pb	$0,104 \pm 0,002$	191 ± 1	1,0

Таблица 37. d в интервале импульсов $0,5 + 0,7$ ГэВ/с

A	α_0	B_α	$\chi^2/\text{ст.св.}$
^{58}Ni	$0,081 \pm 0,001$	139 ± 1	1,0
^{64}Ni	$0,080 \pm 0,001$	151 ± 1	1,0
^{64}Zn	$0,082 \pm 0,003$	135 ± 1	1,0
^{114}Sn	$0,084 \pm 0,001$	181 ± 1	2,0
^{124}Sn	$0,084 \pm 0,001$	166 ± 1	1,0
Pb	$0,084 \pm 0,001$	236 ± 1	1,0

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1971, №1, с.35.
2. Балдин А.М. и др. — ОИЯИ P1-5819, Дубна, 1971.
3. Venecke J. et al. — Phys. Rev., 1969, vol.188, p.2159.
4. Лексин Г.А. — ЖЭТФ, 1957, т.32, с.445.
5. Ажгирей Л.С. и др. — ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1185.
6. Блохинцев Д.И. — ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1295.
7. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429.
8. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
9. Лукьянов В.К., Титов А.И. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.4, с.815.
10. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.571.
11. Ефремов А.В. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.3, с.613.
12. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1973, т.18, с.79.
13. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
14. Baldin A.M. et al. — JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
15. Балдин А.М. и др. — ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.

16. **Bayukov Y.D. et al.** — *Phys. Rev.*, 1979, vol.C20, p.764.
17. **Frankel S. et al.** — *Phys. Rev.*, 1979, vol.C20, p.2257.
18. **Nikiforov N.A. et al.** — *Phys. Rev.*, 1980, vol.C22, 2, p.700.
19. **Бояринов С.В. и др.** — *ЯФ*, 1987, т.46, с.1472.
20. **Бояринов С.В. и др.** — *ЯФ*, 1989, т.50, с.1605.
21. **Бояринов С.В. и др.** — *ЯФ*, 1991, т.54, с.119.
22. **Бояринов С.В. и др.** — *ЯФ*, 1993, т.56, с.125.
23. **Gavrishchuk O.P. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1991, vol.A523, p.589.
24. **Беляев И.М. и др.** — *ЯФ*, 1993, т.56, вып.10, с.135.
25. **Антипов Ю.М. и др.** — *ЯФ*, 1991, т.53, с.439.
26. **Лексин Г.А.** — *Ядерный скейлинг. Конспект лекций в сб.: Некоторые вопросы экспериментальных исследований в области физики высоких энергий.* М.: МИФИ, 1975.
27. **Лексин Г.А.** — В сб.: *Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, ОИЯИ, Дубна, 1977, т.I, А6-3.*
28. **Baldin A.M.** — *Proc. of the Int. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, 1980, vol.2, p.1.*
29. **Балдин А.М. и др.** — В сб.: *IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ Д1,2-9224, Дубна, 1975, с.176.*
30. **Балдин А.М. и др.** — *ОИЯИ, P1-11302, Дубна, 1978.*
31. **Воробьев Л.С. и др.** — *ЯФ*, 1986, т.44, с.1396.
32. **Баюков Ю.Д. и др.** — *Препринт ИТЭФ-76, Москва, 1980.*
33. **Козодаев М.С., Тяпкин А.А.** — *ПТЭ*, 1956, т.1, с.21.
34. **Аверичева Т.В. и др.** — *ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.*
35. **Балдин А.М. и др.** — *ОИЯИ, P1-83-433, Дубна, 1983.*
36. **Балдин А.М. и др.** — *ОИЯИ, P1-83-434, Дубна, 1983.*
37. **Averichev G.S. et al.** — In: *Proc. of Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, World Scientific, 1991, p.90.*
38. **Бор О., Мотгельсон Б.** — *Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, т.1, 1971.*
39. **Bondarev V.K. et al.** — In: *Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics* (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), Dubna, 1994, p.235.
40. **De Vries H. et al.** — *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1987, vol.36, No.3, p.496.
41. **Bondarev V.K. et al.** — *JINR, E1-93-84, Dubna, 1993.*
42. **Bondarev V.K.** — In: *Hadron Structure'94. Proceedings Košice, Slovakia, (edited by J.Urbán and J.Vrláková), p.177, Košice, 1994.*
43. **Балдин А.М. и др.** — *ОИЯИ, 1-82-28, Дубна, 1982.*

44. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. — ЯФ, 1980, т.32, с.1403.
45. Гаврилов В.Б. и др. — Препринт ИТЭФ-121, Москва, 1985.
46. Бондарев В.К. и др. — В сб.: Тр. VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, Дубна, 1986, с.234.
47. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1008.
48. Bondarev V.K. et al. — JINR Rapid Communicatons, 1(58)-93, p.35, Dubna, 1993.
49. Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ-148, Москва, 1983.
50. Baldin A.M. — JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.
51. Балдин А.М. и др. — В сб.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.195.
52. Baldin A.M. et al. — In: Second International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions. (Edited by V.Jakobsson and K.Aleklett), Visby, Sweden, 1985, vol.1 p.75.
53. Логунов А.А. и др. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.493.
54. Савин И.А., Смирнов Г.И. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.1005.
55. Benvenuti A.C. et al. — VCDMS Collaboration, JINR, E1-93-133, Dubna, 1993.
56. Amaudruz P. et al. — CERN-PPE/91-147, 1991. Z. Phys. C, 1992, vol.53, p.73.
57. Хофштадтер Р. — В сб.: Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М.: ИЛ, 1958.
58. Баюков Ю.Д. и др. — Препринт ИТЭФ-8, М., 1983.
59. Аникина М.Х. и др. — ОИЯИ, P1-85-208, Дубна, 1985.
60. Агакишев Г.Н. и др. — ОИЯИ, P1-89-793, Дубна, 1989.
61. Litvinenko A.G. et al. — JINR Rapid Communications, 1(58)-93, Dubna, 1993, p.27.
62. Аланакян К.В. и др. — ЯФ, 1977, т.25, с.545.
63. Аммар Р. и др. — Препринт ФИАН 48, М., 1988.
64. Аммар Р. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, с.189.
65. Баюков Ю.Д. и др. — ЯФ, 1985, т.41, с.158.
66. Shroeder L.S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, No.24, p.1787.
67. Герасимов С.Б. и др. — ОИЯИ, P2-7687, Дубна, 1974.
68. Буров В.В. и др. — ОИЯИ, P2-10244, Дубна, 1976.
69. Afanasiev S.V. et al. — Phys. Scripta, 1993, vol.48, p.124.
70. Moeller E. et al. — Phys. Rev. C, 1983, vol.28, p.1246.
71. Копелиович В.Б. — ЯФ, 1977, т.26, с.168.
72. Вольнин Е.Н. — Материалы XVIII зимней школы ЛИЯФ, Л., 1983, с.63.
73. Бельев И.М. и др. — ОИЯИ, P1-89-463, Дубна, 1989.
74. Браун М.А., Вечернин В.В. — ЯФ, 1977, т.25, с.1276.
75. Ефремов А.В. — ЯФ, 1976, т.24, с.1208.
76. Cronin J.W. et al. — Phys. Rev., 1975, vol.D11, p.3105.

77. Berlad G. et al. — Phys. Rev. D, 1980, vol.22, p.1547.
78. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.373.
79. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Lett. B, 1979, vol.83, p.407.
80. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1981, vol.76, p.215.
81. Frankfurt L.L., Strikman M.I. — Phys. Rep., 1988, vol.160, p.235.
82. Браун М.А. — ЯФ, 1988, т.48, с.409.
83. Браун М.А., Вечернин В.В. — ЯФ, 1990, т.51, с.873.
84. Гаврилов В.Б. и др. — ЯФ, 1985, т.41, с.843.
85. Braun M.A., Vechernin V.V. — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), Dubna, 1994, p.294.
86. Балдин А.М. и др. — В сб.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.195.
87. Ставинский В.С. — В сб.: Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика. ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, с.190.
88. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. — Phys. Lett. B, 1977, vol.67, p.100.
89. Горенштейн М.И. и др. — ЯФ, 1977, т.26, с.788.
90. Богацкая И.Г. и др. — ЯФ, 1978, т.27, с.856.
91. Bogatskaya I.G. et al. — Phys. Rev., 1980, vol.C22, p.209.
92. Anchishkin D.V. et al. — Preprint ИТР-81-75Е, Kiev, 1981.
93. Ефремов А.В. — ЯФ, 1986, т.44, с.776.
94. Ефремов А.В. — ОИЯИ, P2-87-762, Дубна, 1987.
95. Ефремов А.В. и др. — ЯФ, 1988, т.47, с.1364.
96. Efremov A.V. et al. — JINR, E2-93-224, Dubna, 1993.
97. Efremov A.V. et al. — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), Dubna, 1994, p.309.
98. Baldin A.M. et al. — In: Second International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions. Visby, Sweden (Edited by V.Jakobsson and K.Aleklett), 1985, vol.1, p.73.
99. Пенионжкевич Ю.Э. — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.930.
100. Власов А.В. и др. — Препринт ИТЭФ, 57-90, М., 1990; ЯФ, 1995, т.58, с.669.
101. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Краткие сообщения ОИЯИ №3-84, Дубна, 1984, с.5.
102. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Краткие сообщения ОИЯИ №8-85, Дубна, 1985, с.5.
103. Армутлийски Д., Балдин А.М. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ №4[24]-87, Дубна, 1987, с.5.
104. Балдин А.М. и др. — ОИЯИ P1-88-331, Дубна, 1988.
105. Bartke J. — Int. Journ. of Modern Phys. A, 1989, vol.4, No.6, p.1319.
106. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.14.

107. **Baldin A.M., Didenko L.A.** — Fortschr. Phys., 1990, vol.38, 4, p.261—332.
108. **Аверичев С.А. и др.** — ОИЯИ, P1-85-512, Дубна, 1985.
109. **Baldin A.M., Malakhov A.I.** — JINR Rapid Communications No.3[60]-93, Dubna, 1993, p.52.
110. **Baldin A.M.** — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), Dubna, 1994, p.672.