

А. И. Демьянов

**ЭВОЛЮЦИЯ АДРОНОВ
В СУБЪЯДЕРНЫХ МАСШТАБАХ**

EVOLUTION of HADRONS on the SUBNUCLEAR SCALE

A. I. Demianov

Abstract: Principles are expounded of quasi-classical approach to the analysis of hadron multiproduction on nuclei in application to immediate experimental study of the space-time evolution of hadrons at an initial phase of their existence (or the *hadronization* phase).

The conception of the experiment aimed at investigating the behavior of non-equilibrium hadronic states on the subnuclear scale is formulated and its implementation is described — the spectrometer SMS-MSU at JINR synchrotron (Dubna).

Measured are the differential yields of leading hadrons h_L emerging from various nuclei in the reaction $hA \rightarrow h_L + X_\eta$, where X_η means the selection at the trigger level of final states with kinematical configuration corresponding to a preset effective mass $M(\eta)$. Thereby the leading hadron absorption coefficients in the nuclear matter σ_L may be directly estimated for the incoherent channels of multihadron production. It was found, that:

- the effects due to re-arrangement of hadron quark structure — or confinement disturbances in substantially inelastic "soft" interactions — are but momentary if any ($\tau \lesssim 0.01 \hbar/m_\pi c^2$) and at energies 10–20 GeV do not extend beyond the "interaction zone" $\Delta z \sim \hbar/\Delta P \lesssim r_N$ (hence experimentally are *non-observable*); and

- incoherent proton fragmentation in this energy range proceeds generally via an intermediate bound baryonic state \mathfrak{R} (type of an isobar or diffraction cluster with continuous mass spectrum) being absorbed in the nuclear matter as a regular nucleon and decaying into final state hadrons outside the target-nucleus. This implies the treatment of intranuclear cascade which is at variance with the standard cascade model: the cascade particles are some bound intermediate states \mathfrak{R} rather than final hadrons; in *each* interaction on intranuclear nucleons such states are few in number, therefore the cascade development within the nucleus is less intense.



Аннотация: Изложен метод анализа механизма множественного рождения адронов на ядрах применительно к задаче экспериментального изучения пространственно-временной эволюции адронов в начальной фазе их существования (или фазе *адронизации*).

Сформулирована концепция эксперимента для исследования поведения неравновесных адронных состояний в субъядерных масштабах и описан комплекс измерительной аппаратуры — спектрометр СМС-МГУ на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ (Дубна).

Измерены дифференциальные выходы лидирующих адронов h_L , вылетающих из разных ядер для реакций $hA \rightarrow h_L + X_\eta$, где X_η означает отбор на уровне триггера конечных состояний с кинематической конфигурацией, отвечающей заданной эффективной массе $M(\eta)$. Тем самым обеспечивается возможность определить коэффициенты поглощения адронов в ядерном веществе σ_L в некогерентных каналах множественного рождения. Показано, что:

- эффекты, обусловленные перестройкой кварковой структуры адронов — или нарушением конфайнмента в существенно неупругих "мягких" взаимодействиях — если такие эффекты имеют место, достаточно мимолётны $\tau \lesssim 0.01 \hbar/m_\pi c^2$ и при энергиях 10–20 ГэВ не распространяются за пределы "области взаимодействия" $\Delta z \sim \hbar/\Delta P \lesssim r_N$ (поэтому экспериментально *не наблюдаемы*); и

- некогерентная фрагментация протонов в указанной области энергий происходит через промежуточное *связанное* барионное состояние \mathfrak{R} (типа изобары или дифракционного кластера с непрерывным массовым спектром), которое поглощается в ядерном веществе как обычный нуклон и распадается на наблюдаемые в конечном состоянии адроны за пределами ядра-мишени. Это предполагает иную трактовку внутриядерного каскада, отличную от стандартной каскадной модели: каскадными частицами являются не конечные адроны, а связанные промежуточные состояния \mathfrak{R} ; число их при *каждом* взаимодействии на нуклонах ядра невелико, поэтому каскад в ядре развивается менее интенсивно.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы множественной генерации частиц на ядрах представляют собой естественный объект для изучения пространственно-временной картины сильного взаимодействия в субъядерных масштабах, которые можно соотнести с масштабами конфайнмента. Эволюция адронов как неравновесных динамических систем, возникших в ядре и на раннем этапе своего существования подверженных непрерывному воздействию ядерных сил, накладывает определенный отпечаток на характеристики адрон-ядерных реакций, наблюдаемые в асимптотике. С этой точки зрения особенности формирования и поглощения адронов внутри ядра-мишени следует рассматривать как доступные наблюдению проявления механизма адронизации кварков.

В настоящей работе предпринята попытка подойти к непосредственному экспериментальному изучению механизма адронизации как физического процесса, протекающего в пространстве и времени. Феноменологически взаимодействие адрона h с ядром A трактуется в квази-классическом духе как совокупность "элементарных актов", происходящих (когерентно или некогерентно) на отдельных элементах ядерной структуры. Такими элементами могут быть нуклоны, кварки, партоны и т.д. — привлечение терминологии той или иной конкретной модели относится собственно к "элементарному акту" и не меняет общей картины прохождения частицы через ядерное вещество как обычную диспергирующую среду с определенными параметрами. При не слишком больших передачах импульса, отвечающих понятию "мягких" процессов, в качестве элементарных рассеивающих центров выступают составляющие ядро нуклоны. В этом случае напрашивается параллель между "элементарным актом" и рассеянием на свободном нуклоне, причем квадрат модуля "элементарной" амплитуды играет роль аналога сечения hN -столкновения σ^h , хотя и не предполагающего столь же наглядной геометрической интерпретации.

Применимость указанного подхода, при котором ядро-мишень выступает в роли анализатора свойств вторичных частиц сразу после их рождения, требует специальной постановки опыта. В описываемом здесь эксперименте дифференциальные сечения генерации лидирующих адронов на ядерных мишенях от водорода до свинца измеряются для некогерентных каналов полу-инклюзивной реакции $hA \rightarrow L + X_\eta$, где индекс η означает многочастичное конечное состояние с определенной кинематической конфигурацией, отвечающей заданной передаче импульса ΔP от первичной частицы к мишени.

В области кинематических переменных, связываемой обычно с фрагментацией первичного пучка, параметр σ^h может быть измерен для некогерентных каналов множественного рождения по относительному ослаблению "пучка" вторичных лидирующих частиц L в заданном интервале углов и импульсов, $F_L = \frac{1}{\sigma} (d^2\sigma_L/d\Omega dP)$ на разных ядрах, сравнительно с hp -взаимодействием. Такой подход представляется до известной степени безмодельным, поскольку не требует детального конструирования "элементарных" амплитуд, а оперирует вероятностными (т.е. доступными непосредственному измерению) параметрами σ_0^h и σ_L^h , имеющими смысл коэффициентов поглощения в ядерном веществе первичного и вторичного (лидирующего) адронов h .

Содержание настоящей работы в какой-то мере следует логике (и хронологии) исследования, выполнявшегося в продолжение ряда лет. В **главе I** обсуждается современное состояние проблемы и определяются основные задачи исследования. Методы

физического анализа измеряемых на опыте параметров в терминах квазиклассического приближения изложены в **главе II**. Не-классические эффекты, обусловленные спецификой ядра-мишени, рассмотрены в **главе III**: показано, как такие эффекты могут быть косвенно учтены на эмпирическом уровне в виде соответствующих поправок. В **главе IV** анализируются литературные данные по инклюзивным адрон-ядерным реакциям. На материале этого анализа в **главе V** формулируется общая концепция и предлагается конкретная постановка эксперимента по изучению неравновесных адронных состояний в субъядерных масштабах. Описание экспериментальной установки СМС–МГУ на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) дано в **главах VI и VII**. В **главе VIII** представлены полученные на этой установке экспериментальные данные и результаты их анализа, физической интерпретации которых посвящена **глава IX**. В **ЗАКЛЮЧЕНИИ** подводятся основные итоги проведенного исследования и намечаются планы на будущее.



Эксперимент был поставлен от начала до конца — включая разработку и изготовление всей аппаратуры, сборку и наладку спектрометра СМС–МГУ, проведение измерений и обработку полученных результатов — силами небольшой группы сотрудников Лаборатории Адронных Взаимодействий НИИЯФ МГУ: Л.И.Бельзера, В.А.Бодягина¹, И.Н.Варданян, А.М.Грибушина (в то время аспиранта Физического факультета МГУ), Е.Н.Денисова и Н.Б.Синева. Энтузиазм, профессионализм и изобретательность этих сотрудников явились решающим фактором, обеспечившим выполнение данного исследования.

Успеху предприятия бесспорно способствовало благожелательное отношение руководства ЛВЭ ОИЯИ — А.М.Балдина, А.А.Кузнецова, Б.А.Кулакова, благодаря которому группе МГУ были предоставлены необходимые производственные ресурсы в процессе монтажа спектрометра СМС–МГУ на канале 4В ускорителя ЛВЭ, а затем выделено время на пучке ускорителя для отладки спектрометра и набора статистики. Сотрудники ЛВЭ А.Д.Кириллов и П.А.Рукояткин непосредственно участвовали в эксперименте, отвечая за настройку магнитно-оптических элементов канала 4В и вывод пучка с заданными параметрами на установку СМС–МГУ при самых разных режимах работы ускорителя.

Идея исследовать поведение адронов на малых расстояниях в специально поставленном для этой цели эксперименте возникла из дискуссий с В.С.Мурзиным и Л.И.Сарычевой, которые и в дальнейшем стимулировали ее реализацию. Имеются в виду как сами дискуссии, так и их инициаторы: само собой разумеется, что без активной поддержки (а порой и прямого поуждения) со стороны Л.И.Сарычевой как зав. ЛАВ этот проект так бы и остался проектом.

¹см. рис.19 (гл. VI).

I. СУЩЕСТВО ПРОБЛЕМЫ

Теоретические предпосылки. Наряду с успехами КХД в описании динамики кварковых систем в глубоконеупругих процессах и асимптотических адронных состояний, неясным остается важный аспект теории — механизм адронизации. Интуитивно представляется очевидным, что частицы конечных размеров (адроны) возникают и исчезают не мгновенно, и в течение какого-то времени — или, иначе, в пределах некоторой "длины формирования" — их свойства могут существенно отличаться от свойств, наблюдаемых в асимптотике. Эти отличия, которые можно соотнести с масштабом конфайнмента и особенностями механизма адронизации, должны в той или иной степени проявляться в подавляющем большинстве адронных процессов (т.н. "мягких" процессах), поэтому конкретизация концепции конфайнмента является ключевой для последовательной теоретической трактовки всего многообразия явлений, связанных с сильными взаимодействиями.

Между тем, первоначально КХД строилась в традициях квантовой механики — т.е по схеме: начальное состояние \leftrightarrow конечное состояние, безотносительно к пространственно-временной картине взаимодействия. Параметры в роде "длины формирования" вводились в теорию задним числом и затем приобретали специфическое содержание согласно внутренней логике (и терминологии) той или иной частной теоретической системы, или модели¹. Поэтому само понятие времени (длины) формирования имеет различный физический смысл в различных моделях. Этот термин может означать временной интервал после взаимодействия, необходимый для появления медленных партонов, формирующих волновую функцию вторичного адрона [3]. Или расстояние, которое пролетают цветные кварки после разрыва кварк-глюонной "струны" прежде, чем они образуют бесцветный адрон [8]. Формирование адрона может протекать быстрее или медленнее, в зависимости от динамики столкновения и от того, какие именно кварки непосредственно в него вовлечены [9]. И вообще, адрон как составной объект может характеризоваться сразу целым набором времен формирования, относящихся, собственно, к его структурным элементам [10]. Отсутствие прямых экспериментальных данных о поведении адронов на малых расстояниях оставляет простор воображению теоретика, лишая его в то же время надежных ориентиров; в результате теория развивается как бы сама в себе, и выбор конкретной параметризации процесса формирования адронов как функции времени (расстояния) оказывается в известной мере произвольным.

В экспериментальном плане статус данной проблемы несколько неопределенный. Насколько известно, систематически она никогда не исследовалась, хотя вопросы, связанные с прохождением быстрых адронов через ядерное вещество, привлекали к себе внимание задолго до формулировки принципов КХД. Слабая зависимость от размеров ядра-мишени неупругости взаимодействия, множественности и дифференциальной множественности (инклюзивных спектров) вторичных частиц [11,12], а также характер фрагментации самого ядра в процессах множественного рождения [1] рассматривались феноменологически именно как проявление специфических свойств

¹Пример дивергенции моделей каскадного типа: "стандартный" внутриядерный каскад [1] \rightarrow партон-адронный каскад [2]; затем \rightarrow кварк-партонный каскад [3] \rightarrow аддитивная кварковая модель [4] (одна ветвь), и \rightarrow модель "лидирующего бариона" [5] \rightarrow дуальная партонная модель [6] или модель кварк-глюонных струн [7] (другая ветвь).

адронов, пребывающих сразу после взаимодействия в неравновесном состоянии (т.н. "юные" частицы и т.д. [13,14]).

По мере накопления более детальных и статистически хорошо обеспеченных ускорительных данных к обсуждению этих вопросов неоднократно возвращались [3,4,15–18], причем наметились две основных тенденции.

Для первой из них характерны поиски какой-то единой эмпирической закономерности, связывающей результаты возможно большего числа экспериментов, хотя бы и поставленных с разными целями. Наиболее популярна аппроксимация зависимости измеряемых параметров от атомного номера ядра-мишени A функцией вида A^α . Сложилось своего рода научное направление, именуемое "физикой A^α " [19], идея которого состоит в универсальном характере такой аппроксимации. В частности, на обширном экспериментальном материале по инклюзивным адрон-ядерным реакциям¹ установлено, что в области фрагментации пучка параметр α является только функцией фейнмановской переменной x и поперечного импульса P_\perp и не зависит от типа реакции, сорта вторичной частицы и начальной энергии. Поскольку из тех же экспериментальных данных следует существенное различие механизма генерации частиц разного типа на одной и той же мишени (скажем, на водороде), поведение параметра α кажется на первый взгляд парадоксальным и создает впечатление, что ни одна из теоретических моделей — безотносительно к тому, оперирует она понятием "длины формирования" или нет — неспособна, в ее нынешнем виде², описать всю совокупность наблюдаемых эффектов [21].

Вторая тенденция представлена многочисленными попытками дать всестороннее описание какого-либо избранного эксперимента или группы похожих экспериментов по возможно большему числу частных параметров на предмет сопоставления их с предсказаниями той или иной теоретической модели. Существует ряд работ (см., например, [4,17,23–25]), в которых различные характеристики адрон-ядерного взаимодействия (множественность, распределения по псевдобыстротам, поведение коэффициентов неупругости и др.) анализируются в рамках той или иной модели поведения частиц внутри ядра. Получаемые таким путем результаты фрагментарны и нередко противоречивы. В целом преобладает мнение, что эффективность внутриядерных взаимодействий вторичных адронов существенно подавлена, или *должна быть* подавлена (если имеются в виду теоретические работы). Однако это мнение не является общепризнанным: в одних работах эффекты, обусловленные наличием "длины формирования", игнорируются, в других принимаются как априори очевидный факт³; но, строго говоря, ни та, ни другая точка зрения не имеет под собой достаточно определенного фактического основания.

Общий вывод "физики A^α " о неадекватности существующих модельных представлений применительно к "мягким" процессам, хотя и имеет эмпирическое происхождение, не предлагает такого основания. К тому же, универсальность параметра α довольно условна. Действительно, аппроксимация A^α , как и любая иная, хороша тогда, когда она физически мотивирована. Однако степенная зависимость от A таких характеристик как неупругость адрон-ядерного столкновения, множественность

¹из которого, впрочем, сделаны определенные исключения, например [20],

²Как правило, современные модели достаточно гибки, чтобы задним числом учесть любое не слишком катастрофическое изменение экспериментальной ситуации [22].

³иногда, впрочем, употребляемый селективно: например, в модели "лидирующего бариона" [5] этот барион формируется мгновенно, а остальным вторичным адронам приписывается конечное время формирования

или импульсные спектры вторичных частиц совсем не очевидна и даже сомнительна. В этом смысле показательно неизменное выпадение из аппроксимации вида A^α данных на водородной мишени, что, скорее всего, указывает на неудачный выбор вида аппроксимирующей функции, и, во всяком случае, подрывает феноменологическую основу интерпретации: если ядро рассматривать в качестве фильтра для "пучка" вторичных частиц, родившихся в первом взаимодействии, то параметры этого "пучка" задаются как раз взаимодействием со свободным нуклоном.

Следует также иметь в виду, что в каждом отдельном событии частицы разного типа динамически и кинематически коррелированы. При инклюзивном анализе подобная корреляция неявно присутствует и усредняется по большому числу различных событий. Поэтому α , будучи обобщенным параметром, содержит сравнительно мало информации о деталях процессов, происходящих в субъядерных масштабах, и его интерпретация остается под вопросом — возможно, что "универсальность" поведения α просто отражает качественное подобие механизма множественного рождения на различных ядрах.

Второй — более конкретный — подход к изучению взаимодействий адронов с ядрами является с указанной точки зрения более информативным, хотя далеко не всегда практическая реализация этого подхода на уровне количественных оценок приводит к однозначным выводам.

В математическом отношении проще всего описание когерентных процессов, которое может быть выполнено аналитически и обычно выполняется в терминах, восходящих к теории оптической дифракции [26]. Но интерпретация данных по когерентному рождению на ядрах (например, реакция $\pi \rightarrow 3\pi, 5\pi$ и т.д. [27–29] или $\gamma \rightarrow \omega^0, \rho^0, \varphi^0$ [30,31]) по меньшей мере проблематична, когда речь идет об индивидуальных свойствах вторичных частиц в пределах "длины формирования" — и, в частности, делаются оценки сечения их поглощения на внутриядерных нуклонах σ_1 [32]. Формально параметр σ_1 фигурирует в полной амплитуде процесса, определяемой интерференцией парциальных амплитуд, и, по-видимому, как-то связан с "прозрачностью" ядерного вещества. Однако неясно, в какой степени "сечению" поглощения, происходящего одновременно с рождением на тех же нуклонах, можно придавать наглядный геометрический смысл, аналогичный сечению взаимодействия со свободным нуклоном σ_0 [33], тем более, что в каждом конкретном случае величина σ_1 оказывается весьма различной — как меньше, так и больше σ_0 — в зависимости от конечного состояния рожденной системы и избранной области кинематических переменных [34,35].

При анализе некогерентных процессов такой проблемы не возникает, поскольку взаимодействия частицы с различными нуклонами в ядре можно рассматривать как последовательность независимых "элементарных" актов, вероятность которых задается величиной σ_1 [36]. В общем виде расчет всей сложной цепи взаимосвязанных явлений — включающих каскадное размножение и многократное внутриядерное перерассеяние вторичных частиц, возбуждение и фрагментацию ядра — не поддается аналитическим методам, чрезвычайно громоздок и представляет ограниченный практический интерес ввиду того, что экспериментальные данные по адрон-ядерным реакциям в некогерентных неупругих каналах отнюдь не отличаются исчерпывающей полнотой. Поэтому в рамках той или иной конкретной задачи детальный количественный анализ обыкновенно ограничивается какой-либо одной стороной общей картины взаимодействия [37,38].

Наиболее явно свойства "несформировавшихся" адронов, проходящих через ядерное вещество, проступают в области фрагментации пучка. Поведение инклюзивных дифференциальных сечений в этой кинематической области обусловлено, главным образом, многократным рассеянием на внутриядерных нуклонах, если отвлечься от ряда специфических ядерных эффектов (ферми-движение, принцип Паули и т.д.). Точный учет всех этих эффектов довольно сложен, но можно указать интервал кинематических переменных, где их вклад заведомо невелик и наблюдаемое различие соответствующих дифференциальных сечений на данном ядре и на водороде, или на двух разных ядрах, почти целиком определяется эффективностью однократного взаимодействия вторичной частицы с нуклоном внутри ядра [17]. Предпринятый с таких позиций анализ инклюзивных спектров из pA -взаимодействий при 6.8 [39], 19.2 [40] и 400 ГэВ/с [41] подробно изложен в главах II, III и IV. В целом, результаты этого анализа можно понимать так, что лидирующие π - и K -мезоны поглощаются в ядерном веществе с сечением, соответствующим сечению взаимодействия со свободным нуклоном (т.е. $\sigma_1^{\pi,K} = \sigma_0^{\pi,K}$) — в противоположность "сохранившимся" нуклонам, для которых $\sigma_1 < \sigma_0^p$ и имеет тенденцию к уменьшению с ростом энергии, откуда получается оценка времени формирования $\tau \sim \hbar/m_p c^2$ (рис.11).

Интересно сопоставить этот результат с данными работ [42–44], в которых изучались некогерентные каналы с образованием ρ - и η -мезонов в пучках π^- с импульсом 3.6 и 10 ГэВ/с, причем эффективность поглощения указанных мезонных резонансов в ядерном веществе оказалась такой же, как π -мезонов ($\sigma_1^{\rho,\eta} \simeq \sigma_0^\pi$). В этой связи уместно также упомянуть данные, относящиеся к фрагментации ядра-мишени. Вообще говоря, измеряемое на опыте число протонов отдачи связано с числом внутриядерных столкновений весьма сложным образом и лишь косвенно отражает возможное изменение свойств адронов, проходящих через ядро, если этих адронов несколько и они имеют разную природу и энергию. Тем не менее, показательно, что в квазиупругом pA -взаимодействии множественность протонов отдачи существенно выше, чем в неупругом, но примерно такая же, как в неупругом πA -взаимодействии [45]: впечатление такое, что в неупругих каналах эффективность повторных взаимодействий нуклонов (в том же ядре) существенно подавлена, а мезонов — нет.

Качественное различие поведения внутри ядра частиц определенного типа — например нуклонов и мезонов, или "сохранившихся" и "вновь рожденных" частиц¹ — если это различие действительно имеет место, довольно-таки озадачивает. Однако при ближайшем рассмотрении интерпретация упомянутых результатов, как и многих других в таком же роде, оказывается не вполне однозначной, так что непонятно, что же собственно призвана объяснить теория.

В большинстве случаев выводы базируются на количественном сопоставлении расчетов с экспериментом. Однако специальных экспериментов, нацеленных на изучение пространственно-временной структуры взаимодействия адронов, насколько известно, не ставилось. Для анализа привлекаются данные из экспериментов, постановка которых определялась другими задачами, поэтому анализируемые данные, как правило, не содержат всей необходимой информации по рассматриваемому вопросу. Сами же расчеты носят полуэмпирический и часто довольно приблизительный характер; в любом случае их результаты зависят от ряда параметров, точное значение

¹Под "сохранившейся" понимается вторичная частица, имеющая характерную метку первичной — например барионный заряд, странность и т.д. Специфическая динамика эффекта "сохранения" прослеживается и в событиях, когда первичная частица лишена такой метки [12].

которых неизвестно. Бывает даже так, что анализ одних и тех же экспериментальных данных, выполненный практически по одинаковому шаблону¹, но с несколькими отличающимися (в разумных пределах) параметрами, приводит к диаметрально противоположным выводам (ср., например, [46] и [47]).

С другой стороны, эксперименты, не требующие для своего истолкования детальных расчетов, единичны и поэтому мало убедительны. Скажем, данные [45] относятся к низким и к тому же разным энергиям (3.5 ГэВ рХе и 9 ГэВ πХе), и не исключено, что повторные взаимодействия в ядре относительно менее эффективны просто вследствие недостаточной энергии, оставшейся у протона после первого неупругого столкновения.

Исчерпывающее обсуждение всех результатов, имеющих отношение к рассматриваемому кругу вопросов, выходит за рамки настоящей работы. В целом они образуют довольно запутанную картину, из которой невозможно с уверенностью заключить, каковы характерные времена формирования адронов и как меняются их свойства в процессе формирования. Отсутствие прямых экспериментов, претендующих на измерение характеристик частиц в субъядерных масштабах, не удается восполнить анализом косвенных данных, которые допускают различную интерпретацию, предопределяемую, в свою очередь, выбором модели.

Иными словами, механизм формирования адронов остается в экспериментальном отношении по существу неисследованным, даже в самых общих чертах. Для того, чтобы продвинуться в этом направлении, эксперимент должен быть организован соответствующим образом с тем, чтобы по возможности исключить или свести к минимуму использование всякого рода модельных представлений при анализе непосредственно измеряемых параметров.

Такая характеристика как сечение взаимодействия с нуклонами внутри ядра σ_1 может быть измерена в некогерентных каналах процессов множественного рождения по относительному ослаблению "пучка" вторичных частиц, вылетающих в определенном интервале углов и импульсов из разных ядер, сравнительно с водородом — т.е. фактически методом "выбывания из пучка" в приложении к ядру-мишени [48]. Как будет показано ниже, этот метод является до известной степени безмодельным в том смысле, что он не требует точного учета параметров "элементарного акта", зависящих от энергии и типа сталкивающихся частиц. Наиболее чувствительны к величине σ_1 дифференциальные сечения генерации лидирующих частиц: в кинематической области $x \{0.7 \div 0.9\}$ и $P_{\perp} \{0.2 \div 0.3 \text{ ГэВ/с}\}$ ослабление "пучка" вторичных частиц регулируется, в основном, значением σ_1 . В области малых x и больших P_{\perp} существенный вклад в дифференциальное сечение дает многократное рассеяние внутри ядра; при $x \rightarrow 1$ и $P_{\perp} \rightarrow 0$ доминируют дифракционные процессы и сказывается влияние принципа Паули (подавление реакций с определенным значением переданного импульса²).

Однако задача отнюдь не исчерпывается подходящим выбором области кинематических переменных. Сам по себе инклюзивный спектр не содержит никакой допол-

¹Т.е. в терминах последовательных столкновений. Заметим, что различие между моделями на уровне исходных принципов теряет значение при описании некогерентных процессов: в этом случае из всех моделей получаются по существу одинаковые формулы.

²Согласно [49], среднее значение сечения (изотропного) рассеяния на нуклоне в ядре с учетом принципа Паули $\langle \sigma \rangle = \sigma_0(1 - \frac{7}{2}E_f/E_0)$, где σ_0 — сечение рассеяния на свободном нуклоне, E_f — энергия Ферми и $E_0 \gg E_f$ — кинетическая энергия налетающей частицы.

нительной информации о событиях, среди которых представлены как некогерентные, так и когерентные реакции. Между тем очевидно, что говорить о характеристиках частиц в непосредственной близости от точки взаимодействия можно лишь тогда, когда взаимодействие достаточно точно локализовано (область взаимодействия $\Delta z \sim \hbar/\Delta P$ меньше размеров отдельного нуклона). При когерентном процессе область взаимодействия охватывает ядро-мишень целиком, поэтому свойства частиц на малых расстояниях физически не определены (или, иначе, экспериментально ненаблюдаемы). Полное сечение когерентных процессов растет с атомным номером мишени быстрее, чем $\propto A^{2/3}$, т.е. они увеличивают относительный выход частиц, главным образом из тяжелых ядер, причем как раз в той кинематической области, где завышение дифференциального сечения за счет многократных перерассеяний в ядре минимально, и внутриядерное поглощение сказывается сильнее всего. Иными словами, неконтролируемая примесь когерентных процессов может при известных условиях приводить к кажущемуся увеличению "прозрачности" ядерного вещества и ее зависимости от энергии; и вообще к искусственному выравниванию инклюзивных спектров частиц того или иного сорта на разных ядрах¹.

Наблюдаемый в конечном состоянии переданный импульс от первичной к вторичной лидирующей частице не является, вообще говоря, критерием когерентности или некогерентности взаимодействия, ибо может просто отражать геометрию распада когерентно рожденной системы (тяжелой изобары, дифракционного кластера).

Отбор конечных состояний с определенными квантовыми числами, возникающих на ядрах заведомо некогерентно (например, эксклюзивных каналов с перезарядкой нуклона-мишени $p \rightarrow n$), позволяет сделать те или иные выводы, относящиеся, строго говоря, только к этим избранным состояниям.

В принципе факт некогерентного взаимодействия можно установить для любого конечного состояния по расщеплению ядра-мишени. Однако корректная нормировка к столкновению со свободным нуклоном (задающему параметры исходного "пучка" вторичных адронов) все равно требует количественной оценки переданного мишени импульса ΔP — т.е. в этом случае полного кинематического анализа ядерных фрагментов, который затрудняется наличием в их числе нейтронов. Выполнить подобный анализ средствами быстрой логической электроники в процессе выработки триггера технически очень сложно.

В описываемом ниже эксперименте некогерентные процессы с заданным значением ΔP выделяются на уровне триггера по кинематике взаимодействия в области фрагментации пучка. Но сперва мы обсудим наиболее существенные аспекты использованного нами подхода к анализу наблюдаемых на опыте параметров, и проанализируем в рамках этого подхода некоторые литературные данные по pA -взаимодействиям. Подчеркнем, однако, что речь идет не о том, чтобы найти способ удовлетворительного описания всей совокупности характеристик адрон-ядерного взаимодействия, предполагая (или, наоборот, не предполагая) различие свойств свободной частицы и частицы, проходящей через ядерное вещество. Избранный нами подход к проблеме в целом и к анализу экспериментальных данных в особенности мотивирован прежде всего стремлением получить необходимую экспериментальную информацию, оставаясь в рамках собственно эксперимента, т.е. без привлечения априорных сведений гипотетического свойства. Ядро рассматривается как толстая мишень, и эффективность взаимодействия частиц внутри ядра измеряется так же, как это осуще-

¹Одна из возможных причин "универсального" поведения функции α .

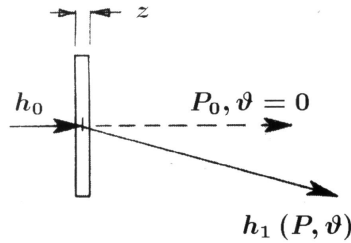
ствляется в макроскопическом эксперименте по измерению сечения взаимодействия методом выбывания из пучка.

Хотя количественная оценка такой величины как σ_1 получается в конечном счете путем более или менее сложных вычислений, но они носят чисто расчетный характер и не содержат никакой специальной теории т.к. опираются на экспериментально измеряемые параметры, очевидные кинематические соотношения и общефизические принципы (как, например, принцип неопределенности). Применительно к некогерентным процессам квази-классическое представление о последовательных столкновениях в ядре, по-видимому, не требует особых оговорок. Специфические квантовые эффекты (ферми-движение, неупругая перезарядка $p \leftrightarrow n$, рождение изобар), которые приходится учитывать при количественном анализе прохождения быстрых адронов через ядро [47,50], подробно рассмотрены в главе III и не имеют принципиального характера — в частности, вклад ферми-движения и перезарядки может быть непосредственно измерен на опыте (с использованием дейтериевой мишени). Остается некоторая неоднозначность, связанная с выбором конкретного вида функции распределения ядерной плотности. Но по существу это проблема того же рода, какая возникает в любом эксперименте по рассеянию частиц на (макроскопической) мишени сложной конфигурации, и ее можно разными способами обойти — например, измеряя энергетический ход A -зависимости сечений генерации различных частиц по набору относительных переменных.

II. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

Основные положения

Измерение сечения взаимодействия σ^{int} (или пробега взаимодействия λ^{int}) методом "выбывания из пучка" основано на известной формуле



$$N(z) = N_0 e^{-sz}, \quad (1)$$

которая связывает поток нерассеянных частиц $N(z)$, наблюдаемых под мишенью толщины z , с величиной линейного коэффициента поглощения $s = 1/\lambda^{int}$ для этих частиц в веществе мишени (т.е. с вероятностью рассеяния на единицу пути).

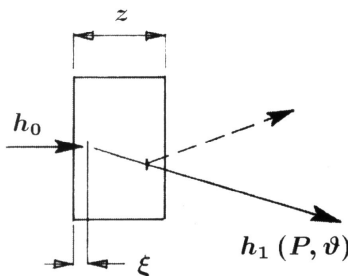
Для того, чтобы измерить коэффициент поглощения вторичных частиц s_1 (или сечение повторного взаимодействия первичной частицы), можно, очевидно, использовать дополнительную мишень z' , расположенную позади мишени z под некоторым углом ϑ к направлению первичного пучка, и сравнить потоки частиц с некоторым импульсом P , упавших на эту мишень (z') и прошедших сквозь нее без взаимодействия:

$$N(z', \vartheta, P) = N(z, \vartheta, P) e^{-s_1 z'}, \quad (2)$$

т.е. практически число частиц, вылетающих из мишени z под углом ϑ с импульсом P в интервал углов и импульсов $d\Omega dP$, перекрываемый мишенью z' , при наличии последней и без нее.

Если обе мишени достаточно тонкие ($z \ll \lambda^{int}$, $z' \ll \lambda^{int}$) и достаточно удалены друг от друга с тем, чтобы мишень z' находилась вне проходящего пучка (эффективный размер мишени в поперечной плоскости определяется поперечным сечением пучка), то формулы (1) и (2) можно считать точными.

Если же мы хотим исследовать свойства вторичных частиц в непосредственной близости от точки генерации и с этой целью поместим обе мишени z и z' рядом, то приближение *тонкой мишени* оказывается неудовлетворительным: в такой геометрии первичные частицы будут взаимодействовать как в мишени z , так и в мишени z' , и, кроме того, повышается вероятность попадания частиц в измеряемый интервал $d\Omega dP$ в результате *многократных* перерассеяний.



Применительно к *толстой мишени* z относительный выход частиц ν -го поколения, т.е. испытавших ν взаимодействий (или $\nu - 1$ взаимодействие, если имеются в виду вторичные частицы, родившиеся в первом взаимодействии и отличные от первичных), можно определить следующим образом:

$$q_\nu(z) = N_\nu(z, \vartheta, P) / N_0,$$

(здесь и далее под взаимодействием понимается любое изменение траектории или импульса частицы сравнительно с первоначальными — т.е. $\vartheta \rightarrow \vartheta'$, $P \rightarrow P'$).

Для частиц, прошедших мишень без взаимодействия (т.е. нулевого поколения):

$$q_0(z) = e^{-s_0 z},$$

где s_0 — коэффициент поглощения в веществе мишени первичных частиц. Величину $q_0(z)$ можно назвать *прозрачностью* мишени z .

Для частиц 1-го, 2-го и последующих поколений, получим соответственно:

$$\begin{aligned} q_1(z) &= \int_0^z q_0(\xi) s_0 d\xi e^{-s_0(z-\xi)} = (s_0 z) e^{-s_0 z}; \\ q_2(z) &= \int_0^z q_1(\xi) s_0 d\xi e^{-s_0(z-\xi)} = \frac{(s_0 z)^2}{2} e^{-s_0 z}; \\ &\dots \\ q_\nu(z) &= \int_0^z q_{\nu-1}(\xi) s_0 d\xi e^{-s_0(z-\xi)} = \frac{(s_0 z)^\nu}{\nu!} e^{-s_0 z}. \end{aligned}$$

Если изучаются возникшие в первом взаимодействии вторичные частицы, для которых коэффициент поглощения в веществе мишени равен s_1 , то:

$$\begin{aligned} q_1(z) &= \int_0^z q_0(\xi) s_0 d\xi e^{-s_1(z-\xi)} = \frac{s_0}{(s_0 - s_1)} (e^{-s_1 z} - e^{-s_0 z}); \\ q_2(z) &= \int_0^z q_1(\xi) s_1 d\xi e^{-s_1(z-\xi)} = \frac{s_0}{(s_0 - s_1)} \frac{s_1}{(s_0 - s_1)} \cdot \{[(s_0 - s_1)z - 1] e^{-s_1 z} - e^{-s_0 z}\}; \\ &\dots \\ q_\nu(z) &= \int_0^z q_{\nu-1}(\xi) s_1 d\xi e^{-s_1(z-\xi)} = \frac{s_0}{(s_0 - s_1)} \left(\frac{s_1}{(s_1 - s_0)} \right)^{\nu-1} \cdot \left\{ \sum_0^{\nu-1} (s_1 - s_0)^i \cdot \frac{z^i}{i!} e^{-s_1 z} - e^{-s_0 z} \right\}. \end{aligned}$$

Таким образом, для экспериментальной оценки сечения взаимодействия вторичных частиц достаточно, в принципе, измерить две величины: прозрачность мишени $q_0(z)$ и выход частиц, однократно рассеянных в некоторый интервал углов и импульсов, $q_1(z, \vartheta, P) d\Omega dP$. На самом деле, однако, среди частиц, вылетающих из мишени z в заданный интервал углов и импульсов, присутствуют частицы, испытавшие более одного взаимодействия, т.е.

$$q(z, \vartheta, P) d\Omega dP = [q_1(z) \alpha_1(\vartheta, P) + q_2(z) \alpha_2(\vartheta, P) + \dots] d\Omega dP,$$

где $\alpha_\nu(\vartheta, P) d\Omega dP$ — доля частиц, попадающих в интервал $d\Omega dP$ в окрестности ϑ, P в результате ν -го взаимодействия.

Поскольку параметр s_0 однозначно определяется величиной q_0 , то все q_ν для $\nu \geq 1$ оказываются зависящими от одного параметра — s_1 , который, следовательно, можно найти экспериментально, исходя из измеряемого на опыте выхода частиц в заданном интервале углов и импульсов. Для этого, очевидно, следует установить хотя бы приблизительное соотношение между коэффициентами $\alpha_\nu(\vartheta, P)$.

Коэффициент $\alpha_1(\vartheta, P)$ измеряется непосредственно при облучении весьма тонкой мишени — т.е. такой, в которой практически происходят лишь однократные взаимодействия. Грубая оценка остальных коэффициентов, которые удобно записать в виде¹: $\alpha_\nu(\vartheta, P) = \Delta_\nu(P) \cdot \delta_\nu(\vartheta)$, также возможна в рамках чисто эмпирического рас-

¹В данном случае предположение о факторизуемости $\alpha(\vartheta, P)$ не следует из каких-либо теоретических предпосылок, а оправдывается тем известным из опыта обстоятельством, что распределение поперечных импульсов P_\perp (которое при фиксированном P однозначно связано с угловым распределением) сравнительно мало меняется с изменением P_0 и $x = P/P_0$, так что в первом приближении распределения по продольным и поперечным импульсам можно считать независимыми.

смотрения, на основе следующих простых соображений. Для вторичных частиц той же природы, что и первичные (например, "сохранившихся" протонов), множитель $\Delta_2(P)$ пропорционален доле частиц в жесткой части инклюзивного спектра $d\sigma_{pp}/dx$, обрезаемой абсциссой $x = P/P_0$ (рис.1а); с добавлением упруго рассеянных частиц, находящихся в области $x \sim 1$. Кроме того, в интервал $x \pm dx$ дадут вклад также упругие перерасеяния частиц первого поколения, оказавшихся в спектре $d\sigma_{pp}/dx$ в окрестности этого интервала. Если выбрать x достаточно близко к единице, то при энергиях столкновения, соответствующих сравнительно узкому интервалу от x до 1, спектры вторичных частиц практически одинаковы, так что $\Delta_3(P) \simeq \Delta_2^2(P)$ и т.д.

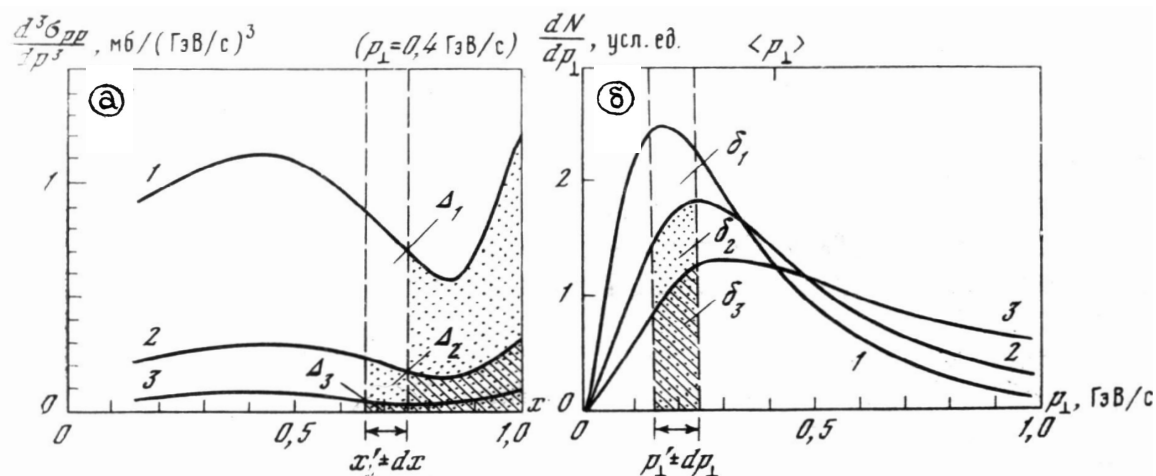


Рис.1.

Вклад лидирующих частиц первого (1), второго (2) и третьего (3) поколений¹ в интервал $x' \pm dx$ (а) и $P'_{\perp} \pm dP_{\perp}$ (б).

Соотношение между множителями $\delta_{\nu}(\vartheta)$ определяется выбранным значением ϑ , или соответственно P_{\perp} (т.к. P фиксировано). В области поперечных импульсов меньших среднего $\langle P_{\perp} \rangle$, однократное рассеяние является преобладающим (рис.1б), таким образом, для небольших углов ϑ все $\delta_{\nu}(\vartheta) < \delta_1(\vartheta)$ ¹.

Все сказанное можно распространить и на случай, когда в реакции $pA \rightarrow h + X$ изучаются вторичные адроны h ненуклонной природы, в частности, π - и K -мезоны. Сечения генерации этих частиц в pp - и pA -взаимодействиях круто падают с увеличением x , поэтому роль их собственных многократных перерасеяний при достаточно большом x пренебрежимо мала. Единственным источником появления внутри мишени энергичных π - и K -мезонов последующих поколений будут, очевидно, повторные взаимодействия лидирующих нуклонов; следовательно, соотношение между коэффициентами $\alpha_{\nu}(\vartheta, P)$ для вторичных мезонов примерно такое же, как для вторичных протонов.

В целом, многократное рассеяние тем более вероятно, чем толще мишень и чем больше s_1 . Если ставится задача измерить величину s_1 , вклад рассмотренного механизма можно свести к минимуму подходящим выбором P (вблизи P_0), и ϑ (так, чтобы P_{\perp} было бы меньше $\langle P_{\perp} \rangle$) — иначе говоря, для решения данной задачи целесообразно использовать именно *лидирующие частицы*.

¹Изображенные на рис.1 спектры для частиц последующих поколений получены методом Монте-Карло из экспериментальных спектров для частиц первого поколения (pp -взаимодействие [89.90]).

Макроскопическое и элементарное сечение

Для экспериментального изучения структуры адронных взаимодействий в масштабе ядерных времен и расстояний, единственной подходящей мишенью является атомное ядро. При этом ряд явлений, сопровождающих столкновение частицы высокой энергии с ядром, допускает наглядное истолкование, если провести параллель между механизмом рассеяния в ядерном веществе и в обычной (т.е. макроскопической) рассеивающей среде. Подобный подход может быть оправдан пока нас интересует поглощение, обусловленное рассеянием на отдельных нуклонах внутри ядра, и мы отвлекаемся от когерентных процессов, в которых ядро участвует как целое¹.

Сечение поглощения на ядре A , включающее неупругие и квазиупругие каналы, можно определить как:

$$\sigma_A^{in+q} = \pi r_A^2 \cdot f_A,$$

где πr_A^2 — геометрическое сечение ядра A , а f_A указывает долю частиц, рассеиваемых ядром (или *непрозрачность* ядра).

Если представить себе ядро в виде сферы радиуса r_A , на которую падает квазиточечная частица (рис.2), то прозрачность такого ядра определится как вероятность для частицы пройти сквозь ядро без рассеяния:

$$Q_A^{(0)}(\sigma_0) = \frac{1}{\pi r_A^2} \int_0^{r_A} 2\pi b db q_0[z(b), \sigma_0].$$

Здесь $z(b) = \frac{1}{\rho_0} \int_0^z \rho(\xi) d\xi = \frac{2}{\rho_0} \int_b^{r_A} \rho(r) r dr / \sqrt{r^2 - b^2}$ — толщина некоторой хорды ядра (соответствующей параметру удара b), отнесенная к единичной плотности ρ_0 , а $1/\sigma_0 = \lambda_0$ — средний свободный пробег частицы в ядерном веществе плотности ρ_0 . Следовательно, непрозрачность ядра $f_A(\sigma_0) = 1 - Q_A^{(0)}(\sigma_0)$.

Параметр σ_0 имеет смысл линейного коэффициента поглощения частицы данного сорта в ядерном веществе (то же самое, что s — для макроскопической мишени). Нетрудно установить связь между σ_0 и макроскопически измеряемым сечением взаимодействия в водороде σ_H^{int} , исходя из следующих соображений.

Плотность нуклонов в центральной области ядра g_0 слабо зависит от атомного номера² и составляет величину порядка 0.16 ферми⁻³. Иначе говоря, каждый нуклон в ядре занимает объем радиуса ~ 1.14 ферми. В отдельно взятом нуклоне распределение вещества (заряда) имеет вид узкого пика, причем большая часть массы нуклона сосредоточена в его сердцевине, радиус которой ~ 0.5 ферми [51].

Таким образом, фактическое распределение вещества в ядре оказывается весьма нерегулярным (см. рис.2); поэтому проходящая через ядро быстрая частица эффективно рассеивается не по всему объему ядра, а лишь поблизости от точек, где в

¹С волновой точки зрения поглощение в протяженной мишени, представляющее собой некогерентное рассеяние на многих рассеивающих центрах, есть суперпозиция квадратов амплитуд, т.е. вероятностей рассеяния на каждом из центров по отдельности. Поэтому в смысле математического описания внутриядерного поглощения классическое рассмотрение эквивалентно квантовомеханическому (например, в рамках модели Глаубера [36]).

²Это следует из данных экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [51] в предположении, что протоны и нейтроны перемешаны в ядре более или менее равномерно, т.е., что распределение ядерного вещества $\rho(r)$ совпадает по форме с распределением электрического заряда $\varepsilon(r)$: $g_0 = \frac{e_0}{e} \frac{A}{Z}$ (e — заряд протона).

данный момент находятся центры нуклонов и где локальная плотность ядерного вещества $\rho(r)$ существенно выше среднего значения $\langle \rho(r) \rangle$. Указанное обстоятельство

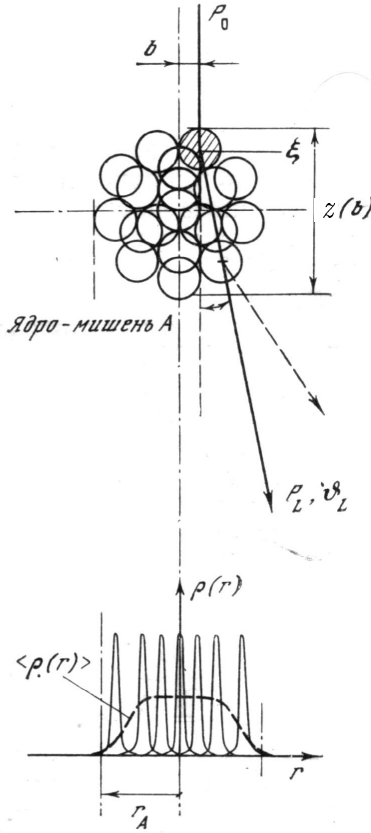


Рис.2.

Некогерентное рассеяние адрона внутри ядра.

позволяет рассматривать ядро как мишень из конденсированного "нуклонного газа" и считать взаимодействия на нуклонах внутри ядра независимыми, если передача импульса мишени в этих взаимодействиях достаточно велика.

В таком случае средний свободный пробег (измеренный в г/см^2) должен быть одинаковым в ядерном веществе и в обычном (макроскопическом) водороде — иначе: $\lambda_0 = \lambda_H^{int}/\rho_0$. Если в качестве ρ_0 выбрать среднюю плотность в центральной области ядра, т.е. $\rho_0 = g_0 \cdot m_p$, то $\sigma_0 = g_0 \cdot \sigma_H^{int}$.

В принципе, величину σ_0 можно было бы выразить не в обратных ферми, а в миллибарнах, т.е. представить как "элементарное сечение" столкновения частицы с отдельными нуклонами ядра; тогда σ_0 просто совпадает с σ_H^{int} . Однако такое чисто геометрическое определение вероятности рассеяния теряет свою наглядность применительно к рассеянию внутри ядра, т.к. расстояние между нуклонами в ядре не превосходит радиуса взаимодействия. Поэтому мы предпочитаем пользоваться понятием коэффициента поглощения, которое имеет одно и то же физическое содержание для любой рассеивающей среды.

Задавшись значениями $\sigma_{pp}^{tot} = 39$ мб, $\sigma_{\pi^+p}^{tot} = 23.5$ мб и $\sigma_{K^+p}^{tot} = 17.5$ мб, измеренными при 20 ГэВ/с [52], найдем, что коэффициенты поглощения протонов, π^+ - и K^+ -мезонов (включающие неупругую дифракцию и квазиупругое рассеяние на нуклонах внутри ядра) равны соответственно: $\sigma_0(p) = 0.625$ ферми $^{-1}$; $\sigma_0(\pi^+) = 0.375$ ферми $^{-1}$ и $\sigma_0(K^+) = 0.28$ ферми $^{-1}$.

Исходя из этих оценок были вычислены прозрачности $Q_A^{(0)}$ различных ядер и определены ожидаемые величины неупругого и квазиупругого (некогерентного) сечения σ_A^{in+q} для pA -, π^+A - и K^+A -взаимодействий. При расчете было принято, что распределение плотности нуклонов в ядре совпадает с распределением электрического заряда, $\rho(r) \propto \varepsilon(r)$. Это распределение аппроксимировалось двумя способами:

- трапециевидальной функцией

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \rho' && \text{при } r < (R - a); \\ \rho(r) &= \frac{\rho'}{2a}[(R + a) - r] && \text{при } (R - a) \leq r \leq (R + a); \end{aligned}$$

- функцией Вудса-Саксона

$$\rho(r) = \rho' sh(R/d) / [ch(R/d) + ch(r/d)].$$

Значения ρ' , R и a (или d) находились из экспериментально измеренных распределений заряда $\varepsilon(r)$ для различных элементов [51], причем в качестве радиуса ядра

$r_A = (R + a)$ выбиралось значение r , при котором плотность $\rho(r) \propto \frac{A}{Z} \cdot \varepsilon(r)$ такая же, как у протона на расстоянии $r_p = 1.4$ ферми от центра.

Обе эти аппроксимации одинаково хорошо описывают распределения заряда в ядрах [51], а при расчете параметров адрон-ядерных взаимодействий дают совпадающие результаты.

Вычисленные значения представлены в табл.1 вместе с экспериментальными значениями сечений поглощения σ_A^{abs} из работы [53].

Таблица 1.

Ядро A	Расчет, мб			Эксперимент [53], мб		
	σ_{pA}^{in+q}	$\sigma_{\pi+A}^{in+q}$	σ_{K+A}^{in+q}	σ_{pA}^{abs} *	$\sigma_{\pi+A}^{abs}$ *	σ_{K+A}^{abs} **
Be ⁹	201	150	123	209±3	156±3	125±5
C ¹²	242	185	154	247±2	184±3	155±4
Al ²⁷	430	350	301	447±4	346±6	296±8
Cu ⁶⁴	784	684	600	794±9	640±13	555±30
Sn ¹¹⁹	1193	1068	966	1264±18	1130±28	843±54
Pb ²⁰⁸	1755	1595	1475	1739±30	1691±30	1312±95
U ²³⁸	1935	1764	1633	2006±37	1745±61	1347±115

* 20 ГэВ/с; ** 30 ГэВ/с.

Учитывая возможную неточность оценки параметров распределения плотности в ядре, согласие расчета с экспериментом можно считать вполне удовлетворительным.

Вообще говоря, предположение о совпадении распределений плотности вещества $\rho(r)$ и плотности заряда $\varepsilon(r)$ в ядрах привлекательно тем, что оно имеет некую видимость экспериментальной обоснованности и, кроме того, параметры распределения плотности ρ' , R и a (d), взятые непосредственно из эксперимента [51], исключают какую-либо дополнительную подгонку, приводя между тем к правильному значению сечения поглощения σ_A^{in+q} (причем условие нормировки $\int \rho(r)dV = A \cdot m_p$ соблюдается само собой с точностью $\sim 1\%$).

На самом деле, однако, это предположение не очевидно, т.к. в опытах по рассеянию электронов на ядрах конфигурация нейтронов ускользает от наблюдения.

Имея в виду указанную неопределенность вида функции $\rho_A(r)$, мы рассмотрим еще две модели:

- ядро с резким краем — т.н. ”капельное” ядро

$$\rho(r) = \rho', (r \leq r_A);$$

- ядро с гауссовым распределением плотности

$$\rho(r) = \rho' \cdot \exp(-r^2/a_A^2).$$

Обе эти модели являются, по-видимому, нереалистическими, и значения фигурирующих в каждом из распределений параметров ρ' и r_A (или a_A) подбирались с таким

расчетом, чтобы вычисленные значения сечений σ_A^{in+q} совпадали с экспериментальными (с учетом нормировки). Во всех дальнейших расчетах значения параметров не менялись (см. табл. 2).

Таблица 2.

Ядро A	$\rho(r) \propto \varepsilon(r)$				$\rho(r) \propto \rho' \exp(-r^2/a^2)$		$\rho(r) = \rho'$
	R, фм	a, фм	d, фм	ρ'/ρ_0 *	a, фм	ρ'/ρ_0 **	$r_A = r_p A^{1/3}$ ***
Be	7.08	1.53		1.00	2.08	1.00	2.60
C	2.31	1.54	0.52	1.01			2.86
Al	3.12	1.60	0.56	1.05	2.53	1.67	3.75
Cu	4.28	1.67	0.57	1.06	3.05	2.25	5.00
Sn	5.34	1.73		1.06	3.53	2.69	6.15
Pb	6.54	1.80	0.63	1.03	4.06	3.09	7.40
U	6.88	1.82		1.02			

* $\rho'/\rho_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{A}{Z} \cdot \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}$; ** $\rho'/\rho_0 = Am_p / \int \rho(r) dV$;

*** $r_p = 1.25$ ферми, $\lambda_0^{in}(\rho) = \frac{4}{3} r_p = 1.67$ ферми.

По поводу капельной модели ядра необходимо сделать следующее замечание. Наличие резкой границы у ядра предполагает такую же резкую границу у каждого нуклона, т.е. "капельное" ядро и "капельный" нуклон отличаются только размерами. Иначе говоря, внутриядерное поглощение в этом случае приходится рассматривать как результат последовательных столкновений не с составляющими ядро нуклонами, как-то отграниченными друг от друга, а с некоторыми более фундаментальными элементами адронной структуры (например, кварками), относительное движение которых обеспечивает постоянство плотности (в среднем) не только внутри ядра, но и внутри отдельно взятого нуклона.

Таким образом, для "капельной" модели коэффициент поглощения частицы h в ядерном веществе, $\sigma_0(h)$ относится лишь к неупругим столкновениям, т.е. не включает в себя квазиупругого рассеяния. При указанных в табл. 2 параметрах величина $\sigma_{pA}^{in} = \pi r_A^2 f_A(\sigma_0^{in})$, если к ней добавить сечение квазиупругого взаимодействия σ_{pA}^q [54], приводит к хорошему согласию с экспериментальным значением сечения поглощения σ_{pA}^{abs} из табл. 1.

Характеристики адрон-ядерного рассеяния

В рамках классического рассмотрения выход вторичных частиц ν -го поколения из ядра A определяется выражением:

$$Q_A^{(\nu)}(\sigma_0) = \frac{1}{\pi r_A^2} \int_0^{r_A} 2\pi b db \cdot q_\nu[\sigma_0, x(b)]$$

или

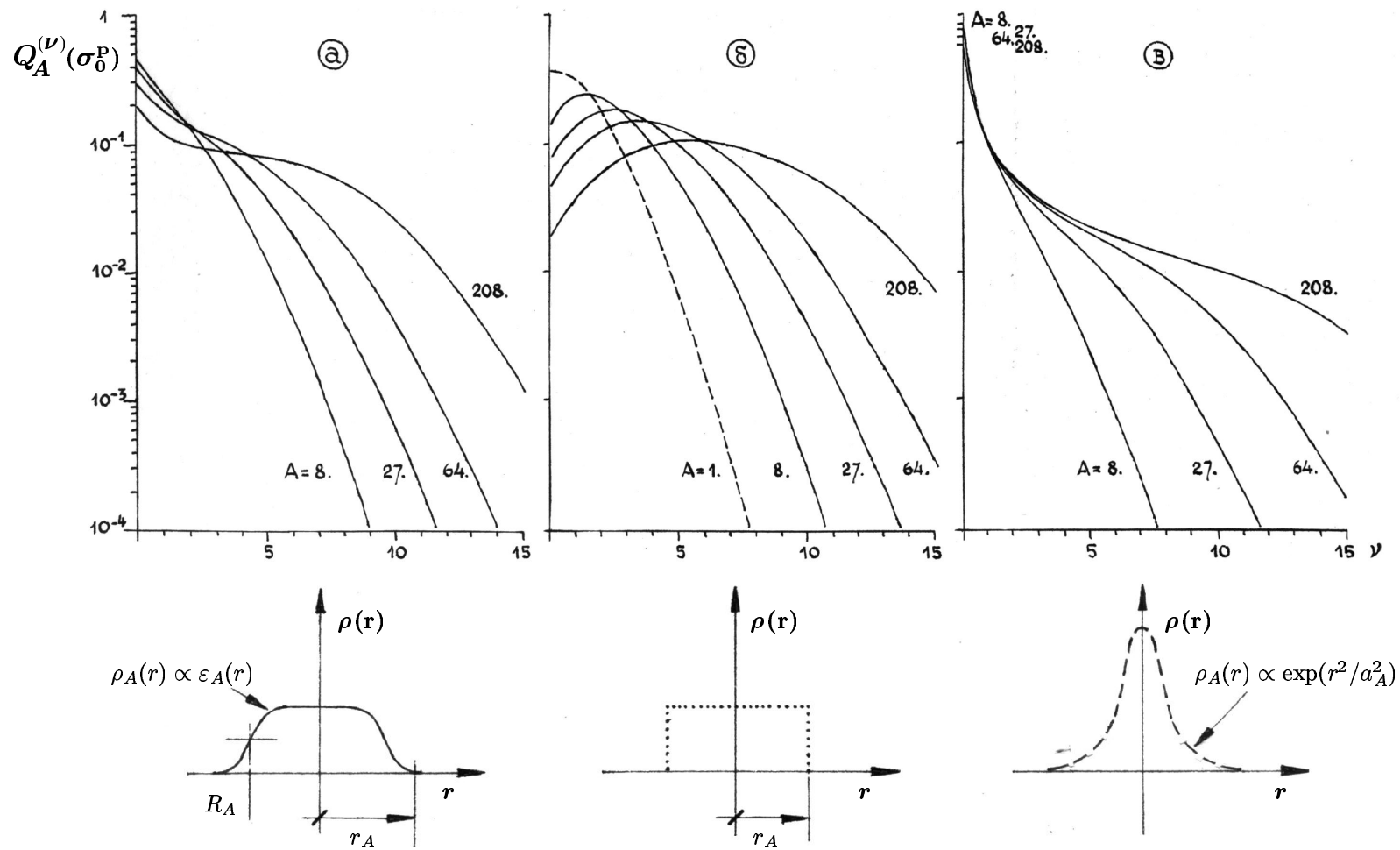


Рис.3.

Относительный выход $Q_A^{(\nu)}$ протонов, испытавших ν взаимодействий в ядре A для случая $\sigma_1 = \sigma_0(p)$, в зависимости от вида функции распределения плотности $\rho_A(r)$:
(а) — $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$; **(б)** — $\rho_A(r) = \rho'$; и **(в)** — $\rho_A(r) \propto \exp(r^2/a_A^2)$.

$$Q_A^{(\nu)}(\sigma_0, \sigma_1) = \frac{1}{\pi r_A^2} \int_0^{r_A} 2\pi b db \cdot q_\nu[\sigma_0, \sigma_1, x(b)]$$

соответственно случаю, когда вторичная частица взаимодействует с такой же, что и первичная (σ_0), или иной (σ_1) вероятностью.

На рис.3 представлены результаты расчета $Q_A^{(\nu)}$ для "сохранившихся" протонов, вылетающих из ядер с $A = 8, 27, 64$ и 208 , при различных предположениях относительно функции распределения плотности $\rho_A(r)$. Принято, что коэффициент поглощения первичных и вторичных протонов один и тот же: $\sigma_1 = \sigma_0 = \sigma_0(p)$.

Как и следовало ожидать, в целом соотношение между $Q_A^{(\nu)}$ изменяется с ростом A в пользу больших ν ; причем форма ядра заметно влияет на это соотношение.

В ядре с постоянной плотностью и резкой границей (капельное ядро) вклад многократных рассеяний является преобладающим, особенно когда A велико¹.

Наоборот, при наличии протяженной периферии с плавно спадающей плотностью ядерного вещества (ядро с гауссовым распределением плотности $\rho(r)$) частицы в большинстве случаев проходят через ядро — даже тяжелое — испытав в нем лишь одно взаимодействие.

Случай, когда распределение плотности $\rho(r)$ совпадает с распределением заряда $\varepsilon(r)$ (ядро Хофштадтера) занимает в этом отношении промежуточное положение: в легких ядрах наиболее вероятны однократные взаимодействия, а в тяжелых ядрах выходы протонов первого и нескольких последующих поколений примерно одинаковы.

Исходя из соотношения между $Q_A^{(\nu)}$, можно найти среднее число столкновений падающей частицы в ядре A :

$$\langle \nu \rangle_A = (\sum Q_A^{(\nu)} \cdot \nu) / \sum Q_A^{(\nu)},$$

которое для гауссового и хофштадтеровского распределений плотности $\rho_A(r)$ оказывается весьма близким. Капельная модель приводит к значениям $\langle \nu \rangle_A$ раза в полтора больше, но и смысл этого параметра в данном случае иной (рис.4а).

Впрочем, если значение $\langle \nu \rangle_A$ для "капельной" модели разделить на среднее число столкновений в одном нуклоне, то зависимость $\langle \nu \rangle'_A = \langle \nu \rangle_A / \langle \nu \rangle_H$ (показано стрелками на рис.4а) получается примерно такая же, как и для двух остальных моделей: в области $A \gg 8$ все три зависимости можно описать степенной функцией вида A^α , где $\alpha = 0.3 \pm 0.01$.

В этой связи следует заметить, что часто используемая для оценки среднего числа столкновений в ядре величина $\nu_A^* = A\sigma_{pp}^{tot}/\sigma_{pA}^{abs}$ (точки на рис.4а), по физическому смыслу своего определения, характеризует, вообще говоря, не среднее число столкновений, а эффект экранирования в толстой мишени, каковой является ядро: из-за малой прозрачности отдельного нуклона налетающая частица взаимодействует, как правило, с первым же нуклоном, попавшимся ей на пути, а последующие взаимодействия (независимо от того, происходят они или нет) не влияют на величину сечения

¹Напомним, что величина ν в "капельной" модели означает число столкновений не с отдельными нуклонами в ядре, а с более "элементарными" структурными образованиями (кварками). Поэтому рассеяние на свободном нуклоне необязательно является однократным (пунктир на рис.3б).

поглощения на ядре σ_A^{abs} . Скажем, если частица повторно вообще не взаимодействует ($\sigma_1 = 0$), то во всех ядрах среднее число столкновений $\langle \nu \rangle_A = 1$, тем не менее значение ν_A^* нисколько от этого не изменится¹.

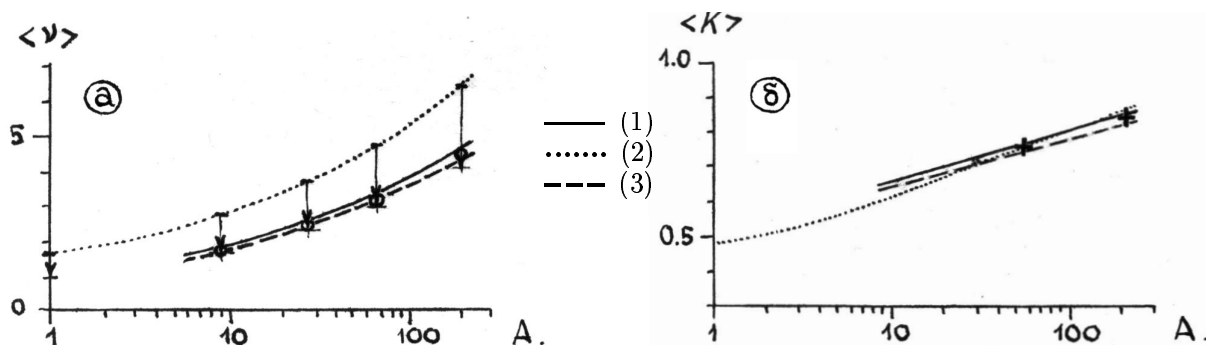


Рис.4.

Среднее число столкновений быстрого протона в ядре $\langle \nu \rangle$ (а) и средний коэффициент неупругости протон-ядерного взаимодействия $\langle K \rangle$ (б) для случая $\sigma_0 = \sigma_0^p$ и различных параметризаций функции ядерной плотности:

(1) $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$; (2) $\rho_A(r) = \rho'$; и (3) $\rho_A(r) = \rho' \cdot \exp(-r^2/a_A^2)$.

○ — $\nu_A^* = A \cdot \sigma_{pp}^{tot} / \sigma_{pA}^{abs}$; + — модель Глаубера [55].

Если в каждом акте взаимодействия налетающая частица теряет, в среднем, одну и ту же долю энергии K , то средняя энергия частицы, испытавшей ν последовательных столкновений внутри ядра, будет, очевидно, $\langle E \rangle_\nu = \langle 1 - K \rangle^\nu E_0$ (E_0 — начальная энергия). Усреднив во всем ν , получим средний коэффициент неупругости для взаимодействия с ядром A :

$$\langle K \rangle_A = \frac{E_0 - \langle E \rangle_A}{E_0} = 1 - \frac{\sum Q_A^{(\nu)} \langle 1 - K \rangle^\nu}{Q_A^{(\nu)}}$$

При столкновении с каждым отдельным нуклоном $K = \langle K \rangle_N$, и если первичной частицей является протон, то $K \simeq 0.5$. Применительно к "капельной" модели можно принять, что в каждом "элементарном" взаимодействии вовлечен один из кварков, составляющих налетающую частицу; если этой частицей является протон, то он теряет в среднем 1/3 своей энергии (т.е. $K = 1/3$).

Для случая, когда все последовательные взаимодействия осуществляются с одинаковой вероятностью ($\sigma_1 = \sigma_0$) зависимость $\langle K \rangle_{pA}$ от A получается довольно заметной (рис.4б). Аппроксимируя эту зависимость степенной функцией² с показателем β , получим в предположении, что $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$; $\rho_A(r) = \rho' \cdot \exp(-r^2/a_A^2)$ и $\rho_A(r) = \rho'$, соответственно $\beta(A \geq 8) = 0.079$; 0.072 и 0.115 (в последнем случае из $K = 1/3$ следует $\langle K \rangle_{pp} = 0.47$). Заметим, что оценка K_{pA} , сделанная с позиций Глауберова формализма [55] (крестики на рис.4б), не отличается заметным образом от результатов расчета в классическом приближении.

¹Столь же не очевидна пропорциональность между числом столкновений первичной частицы в ядре и числом т.н. "серых" протонов. Если энергия достаточно высока, то в случае прямой генерации π -мезонов в каждом акте взаимодействия, последующие взаимодействия этих π -мезонов будут приводить к выбиванию из ядра быстрых протонов отдачи в среднем чаще, чем повторные столкновения собственно "сохранившихся" частиц (просто потому, что вторичных π -мезонов больше).

²Эта общепринятая аппроксимация несколько искусственна: как видно из рис.4б, зависимость $\langle K \rangle_{pA}$ от A имеет скорее логарифмический, чем степенной характер (что, в общем, понятно, если иметь в виду структуру выражения для $\langle K \rangle_A$).

Приведенные результаты показывают, что выбор той или иной функции распределения плотности в ядре $\rho_A(r)$ мало влияет на поведение средних характеристик адрон-ядерного взаимодействия (таких как $\langle \nu \rangle_A$ и $\langle K \rangle_A$). Иначе обстоит дело в отношении дифференциальных сечений генерации адронов на ядрах.

Пусть при первом столкновении внутри ядра доля частиц $\alpha_1(\vartheta, P)d\Omega dP$ рассеивается в интервал углов и импульсов $d\Omega dP$, а при повторном столкновении (вероятность которого характеризуется пробегом $\lambda_1 = 1/\sigma_1$), выбывает из этого интервала. Тогда под ядром A должно наблюдаться $Q_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)\alpha_1(\vartheta, P)d\Omega dP$ частиц, *однократно* рассеянных в интервал $d\Omega dP$. Наблюдаемая на опыте доля частиц, рассеянных на ядре A в заданный интервал углов и импульсов, не совпадает с $\alpha_1(\vartheta, P)$:

$$F_A(\sigma_0, \sigma_1, \vartheta, P) = \frac{(d^2\sigma/d\Omega dP)_A}{\sigma_A^{abs}} = \sum_{\nu} \alpha_{\nu}(\vartheta, P) \frac{Q_A^{(\nu)}(\sigma_0, \sigma_1)}{f_A(\sigma_0)}. \quad (3)$$

Если рассеяние на нуклоне считать единичным, т.е. $Q_H^{(1)} = f_H$, то

$$F_H(\sigma_0, \vartheta, P) = \frac{(d^2\sigma/d\Omega dP)_H}{\sigma_H^{tot}} = \alpha_1(\vartheta, P). \quad (4)$$

В противном случае (для "капельной" модели) дифференциальное сечение неупругого рассеяния на нуклоне определяется так же, как и на ядре:

$$F_H(\sigma_0, \sigma_1, \vartheta, P) = \frac{(d^2\sigma/d\Omega dP)_H}{\sigma_H^{in}} = \sum_{\nu} \alpha_{\nu}(\vartheta, P) \frac{Q_H^{(\nu)}(\sigma_0, \sigma_1)}{f_H(\sigma_0)}.$$

Величина $\alpha_1(\vartheta, P)$ может быть найдена экспериментально из опытов по рассеянию адронов на водороде согласно (4) или выбрана на основе каких-либо моделей. Заметим, что лучше использовать величину

$$\alpha_1(\vartheta, P) = \frac{1}{\sigma_H^{tot}} \cdot \left[\frac{Z}{A} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dP} \right)_{hp} + \frac{(A-Z)}{A} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dP} \right)_{hn} \right],$$

где индексы hp и hn означают взаимодействие на протоне и нейтроне, а Z/A — долю протонов в ядре A .

Поскольку нас интересует различие параметров σ_0 и σ_1 , целесообразно исключить из формулы (3) множители, зависящие от модельных представлений. Для этого введем отношение:

$$\begin{aligned} R_A(\sigma_0, \sigma_1) &= \frac{F_A(\sigma_0, \sigma_1)}{F_H(\sigma_0)} = \frac{1}{\sigma_A^{abs}} (d^2\sigma/d\Omega dP)_A \Big/ \frac{1}{\sigma_H^{tot}} (d^2\sigma/d\Omega dP)_H = \\ &= \frac{Q_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)}{f_A(\sigma_0)} + \frac{\sum_{\nu>1} \alpha_{\nu}(\vartheta, P) Q_A^{(\nu)}(\sigma_0, \sigma_1)}{\alpha_1(\vartheta, P) f_A(\sigma_0)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что первое слагаемое

$$R_A^{(1)} = Q_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)/f_A(\sigma_0) \quad (6)$$

не зависит от модели элементарного акта, а зависит лишь от распределения плотности вещества в ядре — тогда как при расчете второго слагаемого нужно знать

поведение $\alpha_1(\vartheta, P)$ в широком интервале значений ϑ, P . Если удастся найти область переменных ϑ и P , где второе слагаемое в формуле (5) окажется много меньше первого, то, ограничившись первым слагаемым, можно избежать расчетов с использованием модели элементарного акта. В этом смысле анализ, основанный на использовании только первого слагаемого (6), является безмодельным. Вместе с тем, зависимость от модели ядра все равно остается.

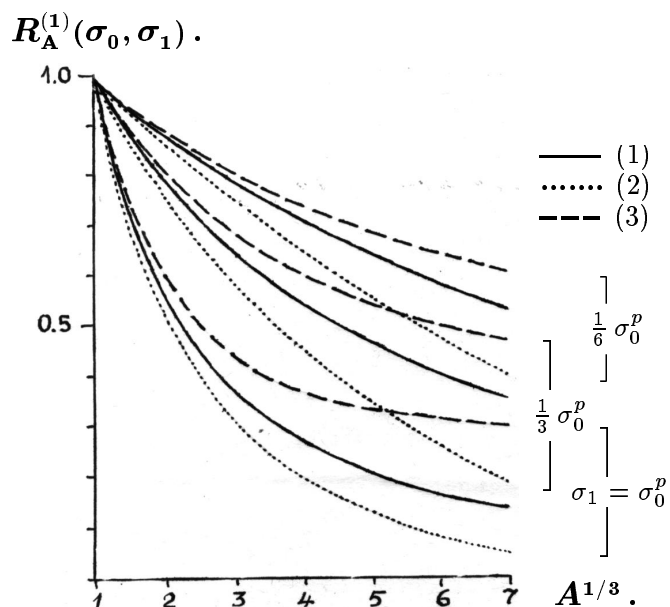


Рис.5.

Зависимость $R_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)$ для $\sigma_0 = \sigma_0^p$ и $\sigma_1 = \sigma_0^p, \frac{1}{3}\sigma_0^p, \frac{1}{6}\sigma_0^p$:

- (1) $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$;
- (2) $\rho_A(r) = \rho'$; и
- (3) $\rho_A(r) = \rho' \cdot \exp(-r^2/a_A^2)$.

На рис.5 показаны зависимости $R_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)$, рассчитанные для $\sigma_1 = \sigma_0(p), \frac{1}{3}\sigma_0(p)$ и $\frac{1}{6}\sigma_0(p)$ при трех различных предположениях о виде функции распределения плотности в ядре $\rho_A(r)$. Из рисунка видно, что дифференциальные сечения весьма чувствительны к форме ядра: модели $\rho_A(r) \propto \exp(-r^2/a_A^2)$ и $\rho_A(r) = \rho'$ приводят к значениям $R_A^{(1)}$, существенно отличающимся от соответствующих значений для модели $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$. С увеличением σ_1 и A это различие усугубляется, и при $\sigma_1 = \sigma_0$ получается для тяжелых ядер примерно двукратным (в большую или меньшую сторону).

Ниже, при экспериментальной оценке величины σ_1 , мы ограничимся моделью хофштадтеровского ядра — т.е. $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$, которая представляется нам наиболее правдоподобной. Следует, однако, иметь в виду, что неудачный выбор функции $\rho_A(r)$ может весьма существенно исказить результаты этой оценки.

III. НЕ-КЛАССИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Рассматривая картину прохождения быстрых адронов через ядро, мы полностью игнорировали квантово-механические эффекты. Следствием этих эффектов является то, что на самом деле рассеяние на нуклоне в ядре не идентично pp -рассеянию.

Ферми-движение

Наличие фермиевского импульса f у составляющих ядро нуклонов приводит к некоторому увеличению дисперсии импульсного распределения вторичных частиц даже при однократном рассеянии на нуклоне в ядре по сравнению с рассеянием на свободном нуклоне¹.

Пусть распределение внутриядерных нуклонов по ферми-импульсам описывается функцией [56–58]:

$$w(f) = \frac{4}{\pi} \left(\frac{f}{F} \right)^2 e^{-(f/F)^2} \frac{df}{F},$$

где $\int_0^{\infty} w(f) df = 1$ и $\langle f \rangle = \int_0^{\infty} f \cdot w(f) df = \frac{2}{\sqrt{\pi}} F$ (F — параметр).

Пространственное распределение $w(\vec{f})$ изотропно, поэтому, как нетрудно показать, распределение поперечных составляющих ферми-импульсов f_{\perp} (имеются в виду проекции f на плоскость, перпендикулярную траектории налетающей частицы) будет иметь вид:

$$w(f_{\perp}) = 2 \frac{f_{\perp}}{F} e^{-(f_{\perp}/F)^2} \frac{df_{\perp}}{F},$$

причем $\int_0^{\infty} w(f_{\perp}) df_{\perp} = 1$ и $\langle f_{\perp} \rangle = \int_0^{\infty} f_{\perp} \cdot w(f_{\perp}) df_{\perp} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} F$.

Если распределение поперечных импульсов P_{\perp} в pp -взаимодействии описывается функцией такого же вида, т.е. $w(P_{\perp}) \propto P_{\perp} \exp(-P_{\perp}^2/P^2)$, где P — параметр, связанный с $\langle P_{\perp} \rangle$ соотношением $\langle P_{\perp} \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} P$, а суммарный поперечный импульс при столкновении с нуклоном в ядре является всякий раз суммой $\vec{t} = \vec{P}_{\perp} + \vec{f}_{\perp}$, то распределение поперечных импульсов для каждого ν -го взаимодействия внутри ядра будет описываться выражением

$$w(t) = 2 \frac{t}{T} e^{-(t/T)^2} \frac{dt}{T},$$

где $T = \sqrt{P^2 + F^2}$ и $\langle t \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot T$. Иначе говоря, однократное рассеяние на ядерной мишени характеризуется более пологим распределением поперечных импульсов, чем рассеяние на свободном нуклоне.

Для дифференциального сечения (т.е., поделив на телесный угол $d\Omega \propto P_{\perp}$) получим

$$d^2\sigma_A^{(1)}/d\Omega dP_{\perp} \propto \exp(-P_{\perp}^2/T^2),$$

¹При $x \sim 1$, когда отдача нуклона мишени невелика ($\sim f$), оболочечная структура ядра проявляется, кроме того, в дополнительном искажении импульсного спектра, обусловленном принципом Паули. В существенно неупругой области значений x этот эффект не играет заметной роли.

по сравнению с

$$d^2\sigma_H/d\Omega dP_\perp \propto \exp(-P_\perp^2/P^2),$$

для pp -рассеяния.

Экспериментально наблюдаемое дифференциальное сечение для лидирующих протонов из реакции $pp \rightarrow p_L + X$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с и $P_L = 16$ ГэВ/с [40] можно приблизительно описать квадратично-экспоненциальной функцией с параметром $P = 0.4$ ГэВ/с. Такая аппроксимация годится для небольших P_\perp (меньше ~ 0.7 ГэВ/с), при этом $\langle P_L \rangle = 0.35$ ГэВ/с. Полагая, что распределение ферми-импульсов дается функцией вида $f^2 \cdot \exp(-f^2/F^2)$ и что $\langle f \rangle = 0.2$ ГэВ/с, получим $F = 0.18$ ГэВ/с и $T = 0.44$ ГэВ/с¹.

Отсюда различие распределений поперечных импульсов, вычисленных с учетом и без учета вклада ферми-движения (для однократного рассеяния):

$$\frac{w(P_\perp)_{pA}^{(1)}}{w(P_\perp)_{pp}} = \left(\frac{P}{T}\right)^2 \cdot \exp\left[P_\perp^2\left(\frac{1}{P^2} - \frac{1}{T^2}\right)\right] \approx 0.83 \cdot \exp(P_\perp^2);$$

(P_\perp выражено в ГэВ/с).

Выбор квадратично-экспоненциальной формы $w(P_\perp)$ для pp -рассеяния несколько искусственен: во всей измеренной при 16 ГэВ/с области поперечных импульсов (от 0.2 до 1.12 ГэВ/с) экспериментальные данные [40] гораздо лучше аппроксимируются простой экспонентой $d^2\sigma/d\Omega dP_\perp \propto \exp(-P_\perp/P)$, где $P = 0.35$ ГэВ/с. Поэтому на самом деле различие между $w(t)$ и $w(P_\perp)$ при больших P_\perp может оказаться не таким резким, как это следует из вышеприведенной формулы (т.е. зависимость $w(t)/w(P)$ ближе к простой, чем к квадратичной экспоненте). Впрочем, вклад многократных взаимодействий определяется всеми частицами из области спектра $P > P_L$, для которых форма распределения по P_\perp скорее все же квадратично-экспоненциальная². В любом случае выходит, что неучет ферми-движения приводит к весьма заметной погрешности в оценке дифференциального сечения генерации частиц на ядрах, поскольку даже при однократном столкновении с нуклоном в ядре интенсивность вторичных частиц под малыми углами (P_\perp меньше $\langle P_\perp \rangle$) оказывается ниже, а под большими углами (P_\perp больше $\langle P_\perp \rangle$) — выше, чем в pp -взаимодействии.

Заметим, что, с другой стороны, "размазывание" при взаимодействии с ядром распределения по продольным импульсам может быть причиной методического завышения числа вторичных частиц с данным P_L , если спектр их круто падающий (т.е. π - и K -мезонов в pA -взаимодействии), поскольку экспериментально измеряется среднее значение интенсивности³ в интервале $P \pm dP$. По-видимому, этот эффект невелик (количественно оценить его трудно, не зная условий опыта, т.е. аппаратурой функции), однако в целом можно ожидать, что за счет ферми-движения значения $Q_A^{(1)}(\vartheta, P)$ при малых углах ϑ будут занижены сравнительно с $Q_H^{(1)}(\vartheta, P)$ в несколько меньшей степени для лидирующих π - и K -мезонов, чем для лидирующих протонов.

¹Отсюда следует, что при однократном некогерентном рассеянии на ядре $\langle P_L \rangle$ примерно на 10% больше, чем в pp -рассеянии.

²Проинтегрированное по P_L распределение поперечных импульсов для реакции $pp \rightarrow p$ имеет вид $d^2\sigma/d\Omega dP_\perp \propto \exp(-P_\perp^2/P^2)$; а для реакции $pp \rightarrow \pi$ — $d^2\sigma/d\Omega dP_\perp \propto \exp(-P_\perp/P)$ [59].

³См. по этому поводу [17].

Перезарядка

Лидирующие протоны. В реакции $pp \rightarrow p$ вторичные нейтроны не наблюдаются; но в реакции $pA \rightarrow p$ энергичные нейтроны, возникшие в результате неупругой перезарядки $p \rightarrow n$ при первом взаимодействии протона внутри ядра, могут при повторном взаимодействии снова перезарядиться в протоны.

Если коэффициенты перезарядки $p \rightarrow n$ и $n \rightarrow p$ одинаковы, скажем $\eta = 1/3$, то наблюдаемое число протонов второго поколения при рассеянии на ядре будет повышено на $\eta^2/(1 - \eta) \sim 1/6$ по сравнению с ожидаемым исходя из pp -взаимодействия.

Поскольку, однако, в спектре нейтронов от перезарядки отсутствует дифракционный пик в области $x \sim 1$ [60], то, проводя наблюдения при достаточно больших x , мы тем самым существенно уменьшаем число энергичных нейтронов первого поколения сравнительно с протонами. При $x \simeq 0.8$ избыток лидирующих протонов второго (и последующих) поколений, обусловленный перезарядкой $p \rightarrow n \rightarrow p$, получается меньше 1%, и им можно пренебречь.

Лидирующие пионы. В pp -взаимодействии возможна лишь перезарядка $p \rightarrow n$, т.е. с вероятностью w осуществляются каналы типа:

$$\begin{aligned} \text{(а)} \quad & pp \rightarrow p + p + \nu\pi(0); \quad w = (1 - \eta)^2. \\ \text{(б)} \quad & \left. \begin{array}{l} pp \rightarrow n + p + \nu\pi(+) \\ \rightarrow p + n + \nu\pi(+) \end{array} \right\}; \quad w = 2\eta(1 - \eta). \\ \text{(в)} \quad & pp \rightarrow n + n + \nu\pi(++); \quad w = \eta^2. \end{aligned}$$

В скобках указан суммарный заряд системы $n\pi$, которая, следовательно, содержит в среднем больше π^+ , чем π^- (из-за сохранения заряда).

В ядре попадают как протоны, так и нейтроны, поэтому могут реализоваться каналы:

$$\begin{aligned} \text{(г)} \quad & \left. \begin{array}{l} pn \rightarrow p + n + \nu\pi(0) \\ \rightarrow n + p + \nu\pi(0) \end{array} \right\}; \quad w = \eta^2 + (1 - \eta)^2. \\ \text{(д)} \quad & pn \rightarrow n + n + \nu\pi(+); \quad w = \eta(1 - \eta). \\ \text{(е)} \quad & pn \rightarrow p + p + \nu\pi(-); \quad w = (1 - \eta)\eta. \end{aligned}$$

Если $\eta(p \rightarrow n) = \eta(n \rightarrow p)$, т.е. каналы (д) и (е) равновероятны, то в среднем по всем каналам pn -взаимодействия система $n\pi$ нейтральна. Перебирая для каждого из каналов (а), (б), (в) возможные комбинации π -мезонов различных знаков, которые могут составить систему $\nu\pi$ при фиксированной полной множественности ν_{π^\pm} , нетрудно получить соотношение средних множественностей $\langle \nu_{\pi^+} \rangle$, $\langle \nu_{\pi^-} \rangle$, $\langle \nu_p \rangle$ и $\langle \nu_{ch} \rangle$ для pp -взаимодействия, вытекающее единственно из закона сохранения заряда.

Насколько хорошо наблюдаемое на опыте соотношение $\langle \nu_{\pi^+} \rangle$, $\langle \nu_{\pi^-} \rangle$ и $\langle \nu_p \rangle$ укладывается в такую простую схему видно из рис.6, на котором точками представлены данные многочисленных экспериментов [61], а кривыми — результаты наших расчетов для различных значений s (соответствующих фиксированному $\langle \nu_{ch} \rangle$), при $\eta = 1/3$. Здесь \sqrt{s} — полная энергия в системе центра масс.

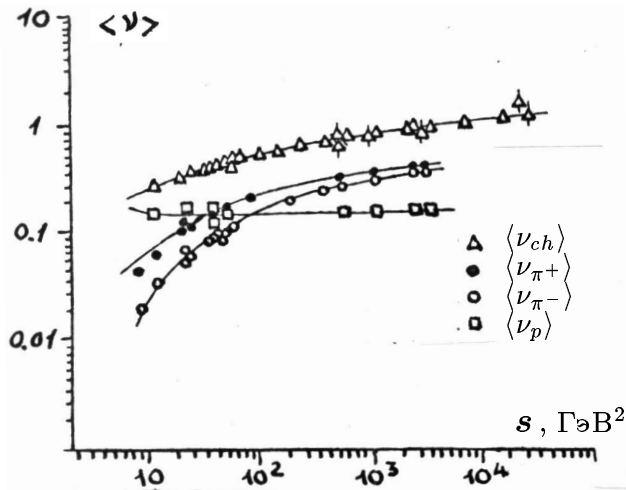


Рис.6.

Соотношение множественности вторичных протонов и пионов в pp -взаимодействии.
(кривые: расчет для разных $\langle \nu_{ch} \rangle$, точки: эксперимент [61]).

Рассмотрев подобным же образом каналы (г), (д) и (е), получим оценки средних множественностей вторичных частиц для pn -столкновения; а для (однократного) взаимодействия в ядре A будет, очевидно,

$$\langle \nu_{\pi} \rangle_{pA} = \frac{Z}{A} \langle \nu_{\pi} \rangle_{pp} + \frac{(A-Z)}{A} \langle \nu_{\pi} \rangle_{pn}.$$

Все сказанное относится к средней множественности. С известными оговорками эти оценки можно распространить на выходы π -мезонов того или иного знака с данным импульсом¹ P_{π} , не упуская, однако, из виду возможную (обратную) корреляцию между величиной P_{π} и множественностью $\langle \nu_{\pi} \rangle$ в данном классе событий: различие pp - и pA -взаимодействий, связанное с перезарядкой, в значительной степени определяется числом π -мезонов (чем оно меньше, тем эффект выражен сильнее, см. рис.7).

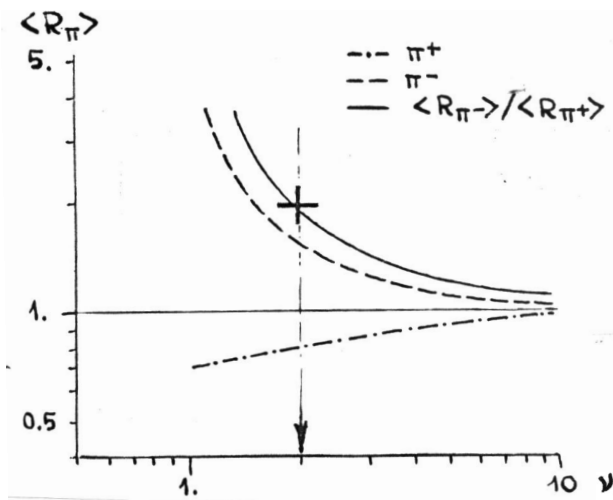


Рис.7.

Различие множественности π^+ - и π^- -мезонов в pp - и (однократном) pA -взаимодействии при полной множественности ν , связанное с перезарядкой $p \leftrightarrow n$.

⊕ : значение $R_A(\pi^-)/R_A(\pi^+)$, полученное из данных работы [40] ($P_{\pi} = 16 \text{ ГэВ}/c$, $\theta_{\pi} = 12.5 \text{ мрад}$);
↓ : соответствующее ν .

Чтобы исключить зависимость относительных выходов π^+ - и π^- -мезонов от размеров ядра, удобно воспользоваться отношением $R_A(\pi^-)/R_A(\pi^+)$. Ожидаемые для

¹В области высоких энергий соотношение между относительными выходами π^+ - и π^- -мезонов в заданном интервале углов и импульсов, $R_A(\vartheta_{\pi}, P_{\pi})$ может отличаться от соотношения между средними множественностями $\langle R \rangle_A = \langle \nu_{\pi} \rangle_{pA} / \langle \nu_{\pi} \rangle_{pp}$ вследствие факторизации вершин (диаграммы) взаимодействия: при перезарядке налетающего протона избыточный заряд будет уноситься энергичным π -мезоном, а при перезарядке протона или нейтрона мишени — медленным (в л.с.к.).

различных ν значения $\langle R_{\pi^-} \rangle / \langle R_{\pi^+} \rangle$ изображены на рис.7 (сплошная кривая); а экспериментальные значения $R_A(\pi^-) / R_A(\pi^+)$ как функция импульса P_π при $\vartheta_\pi = 12.5$ мрад, полученные из данных работы [40], представлены на рис.8.

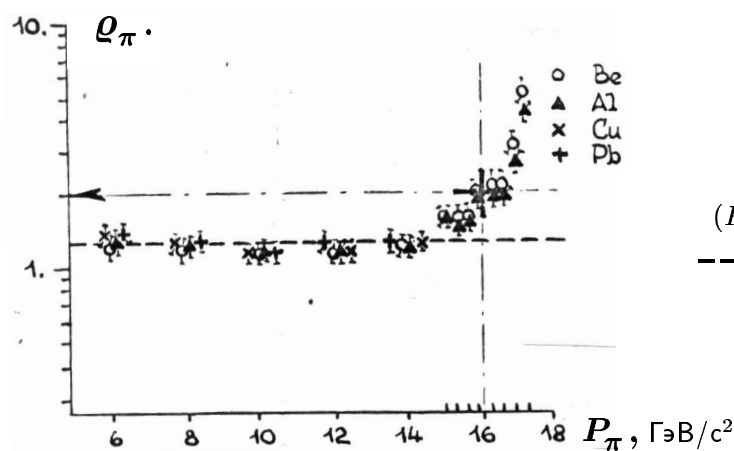


Рис.8.
Экспериментальные значения
 $\rho_\pi = R_A(\pi^-) / R_A(\pi^+)$
как функции импульса P_π
($P_0 = 19.2$ ГэВ/с, $\vartheta_\pi = 12.5$ мрад).
-- : расчет $\langle R_{\pi^-} \rangle / \langle R_{\pi^+} \rangle$ для $\nu = 4$,
точки: эксперимент [40].

В области $P_\pi < 14$ ГэВ/с отношение $R_A(\pi^-) / R_A(\pi^+)$ меняется мало и примерно соответствует тому, что можно ожидать для эффекта перезарядки в среднем при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с (т.е. $s = 37$ ГэВ², при котором $\nu \simeq 4$ и $\langle R_{\pi^-} \rangle / \langle R_{\pi^+} \rangle \simeq 1.3$).

В области $P_\pi = 14$ ГэВ/с отношение выходов π^- - и π^+ -мезонов растет и при $P_\pi = 16$ ГэВ/с достигает ~ 2 (большой крест на рис.8).

Этот рост связан с резким увеличением $R_A(\pi^-)$ при $P_\pi > 14$ ГэВ/с (тогда как $R_A(\pi^+)$ продолжает монотонно уменьшаться в результате уменьшения вклада последующих поколений) и объясняется тем, что вблизи кинематического предела вероятность генерации энергичного π^- -мезона на ядре выше, чем на протоне: в первом случае возможна реакция $pn \rightarrow p + p + \pi^-$, а во втором — $pp \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-$, т.е. какая-то энергия уносится π^+ -мезоном. Сравнивая с рис.7, находим, что $\langle R_{\pi^-} \rangle / \langle R_{\pi^+} \rangle = 2$ примерно соответствует случаю $\nu = 2$, для которого $\langle \nu_{\pi^+} \rangle_A / \langle \nu_{\pi^+} \rangle_H \simeq 0.82$ на легком ядре ($Z/A \simeq 0.5$) и $\simeq 0.78$ на тяжелом ($Z/A \simeq 0.4$). Итак, можно считать, что значение $R_A(\pi^+)$ при $P_\pi = 16$ ГэВ/с, $\vartheta_\pi = 12.5$ мрад занижено из-за эффекта перезарядки в среднем примерно на 20%.

Лидирующие каоны. В pp -взаимодействии K^\pm -мезоны появляются либо парой — K^+K^- , либо в сопровождении гиперона (чаще всего Λ^0).

Очевидно, что в первом случае мишень (p или n) никак не влияет на соотношение между K^+ и K^- , т.к. пара K^+K^- в целом нейтральна, и при перезарядке всегда необходимо появление дополнительной частицы — π -мезона (все равно, какого знака).

При ассоциативном рождении перезарядка необязательно ведет к генерации лишнего π -мезона:

$$(a) \quad pp \rightarrow p + K^+ + \Lambda^0(p\pi^-); \quad w = (1 - \eta)^2.$$

$$(b) \quad \left. \begin{aligned} pp &\rightarrow n + K^+ + \Lambda^0(p\pi^-) + \pi^+ \\ &\rightarrow p + K^+ + \Lambda^0(n\pi^0) \end{aligned} \right\}; \quad w = 2\eta(1 - \eta).$$

$$(в) \quad pp \rightarrow n + K^+ + \Lambda^0(n\pi^0) + \pi^+; \quad w = \eta^2.$$

Конфигурация в скобках при Λ^0 означает способ ее последующего распада¹. Если считать, что $\eta = 1/3$, и комбинации в рамках канала (б) равновероятны, то средняя по всем каналам (а), (б), (в) вероятность генерации $\Lambda^0(p\pi^-)$ получается $2/3$, а $\Lambda^0(n\pi^0) = 1/3$, что как раз соответствует общеизвестному соотношению между модами распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$ (для pp -взаимодействий). Последнее обстоятельство надлежит рассматривать исключительно как косвенный аргумент в пользу удачного выбора величины $\eta = 1/3$.

Для pn -взаимодействия будем иметь:

$$(г) \quad \left. \begin{array}{l} pn \rightarrow n + K^+ + \Lambda^0(p\pi^-) \\ \rightarrow p + K^+ + \Lambda^0(n\pi^0) + \pi^- \end{array} \right\}; \quad w = (1 - \eta)^2 + \eta^2.$$

$$(д) \quad pn \rightarrow n + K^+ + \Lambda^0(n\pi^0); \quad w = \eta(1 - \eta).$$

$$(е) \quad pn \rightarrow p + K^+ + \Lambda^0(p\pi^-) + \pi^-; \quad w = (1 - \eta)\eta.$$

Сравнивая (а), (б), (в) и (г), (д), (е) находим существенное для нас различие между pp - и pn -взаимодействиями, а именно: осуществление перезарядки требует для своей компенсации лишнего π -мезона для pp -взаимодействия в меньшем числе случаев ($1/3$), чем для pn -взаимодействия ($1/2$).

Избавиться от лишнего π -мезона можно, предположив генерацию Σ^+ или Σ^- (вместо $\Lambda^0 + \pi^+$ или $\Lambda^0 + \pi^-$ соответственно), которая энергетически выгоднее, т.к. $m_\Sigma < m_\Lambda + m_\pi$; тем не менее эти каналы все равно требуют несколько большей энергии, чем каналы $p(n) + K^+ + \Lambda^0$ ($m_\Sigma > m_\Lambda$).

По-видимому, при 19 ГэВ/с в области не очень больших x , соображения энергетической выгоды не играют существенной роли. Действительно, из всех рассмотренных каналов рождения K^+ , парное рождение $pp \rightarrow p + p + K^+ + K^-$ является наиболее энергоемким; тем не менее в среднем для 19 ГэВ/с сечение рождения пар $\sigma(K\bar{K})$ примерно такое же, как и сечение ассоциативного рождения $\sigma(K\Lambda)$ [62].

Иными словами, в этой области x эффект перезарядки скорее всего не влияет особенно на соотношение между K^+ и K^- при рассеянии на протоне или нейтроне; следовательно, относительные выходы K^+ - и K^- -мезонов на ядрах должны быть приблизительно одинаковы: $R_A(K^-)/(R_A(K^+)) \simeq 1$.

Однако вблизи кинематического предела, который при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с составляет для реакции $pp \rightarrow p + K^+ + \Lambda^0$ 17.44 ГэВ/с, а для реакции $pp \rightarrow p + p + K^+ + K^-$ — 16.7 ГэВ/с, энергетически невыгодные каналы будут вымирать быстрее.

На относительном выходе K^- -мезонов это, очевидно, не скажется, т.к. и в pp - и в pn -взаимодействиях кинематический предел один и тот же. Напротив, для самых энергичных K^+ -мезонов парное рождение не будет давать вклада, а в реакции ассоциативного рождения будут подавлены энергетически невыгодные каналы (комбинации $K^+ + \Lambda^0 + \pi^\pm$ или $K^+ + \Sigma^\pm$), которые в pp -взаимодействии составляют $1/3$, а в pn -взаимодействии² достигают $1/2$ (если $\eta = 1/3$). Таким образом, можно ожидать, что вблизи кинематического предела выход K^+ -мезонов (первого поколения)

¹Эта чисто зарядовая комбинаторика не означает, что гиперон распадается именно на те частицы, которые вначале пошли на его изготовление.

²Вообще говоря, для pn -взаимодействия в каналах типа $pn \rightarrow p + K^+ + \Lambda^0 + \pi^-$ может фигурировать K^0 . Это обеспечит желаемую энергетическую выгоду, но с точки зрения генерации K^+ канал все равно пропадает.

из ядра A будет занижен: в пределе $Q_A^{(1)}(K^+)/Q_H^{(1)}(K^+) \rightarrow 0.88$ или $\rightarrow 0.85$ для легкого или тяжелого ядра соответственно. Следовательно, отношение $R_A(K^-)/R_A(K^+)$ при больших x должно стремиться к $1.14 \div 1.17$ (в зависимости от ядра A).

Поведение отношения $R_A(K^-)/R_A(K^+)$ при изменении импульса P_K от 6 до 15 ГэВ/с изображено на рис.9 ($P_0 = 19.2$ ГэВ/с, $\vartheta_K = 12.5$ мрад [40]).

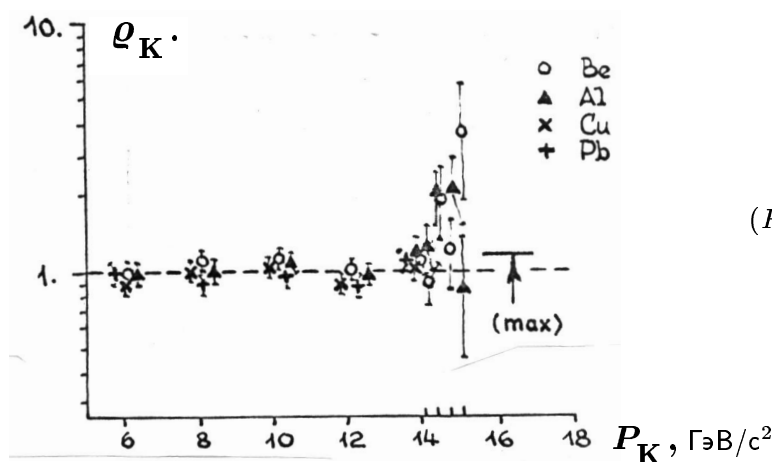


Рис.9.
 Экспериментальные значения
 $\rho_K = R_A(K^-)/R_A(K^+)$
 как функции импульса P_K
 ($P_0 = 19.2$ ГэВ/с, $\vartheta_K = 12.5$ мрад).
 — : расчет $\langle R_{K^-} \rangle / \langle R_{K^+} \rangle |_{max}$,
 точки: эксперимент [40].

В области $P_K < 14$ ГэВ/с это отношение в пределах ошибок не отличается от 1. При $P_K > 14$ ГэВ/с наблюдается ситуация, которую можно толковать и так и этак. Нельзя, например, исключить довольно значительный рост отношения $R_A(K^-)/R_A(K^+)$, скажем до $\simeq 2$, существенно превосходящий вышеприведенную оценку (помеченную стрелкой "max" на рис.9).

Впрочем, очень может быть, что разброс точек обусловлен методическими эффектами, которые усугубляются вследствие весьма низкой интенсивности K^- -мезонов в области больших P_K . В частности, увеличение дисперсии импульсного распределения (за счет ферми-движения) должно приводить к некоторому завышению измеренной интенсивности в pA -взаимодействиях, более значительному для K^- , чем для K^+ -мезонов, т.к. в интервале $14 \text{ ГэВ/с} \leq P_K \leq 15 \text{ ГэВ/с}$ спектр K^- -мезонов значительно круче (см. выше).

В целом, как мы видим, из-за существования перезарядки интерпретация поведения лидирующих π^- - и K^- -мезонов в pA -взаимодействиях, требует известной осмотрительности, особенно в самой жесткой части спектра и при небольших множественностях. С точки зрения изучения внутриядерного поглощения вторичных частиц удобнее использовать K^+ - и π^+ -мезоны, для которых, во-первых, статистика существенно выше и, во-вторых, поправки на перезарядку сравнительно невелики и, во всяком случае, ограничены: для π^- — при неудачно выбранном x (вблизи кинематического предела) — на ядрах могут осуществляться каналы, вообще не имеющие места в pp -взаимодействии, так что $R_A(\pi^-) \rightarrow \infty$.

В заключение следует заметить, что применительно к поставленной задаче рассмотренные в этой главе эффекты можно учесть более простым и радикальным образом, чисто эмпирически используя для нормировки измерения на дейтериевой мишени вдобавок к водородной. В легком и рыхлом ядре дейтерия осуществляются практически лишь однократные столкновения, в то же время эффекты, обусловленные ферми-движением и перезарядкой (на нейтроне), примерно такие же, как и в остальных, более тяжелых и плотных ядрах.

IV. ИНКЛЮЗИВНЫЕ РЕАКЦИИ

Для определения эффективности поглощения вторичных частиц внутри ядра необходимо иметь экспериментально измеренные дифференциальные сечения некогерентной генерации адронов на ядрах от водорода до свинца в области импульсов вторичных частиц $P \sim P_0$ и $P_{\perp} < \langle P_{\perp} \rangle$. Имеющиеся экспериментальные данные не отвечают всем этим условиям. В частности, и это особенно существенно, они не содержат информации, позволяющей выделить *некогерентные* процессы. Поэтому приводимые здесь результаты анализа инклюзивных реакций носят в некоторой степени методически-иллюстративный характер.

На рис.10 показана A -зависимость относительного выхода лидирующих частиц L из реакции $pA \rightarrow L + X$, полученная согласно формуле (5) при трех значениях начального импульса: 6.8 ГэВ/с [39], 19.2 ГэВ/с [40] и 400 ГэВ/с [41].

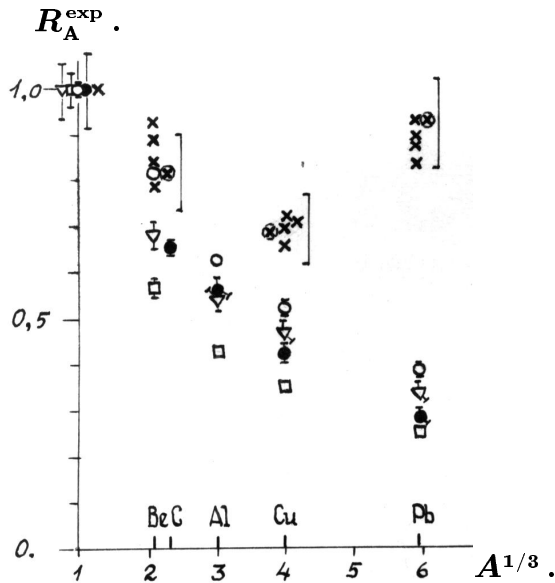


Рис.10.

Экспериментальные значения функции

$$R_A^{exp} = \frac{(d^2\sigma_L/d\Omega dP)_A}{(d^2\sigma_L/d\Omega dP)_H} \cdot \sigma_{pp}^{tot} / \sigma_{pA}^{abs}$$

для инклюзивных реакций:

- $pA \rightarrow p + X$ $\left. \begin{array}{l} P_0 = 6.9 \text{ ГэВ/с}, \\ P_L = 5.7 \text{ ГэВ/с} \quad (x = 0.83), \\ P_{\perp} = 0.2 \text{ ГэВ/с}. \end{array} \right\}$
- $pA \rightarrow p + X$ $\left. \begin{array}{l} P_0 = 19.2 \text{ ГэВ/с}, \\ P_L = 16 \text{ ГэВ/с} \quad (x = 0.83), \\ P_{\perp} = 0.2 \text{ ГэВ/с}. \end{array} \right\}$
- $pA \rightarrow \pi^+ + X$ $\left. \begin{array}{l} P_0 = 19.2 \text{ ГэВ/с}, \\ P_L = 16 \text{ ГэВ/с} \quad (x = 0.83), \\ P_{\perp} = 0.2 \text{ ГэВ/с}. \end{array} \right\}$
- ▽ $pA \rightarrow K^+ + X$ $\left. \begin{array}{l} P_0 = 19.2 \text{ ГэВ/с}, \\ P_L = 16 \text{ ГэВ/с} \quad (x = 0.83), \\ P_{\perp} = 0.2 \text{ ГэВ/с}. \end{array} \right\}$
- × $pA \rightarrow n + X$ $\left. \begin{array}{l} P_0 = 400 \text{ ГэВ/с}, \\ P_L = 280 - 344 \text{ ГэВ/с}, \\ P_{\perp} = 0.196 - 0.241 \text{ ГэВ/с}, \\ (\otimes) \quad P_{\perp} = 0.23 \text{ ГэВ/с}, \quad x = 0.82). \end{array} \right\}$

Черными кружочками представлены значения R_A для лидирующих протонов при $P_0 = 6.8$ ГэВ/с, измеренные в интервале $0.77 \leq P_L/P_0 \leq 0.89$ и $0.17 \leq P_{\perp} \leq 0.23$ ГэВ/с. Поведение функции R_A для лидирующих протонов, π^+ - и K^+ -мезонов при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с изображено светлыми кружочками, квадратиками и треугольниками соответственно. Использованы величины дифференциальных сечений при $P_L = 16$ ГэВ/с и $\vartheta_L = 12.5$ мрад¹, т.е. $P_L/P_0 = 0.83$ и $P_{\perp} = 0.2$ ГэВ/с — что близко к соответствующим средним значениям при $P_0 = 6.8$ ГэВ/с. Таким образом, можно ожидать, что эффекты, не связанные с энергией лидирующей частицы как таковой, примерно одинаковы в обоих случаях.

Крестиками на рис.10 показаны значения R_A для лидирующих нейтронов при $P_0 = 400$ ГэВ/с, $\vartheta_L < 1$ мрад (эффективное значение угла $\vartheta_L^{eff} = 0.7$ мрад) и различных P_L от 280 до 344 ГэВ/с, т.е. P_{\perp} соответственно от 0.196 до 0.241 ГэВ/с. Для

¹Данные [40], относящиеся к различным сериям измерений, колеблются в пределах $10 \div 15\%$. Поэтому, с целью уменьшить возможную систематическую погрешность точки нормировки, дифференциальное сечение на водороде при $P_L = 16$ ГэВ/с было определено с учетом 9-ти экспериментальных значений вдоль спектра P_L от 15 до 17.1 ГэВ/с.

каждой мишени крестик в кружочке относится к $P_L = 328$ ГэВ/с ($P_L/P_0 = 0.82$) и $P_\perp = 0.23$ ГэВ/с. Значения дифференциальных сечений взяты из рисунка в работе [41]¹, где они изображены в виде точек в логарифмическом масштабе; показанные на рис.10 "ошибки" дают приблизительное представление о возможной неточности такой процедуры.

Как видно из рис.10, экспериментальные значения R_A для протонов располагаются при 6.8 ГэВ/с несколько ниже, чем при 19.2 ГэВ/с, тогда как значения R_A для нейтронов при 400 ГэВ/с группируются поблизости от 1. Это обстоятельство наводит на мысль, что с изменением энергии эффективность поглощения вторичных нуклонов в ядерном веществе также заметно меняется.

Чтобы придать этому результату больше наглядности, на рис.11 приведены отношения экспериментальных значений R_A^{exp} к соответствующим значениям $R_A(\sigma_1^L)$, вычисленным по формулам из главы II, полагая коэффициент поглощения лидирующей вторичной частицы в ядерном веществе σ_1^L таким же, как у первичной частицы данного сорта, т.е. $\sigma_1^L = \sigma_0^L$.

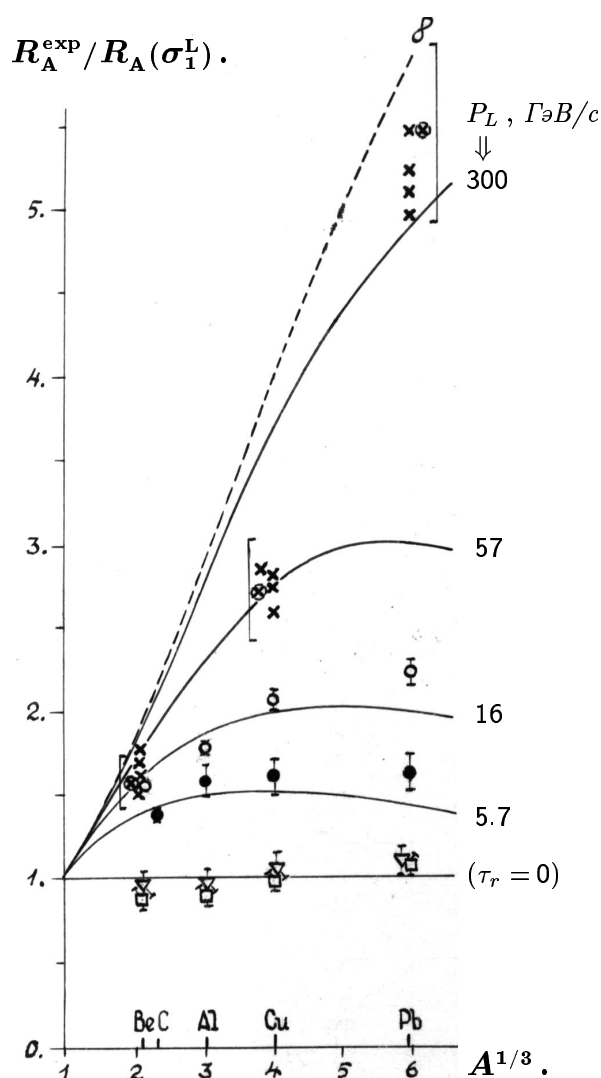


Рис.11.

Отношение измеренных значений R_A^{exp} (рис.10) к ожидаемым значениям $R_A(\sigma_1^L)$ для случая ослабления "пучка L " в ядерном веществе с номинальным коэффициентом поглощения: $\sigma_1^L = \sigma_0^L$.

Инклюзивные реакции $pA \rightarrow L + X$
($x \simeq 0.82$, $P_\perp \simeq 0.2$ ГэВ/с):

- $pA \rightarrow p + X$ $P_0 = 6.9$ ГэВ/с [39]
- $pA \rightarrow p + X$
- $pA \rightarrow \pi^+ + X$ } $P_0 = 19.2$ ГэВ/с [40]
- ▽ $pA \rightarrow K^+ + X$ }
- × $pA \rightarrow n + X$ $P_0 = 400$ ГэВ/с,
- (⊗ $P_\perp = 0.23$ ГэВ/с, $x = 0.82$). [41]

Кривые — неупругое столкновение, при котором эффективность взаимодействия падает до нуля, и восстанавливается с характерным временем $\tau_r = \hbar/m_p c^2$ по закону: $\sigma_L(t) = \sigma_0^p \cdot \{1 - \exp(-t/\tau_r \gamma)\}$, где $\gamma = E_L/m_p$.

Значения $R_A(\sigma_1^L)$ рассчитаны по формуле (6) для модели ядра Хофштадтера. Использование этой формулы, учитывающей только частицы первого поколения,

¹В работе [41] не приведено числовых таблиц.

оправдывается в данном случае следующим обстоятельством.

Вклад многократных рассеяний при взаимодействии с ядром определяется так же, как для обычной (макроскопической) толстой мишени:

$$\frac{Q_A^{(\nu>1)}(\vartheta, P)}{Q_A^{(1)}(\vartheta, P)} = \frac{\sum_{\nu>1} Q_A^{(\nu)} \cdot \beta_\nu(\vartheta, P)}{Q_A^{(1)}},$$

где $\beta_\nu(\vartheta, P) = \alpha_\nu(\vartheta, P)/\alpha_1(\vartheta, P)$, и $\alpha_\nu(\vartheta, P) = \Delta_\nu(P) \cdot \delta_\nu(\vartheta)$.

Если распределение поперечных импульсов в pp -взаимодействии для $x \sim 0.8$ аппроксимировать функцией вида $w_1(P_\perp) \propto \frac{P_\perp}{P} \exp(-P_\perp^2/P^2)$, где $P = 0.4$ ГэВ/с (см. выше), то в результате ν последовательных столкновений с нуклонами ядра будет наблюдаться распределение

$$w_\nu(P) = \frac{P_\perp}{P\sqrt{\nu}} \cdot \exp(-P_\perp^2/P^2\nu) \cdot \frac{dP_\perp}{P\sqrt{\nu}}.$$

Отсюда для $P_\perp = 0.2$ ГэВ/с

$$\frac{\delta_\nu}{\delta_1} \simeq \frac{w_\nu}{w_1} \Big|_{P_\perp=0.2} \approx \frac{1}{\nu} \exp\left[\frac{1}{4}\left(1 - \frac{1}{\nu}\right)\right].$$

Для $x \simeq 0.8$ можно положить¹:

$$\Delta_2/\Delta_1 \simeq \underbrace{\frac{1}{\sigma_{pp}^{tot}} \int_{0.8}^1 \left(\frac{d\sigma_{pp}^{in}}{dx}\right) \cdot dx}_{in \rightarrow in} + \underbrace{\frac{\sigma_{pp}^{el}}{\sigma_{pp}^{tot}}}_{el \rightarrow in} + \underbrace{\frac{\sigma_{pp}^{el}}{\sigma_{pp}^{tot}}}_{in \rightarrow el} \approx 0.55.$$

Первое слагаемое в этой формуле соответствует двукратным неупругим столкновениям, второе и третье — двукратным столкновениям, из которых одно (первое или второе) упругое, а другое неупругое. Столкновения высших кратностей дадут вклад $\Delta_\nu/\Delta_1 \approx (0.55)^{\nu-1}$. Таким образом, ряд $\sum Q_A^{(\nu)} \beta_\nu(\vartheta, P)$ сходится довольно быстро.

Значения $R_A(\sigma_0, \sigma_1)$, вычисленные в предположении $\sigma_1 = \sigma_0(p)$ для $\rho_A(r) \propto \varepsilon_A(r)$ с учетом и без учета многократных рассеяний, различаются на $\sim 19\%$ в Ве и на $\sim 35\%$ в Рб; для $\sigma_1 = 1/3\sigma_0(p)$ вклад последующих поколений уменьшается до $\sim 6\%$ и $\sim 10\%$ соответственно.

В то же время, согласно оценкам предыдущей главы, при $P_L = 16$ ГэВ/с, $P_\perp = 0.2$ ГэВ/с, за счет ферми-движения и перезарядки следует ожидать уменьшения выхода лидирующих протонов на $\sim 8\%$, π^+ -мезонов — на $\sim 20\%$ и K^+ -мезонов — на $\sim 10\%$.

Указанные эффекты в значительной степени компенсируют завышение значений R_A , обусловленное многократными рассеяниями — в результате поведение функции R_A оказывается близким к тому, что дает формула (6) — во всяком случае, в пределах точности расчета $R_A^{(1)}$, ограниченной неопределенностью параметров ядра.

¹Более строгий расчет, с использованием Монте-Карловской процедуры построения спектров частиц последующих поколений, дает близкие оценки $\Delta_2 = 0.56\Delta_1$; $\Delta_3 = 0.26\Delta_1$ и т.д.

Рис.11 позволяет сделать вывод, что вторичные протоны и мезоны ведут себя в пределах ядра по-разному.

В то время как π - и K -мезоны при 19.2 ГэВ поглощаются с эффективностью, близкой к "номинальной", значительный избыток лидирующих нуклонов, вылетающих из тяжелых ядер, указывает на то, что они поглощаются внутри ядра гораздо слабее, чем следовало бы¹; и, кроме того, эффективность поглощения обнаруживает тенденцию к уменьшению при увеличении импульса P_L от 5.7 до 300 ГэВ/с.

Полученный результат можно интерпретировать в духе наглядной феноменологической картины взаимодействия, согласно которой при неупругом столкновении кванты ядерного поля нуклона — мезоны — превращаются в реальные частицы (следовательно, их свойства в момент рождения уже определены свойствами поля); сам же нуклон на какое-то время оказывается "голым" и не может эффективно взаимодействовать, пока его ядерное поле не восстановилось.

Предположим, что восстановление поля происходит с характерным временем t_r (в лабораторной системе координат), т.е. вероятность взаимодействия в момент t

$$\sigma_1(t) = \int_0^1 e^{-t/t_r} \frac{dt}{t_r} \sigma_0^P = \sigma_0^P (1 - e^{-t/t_r}).$$

Так как время $\frac{t}{t_r} = \frac{z}{c\tau_r\gamma_L}$, т.е. обратно пропорционально пробегу восстановления $\lambda_r = c\tau_r\gamma_L$ (τ_r — время формирования поля в собственной системе координат, γ_L — лоренц-фактор частицы), то можно записать: $\sigma_1(z) = \sigma_0(1 - e^{-z/\lambda_r})$. Такое определение σ_1 , будучи использовано в выражении для $q_1(x)$ вместо $\sigma_1 = \text{const}$, преобразует функцию $Q_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)$ в формуле (6) к виду:

$$\begin{aligned} Q_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_r) &= \frac{1}{\pi r_A^2} \int_0^{r_A} 2\pi b db \int_0^{z(b)} e^{-\sigma_0 \xi} \sigma_0 d\xi \cdot G_r(z - \xi) = \\ &= \frac{1}{\pi r_A^2} \int_0^{r_A} 2\pi b db \beta e^{-\sigma_0(z-\lambda_r)} [Ei(\beta e^{-z/\lambda_r}) - Ei(\beta)]. \end{aligned}$$

Здесь Ei — интегральная экспонента, $\beta = \sigma_0 \lambda_r$, а функция

$$G_r(z - \xi) = \exp\{-\sigma_0[(z - \xi) + (e^{-(z-\xi)/\lambda_r} - 1)\lambda_r]\}$$

есть отнесенное к единичному потоку решение уравнения $dN(y)/dy = -\sigma_1(y)N(y)$, которое описывает поглощение вторичных частиц вдоль отрезка $(z - \xi)$ хорды $z(b)$ для частного случая $\sigma(y) = \sigma_0(1 - e^{-y/\lambda_r})$.

На рис.11 кривыми изображены зависимости $R_A(\sigma_0, \lambda_r)$, вычисленные при λ_r , равном 3.6 ферми (для протонов с импульсом 16 ГэВ/с такое значение пробега λ_r получается, если время $\tau_r = \hbar/m_p c^2 = 0.7 \cdot 10^{-24}$ с).

Положение экспериментальных точек позволяет сделать вывод, что ядерное поле нуклона формируется сравнительно быстро: характерное время этого процесса

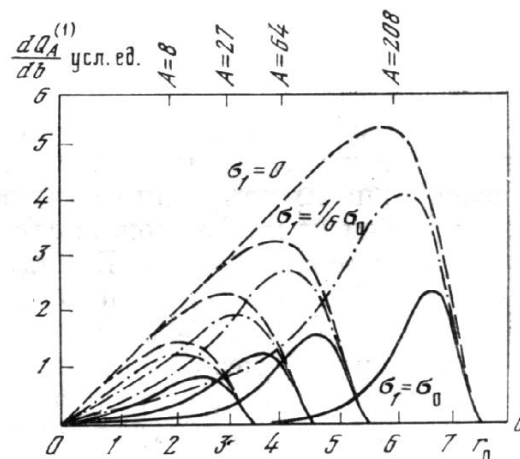
¹Учитывая чувствительность функции R_A к форме ядра, можно, очевидно, подобрать такое распределение плотности $\rho_A(r)$, чтобы ожидаемая для $\sigma_1 = \sigma_0(p)$ зависимость R_A совпала с наблюдаемой при некоторой фиксированной энергии (например, 19.2 ГэВ)[46]. При этом, однако, получится, что π - и K -мезоны поглощаются в ядерном веществе сильнее, чем следует из сечения их взаимодействия со свободными нуклонами — сильнее даже, чем протоны, что не менее любопытно.

τ_r соответствует собственной массе нуклона (а не массе π -мезона). Возможно, впрочем, допущение, что при сравнительно небольших передачах энергии ядерное поле нуклона исчезает не полностью; с этой точки зрения полученное значение является нижней оценкой τ_r . Вообще же, количественная оценка τ_r имеет смысл применительно к конкретной модели взаимодействия: скажем, в партонной модели [2,3] или в модели кварк-глюонных струн [7] $\sigma_1(\tau)$ ведет себя более сложным образом и по-разному; соответственно величина τ_r получится другой при тех же эффективных (т.е. "измеренных" для каждого ядра A) значениях $\sigma_1^{eff}(A)$.

Так или иначе, получается, что в области достаточно низких энергий лидирующий нуклон может покинуть ядро, не испытав повторных взаимодействий, лишь в том случае, когда первое взаимодействие произошло на периферии ядра, где плотность не особенно велика. С ростом энергии поглощение вторичных нуклонов в ядре должно быстро уменьшаться, и при энергиях порядка сотен ГэВ подавляющее большинство лидирующих нуклонов, вылетающих из ядра со средним атомным номером (в том числе и из его центральной области), будет относиться к первому поколению. Этот эффект хорошо виден на рис.12, где показана зависимость относительного выхода однократно рассеянных частиц из различных ядер, $Q_A^{(1)}$ от параметра удара b , вычисленная при $\sigma_1 = \sigma_0(p)$, $1/6\sigma_0(p)$ и 0.

Рис.12.

Зависимость выхода однократно рассеянных частиц из различных ядер $Q_A^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)$ от параметра удара b . (значения b в единицах $r_0 = R_A/A^{1/3}$).



Следует, однако, иметь в виду, что приведенная выше оценка τ_r допускает различное толкование. Не исключено, например, что наблюдаемое различие поглощения пионов и протонов обусловлено механизмом рождения. В указанной кинематической области протон высокой энергии может быть продуктом распада изобары, тогда как пионы попадают сюда, скорее всего, из центральной области.

Действительно, возникший от распада изобары протон имеет, в среднем, $x = 0.85$; поэтому если изобарный механизм дает заметный вклад в интенсивность протонов, то как раз при тех импульсах, для которых получена величина R_A . В этом случае экспериментально измеряемое значение R_A характеризует, очевидно, не коэффициент поглощения собственно лидирующих протонов p_L в ядерном веществе (они в этом случае возникают за пределами ядра), а коэффициент поглощения изобары \mathfrak{S} или некоторое среднее между $\sigma_1(\mathfrak{S})$ и $\sigma_1(p_L)$.

Максимальный импульс, который может иметь π - или K -мезон, испущенный при распаде изобары $\mathfrak{S} \rightarrow \pi + p$ по направлению вперед, определяется простыми кинематическими соотношениями, связывающими энергию \tilde{E} и импульс \tilde{P} мезона в с.ц.м.

изобары:

$$\tilde{E} + \tilde{E}_r = \sqrt{m^2 + \tilde{P}^2} + \sqrt{m_r^2 + \tilde{P}^2} = M;$$

(M , m и m_r — суть соответственно масса изобары, мезона и нуклона или гиперона отдачи), и его энергию E и импульс P в лабораторной системе координат:

$$P = \sqrt{E^2 - m^2} = m\sqrt{\gamma^2 - 1},$$

где $\gamma = \tilde{\gamma}\gamma_{\mathfrak{S}} + \sqrt{(\tilde{\gamma}^2 - 1)(\gamma_{\mathfrak{S}}^2 - 1)}$; $\tilde{\gamma} = \tilde{E}/m$; $\gamma_{\mathfrak{S}} = E_0/M$, а E_0 — начальная энергия.

На рис.13 показана зависимость $x_{\pi,K}^{max} = P_{\pi,K}^{max}/P_0$ от массы изобары M для реакции $pp \rightarrow \mathfrak{S}(+X)$; $\mathfrak{S} = N, \Delta \xrightarrow{\pi+p} K+\Lambda(\Sigma)$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с. Сами изобары фигурируют на рисунке в виде кружков (N) и треугольников (Δ) [63].

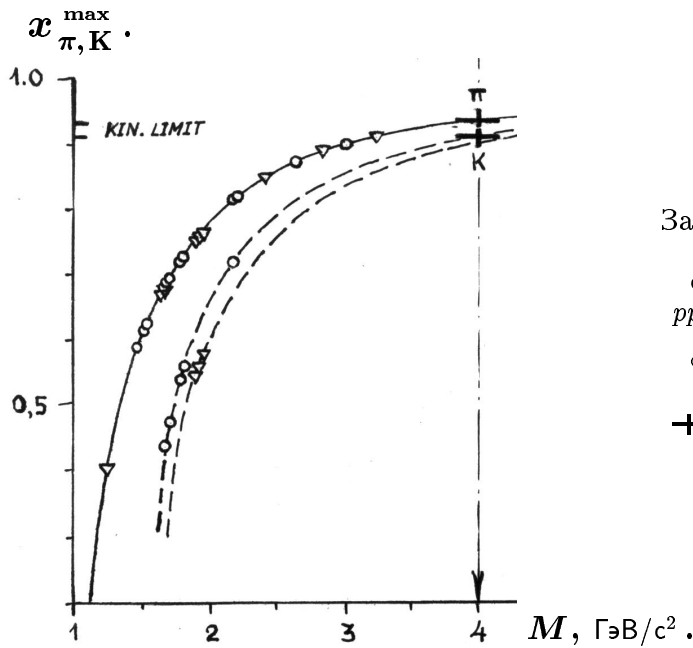


Рис.13.

Зависимость максимального импульса мезона в л.с.к., $x_{\pi,K}^{max} = P_{\pi,K}^{max}/P_0$ от массы изобары M для реакции $pp \rightarrow N, \Delta (+X)$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с.

\circ $N \rightarrow \pi + p$; ∇ $\Delta \rightarrow \pi + p$
 $\rightarrow K + \Lambda$ $\rightarrow K + \Sigma$

$+$: кинематические границы для π^+ и K^+ из pp -взаимодействия.

Как видно из рисунка, π -мезоны от распада изобар $\Delta_{2480, 2850, 3230}$ и $N_{2650, 3030}$ могут, в принципе, иметь импульс $P_{\pi} = 16$ ГэВ/с (соответствующий $x = 0.83$); между тем, кинематическая граница для K -мезонов при распаде самой тяжелой изобары¹ N_{2190} оказывается ниже 14 ГэВ/с ($x = 0.72$). Указанные изобары вообще редки, кроме того, при изотропном распаде они будут давать вклад в широкую область спектра ниже кинематического предела x^{max} , поэтому наблюдение изобарного мезона с импульсом 16 ГэВ/с (при начальном импульсе 19.2 ГэВ/с) маловероятно.

В целом, если отвлечься от уже упомянутой неоднозначности интерпретации экспериментальных данных (из-за возможного вклада когерентных процессов), можно заключить, что при энергии ~ 20 ГэВ лидирующие нуклоны поглощаются в ядерном веществе слабее, чем π - и K -мезоны — в то время как сечение взаимодействия нуклонов со свободными нуклонами существенно выше, чем π - и особенно K -мезонов.

Интересно в этой связи попытаться проследить *энергетический ход* зависимости R_A для различных частиц. Чтобы продвинуться в указанном направлении, проанализируем данные работы [64], в которой измерялись выходы π^- -мезонов из различных

¹Для наиболее тяжелых изобар пока нет надежных данных о модах распада с генерацией K -мезона [63].

ядер, начиная с Ве, при бомбардировке их протонами с импульсом $P_0 = 9.7$ ГэВ/с, 6.7 ГэВ/с и 3.95 ГэВ/с. В данной работе значения $(d^2\sigma/d\Omega dP)_A$ были получены для одного угла $\vartheta_\pi = 62$ мрад, поэтому одной и той же величине $x_\pi = P_\pi/P_\pi^{max}$ при различных начальных импульсах соответствуют различные P_\perp .

На рис.14 экспериментальные значения

$$R_{A/Be} = \frac{(d^2\sigma/d\Omega dP)_A}{(d^2\sigma/d\Omega dP)_{Be}} \cdot \frac{\sigma_{Be}^{abs}}{\sigma_A^{abs}},$$

взятые из данных работы [64] при $x_\pi = 0.77$, сравниваются со значениями $R_{A/Be}$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с и том же x_π , но различных ϑ_π (соответствующих одинаковому P_\perp)¹.

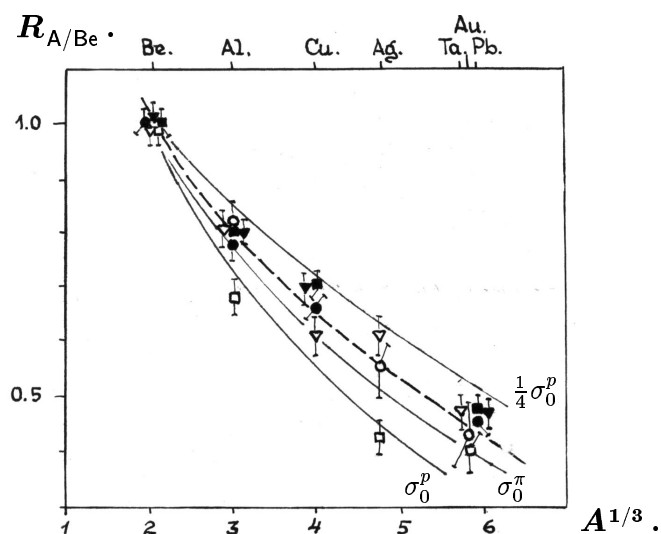


Рис.14.

Относительный выход π^- -мезонов $R_{A/Be}$ из реакции $pA \rightarrow \pi^- + X$ при $P_\pi/P_\pi^{max} = 0.77$ и различных P_0 . при $P_\pi/P_\pi^{max} = 0.77$ и различных P_0 .

— : расчет $R_{A/Be}^{(1)}$ для разных σ_1^p ,
 --- : фит $R_{A/Be}^{exp}$ по всем точкам.

P_\perp , ГэВ/с	P_0 , ГэВ/с	
↓	↓	↓
0.14	○ 3.9	●
0.28	□ 6.7	■
0.42	▽ 9.7	▼
		} 19.2

На основании этого рисунка можно сделать вывод, что эффективность поглощения вторичных π -мезонов в ядерном веществе не меняется заметным образом при изменении импульса P_π от 2.3 до 14 ГэВ/с.

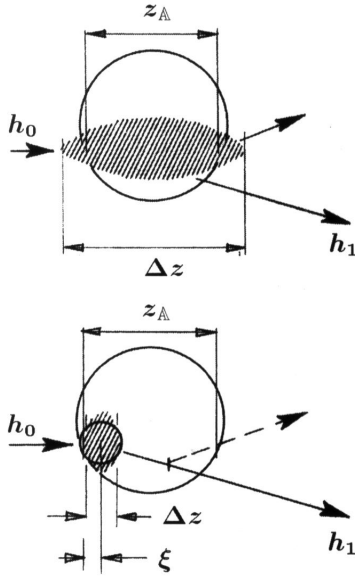
Заметим, однако, что нормировка дифференциальных сечений к бериллию (вместо водорода) приводит к существенному сглаживанию зависимости $R_{A/Be}$ от σ_1 ; в итоге даже изменение σ_1 в несколько раз может оказаться неразличимым в пределах экспериментальных ошибок. В качестве примера на рис.14 приведены кривые $R_{A/Be}^{(1)}(\sigma_0, \sigma_1)$ для $\sigma_1 = \sigma_0^p$, σ_0^π и $1/4 \sigma_0^p$. Видно, что разброс экспериментальных точек, который обусловлен, по-видимому, методическими причинами (во всяком случае, не коррелирован явным образом с энергией) не позволяет сделать уверенный выбор между указанными значениями σ_1 . Ситуация усугубляется тем обстоятельством, что точность самого расчета функции $R_{A/Be}$ ниже (в частности, неопределенность, связанная с выбором распределения плотности в ядре $\rho_A(r)$, входит дважды).

Таким образом, отсутствие измерений на водороде заметно снижает ценность экспериментальных данных [64] с точки зрения оценки величины σ_1 , как и других подобных данных (например, данных эксперимента [65] по генерации Λ^0 -гиперонов из различных ядер, начиная с Ве).

¹Поскольку в обеих работах [40] и [64] измерения проводились для дискретного набора значений P_π и ϑ_π , оценка величины $R_{A/Be}$ при заданных x_π и P_\perp получена в большинстве случаев интерполяцией. Показанные на рис.14 ошибки учитывают эту процедуру.

V. ПОСТАНОВКА ОПЫТА

Итак, говорить о характеристиках частиц в непосредственной близости от точки взаимодействия имеет смысл лишь тогда, когда определена координата этой точки. Следовательно, условием применимости метода "ослабления пучка" к рассматриваемому кругу задач служит достаточно большая (продольная) передача импульса ΔP

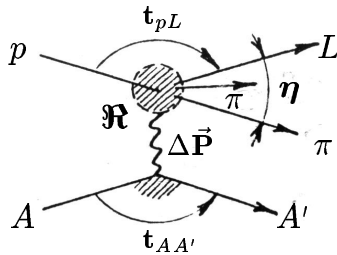


от первичной частицы к мишени в "элементарном" взаимодействии, допускающая принципиальную возможность локализовать его где-то внутри ядра.

По крайней мере, размеры области взаимодействия $\Delta z \sim \hbar/\Delta P$ не должны превышать размеров нуклона $r_N \sim \hbar/m_\pi c$. При этом свойства "несформировавшихся" адронов становятся физически наблюдаемыми, если "длина формирования" $\lambda = c\tau\gamma > \Delta z$.

Последнее соображение диктует такую постановку опыта, которая, помимо измерения параметров лидирующей частицы, обеспечивает однозначное выделение некогерентных каналов и, кроме того, позволяет судить о "степени некогерентности" — т.е. о размере области взаимодействия Δz — в каждом отдельном событии.

Фрагментация пучка протонов с энергией E_0 на ядре A эквивалентна реакции с квазидвухчастичным промежуточным состоянием $pA \rightarrow \mathfrak{R} + A'$ (см. диаграмму на рис.15). Один из двух фигурирующих в нем возбужденных объектов, \mathfrak{R} кинематически связан с налетающей частицей и фрагментирует затем в быстрые адроны, среди которых имеется лидер L : $\mathfrak{R} \rightarrow L + X$.



Δz , ферми.

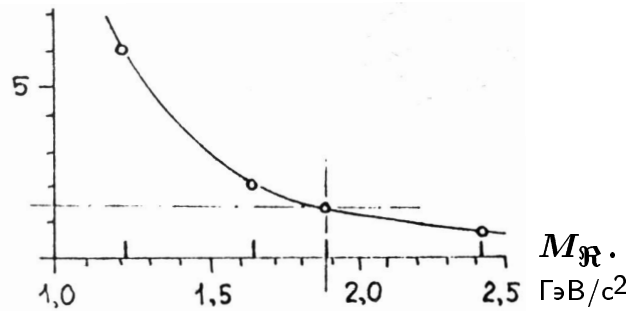


Рис.15.

Зависимость размеров "области взаимодействия" $\Delta z = \hbar/\Delta \vec{P}$ от массы возбужденной системы \mathfrak{R} для реакции $pA \rightarrow \mathfrak{R} + A'$.

$\downarrow L + \nu\pi$

Из законов сохранения энергии и импульса (в с.ц.м. pA -соударения, движущейся со скоростью $\tilde{\beta} = [1 - 1/\tilde{\gamma}^2]^{1/2}$):

$$\left. \begin{aligned} \tilde{E}_p + \tilde{E}_A &= \tilde{E}_{\mathfrak{R}} + \tilde{E}_{A'} = \tilde{E}_0 \\ \tilde{P}_p + \tilde{P}_A &= \tilde{P}_{\mathfrak{R}} + \tilde{P}_{A'} = 0 \end{aligned} \right\}$$

где $\tilde{\gamma} = (E_0 + m_A)/(2E_0m_A + M_{\mathfrak{R}}^2 + m_p^2)$ и $\tilde{E}_0 = \tilde{\gamma}m_A + (m_A^2(\tilde{\gamma}^2 - 1) + m_p^2)^{1/2}$, следует однозначная взаимосвязь между эффективной массой $M_{\mathfrak{R}}$ и импульсом отдачи ΔP (и, стало быть, с размерами области взаимодействия $\Delta z \sim \hbar/\Delta P$):

$$\left. \begin{aligned} \tilde{P} = |\tilde{P}_{\mathfrak{R},A'}| &= [\tilde{E}_0^2 - (M_{\mathfrak{R}} - m_A)^2]^{1/2} [\tilde{E}_0^2 - (M_{\mathfrak{R}} + m_A)^2]^{1/2} / 2\tilde{E}_0 \\ \Delta P &= \tilde{\gamma}(\tilde{P} \cos \tilde{\vartheta}_{A'} + \tilde{\beta}\tilde{E}_{A'}) \end{aligned} \right\} (c = 1),$$

причем ΔP минимально при $\cos \tilde{\vartheta}_{A'} = -1$. В свою очередь, величина $M_{\mathfrak{R}}$ определяет импульсный диапазон адронов при последующей фрагментации (в собственной системе координат \mathfrak{R}) — в пределе двухчастичного распада $\mathfrak{R} \rightarrow p + \pi$:

$$P^* = |P_{p,\pi}^*| = [M_{\mathfrak{R}}^2 - (m_p - m_\pi)^2]^{1/2} [M_{\mathfrak{R}}^2 - (m_p + m_\pi)^2]^{1/2} / 2M_{\mathfrak{R}}.$$

Тем самым ограничиваются относительные углы разлета фрагментов в лабораторной системе $\eta = \zeta_p + \zeta_\pi$, где

$$\zeta_{p,\pi} = \arcsin(P^* \sin \zeta_{p,\pi}^* / P_{p,\pi}).$$

Если измерен лабораторный импульс P одного из (двух) фрагментов, то для другого

$$\zeta = \arctan[P^* \sin \zeta^* / \gamma^*(P^* \cos \zeta^* + \beta^* E^*)],$$

где $\gamma^* = (\tilde{E}_{\mathfrak{R}} + \tilde{\beta} \cdot \tilde{P} \cos \vartheta_{\mathfrak{R}}) \tilde{\gamma} / M_{\mathfrak{R}}$.

Выделяя лидирующую частицу L и фиксируя η для некоторого $u = P_L/P_0$, мы получаем количественную оценку $M_{\mathfrak{R}}$ или ΔP (рис.16). Если фрагментов более двух, это будет, очевидно, нижняя оценка.

Подходящим выбором интервала $\Delta\eta$ можно, в частности, выделить события с эффективной массой $M_{\mathfrak{R}}$, соответствующей какой-то определенной изобаре. Измеренное для таких событий значение σ_1 будет, очевидно, характеризовать поглощение в ядерном веществе бариона в известном возбужденном состоянии¹.

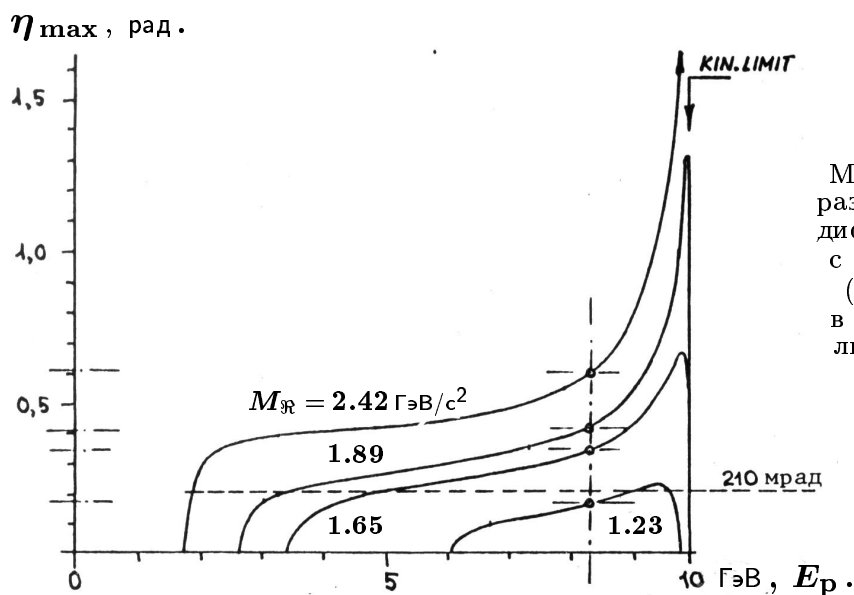


Рис.16.

Максимальный угол η_{max} разлета в л.с.к. фрагментов дифракционного кластера \mathfrak{R} с эффективной массой $M_{\mathfrak{R}}$ (из реакции на рис.15), в зависимости от энергии лидирующего протона E_p при $E_0 = 10$ ГэВ.

¹Как следует из рис.15, достаточно массивные изобары должны рождаться некогерентно на отдельных нуклонах ядра.

На ядерных мишенях связь η с ΔP , обусловленную кинематикой фрагментации пучка дифракционного типа $pA \rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow p\pi(+A')$, можно найти из следующих соотношений.

Пусть переданный ядру импульс относительно мал ($\Delta P \ll P_M, P_0$) и $m_A \rightarrow \infty$; т.е. $E_{\mathfrak{R}} \approx E_0$; $\vartheta_{\mathfrak{R}} \approx 0$. В этом случае, из:

$$P_{\mathfrak{R}} = P_0 - \Delta P; \quad P_{\mathfrak{R}}^2 = E_{\mathfrak{R}}^2 - M_{\mathfrak{R}}^2 \quad \text{и} \quad E_0^2 = P_0^2 + m_p^2$$

получим:

$$P_{\mathfrak{R}}^2 \simeq P_0^2 + m_p^2 - M_{\mathfrak{R}}^2 = (P_0 - \Delta P)^2$$

или, пренебрегая $\Delta^2 P$:

$$\Delta P \simeq \frac{M_{\mathfrak{R}}^2 - m_p^2}{2P_0}.$$

Пусть теперь \mathfrak{R} распадается на два адрона, разлетающиеся под углом η в л.с.к.: $\mathfrak{R} \rightarrow a + b$, причем $M_{\mathfrak{R}} \approx m_a + m_b$ (т.е. $M_{\mathfrak{R}}$ не слишком велико).

Тогда $\vec{P}_a + \vec{P}_b = \vec{P}_{\mathfrak{R}} \approx \vec{P}_0$, т.е.:

$$\begin{aligned} P_{\mathfrak{R}}^2 &= P_a^2 + P_b^2 - 2P_a P_b \cos(\pi - \eta) = \\ &= P_a^2 + P_b^2 + 2P_a P_b \cos \eta. \end{aligned}$$

Но $P_{\mathfrak{R}}^2 = (P_0 - \Delta P)^2$, следовательно

$$P_0^2 - 2P_0 \Delta P + \Delta P^2 = P_a^2 + P_b^2 + 2P_a P_b \cos \eta,$$

иначе (снова пренебрегая $\Delta^2 P$):

$$\begin{aligned} P_0^2 - 2P_0 \Delta P &= P_a^2 + P_b^2 + 2P_a P_b - 2P_a P_b + 2P_a P_b \cos \eta = \\ &= (P_a + P_b)^2 - 2P_a P_b(1 - \cos \eta) = \\ &= (P_a + P_b)^2 - 4P_a P_b \sin^2 \eta/2; \end{aligned}$$

откуда:

$$\begin{aligned} \Delta P &= \frac{P_0^2 - (P_a + P_b)^2}{2P_0} + \frac{4P_a P_b \sin^2 \eta/2}{2P_0} = \\ &= \frac{P_0^2 - (P_a + P_b)^2}{2P_0} + 2P_0 \frac{P_a P_b}{P_0^2} \sin^2 \eta/2. \end{aligned}$$

Если энергии достаточно велики ($E \gg m$), то, обозначив

$$\frac{P_a}{P_0} \simeq \frac{E_a}{E_0} = u; \quad \frac{P_b}{P_0} \simeq \frac{E_b}{E_0} = \frac{E_0 - E_a}{E_0} = 1 - u;$$

получим:

$$\Delta P = \frac{P_0^2 - (P_a + P_b)^2}{2P_0} + 2P_0 u(1 - u) \sin^2 \eta/2.$$

Первое слагаемое справа есть пороговое значение ΔP — т.е. минимальная передача импульса мишени, при которой возникают две (скажем) частицы a и b , причем одна из них имеет лабораторный импульс P_a . Действительно, положим $\eta = 0$ (т.е. частицы a и b летят вдоль траектории \mathfrak{R} — вперед и назад в с.ц.м. \mathfrak{R}). Тогда:

$$\Delta P = \frac{P_0^2 - (P_a + P_b)^2}{2P_0};$$

причем $P_{a,b} = \gamma_{\mathfrak{R}}(\tilde{E}_{a,b} \pm \tilde{P})$, ибо $\tilde{P}_a = -\tilde{P}_b$ (в с.ц.м. \mathfrak{R}).

Зафиксировав P_a , мы найдем \tilde{P} (а значит и $M_{\mathfrak{R}}$, поскольку $\tilde{P} = \tilde{P}(M_{\mathfrak{R}}, m_a, m_b)$ и $\gamma_{\mathfrak{R}} = E_{\mathfrak{R}}/M_{\mathfrak{R}}$); значение P_b получается в этом (двухчастичном) случае автоматически. Следовательно, $\Delta P_{nop} = \Delta P(E_{\mathfrak{R}}, M_{\mathfrak{R}}, P_a)$.

В пределе $\tilde{P} \rightarrow 0$; $M_{\mathfrak{R}} \rightarrow m_a + m_b$ и P_a, P_b принимают единственно возможные значения $P_a \simeq \gamma_{\mathfrak{R}} m_a$; $P_b \simeq \gamma_{\mathfrak{R}} m_b$ (положено $P_{a,b} \simeq E_{a,b}$); иначе:

$$P_a \simeq \frac{E_{\mathfrak{R}}}{m_a + m_b} \cdot m_a; \quad P_b \simeq \frac{E_{\mathfrak{R}}}{m_a + m_b} \cdot m_b.$$

При этом $P_a + P_b = P_{\mathfrak{R}}$, т.е. (см. выше):

$$\begin{aligned} \Delta P_{nop} &= \frac{P_0^2 - P_{\mathfrak{R}}^2}{2P_0} \simeq \frac{E_0^2 - m_p^2 - E_{\mathfrak{R}}^2 + M_{\mathfrak{R}}^2}{2P_0} = & \left| E_{\mathfrak{R}} \approx E_0 \right. \\ &= \frac{M_{\mathfrak{R}}^2 - m_p^2}{2P_0} = \frac{m_a^2 + 2m_a m_b + m_b^2 - m_p^2}{2P_0} = \frac{2m_a m_b + m_b^2}{2P_0} \end{aligned}$$

(если $m_p = m_a$, т.е. $a \rightarrow a + b$).

Стало быть, наличие ΔP_{nop} обусловлено фактом рождения частицы b — скажем, для реакции $p \rightarrow p\pi$:

$$\Delta P_{nop} \simeq \frac{m_p m_\pi}{2p} \quad (m_\pi^2 \ll m_p m_\pi).$$

В частности, при упругом рассеянии вперед $p \rightarrow p$, $m_b = 0$ и $\Delta P_{nop} \rightarrow 0$.

Таким образом, для рассматриваемой реакции $pA \rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow p\pi(+A')$ получается:

$$2P_0 u(1-u) \sin^2 \eta/2 \approx \Delta P - \Delta P_{nop}$$

где $\Delta P_{nop}(u, P)$ — пороговое значение переданного мишени импульса, соответствующее минимальной эффективной массе $M_{\mathfrak{R}}$, при которой лидирующий протон может иметь лабораторный импульс uP_0 . Заметное отклонение от линейной зависимости между $\sin^2 \eta/2$ и ΔP для каждого u имеет место лишь на самых легких ядрах в области больших $M_{\mathfrak{R}}$.

Для дифракционного рождения небольших масс ($M_{\mathfrak{R}} \approx m_p$) можно записать, по аналогии с упругим рассеянием:

$$\Delta P = P_0 - P_{\mathfrak{R}} \simeq P_0(1 - \cos \vartheta) = 2P_0 \sin^2 \vartheta/2 = \frac{4P_0^2 \sin^2 \vartheta/2}{2P_0}$$

(отдачей мишени пренебрегаем).

При малых ϑ , $4 \sin^2 \vartheta/2 \approx \sin^2 \vartheta$ и $q \approx P_{\perp}$, т.е.:

$$\Delta P \approx \frac{P_0^2 \sin^2 \vartheta}{2P_0} = \frac{P_{\perp}^2}{2P_0} \simeq \frac{q^2}{2P_0} \propto t.$$

Значит, из $d\sigma/dt \propto \exp(-B|t|)$ следует:

$$\frac{d\sigma}{d(\Delta P)} \propto \exp(-B' \Delta P).$$

С другой стороны, при небольших ΔP (или $M_{\mathfrak{R}}$) и малых ϑ :

$$\Delta P \approx 2P_0 u(1-u) \sin^2 \eta/2,$$

т.е. ожидаемое угловое распределение в η -представлении должно иметь вид:

$$\frac{d\sigma}{d(\sin^2 \eta/2)} \propto \exp(-B' \sin^2 \eta/2).$$

При больших ΔP (т.е. больших ϑ) $q^2 = \Delta P^2 + P_{\perp}^2$, иначе говоря, зависимость отличается от $\sin^2 \vartheta/2$. В пределе $\vartheta \rightarrow \pi$, $q^2 \simeq \Delta P^2$ и:

$$\frac{d\sigma}{d(\sin^2 \eta/2)} \propto \exp(-B' \sin^4 \eta/2).$$

Нас, однако, интересует именно область *малых* углов, где возможно присутствие когерентных процессов. Условие когерентности для мишени радиуса r ,

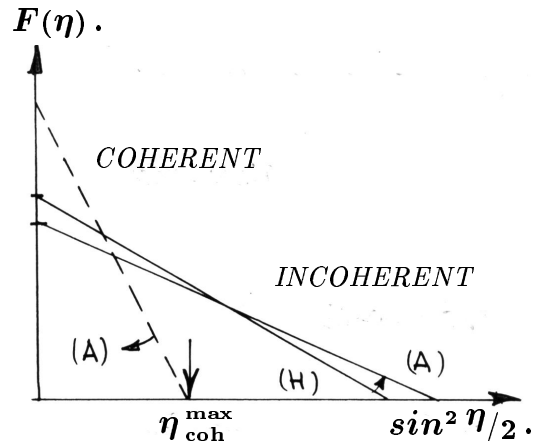
$$\Delta P \approx (M_{\mathfrak{R}}^2 - m_p^2)c^2/2P_0 < \hbar/r$$

накладывает более сильное ограничение на максимальную массу дифракционно рожденной системы $M_{\mathfrak{R}}^{max}$ в pA -взаимодействии, сравнительно с рождением на отдельном нуклоне ($r_A \approx r_N \cdot A^{1/3}$). Это различие особенно существенно при невысокой энергии столкновения.

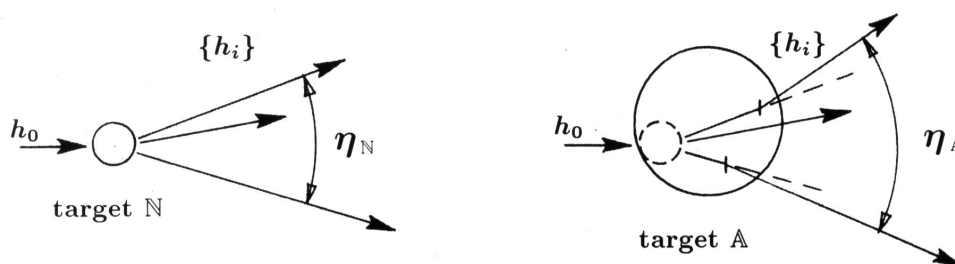
Следовательно, на ядерных мишенях распределение по параметру η , отражающее для каждого u спектр эффективных масс $M_{\mathfrak{R}}$, в общем случае состоит из двух компонент: более крутая компонента отвечает когерентному рождению на ядре как целом, а более пологая компонента — рождению на отдельных внутриядерных нуклонах (см. рис.17).

Рис.17.

Ожидаемое поведение углового распределения в η -представлении для реакции дифракционного типа $pp \rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow L + \{h_i\}_{\eta}$ (пояснения см. в тексте).



Кроме того, угол η между частицами, возникшими внутри ядра, должен, в среднем, увеличиваться в процессе их дальнейшего прохождения через ядерное вещество из-за многократных перерассеяний (упругих и неупругих) на составляющих ядро нуклонах, если эти перерассеяния происходят независимо:



Можно поэтому ожидать, что наклон пологой компоненты углового распределения в η -представлении будет также зависеть от размеров мишени, но обратным образом, сравнительно с крутой (когерентной) компонентой — а именно, уменьшаться с ростом A (показано стрелками на рис.17).

Экстраполяция некогерентной составляющей интегрального распределения по параметру η к некоторому $\eta' > \eta_{coh}^{max}$ дает возможность найти истинное соотношение выходов лидирующих адронов L из разных ядер при $\Delta P \geq \Delta P_{coh}^{max}$ для любых значений u_L ; а последующая экстраполяция распределения по параметру u_L к кинематическому пределу u_L^{max} восстанавливает поведение в ядерном веществе собственно лидирующей частицы L , не искаженное присутствием когерентных процессов и многократными перерассеяниями внутри ядра.

VI. АППАРАТУРА

Схема эксперимента, приведенная на рис.18, непосредственно следует изложенной выше концепции. Экспериментальная установка "Сцинтилляционный магнитный спектрометр" (СМС-МГУ) расположена на канале 4В медленного вывода ускорителя ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) и представляет собой одноплечевой магнитный спектрометр с изменяемой геометрией спектрометрического плеча [66].

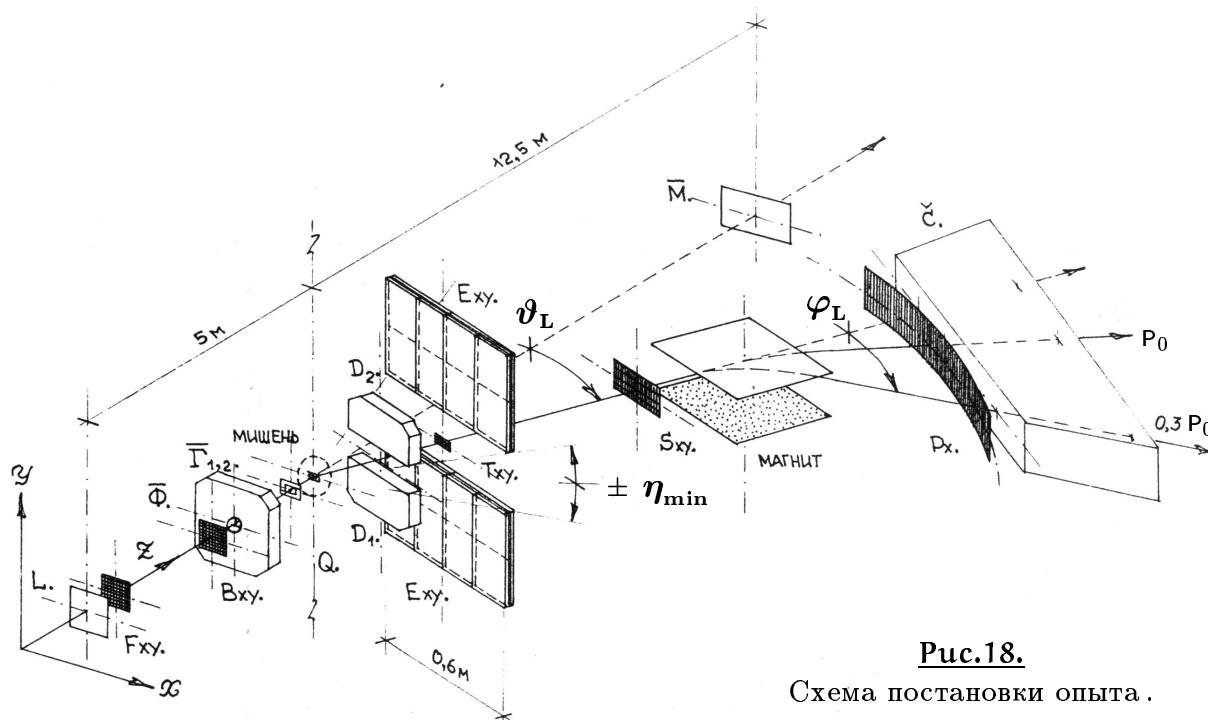


Рис.18.

Схема постановки опыта.

Спектрометр измеряет дифференциальные выходы лидирующих адронов L , вылетающих из мишени (Q) в широком диапазоне углов эмиссии ϑ_L ($0 \div 90^\circ$ в л.с.к.) и импульсов P_L (от P_0 до $0.3P_0$). Регистрация частиц и измерение их траекторий осуществляются системой сцинтилляционных и черенковских детекторов. Детекторы этого типа являются, с одной стороны, наиболее быстрыми и позволяют работать в пучках частиц высокой интенсивности¹, а с другой — сравнительно просты в технологическом отношении, стабильны и удобны в эксплуатации.

Основные функциональные элементы спектрометра:

- сцинтилляционная годоскопическая система с координатным разрешением ~ 1 мм, которая прослеживает траектории первичной (секции F , B) и вторичной лидирующей частицы (секции T , S , P);
- комплекс сцинтилляционных и твердых черенковских детекторов для мониторинга пучка (L , \bar{M}) и формирования его "профиля" на мишени посредством антисовпадений ($\bar{\Phi}$, $\bar{\Gamma}_{1,2}$);
- устройство автоматической постановки мишеней (Q);
- триггерный комплекс, сочетающий твердые черенковские детекторы (D_1 , D_2) и детекторы типа сэндвича сцинтиллятор-свинец-сцинтиллятор (E_{XY}), которые перекрывают один и тот же телесный угол и позволяют отбирать на уровне триггера

¹Практически быстродействие сцинтилляционных и черенковских детекторов ограничивается возможностями регистрирующей электроники.

события с заданной кинематикой — т.е. с определенными углами вылета η частиц сопровождения относительно траектории лидирующей частицы;

- анализирующий магнит на тележке, перемещающейся по круговому рельсовому пути вокруг мишени;

- широкоапертурный газовый (пороговый) черенковский счетчик (\check{C}), замыкающий установку и предназначенный для идентификации лидирующей частицы.

Детекторы размещаются на шарнирно-сочлененных подвижных фермах, конструкция которых обеспечивает возможность поворачивать в процессе эксперимента спектрометрическое плечо на угол до 90° относительно первичного пучка, без нарушения юстировки детекторов. Общий вид установки СМС–МГУ показан на рис.19.

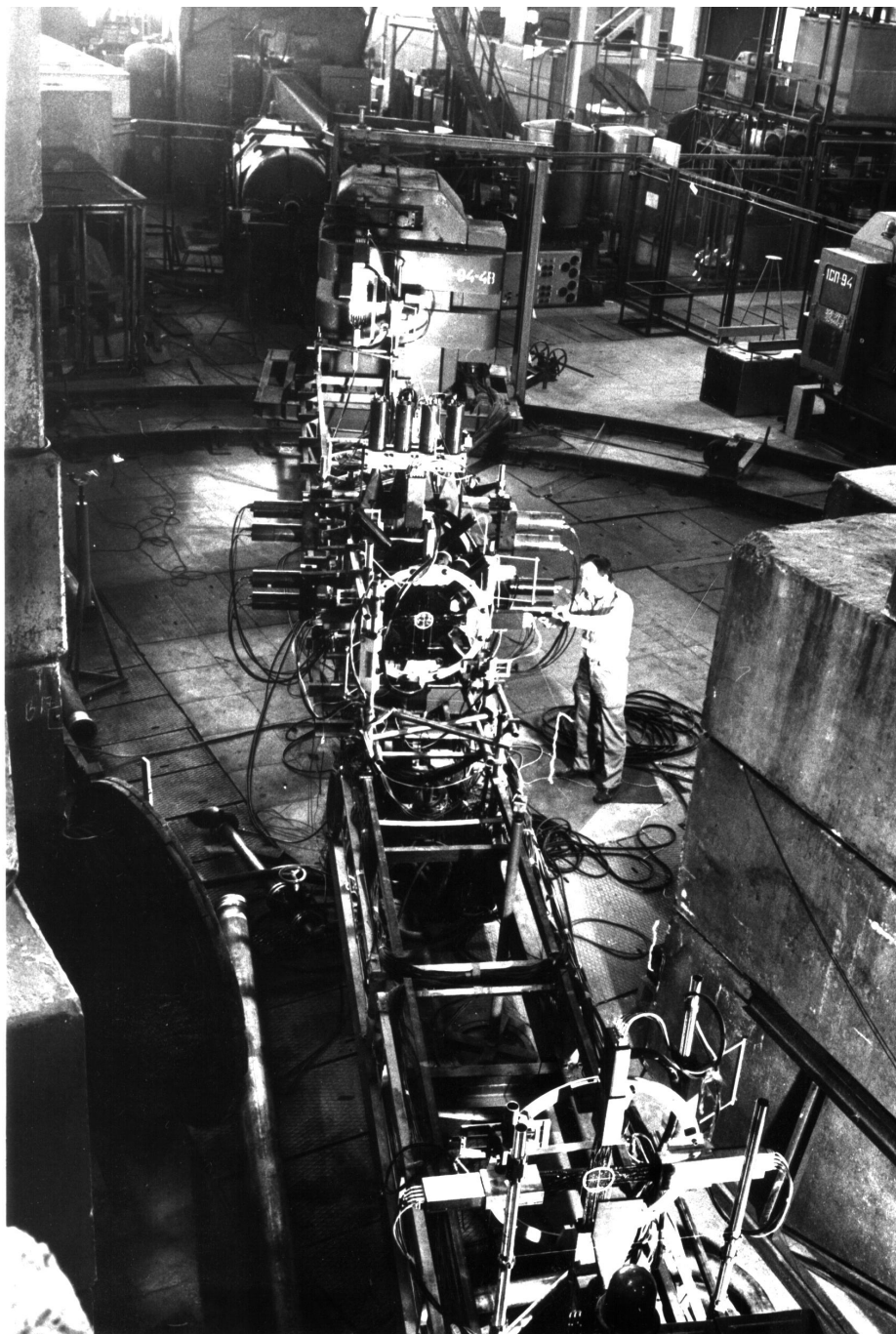


Рис.19.

Регистрирующая электроника выполнена в стандарте КАМАК и работает в линию с ЭВМ СМ-3 (впоследствии СМ-1420), осуществляющей контроль за работой аппаратуры, а также отбор, ON-LINE обработку и запись на магнитную ленту данных измерений (см. ПРИЛОЖЕНИЕ).

Комплекс матобеспечения для ON-LINE и "Express OFF-LINE" обработки поступающей информации позволяет непрерывно контролировать процесс накопления статистики по заданному набору наиболее показательных параметров.

Сцинтилляционный годоскоп

Годоскоп установки СМС сконструирован по модульному принципу, что позволяет легко менять геометрию спектрометра в зависимости от конкретной задачи. В техническом отношении привлекательность такого подхода очевидна, т.к. появляется возможность унифицировать многие конструктивные элементы, упростить и стандартизировать технологические операции, связанные с их изготовлением; при этом задача оптимизации параметров детектора решается с самого начала.

Устройство годоскопического модуля иллюстрируют рис.20,21.

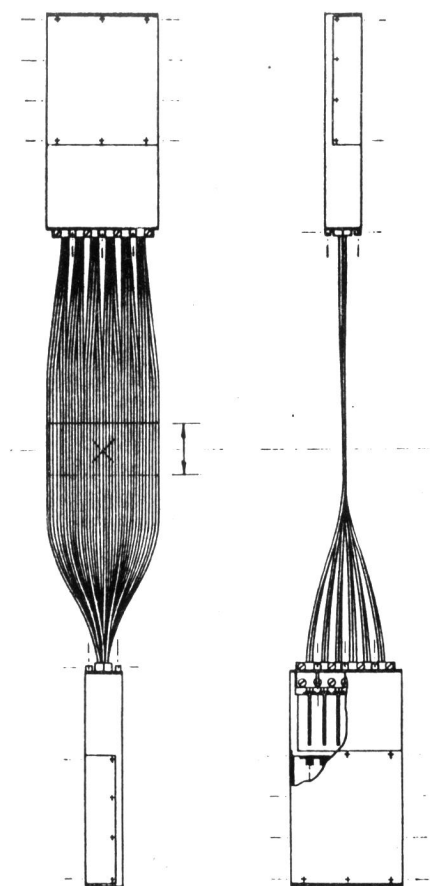


Рис.20.

Типовой 36-канальный годоскопический модуль.

Набор тонких пластмассовых сцинтилляторов (сечением $4 \times 4 \text{ мм}^2$) просматривается с обоих торцов двумя группами ФЭУ через систему плексигласовых световодов (такого же сечения), архитектурно организованную для кодировки координаты по совпадению сигналов ФЭУ. Каждая группа ФЭУ помещена в пермалловый экран для защиты от рассеянных магнитных полей. Кроме того, годоскопические модули секции *F* — возле выходной линзы канала 4В (работающей в импульсном режиме) и секции *S* — у входа в зазор анализирующего магнита снабжены добавочным наружным магнитным экраном из 12 слоев мягкого железа.

Конструктивно ФЭУ объединены в два блока, включающие также высоковольтные преобразователи напряжения с цифровым управлением от ЭВМ, обеспечивающие индивидуально для каждого ФЭУ установку заданного напряжения с интервалом 10 В [67].

Кодировка координаты — двухзарядная: *N* сцинтилляторов модуля разбиты на *n* групп, свет от которых попадает по пучку световодов на *n* соответствующих ФЭУ в верхнем блоке; каждый из *n* ФЭУ в нижнем блоке также соединен пучком световодов с *n* сцинтилляторами, по одному из каждой группы. Совпадение сигналов какой-либо пары ФЭУ — из верхнего (старший разряд) и нижнего (младший разряд) блоков — определяет номер сработавшего канала.

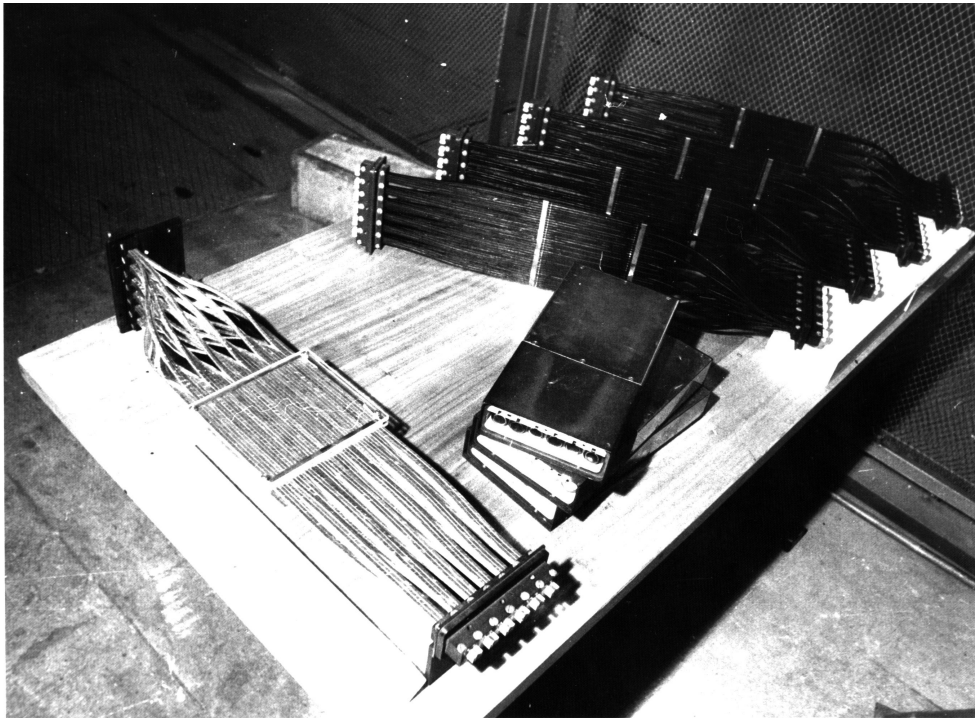


Рис.21.

Сборки сцинтилляционных датчиков для 36-канальных модулей (стопкой сложены электронные блоки, в которых видны ФЭУ).

Хотя двухразрядная кодировка уступает многоразрядной в смысле выигрыша в количестве ФЭУ при данном числе каналов (для n ФЭУ получается $N = n^2/4$ каналов, против $N = 2^n - 1$ при использовании многоразрядного двоичного кода), она в большей степени отвечает условиям реального эксперимента.

Действительно, n -разрядный двоичный код обеспечивает минимум необходимого количества ФЭУ за счет использования совпадений всех возможных кратностей, до n включительно [68]. Вследствие этого существует неоднозначность определения координаты из-за возможного попадания сразу нескольких частиц в апертуру детектора¹.

Неидентичные по логической формуле каналы могут различаться по физическим характеристикам — например по уровню фона случайных совпадений. Кроме того, в многоканальном сцинтилляционном детекторе с малой шириной канала реализация совпадений кратности $k > 2$ предполагает довольно замысловатую конфигурацию световодов и технически едва ли осуществима иначе как путем помещения сцинтилляторов разной ширины в несколько слоев (если сигнал снимается с двух противоположных торцов сцинтиллятора, то нужно $k/2$ слоев). Это предъявляет весьма жесткие требования к взаимной юстировке сцинтилляторов из разных слоев; к тому же увеличивается количество вещества на пути частиц, что также нежелательно.

С практической точки зрения экономия количества ФЭУ становится принципиальным фактором тогда, когда детектор имеет большие размеры и число каналов

¹Предлагались различные варианты многоразрядной кодировки (главным образом, модификации кода Грея), призванные обойти указанную неоднозначность путем усложнения логической схемы [69]. Эти разработки интересны сами по себе, но неизбежно дают худшее соотношение N/n сравнительно с двоичным кодом в чистом виде; а их приложение к сцинтилляционной методике встречает те же трудности, что и использование двоичного кода.

достаточно велико. Но и в этом случае выгода получается проблематичной, т.к. объединение всех каналов в одном логическом модуле потребовало бы использования либо очень длинных, либо очень разных по длине световодов. И то, и другое чревато осложнениями. По условиям электронного эксперимента на ускорителе (высокое временное разрешение детектора при минимуме вещества в пучке) наиболее подходящими являются тонкие пластмассовые сцинтилляторы на основе легких полимеров, имеющие малое время высвечивания, но сравнительно низкий световыход. Поэтому может оказаться, что ухудшение условий светосбора и/или их различие от канала к каналу, а также появление заметных временных сдвигов между сигналами (на одном и том же ФЭУ) приведет к разбросу характеристик отдельных каналов, выходящему за приемлемые границы.

С учетом всех этих соображений наиболее рациональным представляется вариант годоскопа в виде набора типовых модулей с относительно небольшим числом каналов и простой двухразрядной кодировкой координаты. Такое решение, во-первых, обеспечивает практически одинаковые условия светосбора для всех каналов, поскольку длина световодов невелика и варьируется в небольших пределах, что в сочетании с единообразной логической формулой сужает разброс параметров от канала к каналу; во-вторых, позволяет однозначно идентифицировать попадание нескольких частиц в детектор (наличие более одного сигнала в каждом разряде); и, в-третьих, требует минимального количества вещества в пучке — один слой сцинтиллятора, толщина которого лимитируется лишь наименьшей допустимой яркостью сцинтилляционной вспышки. Применение стандартных пластмассовых сцинтилляторов на основе оксазолов в полиметилметакрилате, световодов из плексигласа марки СО-120 и быстродействующих малогабаритных ФЭУ-147, обладающих высокой чувствительностью фотокатода, обеспечивает временное разрешение детектора $3 \div 4$ нс и допускает загрузки до 10^7 частиц/с [70].

В целом годоскоп установки СМС содержит 294 канала и 120 ФЭУ. Секции F и B служат для мониторинга пучка и состоят каждая из двух 16-канальных модулей, развернутых под углом 90° (вдоль осей X и Y); секции T (8 каналов X и 4 канала Y) и S (36 каналов X и 4 канала Y) используются для определения траектории рассеянной в мишени частицы; а секция P , составленная из пяти 36-канальных модулей (180 каналов X) — для измерения импульса частицы по углу отклонения в магните.

Рис.22–27 дают представление о конструктивном оформлении годоскопической системы установки СМС.

Мишенная станция

Комплекс аппаратуры, расположенный вблизи внешнего магнитооптического фокуса канала 4В, состоит из устройства автоматической постановки мишеней и системы сцинтилляционных и черенковских детекторов для формирования профиля "пучка" падающих на мишень частиц и организации кинематического триггера.

Устройство постановки мишеней (Q) (рис.24) содержит комплект (до 8 шт.) твердых ядерных мишеней $\varnothing 10$ см, толщина которых может быть выбрана разной — от 0.5% до 5% ядерного пробега. Установка той или иной мишени в рабочее положение осуществляется автоматически по заданному алгоритму (в промежутке между сбросами ускорителя) либо в произвольном порядке по команде оператора, при этом код экспонируемой мишени сообщается ЭВМ.

Для измерений под большими углами, одновременно с поворотом спектрометрического плеча на угол ϑ , предусмотрен поворот мишени вокруг вертикальной оси в ту же сторону на угол $\vartheta/2$. В результате эффективная толщина мишени для первичной и для вторичной (лидирующей) частиц оказывается одинаковой.

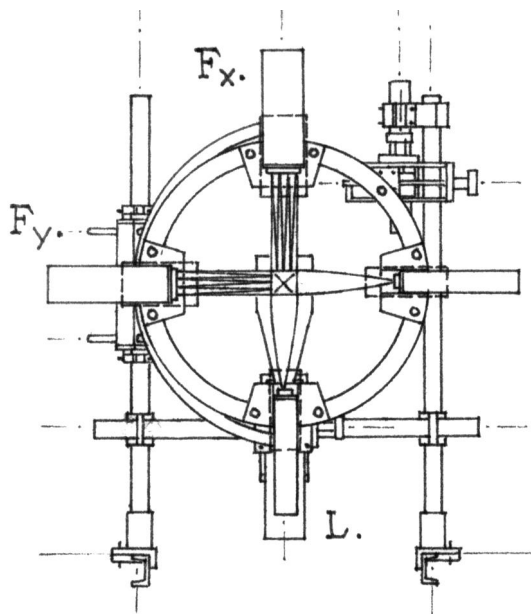


Рис.22.

Секция F годоскопа и сцинтилляционный счетчик-измеритель потока L .

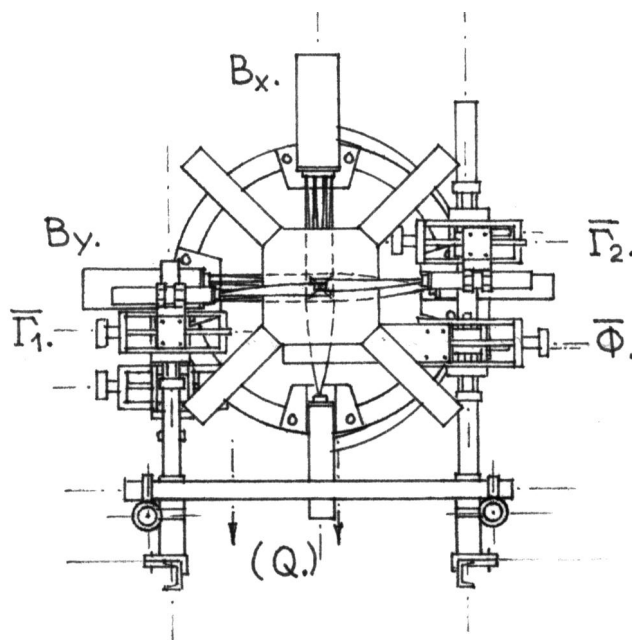


Рис.23.

Комплекс детекторов для формирования "пучка" частиц на мишени: секция B годоскопа, черенковский "коллиматор" Φ с отверстием в центре и регулируемая "диафрагма" из сцинтилляционных счетчиков Γ_1, Γ_2 .

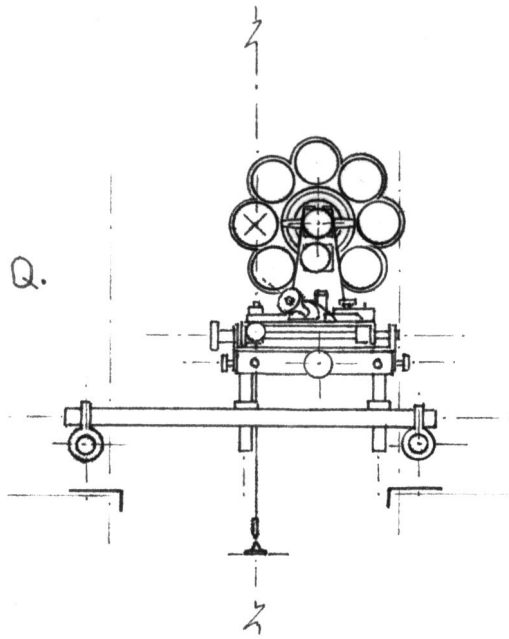


Рис.24.

Устройство автоматической постановки мишеней Q в фокусе пучка.

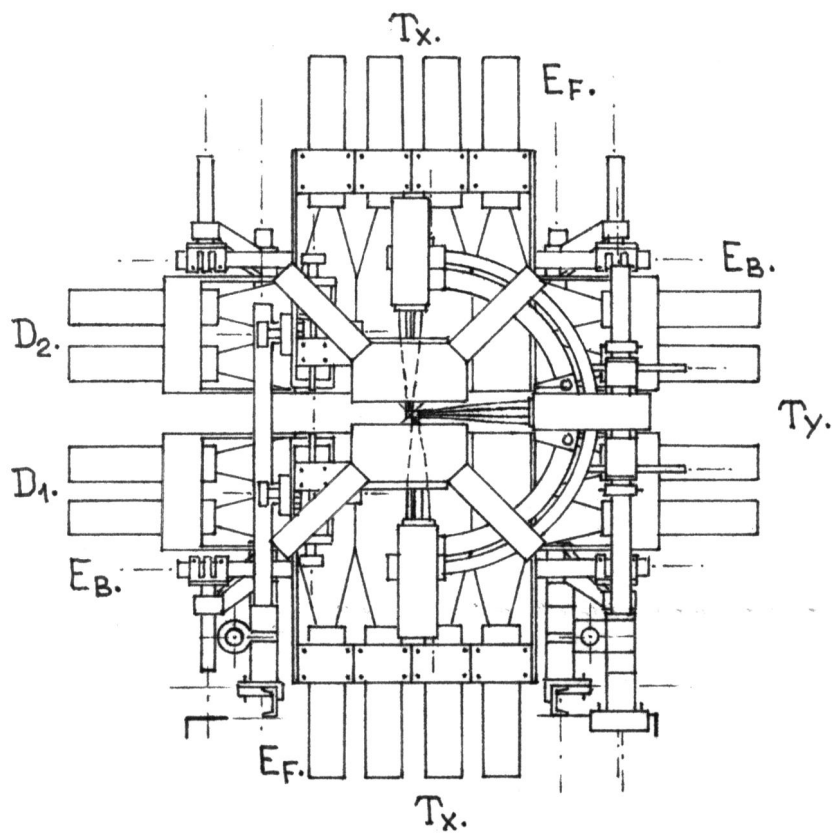


Рис.25.

Триггерный комплекс детекторов: система черенковских (D) и сцинтилляционных (E) счетчиков, образующих детектор "сопровождения" с раздвинутой щелью, в центре которой — секция T годоскопа.

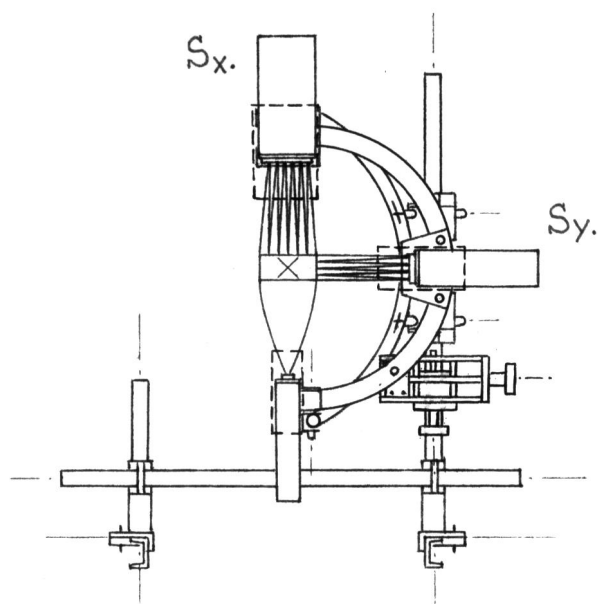


Рис.26.

Секция S годоскопа (перед анализирующим магнитом).

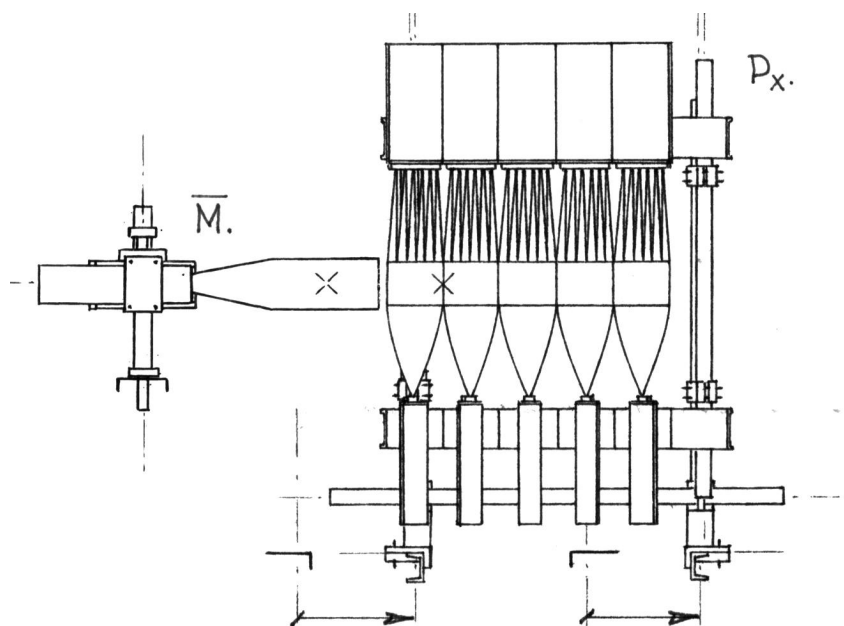


Рис.27.

Секция P годоскопа (за магнитом) и мониторный анти-счетчик \bar{M} .

Триггерная система (рис.25) состоит из черенковского (D) и сцинтилляционного (E) детекторов, между которыми помещена секция T годоскопа. Детектор D представляет собой радиатор из полированного плексигласа толщиной 5 см, в виде квадрата со спиленными углами, к которым пристроены четыре ФЭУ-30. Сигналы с ФЭУ суммируются, что обеспечивает достаточно однородные условия светосбора по всему объему радиатора [71]. Детектор E состоит из 16 независимых сцинтилляционных счетчиков размером 15×30 см каждый, помещенных в два слоя и разделенных 1 см свинцовым фильтром для конверсии γ -квантов. Счетчики переднего (E_F) и заднего (E_B) слоев ориентированы взаимно перпендикулярно (вдоль Y и X соответственно).

Свет от сцинтилляций разводится по плексигласовым световодам на 16 ФЭУ-30, собранных на массивной раме в один конструктивный узел.

Рабочая площадь детекторов D ($30 \times 30 \text{ см}^2$) и E ($60 \times 60 \text{ см}^2$) разделена по горизонтали пополам раздвижной (до 20 см по Y) щелью. Детектор D находится на полпути от мишени до детектора E , поэтому при соответствующей регулировке зазора оба детектора перекрывают один и тот же телесный угол (± 670 мрад по X и Y). Ширина щели определяет минимальный угол η между траекториями лидирующей частицы (проходящий через секцию T годоскопа) и частицы или частиц сопровождения, при котором последние регистрируются. Комбинация черенковского и сцинтилляционного детекторов позволяет различить быстрые ливневые частицы (как правило, π -мезоны), фотоны и медленные продукты расщепления ядра-мишени. Классификация частиц по отклику триггерной системы представлена в таблице 3¹.

Таблица 3.

Интерпретация	D	E_F	E_B
$\pi > 0.30 \text{ ГэВ/с}, \quad p > 2.0 \text{ ГэВ/с}$	+	+	+
$p : 0.47 \div 2.0 \text{ ГэВ/с}$	-	+	+
$p : 0.35 \div 0.47 \text{ ГэВ/с}$	-	+	-
γ -квант	-	-	+

Для более точной фиксации угла η на уровне триггера, а также для уменьшения вероятности засветки ядерными фрагментами (в основном, "серыми" протонами) секция T годоскопа имеет достаточно маленькую рабочую площадь: $34 \times 17 \text{ мм}^2$ (соответствующий телесный угол 136 мрад (X) и 68 мрад (Y)). При необходимости ее можно еще уменьшить, отключая отдельные каналы, которые на этот случай сделаны независимыми, т.е. каждый снабжен индивидуальным ФЭУ.

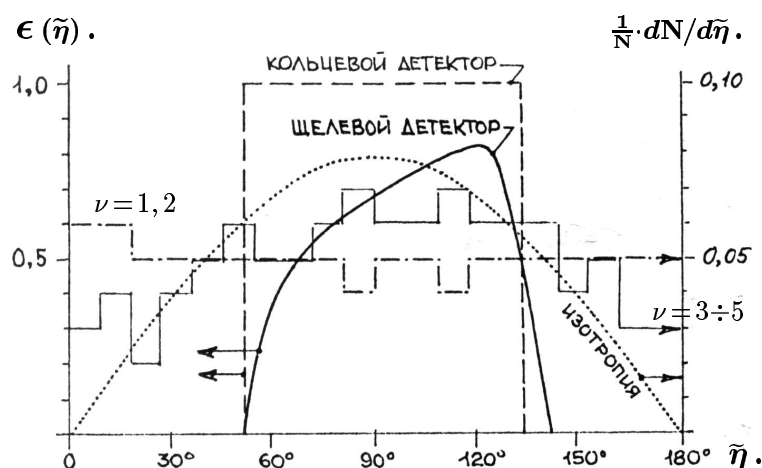


Рис.28.

Аппаратурная функция $\epsilon(\tilde{\eta})$ триггерного комплекса в с.п.и. pp -столкновения при $P_0 = 9 \text{ ГэВ/с}$ и $\nu = 1$; --- аксиальная симметрия. Гистограммы изображают угловые распределения ливневых частиц $\frac{1}{N} \cdot dN/d\tilde{\eta}$ для множественности $\nu = \nu_s - 1$, из эмульсионных данных [1]; изотропия $\frac{1}{N} \cdot dN/d\tilde{\eta}$.

¹Порог черенковского свечения в плексигласе (показатель преломления $n = 1.49$) составляет 127 МэВ/с для π -мезона и 849 МэВ/с для протона. Фактически порог регистрации выше, поскольку требуется не только достаточная интенсивность черенковской вспышки, но и соблюдение условия полного внутреннего отражения. В таблице даны эффективные пороговые значения импульсов, соответствующие случаю попадания частицы перпендикулярно плоскости детектора при полном внутреннем отражении от задней поверхности радиатора (раствор черенковского конуса 42.16°).

Хотя триггерная система щелевого типа существенно отстает от идеала аксиальной симметрии — что влечет за собой ухудшение геометрической эффективности и довольно сложное поведение аппаратной функции (см. рис.28) — она была выбрана ради конструктивной простоты, а также с целью облегчения и стандартизации фоновых условий: при повороте спектрометрического плеча на любой угол ϑ ядро прямого пучка проходит всегда посередине щели, на одинаковом расстоянии от верхней и нижней половинок детекторов D и E .

Система формирования пучка (рис.23) расположена непосредственно перед мишенью и состоит из черенковского "коллиматора" $\bar{\Phi}$ и двух сцинтилляционных счетчиков $\bar{\Gamma}_1$ и $\bar{\Gamma}_2$. Счетчик $\bar{\Phi}$ имеет плексигласовый радиатор размером $30 \times 30 \times 5$ см³, с отверстием \varnothing 27 мм в центре. Радиатор просматривается с углов четырьмя ФЭУ-30, сигналы с которых суммируются и включены в антисовпадения. Пара счетчиков $\bar{\Gamma}_1$ и $\bar{\Gamma}_2$, каждый с Г-образным сцинтиллятором, плексигласовым световодом и ФЭУ-147, также включена в антисовпадения. Эти счетчики частично перекрывают отверстие в "коллиматоре" $\bar{\Phi}$, образуя прямоугольную "диафрагму", размеры окна которой можно регулировать в пределах $7 \div 27$ мм по X и $7 \div 17$ мм по Y .

Необходимость формирования "пучка" электронными методами продиктована в данной постановке опыта тем, что логика выработки кинематического триггера задается проективной геометрией триггерной системы детекторов, т.е. источник эмиссии частиц предполагается четко локализованным. С другой стороны, в процессе экспозиции положение и профиль "естественного" пучка может заметно меняться. Поэтому для однозначного соответствия падающего потока и числа зарегистрированных взаимодействий в мишени траектории всех первичных частиц должны пересекать мишень в пределах "эффективной области", границы которой определяются проекцией секции T годоскопа на плоскость мишени.

Вырезая с помощью антисчетчиков $\bar{\Phi}$ и $\bar{\Gamma}$ подходящую часть ядра "естественного" пучка, положение которого вблизи фокуса контролируется секцией B годоскопа, а полная интенсивность — сцинтилляционным телескопом из счетчиков L и \bar{M} (в начале и в конце трассы спектрометра вдоль оси пучка), можно сформировать "эффективную мишень" с достаточно высокой и равномерной по площади светимостью, при минимальном уровне фона (см. рис.29).

Черенковский "коллиматор" $\bar{\Phi}$ экранирует детектор D (имеющий такие же размеры в сомкнутом положении) от быстрых частиц из рассеянного гало пучка, но не реагирует на медленные протоны и осколки ядер, вылетающие из мишени в заднюю полусферу. Это сводит к минимуму возможность потери полезных событий (некогерентные взаимодействия с развалом ядра-мишени). Для формирования профиля "пучка" вблизи его ядра используются сцинтилляторы $\bar{\Gamma}_{1,2}$, чтобы по возможности исключить просчеты в условиях высоких загрузок. Сцинтилляторы маленькие, поэтому вероятность их засветки ядерными фрагментами из мишени невелика.

VII. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА

Основные проектные характеристики установки СМС–МГУ¹:

- Область измеряемых углов эмиссии вторичных (лидирующих) частиц из мишени, $\vartheta_L: 0^\circ \div 90^\circ$.
- Угловая апертура спектрометрического плеча, $\Delta\vartheta: \pm 10$ мрад (по X); ± 5 мрад (по Y).
- Угол отклонения частиц в магните, $\varphi: 50 \div 150$ мрад (интервал измеряемых импульсов $P_L: (1.0 \div 0.3)P_0$).
- Точность измерения углов ϑ и φ не хуже 1 мрад.
- Апертура триггерной системы детекторов, $\Delta\eta: \pm 670$ мрад (38°) по X и Y в л.с.к. (при максимально раздвинутой щели это приблизительно соответствует $(90 \pm 45)^\circ$ в с.с.и. для pp -столкновения, см. рис.28).

О том, как этот проект реализован на практике, можно судить по рис.29–35. На рисунках приведены результаты предварительных измерений на выведенном пучке протонов с импульсом $P_0 = 9$ ГэВ/с.

TARGET EMPTY * MONITOR 20034 * TRIGGER 20034																TARGET EMPTY * MONITOR 15826 * TRIGGER 9024																		
ПРОФИЛЬ ПУЧКА В ПЛОСКОСТИ В .																ПРОФИЛЬ ПУЧКА В ПЛОСКОСТИ В .																		
ВХУ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	ВХУ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
16:	.	.	.	4	.	.	.	10	11	6	10	8	11	6	4	4	.	16:
15:	.	.	3	5	9	9	16	19	26	27	14	14	9	10	5	+	15:	
14:	.	3	3	5	5	11	17	29	15	18	16	15	8	7	3	3	14:	
13:	3	.	3	8	13	26	33	38	42	29	30	9	18	8	7	3	13:	
12:	4	.	.	8	15	23	35	55	75	64	44	43	22	14	7	.	12:	
11:	+	3	3	14	26	59	128	169	164	148	116	99	57	25	+	+	11:	
10:	+	3	12	39	78	169	306	394	347	301	234	146	70	32	5	3	10:	
9:	5	6	38	110	189	373	641	724	625	460	340	172	83	31	8	4	9:	136	448	768	928	827	544	231	+	.	.	.		
8:	+	+	21	94	191	408	651	786	648	479	326	170	73	34	6	5	8:	68	233	429	555	285	360	162		
7:	+	3	8	34	97	223	439	485	446	367	273	165	63	28	4	3	7:	6	23	52	75	60	56	15		
6:	.	.	.	6	15	35	82	152	207	176	166	123	109	64	30	3	6:	
5:	.	.	.	6	13	33	53	83	73	70	60	48	28	21	5	4	5:	
4:	.	.	.	3	3	15	14	29	36	41	32	35	19	13	9	6	4:	
3:	3	.	4	.	8	5	20	26	24	23	20	19	12	9	+	3	3:	
2:	+	.	+	4	7	9	18	13	19	17	12	15	14	7	+	3	2:	
1:	.	.	3	+	3	5	10	10	27	12	16	7	6	4	6	4	1:	

Рис.29.

Профиль "естественного" (слева) и "сформированного" (справа) пучка на мишени: данные ON-LINE обработки. Цифры — число частиц, прошедших через каждую из 256 ячеек 4×4 мм секции B годоскопа (0,1,2 изображены значками [•], [•] и [+]).

Рис.30,31 характеризуют угловое и импульсное разрешение установки СМС. Измерения выполнены на пустой мишени в положении спектрометрического плеча вдоль пучка ($\vartheta = 0$). Кривые на рисунках относятся к расчетным оценкам значений среднеквадратичных отклонений σ_ϑ и σ_φ , полученным аналитически с учетом геометрии детекторов, неоднородности поля анализирующего магнита², многократного кулоновского рассеяния частиц в сцинтилляторах и воздухе, а также фона от упругих

¹В "стандартной" геометрии при $P_0 \leq 10$ ГэВ/с. Указанные параметры можно варьировать за счет изменения конфигурации годоскопа и режима работы анализирующего магнита.

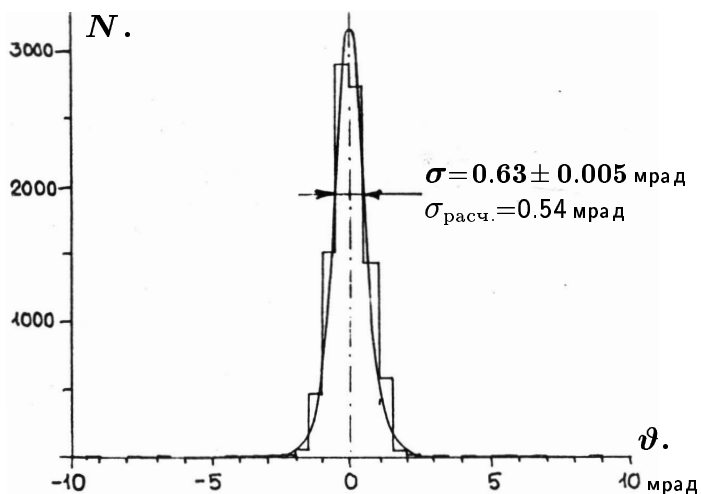
² усредненной по координатам Y и Z . Учет трехмерной топографии магнитного поля с шагом 2 см сужает аппаратную дисперсию оценки импульса до $\sigma_x \simeq 0.013x$ (здесь $x = P/P_0 = \varphi_0/\varphi$).

и неупругих ядерных взаимодействий в веществе вдоль трассы спектрометра и случайных совпадений сигналов из-за ограниченного быстродействия электроники.

Рис.30.

Аппаратурное разрешение спектрометра СМС по углу рассеяния в мишени ϑ .

— расчетная оценка σ_ϑ для "стандартной" геометрии.



Координаты вершины взаимодействия определяются из условия минимума расстояния \vec{r} между траекториями первичной и рассеянной частиц. О точности локализации вершины можно судить по рис.32а, где показано распределение по r^{min} для реконструированных событий, полученное с алюминиевой мишенью в интервале углов эмиссии 32 ± 10 мрад ($\langle \vartheta \rangle \simeq 27$ мрад).

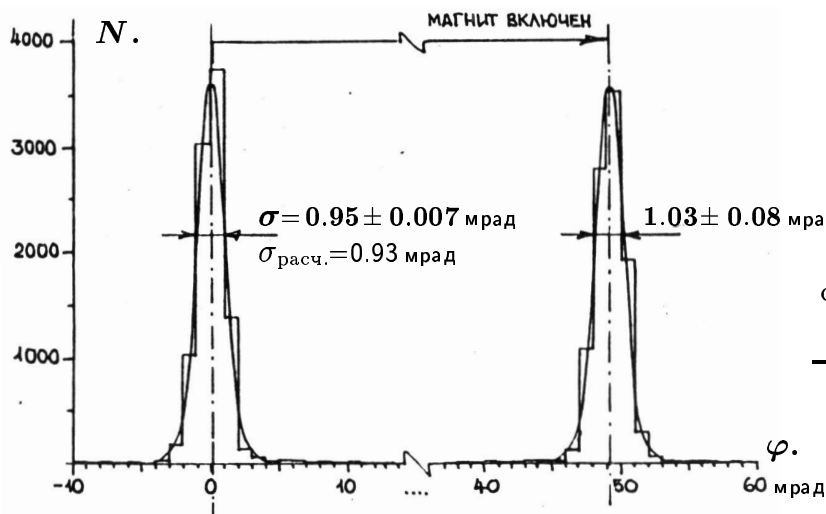


Рис.31.

Аппаратурное разрешение спектрометра СМС по углу поворота в магните φ .

— расчетная оценка σ_φ для "стандартной" геометрии.

Те же события представлены на рис.32б в виде распределения точек эмиссии вторичных (лидирующих) частиц по z -координате. Вычтен фон на пустой мишени — в основном это взаимодействия в сцинтилляторах секций B и T годоскопа. В окрестности начала координат ($-10 \text{ см} \leq z \leq +10 \text{ см}$), где помещается мишень, вклад фоновых событий не превосходит 1%.

Рис.34 следует рассматривать как качественную иллюстрацию работы спектрометра в целом и триггерного комплекса детекторов в частности. На рисунке показаны импульсные спектры положительно заряженных вторичных адронов L^+ для инклюзивной реакции $pAl \rightarrow L^+ + X$ и полу-инклюзивной реакции $pAl \rightarrow L^+ + \pi^{\pm 0}(\eta) + X$, измеренные под углом $\langle \vartheta_L \rangle \simeq 27$ мрад при $\eta = 210$ мрад и $P_0 = 9$ ГэВ/с.

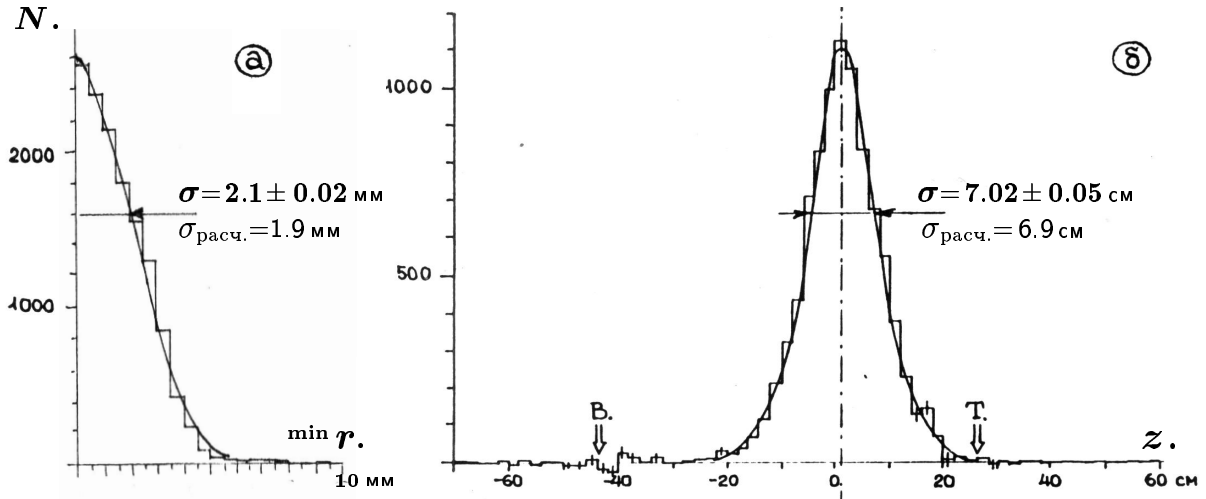


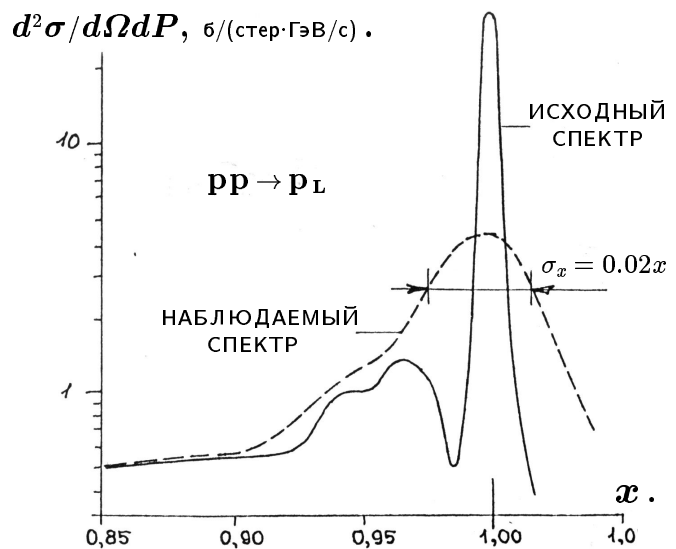
Рис.32.

Распределения по величине *минимального* расстояния $min r$ между треками первичной и вторичной (лидирующей) частиц (а), и по z -координате реконструированных вершин взаимодействия за вычетом фона (б).

Изображенные на рис.34 кривые представляют спектры для реакций $pp \rightarrow L^+ + X$ и $pAl \rightarrow L^+ + X$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с и $\vartheta_L = 12.5$ мрад — т.е. у всех трех инклюзивных спектров (при 9 ГэВ/с и 19.2 ГэВ/с) каждому $x = P_L/P_0$ соответствуют приблизительно одинаковые значения P_{\perp} . Кривые построены по данным эксперимента [40] и каждая из них является суммой дифференциальных сечений для инклюзивных каналов $p \rightarrow p$ и $p \rightarrow \pi^+$, причем сечение генерации π^+ уменьшено пропорционально соотношению между средней множественностью $\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$ при 9 ГэВ/с и при 19.2 ГэВ/с (умножено на 0.7). Кроме того, для удобства сравнения спектр при 19.2 ГэВ/с искусственно "размазан" соответственно фактическому импульсному разрешению установки СМС. Возникающее из-за этого искажение спектра наиболее существенно там, где истинный спектр имеет нерегулярный характер — т.е. в самой жесткой части спектра поблизости от упругого пика (см. рис.33).

Рис.33.

Искажение спектра лидирующих протонов за счет ограниченной точности измерения импульса:
 — исходный спектр $pp \rightarrow p_L$ [40];
 - - как этот спектр выглядит при разрешении по x $\sigma_x = 0.02x$.



Инклюзивный спектр при 9 ГэВ/с является результатом непосредственного измерения, без каких-либо поправок, и он просто совмещен с кривой для реакции $pAl \rightarrow L^+$ при 19.2 ГэВ/с в произвольно выбранной точке $x = 0.8$. При такой нормировке оба спектра практически совпадают на протяжении всей измеренной области x — т.е. совпадают по форме¹: абсолютные значения сечений $d^2\sigma/d\Omega dP$ на рис.34 относятся собственно к инклюзивному спектру при 19.2 ГэВ/с.

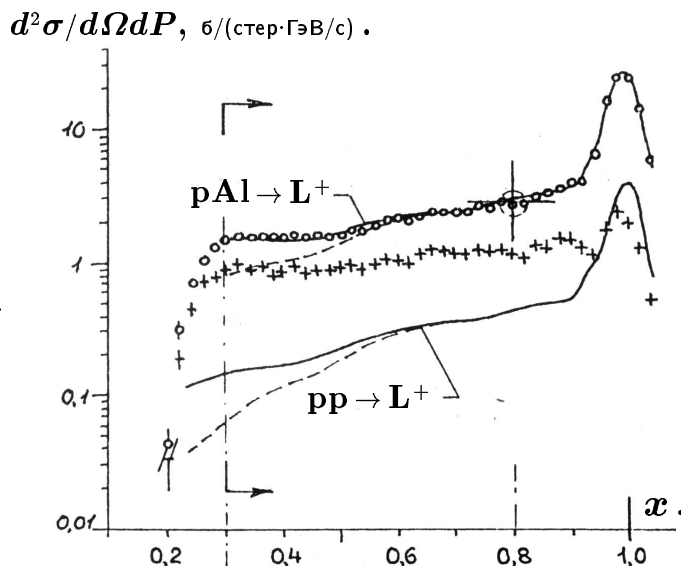
Рис.34.

Спектры лидирующих адронов, измеренные на установке СМС-МГУ при $P_0 = 9$ ГэВ/с :

○ инклюзивный спектр $pAl \rightarrow L^+ + X$;
+ спектр $pp \rightarrow L^+ + X_{\eta}^{\pm,0}$, $\eta = 210$ мрад.

— спектры при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с [40]:

$pAl \rightarrow L^+ + X$ и $pp \rightarrow L^+ + X$
(-- pp , $pAl \rightarrow p_L + X$).



Форма полу-инклюзивного спектра — спектра лидирующих адронов L^+ с сопровождением из мишени — существенно иная. Очевидное различие состоит в отсутствии упругого пика при $x \sim 1$. Однако помимо физических причин (отбор заведомо неупругих взаимодействий) на форме этого спектра в значительной степени сказывается геометрия триггерного комплекса детекторов.

Показанная на рис.28 аппаратурная функция $\epsilon(\eta)$ приводит к геометрическому фактору $G_\nu \simeq (1 - 0.58^\nu)$ для случая рождения ν некоррелированных частиц, разлетающихся изотропно в с.ц.и. pp -столкновения при $P_0 = 9$ ГэВ/с. Формула триггера требует наличия быстрого заряженного адрона L^+ в годоскопических секциях T , S и P спектрометрического плеча установки, поэтому реакции с перезарядкой пучка типа $p \rightarrow n_L + \pi^+$ исключаются (реакция $p \rightarrow n + \pi_L^+$ имеет при $x \geq 0.8$ на два порядка меньшее сечение). Иначе говоря, если отвлечься от перезарядки мишени $pn \rightarrow p_L(n + \pi^-)$ или $pp \rightarrow p_L(n + \pi^+)$, множественность быстрых частиц сопровождения в данных условиях должна быть не меньше двух: $p \rightarrow p_L + \pi^+ \pi^-$ или $p \rightarrow p_L + (\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$. Следовательно, изотропия эмиссии вторичных частиц в с.ц.и. pp -столкновения соответствует минимальной эффективности регистрации неупругого события $\psi^{min} = G_2 \simeq 0.66$.

На самом деле угловое распределение ливневых частиц при $P_0 = 9$ ГэВ/с, даже в среднем, не изотропно (см. гистограммы на рис.28), и при низкой множественности возможна корреляция между частицами как по азимутальному, так и по полярному углу. Кроме того, реакции с перезарядкой нуклона в ядре-мишени присутствуют

¹Сечения рассеяния в элемент фазового объема (а не телесного угла) $d^3\sigma/dP^3 = \frac{1}{P^2}(d^2\sigma/d\Omega dP)$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с и 19 ГэВ/с близки также по абсолютной величине во всей области $u > 0.3$ (см. ПРИЛОЖЕНИЕ).

при самых разных x [47]. В результате экспериментально наблюдаемая доля "неупругих" событий $\psi(x)$ от полного инклюзивного спектра оказывается при больших x (вне упругого пика) существенно ниже ψ^{min} , как это видно из рис.35. Если ориентироваться на оценки значений $\langle G \rangle_\nu$, полученные с учетом средних угловых распределений для разных ν на рис.28 (пунктир на рис.35), измеренная величина $\psi(x)$ в интервале $0.85 \leq x < 0.95$ соответствует множественности $\nu = 1$.

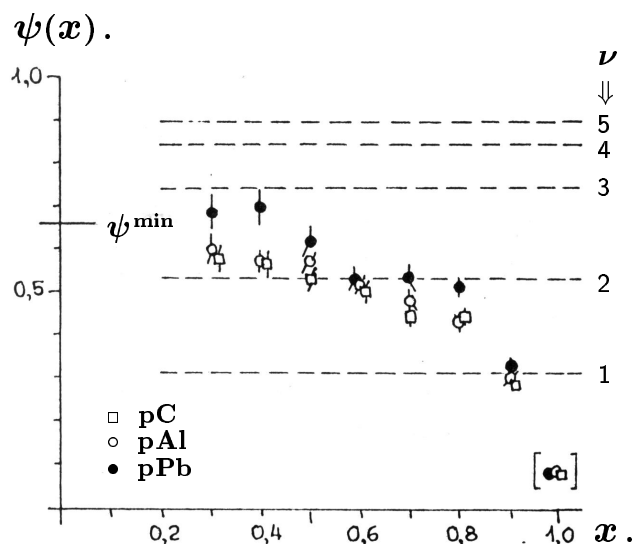


Рис.35.
 Соотношение между "неупругим" и инклюзивным спектрами,
 $\psi(x) = N^{неупр}(x)/N^{incl}(x)$
 при $P_0 = 9 \text{ ГэВ/с}$ (из рис.34):
 --- геометрический фактор $\langle G \rangle_\nu$
 для разной множественности частиц "сопровождения" ν ,
 с учетом аппаратурной функции триггерного комплекса детекторов и углового распределения ливневых частиц.

Таким образом, для абсолютной нормировки сечений в неупругих каналах необходимо достаточно подробно исследовать поведение аппаратурной функции триггерного комплекса, которая в общем случае зависит от многих параметров, в частности, от типа реакции и области кинематических переменных. В рамках узко эмпирического подхода соответствующее исследование может быть выполнено разными способами. Наиболее очевидный путь — проведение специальной серии измерений с изменяемой конфигурацией детекторов триггерного комплекса, т.е. непосредственное наблюдение поведения функции $G(x, \eta)$ с последующей экстраполяцией полученной закономерности к $\eta = 0$.

Отметим в заключение, что физическая задача эксперимента, как она сформулирована в разделе 1, не требует, вообще говоря, оценки абсолютных сечений, а только их соотношения на разных ядрах. Иными словами, определенные выводы могут быть получены на основании относительных измерений, для которых необязательно точно знать все особенности поведения геометрического фактора $G(x, \eta)$. Тем не менее следует иметь в виду возможное несовпадение значений $G(x, \eta)$ для разных ядер, обусловленное некоторым различием множественности и угловых распределений ливневых частиц (ср. данные для C, Al и Pb на рис.35). Поэтому детальный анализ систематических погрешностей опыта все равно сопряжен в какой-то степени с учетом эффектов, вклад которых относительно невелик, но в конечном счете зависит от динамики взаимодействия.

Такого рода анализ был проведен посредством математического моделирования условий эксперимента методом Монте-Карло [72,73]; заодно были получены оценки абсолютных сечений $d^2\sigma/d\Omega dP$ для реакции $pA \rightarrow p + X$, измеренных на установке СМС-МГУ при $P_0 = 9 \text{ ГэВ/с}$ [74] (см. ПРИЛОЖЕНИЕ).

VIII. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Представленные в настоящей работе результаты [75] основаны на статистическом материале $\sim 5.3 \cdot 10^5$ взаимодействий протонов с импульсом $P_0 = 9$ ГэВ/с с ядрами H, C, Al, Cu и Pb (данные для водородной мишени получены разностным методом по измерениям на полиэтилене и графите).

К сожалению, выделенного времени экспозиции как всегда не хватило, поэтому основополагающую эмпирическую заповедь ”все, что *можно* измерить, *должно* измерить” соблюсти до конца не удалось. В частности, накопленная статистика на дейтериевой мишени (фактически CD₄) и на мишени Sn — именно для полу-инклюзивных каналов $pA \rightarrow L^+ h^\pm$ и $\rightarrow L^+ \pi^\pm$ — оказалась недостаточной для осмысленного количественного анализа, и в настоящей работе данные по этим мишеням не используются.

Вдобавок, вышло так, что большую часть времени установка работала без газового черенковского счетчика \check{C} — т.е. зарегистрированные события включают процессы генерации любых положительно заряженных лидирующих частиц L^+ . Вклад π^+ в измеряемом при $P_0 = 9$ ГэВ/с спектре лидирующих частиц L^+ пришлось оценивать косвенным образом, исходя из данных работы [40] по реакциям $pA \rightarrow p$ и $pA \rightarrow \pi^+$ с учетом отмеченного в предыдущей главе совпадения инклюзивных спектров $(d^3\sigma/dP^3)_{pA \rightarrow L^+}$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с и 9 ГэВ/с и одинаковых P_\perp (см. также ПРИЛОЖЕНИЕ). Сечение генерации K^+ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с примерно на порядок величины меньше, чем π^+ , во всей области $u > 0.3$ — т.е. вклад K^+ в спектре L^+ пренебрежимо мал.

Логическую формулу отклика детекторов триггерного комплекса можно соотнести с тем или иным типом взаимодействия. Помимо инклюзивной реакции $pA \rightarrow L^+$, рассматривались следующие каналы¹:

- неупругие столкновения, при которых лидирующая частица сопровождается заряженными адронами и/или фотонами, попадающими в апертуру триггерного комплекса $\eta_i \leq \eta < \eta'$: $pA \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$;
- взаимодействия с рождением хотя бы одного быстрого заряженного адрона: $pA \rightarrow L^+ h^\pm$;
- события, когда этот адрон может быть с большой вероятностью идентифицирован как π^+ (ограничение на минимальный импульс протона отдачи $P' > 2$ ГэВ/с): $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$.

Имелась также возможность выделить чисто фотонные каналы $pA \rightarrow L^+ \gamma$, $L^+ \gamma \gamma$ и т.д. Назначение этой выборки иллюстративное, т.к. условия отбора фотонного сопровождения (параметры аппаратурной функции триггерного комплекса) несколько иные и энергии фотонов не измеряются — т.е. первоначальные траектории адронов (π^0 или η^0) неизвестны.

На рис.36 показаны импульсные спектры лидирующих частиц L^+ для всех перечисленных реакций на углеродной мишени.

Для дальнейшего анализа область спектра $0.27 \leq u < 0.97$ была разбита на интервалы $u_k (\Delta u = 0.1)$, в каждом из которых исследовалось поведение распределения

¹Первые два класса включают квазиупругое рассеяние, при котором из ядра A выбиваются протоны с импульсами P' 0.4–2.0 ГэВ/с.

$F(u)$, (стер·ГэВ/с) $^{-1}$.

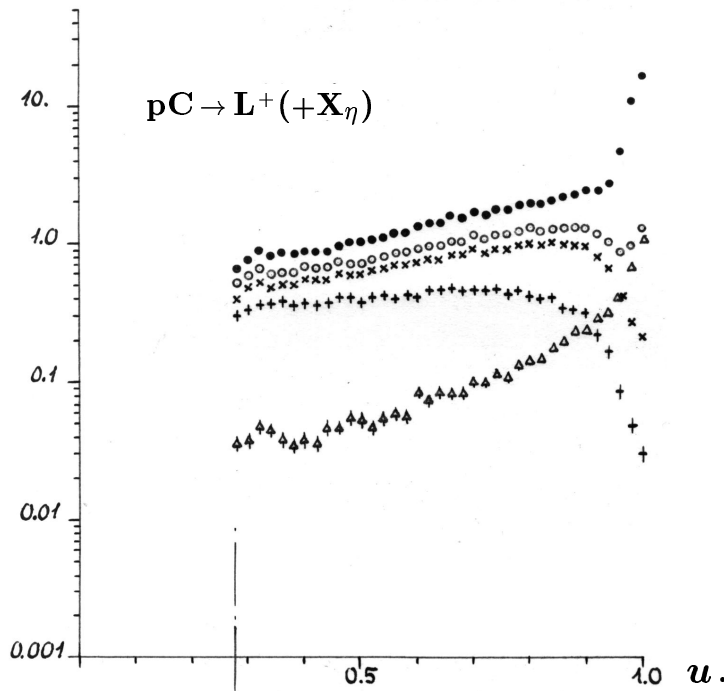


Рис.36.

Импульсные спектры
лидирующих адронов L^+ ,
 $F(u) = (d^2 \sigma_{L^+} / d\Omega dP) / \sigma_{pC}^{abs}$,
измеренные в области
 $u \gtrsim 0.3$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с
и $\langle \vartheta_{L^+} \rangle = 32$ мрад,
для реакций:

- $pC \rightarrow L^+$,
 - $pC \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$
 - × $pC \rightarrow L^+ h^\pm$
 - + $pC \rightarrow L^+ \pi^\pm$
 - △ $pC \rightarrow L^+ \gamma$
- } $\eta = 100$ мрад

по параметру η в интегральной форме:

$$F^k(\eta) = \int_{\eta_i}^{\eta'} f_k(\eta) \delta(\eta) d\Omega, \quad (7)$$

где $f_k(\eta)$ — истинное угловое распределение, а $\delta(\eta)$ — аппаратная функция триггерного комплекса детекторов. В ходе эксперимента конфигурация детекторов варьировалась, так что для каждого u_k имелся стандартный набор значений $F^k(\eta_i)$, соответствующих разным значениям η_i ($i = 1, 2, 3, 4$).

Несколько слов о систематических погрешностях опыта. Помимо аппаратной точности и геометрической эффективности установки, поддающихся достаточно надежному расчету либо прямому измерению, основными источниками систематических ошибок в условиях реального эксперимента являются:

- наличие фоновых событий (взаимодействия частиц из "гало" пучка в воздухе и в веществе детекторов);
- ограниченное быстродействие электроники, допускающей в известных обстоятельствах просчеты, случайные совпадения, а также наложения сигналов от разных частиц;
- проективная геометрия триггерного комплекса детекторов, которая в сочетании со сравнительно малой апертурой спектрометрического плеча установки оказывается весьма чувствительной к параметрам пучка.

Пространственное положение и временная микроструктура пучка подвержены в процессе экспозиции периодическим и довольно резким изменениям. За вычетом фона, который в целом невелик и колеблется в пределах нескольких %, отношение эффект/поток заметно "гуляет" как в пределах каждой серии измерений (их было три), так и в среднем от серии к серии. В итоге факториальная (т.е. систематическая)

дисперсия относительного темпа счета получается существенно выше среднестатистической — отношение $\sigma_f / \langle \sigma \rangle_{st}$ доходит до 4. Поскольку, однако, задача настоящего исследования сформулирована таким образом, что она не требует прецизионного измерения абсолютных величин, критерием масштаба систематических погрешностей опыта является стабильность соотношения между разными классами выборок, и в еще большей степени — между параметрами выборок, измеренными для разных мишеней. На протяжении всего эксперимента указанные соотношения оставались в пределах статистических ошибок неизменными. Это обстоятельство позволяет характеризовать точность получаемых количественных оценок, основываясь только на их статистической обеспеченности.

Некогерентные процессы

Для взаимодействий на водороде измеренный при каждом u_k набор значений $F_i^k = S_k$ укладывается в η -представлении на экспоненту вида

$$F^k(\eta) = F^k(0) \exp(-B_k \sin^2 \eta/2), \quad (8)$$

причем в целом по реакциям $pp \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$, $\rightarrow L^+ h^\pm$ и $\rightarrow L^+ \pi^\pm$ среднее значение χ^2 в расчете на один набор S_k получается $\langle \chi^2 \rangle = 2.09$, с числом степеней свободы $df = 2$. Конкретный вид функции $F^k(\eta)$ формируется в известном смысле искусственно, т.к. отчасти задается геометрией детекторов триггерного комплекса. Если в формуле (7) принять равномерное угловое распределение $f_k(\eta) = const$, получим функцию:

$$D_i = const \cdot \int_{\eta_i}^{\eta'} \delta(\eta) d\Omega,$$

которая также описывается экспонентой вида

$$D(\eta) = D(0) \exp(-G \cdot \sin^2 \eta/2),$$

где $G = 12.92 \pm 0.12$ ($\chi^2 = 1.06$, $df = 2$).

Учитывая структуру выражения (7), можно заключить, что и исходное угловое распределение $f_k(\eta)$ должно приблизительно следовать экспоненциальному закону относительно $\sin^2 \eta/2$. Фитирование каждого экспериментального набора S_k непосредственно вычисляемой при заданных η_i функцией (7), где

$$f_k(\eta) = f_k(0) \exp(-C_k \sin^2 \eta/2),$$

с использованием процедуры двухпараметрической минимизации χ^2 дает $\langle min \chi^2 \rangle = 2.68$; 4.9 и 2.5 для реакций $pp \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$, $\rightarrow L^+ h^\pm$ и $\rightarrow L^+ \pi^\pm$. Разности измеренных для всех этих реакций параметров $B_k - C_k$ группируются около вычисленного значения G гораздо теснее, чем того требуют ошибки исходных величин ($\chi^2 = 3.73$; $df = 20$), указывая тем самым на сильную корреляцию между B_k и C_k . Таким образом, при данных условиях опыта вклады аппаратного и физического происхождения в наблюдаемую зависимость $F^k(\eta)$ факторизуются, т.е. $B_k = G + C_k$, причем геометрический фактор триггерного комплекса есть константа, одинаковая для любых интервалов u_k и мишеней. Поэтому полученные из опыта параметры аппроксимации (8) удобно использовать в качестве количественного критерия при сравнении характеристик взаимодействий на разных ядрах.

Для ядерных мишеней фитирование полных экспериментальных наборов S_k зависимостью (8) оказывается в целом неудовлетворительным ($\langle \chi^2 \rangle_S = 7.09$), главным образом из-за систематического выпадения в области $u \geq 0.5$ значений F_1 , соответствующих наименьшему граничному углу η_1 . Указанная область u является кинематически разрешенной для лидирующих протонов из когерентных pA -взаимодействий с учетом ограничения на величину $M_{\mathfrak{R}}$, налагаемого условием когерентности. При $P_0 = 9$ ГэВ/с значения $M_{\mathfrak{R}}^{max}$ заключены в пределах между ~ 1.5 ГэВ/с² для углерода ($u^{min} \approx 0.4$) и ~ 1.2 ГэВ/с² для свинца ($u^{min} \approx 0.6$). Применительно к двухчастичной фрагментации $\mathfrak{R} \rightarrow p\pi$ соответствующие предельные углы $\eta_{max}^{coh} < \eta_2$ на любых ядрах во всех интервалах u_k , кроме последнего $\langle u \rangle_k = 0.92$. Отбор событий типа $pA \rightarrow L+h^\pm$ или $pA \rightarrow L+\pi^\pm$ дополнительно уменьшает η_{max}^{coh} , поскольку в этом случае та же масса распадается минимум на три частицы $\mathfrak{R} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ с меньшими импульсами P^* .

Итак, выпадение из аппроксимации (8) значений F_1 следует отнести за счет реакций когерентного рождения, которые в заряженных каналах практически не дают вклада во все остальные $F_i (i \geq 2)$ при любых $u \leq 0.87$. Неполные, т.е. не включающие F_1 наборы S'_k для ядерных мишеней, описываются экспонентой (8) гораздо лучше ($\langle \chi^2 \rangle_{S'} = 2.48$). Совокупность полученных таким путем оценок параметра B_k на разных ядрах для реакций всех трех типов представлена на рис.37.

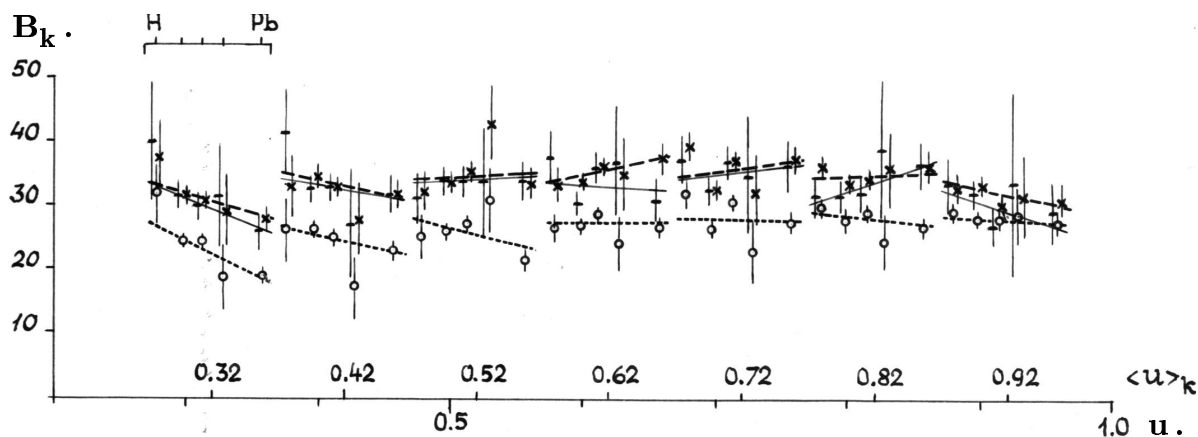


Рис.37.

Значения параметра наклона B_k углового распределения в η -представлении, $F^k(\eta) = F^k(0) \cdot \exp(-B_k \cdot \sin^2 \eta/2)$, в разных импульсных интервалах $\langle u \rangle_k$ для полу-инклюзивных реакций: $pA \rightarrow L+h^\pm/\gamma$ (\circ), $\rightarrow L+h^\pm$ (\times), и $\rightarrow L+\pi^\pm$ ($+$).

Прямые — фит B_k для каждой реакции линейной функцией от $A^{1/3}$ (9).

В пределах каждого интервала u_k экспериментальные точки, относящиеся к одному и тому же среднему значению $\langle u \rangle_k$, ради наглядности расположены в порядке возрастания атомного номера мишени A (слева направо) и объединены отрезками прямых, изображающих для каждой реакции результаты фитирования зависимости $B_k(A)$ функцией вида

$$B_k(A) = B_k(0) + \beta_k A^{1/3}. \quad (9)$$

В целом, эта зависимость довольно слабая; в области $u \geq 0.5$ вообще не усматривается какой-либо определенной зависимости. Среднее по всем трем реакция значение

χ^2 в расчете на один интервал u_k из указанной области, отвечающее наилучшим экспериментальным оценкам β_k (рис.38), т.е. фите (9), получается $\langle \chi^2 \rangle_k = 3.07$, $df = 3$; тогда как фитирование константой $\beta_k = 0$ дает $\langle \chi^2 \rangle_k = 4.04$, $df = 4$. Заметное расширение η -распределения с ростом A наблюдается лишь при самых малых u , где возможно проявление иного механизма взаимодействия (рождение в центральной, а не во фрагментационной области) и, кроме того, среди лидирующих адронов L^+ предположительно много π^+ , как это следует из графика в нижней части рис.38.

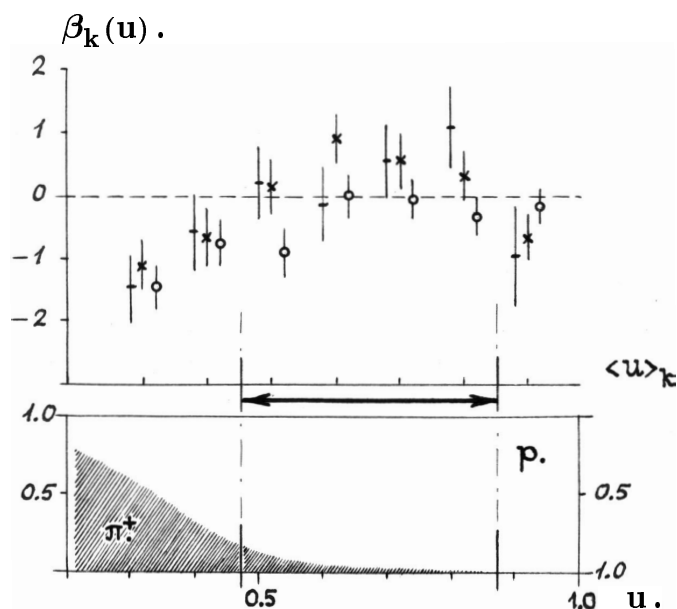


Рис.38.

Значения параметра β_k в функции

$$B_k(A) = B_k(0) + \beta_k \cdot A^{1/3}$$

в разных интервалах $\langle u \rangle_k$ для полу-инклюзивных реакций трех типов (см. рис.37):

- $pA \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$
- × $pA \rightarrow L^+ h^\pm$
- + $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$

⇐ В нижней части рисунка: ожидаемый состав "пучка" L^+ (доля π^+ и p) при $P_0 = 9 \text{ ГэВ/с}$ в зависимости от u .

Для трех рассматриваемых нами выборок событий ход параметра β_k приблизительно одинаков, хотя абсолютные значения B_k у каждой выборки свои. Различие B_k для реакций $pA \rightarrow L^+ h^\pm$ и $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$, не выходящее за пределы статистических ошибок отдельных точек и заметное лишь в среднем, может быть связано с примесью быстрых протонов отдачи ($P' > 0.4 \text{ ГэВ/с}$). Систематически меньшие значения B_k для "неупругих" событий $pA \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$ объясняются, очевидно, более широким угловым распределением фотонов, происходящих, главным образом, от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, сравнительно с самими π^0 . Это значит, что генерация фотонов "размазывает" также границу когерентной области в η -представлении, причем доля когерентных процессов в нейтральных каналах может быть существенно выше, чем в заряженных: из-за ограничения по эффективной массе $M_{\mathbb{R}}^{max}$ энергетически более выгодное рождение одного π^0 более вероятно, чем пары¹ $\pi^+ \pi^-$. Показательно в этом смысле поведение спектра лидирующих адронов L^+ для реакции $pA \rightarrow L^+ \gamma$, резко отличающее данный нейтральный канал от заряженных каналов $pA \rightarrow L^+ h^\pm$ и $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$ (см. рис.36).

Ниже мы ограничимся, в основном, анализом экспериментальных результатов для реакции $pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$. События указанного типа допускают наиболее простую интерпретацию — во всяком случае те из них, которые в импульсном спектре лидирующих частиц L^+ занимают область $0.47 \leq u < 0.87$.

Как уже отмечалось, параметр наклона η -распределения в этой области практически не зависит от A . Такая особенность B_k заслуживает специального обсуждения,

¹ На отдельных нуклонах в ядре возможно рождение одного π^\pm за счет перезарядки мишени: $pp \rightarrow p\pi^+ + n'$ или $pn \rightarrow p\pi^- + p'$.

к которому мы еще вернемся. Для реакции $pA \rightarrow L^+\pi^\pm$ зависимости B_k от u также не обнаруживается: если в пределах каждого интервала u_k положить $\beta_k = 0$ и усреднить значения B_k по всем мишеням, то аппроксимация $\langle B \rangle_k$ как функции u константой дает $\chi^2 = 1.91$, $df = 3$. Таким образом, во всей области $0.47 \leq u < 0.87$ отклонения отдельных значений B_k от среднего $\langle B \rangle = 33.5 \pm 0.41$ можно объяснить статистическим разбросом ($\chi^2 = 12.32$, $df = 19$).

Постоянство параметра $\langle B \rangle$ как функции u и его численное значение, которое с учетом геометрического фактора G дает наклон "истинного" углового распределения

$$\langle C \rangle = \langle B \rangle - G = 1/\langle \sin^2 \eta/2 \rangle \approx 2P_0,$$

откуда

$$\Delta P - \Delta P_{\text{нор}} \approx u(1 - u),$$

означает, что во всей рассматриваемой области u динамический диапазон передач импульса от первичной частицы к мишени определяется только кинематическим множителем $u(1 - u)$. Иными словами, здесь действительно доминирует механизм фрагментации типа $pp \rightarrow \mathcal{R} \rightarrow p\pi$ (или $\rightarrow p\pi\pi$, и т.д.). Характерные черты этого механизма, отчетливо проступающие в η -представлении, иллюстрирует рис.39. Приведенные на рисунке данные относятся ко всему интервалу $0.47 \leq u < 0.87$ в целом, без разбиения его на более узкие промежутки u_k .

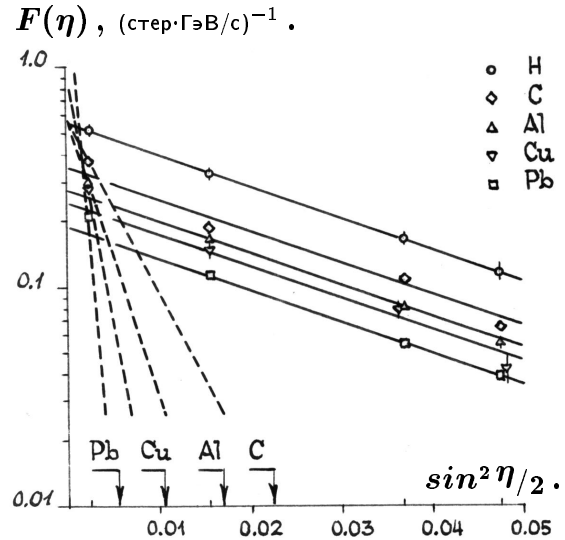
Рис.39.

Угловое распределение для π^\pm из реакции $pA \rightarrow L^+\pi^\pm(+X)$ в η -представлении по всему интервалу $0.47 \leq u \leq 0.87$.

Аппроксимация:

$F_A(\eta) = F_A(0) \cdot \exp(-B_A \cdot \sin^2 \eta/2)$,
где $B_A = \langle B \rangle$ для некогерентной компоненты, а для когерентной произвольно принят наклон $B_A = \langle B \rangle \cdot A^{1/3}$ (пунктир).

Границы когерентной области $\eta_{\text{coh}}^{\text{max}}$ для разных A и $u = 0.82$ отмечены стрелками \downarrow .



Сплошные прямые с одинаковым для всех A наклоном $B^{\text{inc}} = \langle B \rangle$ проведены через экспериментальные точки F_i (исключая точки F_1 для ядерных мишеней) методом наименьших квадратов. Значения F_A^{inc} при $\eta = 0$ дают представление о среднем по интервалу $0.47 \leq u < 0.87$ соотношении для разных мишеней выходов лидирующих частиц L^+ , которые в пределах этого интервала можно считать протонами из некогерентных pA -взаимодействий с генерацией π^\pm . Строго говоря, "истинное" угловое распределение $f_A^{\text{inc}}(\eta)$ не распространяется в существенно когерентную область малых η (т.е. больших Δz). В данном случае это не важно, коль скоро $B^{\text{inc}} = \text{const}(A)$ и, следовательно, экстраполяция к $\eta = 0$ дает такое же самое соотношение значений F_A^{inc} , как и при любых $\eta > \eta_{\text{max}}^{\text{coh}}$.

Когерентная компонента η -распределения изображена для каждого A пунктирной прямой, проведенной от руки через точку F_1 с произвольно принятым наклоном $B_A^{coh} = \langle B \rangle \cdot A^{2/3}$. Это наглядное, но сугубо качественное построение дополняет общую картину и не претендует на что-либо большее. Скорее всего, форма углового распределения $F_A^{coh}(\eta)$ сложнее и к тому же сильно искажена: когерентные процессы занимают в η -представлении довольно ограниченную для $u < 0.87$ область $\eta < \eta_{max}^{coh}(A)$, которой отвечает при $P_0 = 9$ ГэВ/с весьма узкий интервал разрешенных эффективных масс $M_{\mathcal{R}}$ даже на самых легких ядрах (показанные стрелками на рис.39 границы когерентной области соответствуют $u = 0.82$, т.е. наименее строгому в данных условиях ограничению по η).

Внутриядерное поглощение

Абсолютные значения F_i для одной и той же мишени, относящиеся к разным интервалам u_k , несколько различаются, однако в пределах области $0.47 \leq u < 0.87$ расположение экспериментальных точек мало меняется от интервала к интервалу, и в каждом из них довольно близко воспроизводит изображенную на рис.39 картину. Поведение относительных выходов лидирующих адронов из некогерентной реакции $pA \rightarrow L^+\pi^\pm$ во всем измеряемом диапазоне $u > 0.3$ показано на рис.40.

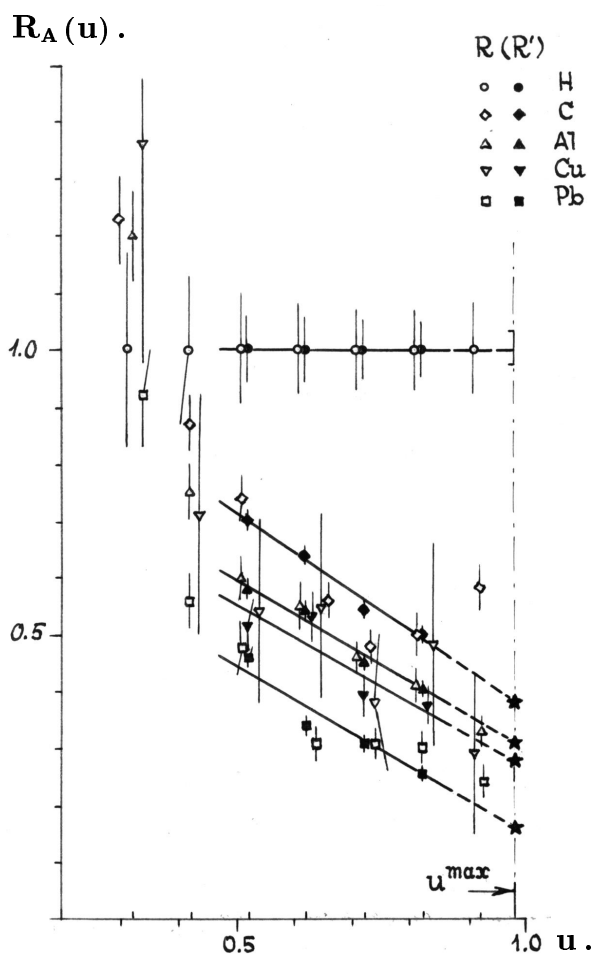


Рис.40.

Значения при $\eta = 0$ функции

$$R_A(u) = F_A^{inc}(u)/F_H(u) .$$

Темные точки в интервале $0.47 \leq u \leq 0.82$ — значения R'_A , полученные из среднего по всем мишеням значения $\langle B \rangle_k$ в каждом интервале u_k .

— — — линейная экстраполяция $R'_A(u)$ к кинематическому пределу $u^{max} = 0.98$.

Значения функции $R_A(u) = F_A^{inc}(u)/F_H(u)$ получены с использованием индивидуальных значений B_k для каждого интервала u_k и каждой мишени A . Поскольку в

области $0.47 \leq u < 0.87$ наличие A -зависимости параметра B_k статистически недостоверно, в соответствующих интервалах u_k на рис.40 фигурируют также значения R'_A , вычисленные с учетом этого обстоятельства — т.е. в каждом u_k взято среднее по всем мишеням значение $\langle B \rangle_k$. В большинстве случаев R_A и R'_A в пределах ошибок совпадают¹, но в целом функция $R'_A(u)$ имеет более регулярный характер, поскольку значения $\langle B \rangle_k$ и, следовательно, R'_A определены точнее.

Количественная оценка эффективности поглощения лидирующих адронов в ядерном веществе по ослаблению внутри ядра-мишени "пучка L^+ " извлекается из сравнения наблюдаемого на опыте эффекта с расчетом в терминах модели последовательных столкновений. Расчеты такого рода неизбежно заключают в себе известную неопределенность. Конкретная параметризация ядра (выбор функции распределения ядерной плотности) в "разумных" с общепринятой точки зрения пределах вносит в расчетное значение R_A ошибку, по-видимому, никак не меньше 10–15% [36]. Описание на количественном уровне многократных перерассеяний вторичных частиц на составляющих ядро нуклонах весьма чувствительно к характеристикам "элементарного акта", которые известны с ограниченной точностью и, как правило, не для всего кинематически разрешенного диапазона². С увеличением кратности столкновений ν проблема неточности исходных параметров усугубляется, так что в конечном итоге результаты расчета оказываются довольно приблизительными.

Выше было показано, что вклад многократных перерассеяний в заданный интервал углов и импульсов уменьшается при $P_L \rightarrow P_L^{max}$ и $\vartheta_L \rightarrow 0$, поэтому вносимую ими неопределенность можно свести к минимуму подходящим выбором P_L (возле кинематического предела) и ϑ_L (в области поперечных импульсов $P_\perp < 0.3 \div 0.4$ ГэВ/с). Первому условию ближе всего отвечает интервал импульсного спектра $\langle u \rangle_k = 0.82$, т.к. при больших u выделение некогерентных каналов становится проблематичным из-за резкого возрастания η_{max}^{coh} . Для этого интервала u_k среднее значение поперечного импульса $\langle P_\perp \rangle = 0.23$ ГэВ/с, стало быть и второе условие соблюдается.

На рис.41 приведены экспериментальные значения R'_A , которые построены по измерениям в интервале $\langle u \rangle_k = 0.82$ для инклюзивной реакции $pA \rightarrow p$, и для полуинклюзивной (некогерентной) реакции $pA \rightarrow p\pi^\pm$, и нормированы на соответствующие значения $R_A(\sigma_L)$, рассчитанные для случая, когда коэффициент поглощения лидирующего адрона в ядерном веществе σ_L совпадает с "номинальным" σ_0^P . Подробности расчета можно найти в главе II.

Как и на рис.11, расчетные значения $R_A(\sigma_L)$ не включают многократных перерассеяний. Если коэффициенты поглощения σ_L^h соотнести в первом приближении с расположением экспериментальных точек на рис.11, то при $u \simeq 0.83$ и $P_\perp \simeq 0.2$ ГэВ/с соответствующее этим σ_L^h увеличение наблюдаемых выходов лидирующих p , π^+ и K^+ за счет многократных перерассеяний в каждом случае фактически компенсируется обратным эффектом, возникающим (вне зависимости от величины σ_L) вследствие ферми-движения и неупругой перезарядки $p \leftrightarrow n$ ³.

¹Использование усредненного по всей области $0.47 \leq u < 0.87$ параметра $\langle B \rangle$ дает практически те же численные оценки R_A , что и $\langle B \rangle_k$, без существенного выигрыша в точности.

²Напомним, что "элементарный акт" не идентичен, вообще говоря, взаимодействию со свободным протоном или нейтроном из-за специфических ядерных эффектов (ферми-движение, принцип Паули и т.п.), которые приходится учитывать косвенным путем (см. главу III).

³Согласно оценкам в главе III суммарный эффект указанных процессов составляет для реакций $pA \rightarrow p$, $pA \rightarrow \pi^+$ и $pA \rightarrow K^+$ приблизительно 8, 20 и 10%.

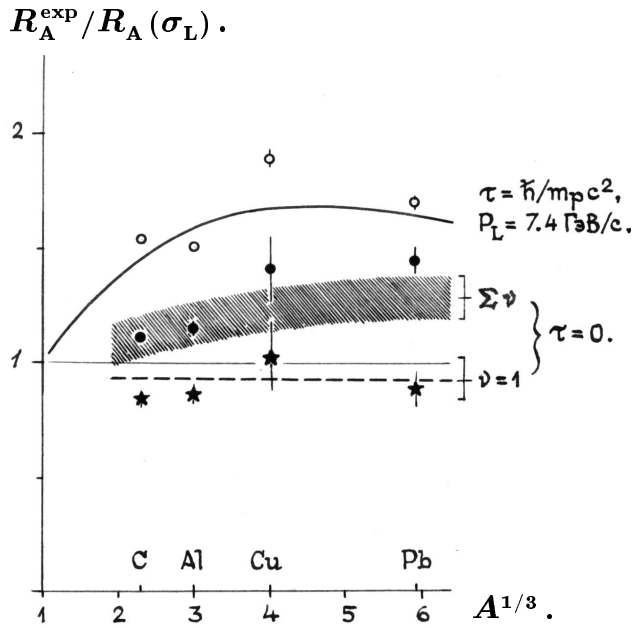


Рис.41.

Отношения экспериментальных значений R_A^{exp} к расчетным $R_A(\sigma_L)$ для $\sigma_L = \sigma_0^p$:

○ $pA \rightarrow p$
● $pA \rightarrow p\pi^\pm$ } $u = 0.82, P_\perp = 0.23$ ГэВ/с

★ $pA \rightarrow p\pi^\pm$ при $R'_A(u) \rightarrow u^{max} = 0.98$

— формирование лидирующего нуклона с характерным временем $\tau_r = \hbar/m_p c^2$ (ср. с рис.11).

--- эффект ферми-движения для однократного взаимодействия в ядре при $P_\perp \approx 0.2$ ГэВ/с.

Штриховая полоса — ожидаемая A -зависимость для $u = 0.82$ и $\tau_r = 0$, с учетом вклада ферми-движения и многократных перерассеяний внутри ядра A .

Подобное рассуждение в равной мере применимо к экспериментальным точкам для инклюзивной реакции $pA \rightarrow p$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с на рис.41. Стало быть, ход этих точек от ядра к ядру можно непосредственно сопоставить с проходящей поблизости кривой $P_L = 7.4$ ГэВ/с из того же семейства, что и аналогичные кривые для $\tau = \hbar/m_p c^2$ на рис.11.

Экспериментальные точки для полу-инклюзивной реакции $pA \rightarrow p\pi^\pm$, особенно на легких ядрах, располагаются гораздо ближе к 1, указывая тем самым на высокую эффективность внутриядерного поглощения (т.е. $\sigma_L \approx \sigma_0^p$). При таких условиях вклад многократных перерассеяний в окрестности $u \simeq 0.82$ и $P_L \simeq 0.23$ ГэВ/с получается порядка 19% для ядра С, и достигает $\sim 35\%$ для ядра Рб (см. главу III).

Ожидаемое с учетом внутриядерных перерассеяний всех возможных кратностей ν при $\sigma_L = \sigma_0^p$ поведение функции $R_A(\sigma_0^p)/R_A^{(1)}(\sigma_0^p)$ за вычетом вклада ферми-движения (перезарядка $p \leftrightarrow n$ в данном случае не играет заметной роли), изображено на рис.41 штриховкой. Если принять 10% точность расчета функции R_A (ширина штриховой полосы на рис.41), то можно констатировать хорошее согласие гипотезы $\sigma_L = \sigma_0^p$ с экспериментом ($\chi^2 = 3.30, df = 4$).

Описанная в предыдущих разделах постановка опыта позволяет измерить коэффициент поглощения σ_L , оставаясь в рамках эмпирического подхода и не прибегая к имеющим сомнительную надежность расчетам многократных перерассеяний. Как уже было отмечено, метод "ослабления пучка L " в ядре-мишени реализуется в наиболее чистом виде вблизи кинематического предела u^{max} , где любое повторное взаимодействие внутри ядра влечет за собой уменьшение относительного выхода лидирующих частиц. Когда измерения проводятся при некотором $u' < u^{max}$, вклад многократных перерассеяний в заданный интервал углов и импульсов, грубо говоря, пропорционален доле частиц в жесткой части инклюзивного спектра для pp -столкновения $d\sigma/du$ (включая сюда и упругий пик), обрезанной абсциссой u' .

Спектр лидирующих протонов, вылетающих из водородной мишени под сравнительно небольшими углами ϑ_L (т.е. с поперечными импульсами порядка $\langle P_\perp \rangle$ и меньше), на своем значительном протяжении близок к равномерному. Поэтому при

постоянном коэффициенте поглощения σ_L добавка от многократных перерассеяний в некогерентных каналах pA -взаимодействия должна расти с уменьшением u в некоторой, довольно широкой, области приблизительно линейно. Как видно из рис.40, ход функции R'_A для всех мишеней в области $0.47 \leq u < 0.97$ не слишком отстает от линейной зависимости ($\langle \chi^2 \rangle_A = 3.36$, $df = 3$ в расчете на одну мишень).

Экстраполяция этой зависимости к кинематическому пределу для дифракционного рождения $pp \rightarrow p\pi^\pm$, $u^{max} = 0.98$ (соответствующая эффективная масса $M_{\mathbb{R}}^{max} = 2.05$ ГэВ/с) дает "истинные" значения $R_A^{(1)}$, определяемые только вероятностью (однократного) повторного столкновения лидирующего протона с нуклонами внутри ядра-мишени — т.е. не содержащие примеси многократных перерассеяний. Полученные таким путем оценки $R_A^{(1)}$ (они изображены на рис.40 звездочками), будучи нормированы к расчетным значениям $R_A^{(1)}(\sigma_0^P)$, располагаются на рис.41 (в виде таких же звездочек) в целом даже несколько ниже 1 — впрочем, как раз настолько ниже, насколько этого требует эффект ферми-движения¹ ($\chi^2 = 2.17$, $df = 4$).

¹Это как посмотреть: параметризация ядерной плотности $\rho(r) \propto \varepsilon(r)$ не учитывает ли *уже* вклад ферми-движения? Электромагнитный форм-фактор ядра получается из углового распределения электронов, рассеявшихся на тех же самых (т.е. *подвижных*) нуклонах в ядре. Возможно, следовало бы подрисовать на рис.41 еще одну штриховую полосу около 1, напоминающую о близительности расчета функции $R(\sigma_0, \sigma_1)$ — выводы от этого не изменятся.

IX. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В чисто эмпирическом плане полученные результаты можно сформулировать следующим образом:

- В pA -взаимодействиях при $P_0 = 9$ ГэВ/с фрагментация пучка с рождением заряженных адронов в некогерентных каналах определяется, как правило, кинематикой дифракционного типа pp (или pn) $\rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow p\pi$, $p\pi\pi$ и т.д.

- Коэффициент поглощения лидирующих ("сохранившихся") протонов в ядерном веществе σ_L , измеренный для полу-инклюзивной некогерентной реакции $pA \rightarrow p\pi^\pm$ методом "ослабления пучка L " внутри ядра-мишени, совпадает с "номинальным" его значением σ_0^p — т.е. соответствует сечению поглощения протона со свободным нуклоном.

- В области импульсного спектра лидирующих протонов $0.47 \leq u < 0.87$ распределение по углам разлета η частиц, рожденных на отдельных нуклонах в ядре в реакции $pA \rightarrow p\pi^\pm$, такое же, как в pp -столкновении.

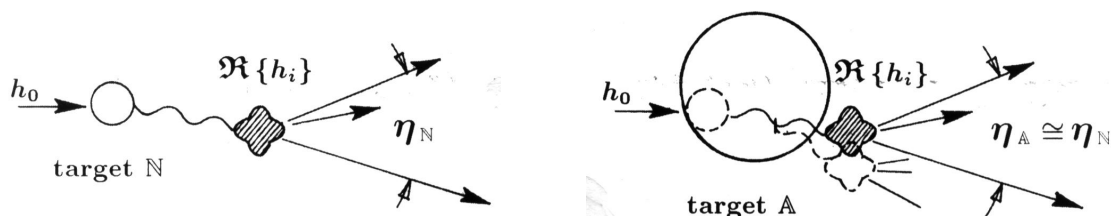
Эти результаты взаимосвязаны и допускают двоякую интерпретацию. Если предположить, что вторичные частицы генерируются в "элементарном акте" прямо, и проходят затем через ядерное вещество независимо друг от друга, то на первый взгляд создается впечатление, будто бы энергичные вторичные протоны эффективно поглощаются внутри ядра, а сопутствующие им пионы — нет. Действительно, испытав в ядре ν столкновений и рассеявшись всякий раз на угол $\vartheta \simeq \langle P_\perp \rangle / \langle P_\pi \rangle$, сравнимый с первоначальным η , вторичный пион покинет ядро A в среднем под углом $\eta' \sim (\eta^2 + \vartheta^2 \nu)^{1/2}$ к направлению "пучка L " (см. диаграмму на стр. 41)¹. Ориентируясь на расчеты многократных перерасеяний в ядре из главы IV и приписав пионам "номинальный" коэффициент поглощения σ_0^π , получим для некогерентной реакции $pPb \rightarrow \pi$, $\langle \nu \rangle \approx 2.26$. Параметр наклона углового распределения в η -представлении $B_A = \langle \sin^2 \eta/2 \rangle_A^{-1} \sim \langle \eta \rangle_A^{-2}$, поэтому зависимость B_A от A должна быть довольно сильной. Скажем, если средний поперечный импульс пионов в πp -взаимодействии $\langle P_\perp \rangle \simeq 0.3$ ГэВ/с, и в области $0.47 \leq u_p < 0.87$ средний импульс пиона $\langle P_\pi \rangle \leq \langle u_\pi \rangle P_0 = \langle 1 - u_p \rangle P_0 \simeq 2.8$ ГэВ/с, то "номинальный" коэффициент поглощения σ_0^π приводит для линейной аппроксимации (9) к значению $\beta \leq -1.26$. Наблюдаемые на опыте значения β достигают таких величин лишь при самых малых $u_p \sim 0.3$; а в области $0.47 \leq u_p < 0.87$ практически неотличимы от нуля.

Сравнивая среднее по указанной области значение $\langle \beta \rangle = 0.07 \pm 0.12$ с ожидаемым для $\sigma^\pi = \sigma_0^\pi$ и учитывая, что $\langle \beta \rangle \sim \langle \nu \rangle \sim \sigma^\pi$ в реальном диапазоне η и ν , приходим к верхней оценке $\sigma^\pi \approx 0.13\sigma_0^\pi$ (если взять два стандартных отклонения), или $\sigma^\pi \approx 0.046\sigma_0^\pi$ (если ограничиться одним). Эти очень грубые оценки показывают, однако, что в случае прямой генерации пионов в некогерентном канале $pA \rightarrow p\pi^\pm$ они, в противоположность протонам, крайне слабо поглощаются в ядерном веществе. Вывод получается обратный тому, который следует из данных инклюзивного эксперимента при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с (рис.11), согласно которым ослабление "пучка" лидирующих π^+ из реакции $pA \rightarrow \pi_L^+$ внутри ядра-мишени соответствует "номинальному" коэффициенту поглощения $\sigma_L = \sigma_0^\pi$.

¹Средний поперечный импульс продуктов распада дифракционно рожденной массы $M_{\mathfrak{R}} \sim 1.5$ ГэВ/с² такого же порядка, что и средний поперечный импульс пионов в πp -взаимодействии $\langle P_\perp^\pi \rangle$.

Кинематическая граница u_{π}^{max} для когерентного рождения π^+ протонами при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с лежит ниже 0.8 даже на самых легких ядрах, тогда как для дифракционных процессов на отдельных нуклонах в ядре типа $pp \rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow \pi_L^+(+n')$ u_{π}^{max} достигает 0.9. Рождение в центральной области отодвигает кинематический предел еще дальше ($u_{\pi}^{max} = 0.95$). Таким образом, представленную на рис.11 инклюзивную реакцию $pA \rightarrow \pi^+$ при $u = 0.83$ можно отнести частично к процессам центрального рождения, а частично — к тому же самому классу событий, что и рассматриваемые в настоящем эксперименте некогерентные полу-инклюзивные реакции $pA \rightarrow p\pi^{\pm}$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с¹. Поэтому прямо противоположные выводы из двух экспериментов поначалу ставят в тупик.

Разгадка, впрочем, напрашивается сама собой, если формально введенный образ промежуточного состояния \mathfrak{R} перевести в плоскость физической реальности, т.е. рождение адронов в некогерентных pA -взаимодействиях дифракционного типа рассматривать как процесс, протекающий в два этапа. Непосредственно в "элементарном акте" возникает связанное барионное состояние, которое проходит через ядерное вещество как единый реально существующий объект \mathfrak{R} , а за пределами ядра распадается на адроны:



В инклюзивной постановке опыта ослабление "пучка" любого из наиболее энергичных фрагментов L (безразлично какого) отражает поглощение в ядерном веществе объекта \mathfrak{R} , к которому и следует относить оценку коэффициента поглощения σ_L . В полу-инклюзивном эксперименте сопровождающие частицы наблюдаются всегда в комбинации с лидером L , причем лишь в тех случаях, когда последний фигурирует в заданном интервале углов и импульсов — т.е. в "пучке L ". Стало быть, регистрируются только такие события, в которых объект \mathfrak{R} не испытал в ядре взаимодействия, неизбежно нарушающего фазовую конфигурацию фрагментов. Поэтому асимптотические характеристики частиц сопровождения, представленные в имеющейся выборке событий дифракционного типа $pA \rightarrow p\pi^{\pm}$, никак не чувствуют наличия ядра.

Применительно к рождению $pA \rightarrow \pi_L^+$ в центральной области как процессу некогерентному метод "ослабления пучка L " дает правильную величину коэффициента поглощения в ядерном веществе лидирующей частицы σ_L . Оценку таким методом коэффициента поглощения дифракционного кластера из некогерентной реакции $pA \rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow L\pi^{\pm}$ можно назвать непосредственным измерением $\sigma_{\mathfrak{R}}$ лишь в ближайшей окрестности кинематического предела u_L^{max} , когда траектории L и \mathfrak{R} совпадают и импульс P_L достигает максимума.

При $u < u_L^{max}$, измеряя выход частиц L в заданном интервале углов и импульсов, мы имеем дело с "пучком \mathfrak{R} ", параметры которого не фиксированы, а интегрируются по некоторой области фазового пространства. Этот эффект аналогичен эффекту многократных перерасеяний и приводит к более или менее значительному (в зави-

¹Различие состоит лишь в конкретной геометрии "распада" промежуточного состояния \mathfrak{R} .

симости от ϑ_L и u_L) занижению оценки $\sigma_{\mathfrak{R}}$. Если считать, что оба эти эффекта по порядку величины сравнимы, то присутствие некогерентных дифракционных каналов $pA \rightarrow \mathfrak{R} \rightarrow \pi_L^+$ на фоне рождения π_L^+ в центральной области не особенно сильно сместит экспериментальные точки на рис.11 для инклюзивной реакции $pA \rightarrow \pi_L^+$ при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с и $u_\pi = 0.83$. Следовательно, оценка $\sigma_L^\pi \approx \sigma_0^\pi$ близка к истине.

С другой стороны, из-за отсутствия корреляции между адронами, происходящими из центральной и из фрагментационной области, отбор лидирующих частиц по тому или иному признаку не затрагивает судьбу всех остальных частиц, т.е. не влияет на их характеристики, наблюдаемые в полу-инклюзивном эксперименте. В данном случае речь идет исключительно о корреляциях, обусловленных существованием связанного промежуточного состояния. Даже если π - и K -мезоны из центральной области рождаются преимущественно через резонансы [76], это *не те* резонансы, которые фигурируют в области фрагментации¹. Появление A -зависимости параметра наклона углового распределения в η -представлении для реакции $pA \rightarrow p\pi^\pm$ при самых малых u_p на рис.38 указывает на значительный вклад процессов центрального рождения, которые демонстрируют таким образом эффективное поглощение π^\pm , путешествующих в ядре индивидуально или в составе мезонных резонансов, сечение взаимодействия которых с нуклонами ядра такое же самое [42–44]. В подобной трактовке рис.38 и рис.11 также согласуются друг с другом.

Завершая анализ результатов данного эксперимента, приходим к выводу, что при энергиях ~ 10 ГэВ фрагментация протонов в некогерентных pA -столкновениях (а, значит, и в pp -столкновениях с достаточно большой передачей импульса мишени) осуществляется через некоторое связанное барионное состояние. Это состояние типа изобары или дифракционного кластера обнаруживает свойства реального физического объекта, который в отношении эффективности взаимодействия с нуклонами в ядре не отличается от свободного протона — т.е. $\sigma_{\mathfrak{R}} = \sigma_0^P$. Энергичные вторичные пионы, родившиеся в центральной области на отдельных нуклонах ядра, также поглощаются в ядерном веществе с "номинальной" эффективностью $\sigma_L^\pi = \sigma_0^\pi$. Отсюда можно заключить, что адроны формируются как-то уж очень быстро.

Если для количественной оценки времени формирования τ выбрать наиболее жесткий критерий, т.е. использовать соотношение $\tau \leq r_N/c\gamma$ для π^+ из pA -взаимодействий при $P_0 = 19.2$ ГэВ/с и $u_\pi = 0.83$, получим верхнюю границу $\tau \leq 0.01 \cdot \hbar/m_\pi c^2$. Таким образом, перестройка кварковой структуры адронов в существенно неупругих "мягких" процессах не приводит к заметным возмущениям на уровне свойств реальных частиц — или эти возмущения настолько мимолетны, что при энергиях 10–20 ГэВ они не распространяются за пределы "области взаимодействия" $\Delta Z \leq r_N$, и, стало быть, экспериментально не наблюдаемы.

Дилемма относительно конкретного механизма рождения адронов — прямое рождение или рождение через связанное промежуточное состояние \mathfrak{R} — имеет, вообще говоря, принципиальное значение. Если в "элементарном" взаимодействии вторичные адроны возникают не сразу, а сперва образуют связанные барионные или мезонные системы \mathfrak{R} — причем эти системы ведут себя подобно свободным нуклонам и мезонам (в частности, сечение поглощения в ядерном веществе $\sigma_{\mathfrak{R}} \simeq \sigma_p$ или σ_π соответственно) — то каждое такое взаимодействие *внутри ядра* будет, очевидно, характеризоваться меньшей эффективной множественностью сравнительно с наблюдаемой на опыте

¹При инклюзивной постановке опыта наблюдаемые в конечном состоянии (отдельные) π - и K -мезоны не коррелированы уже потому, что относятся к разным событиям.

множественностью вторичных адронов из взаимодействий на свободных нуклонах при той же энергии. Следовательно, общее число последующих (в том числе неупругих) столкновений объектов \mathfrak{R} с составляющими ядро нуклонами окажется меньше, т.е. внутриядерный каскад будет развиваться довольно вяло.

Иначе говоря, двухступенчатый (или многоступенчатый) механизм рождения адронов правдоподобным и естественным образом объясняет не только результаты настоящего эксперимента, но и целый ряд других экспериментальных фактов, которые относятся к процессам множественной генерации частиц на ядрах и уже давно истолковываются как раз в том смысле, что внутриядерный каскад развивается менее интенсивно, чем это следует из стандартной каскадной модели [1]. Для такого механизма "время формирования" имеет смысл применять не к отдельным адронам, а к некоторой их конфигурации — т.е. к тому или иному конечному состоянию, возникшему от распада соответствующего промежуточного состояния \mathfrak{R} : "время формирования" есть время существования промежуточного состояния \mathfrak{R} как единого физического объекта (связанной системы адронов). Поскольку при энергиях ~ 10 ГэВ состояния \mathfrak{R} распадаются, как правило, за пределами ядра-мишени, их время жизни оказывается не меньше характерного ядерного времени $\tau_{\mathfrak{R}} \gtrsim \hbar/m_{\pi}c^2$. Выходит, что *конфайнмент* при рождении адронов адронами же с точки зрения *внешнего* наблюдателя как бы существует изначально и не нарушается (по крайней мере, покуда не распалось промежуточное состояние \mathfrak{R}).

Трактовка понятия конфайнмента в указанном духе оставляет мало надежды, используя первичный адронный пучок, исследовать сравнительно простыми экспериментальными методами собственно динамику *адронизации кварков* в процессе рождения отдельного (в конечном состоянии) адрона, исходя из наблюдения эволюции непосредственно наблюдаемых свойств проходящей через ядерное вещество исходной неравновесной или "юной" фазы этого самого адрона, коль скоро обусловленные перестройкой кварковой структуры эффекты не распространяются за пределы конфайнмента — или иначе, происходят *внутри* некоторого адронного образования, присутствующего от начала до конца, причем в начальной фазе взаимодействия меняется лишь его внутреннее состояние ($h \rightarrow \mathfrak{R}$), а наблюдаемое со стороны поведение остается более или менее таким же.

Отсюда следует важный для будущего *практический* вывод, что для подобного исследования единственно подходящим объектом, возможно, являются реакции рождения адронов в *не-адронных* пучках, когда конфайнмент в начальном состоянии вроде бы отсутствует — например, реакции фоторождения на ядрах. В этом случае адроны рождаются по схеме: *нет* адрона (следовательно, *нет конфайнмента*) \rightarrow адроны/или, скорее всего: \rightarrow промежуточное "прото-адронное" состояние $\mathfrak{R} \rightarrow$ адроны. Если в процессе фоторождения появление адрона из *ничего* (не-адрона) предполагает "адронизацию", на которую уходит определенное время (ибо адрон имеет определенную протяженность в пространстве), то как раз в это время адрон или "прото-адрон" \mathfrak{R} находится внутри ядра-мишени и особенности его поведения в ядерном веществе должны каким-то образом отразиться на наблюдаемых характеристиках конечного состояния.

Постановка опыта, как она изображена на рис.18, предусматривает возможность однозначного выбора в пользу того или иного механизма рождения в отношении полу-инклюзивной реакции $pA \rightarrow p\pi^{\pm}$. Включение черенковского счетчика для идентификации лидирующего адрона L позволяет, так сказать, обернуть задачу — т.е. из-

мерять ослабление "пучка" лидирующих π^\pm и наблюдать угловое распределение быстрых протонов. С учетом результатов настоящей работы прямому рождению должна отвечать сильная зависимость параметра наклона η -распределения от A ($\beta \ll 0$) и почти полное отсутствие "ослабления пучка L " ($\sigma_L \approx 0$). Напротив, воспроизведение первоначальной картины (т.е. $\beta \approx 0$ и $\sigma_L \approx \sigma_0^P$) будет наиболее убедительным доказательством реального существования промежуточного состояния \mathfrak{R} .

Вопрос о природе состояния \mathfrak{R} остается открытым. Это может быть резонанс (скажем, Δ^{++} или Δ^0) или какое-то нерезонансное образование с непрерывным массовым спектром. Экспериментальное исследование данного вопроса требует, прежде всего, достаточно большой статистики — в частности, в эксклюзивных двухчастичных каналах $pA \rightarrow p\pi^\pm$ (медленные фрагменты ядра A' не в счет) — с тем, чтобы при каждом u можно было построить пригодное для детального анализа η -распределение, отражающее спектр эффективных масс системы $p\pi^\pm$.

Следует также иметь в виду, что эксклюзивная реализация двухчастичных заряженных каналов в некогерентных pA -столкновениях предполагает перезарядку мишени $pp \rightarrow p\pi^+(n')$ или $pn \rightarrow p\pi^-(p')$. Соотношение вероятностей этих двух процессов влияет определенным образом на соотношение выходов лидирующих протонов из pp - и pA -взаимодействия. В среднем, коэффициенты перезарядки $p \rightarrow n$ и $n \rightarrow p$ одинаковы, но как обстоит дело при той или иной фиксированной топологии не вполне ясно. Для более корректной нормировки функции R_A целесообразно использовать сочетание измерений на водороде и дейтерии, избавляющее от необходимости привлекать всякого рода косвенные соображения по поводу перезарядки (а заодно и ферми-движения).

Все сказанное иллюстрирует текущее состояние проблемы и очерчивает круг задач на ближайшее будущее.

Наконец, напомним один из полученных нами результатов, имеющий отношение скорее к истории вопроса, но тем не менее поучительный. Речь идет о поведении функции R_A для инклюзивной реакции $pA \rightarrow p$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с. Само по себе оно хорошо вписывается в общую картину энергетического хода инклюзивных сечений генерации лидирующих протонов из pA -взаимодействий, интерпретация которой в терминах модели последовательных столкновений приводит к характерному времени формирования протонов $\tau \sim \hbar/m_p c^2$ (ср. рис.11 и 41). В этом смысле здесь нет ничего нового. Важно, однако, существенное различие функции R_A для инклюзивной реакции $pA \rightarrow p$ и для полу-инклюзивной некогерентной реакции $pA \rightarrow p\pi^\pm$, установленное на материале одного эксперимента. Характер указанного различия сразу же наводит на мысль, что наблюдаемый в инклюзивной постановке опыта избыток лидирующих протонов, вылетающих из тяжелых ядер, обязан своим появлением именно *когерентным* процессам, роль которых возрастает с энергией. В такой ситуации область взаимодействия Δz не определена и оценка времени формирования частиц τ методом "ослабления пучка L " внутри ядра-мишени теряет смысл.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Содержание и основные итоги описанного в настоящей работе исследования сводятся к следующему:

- Изложен метод анализа в квазиклассическом приближении процессов множественного рождения адронов на ядрах, позволяющий подойти к непосредственному экспериментальному изучению пространственно-временной эволюции адронов в начальной фазе их существования (или фазе *адронизации*).

Рассмотрены не-классические эффекты, обусловленные спецификой ядра-мишени, и показано, как такие эффекты могут быть учтены косвенным образом на эмпирическом уровне в виде соответствующих поправок.

- Сформулирована концепция эксперимента для исследования поведения неустановившихся адронных состояний в субъядерных масштабах, допускающая однозначную интерпретацию наблюдаемых на опыте параметров (в смысле их соответствия свойствам адронов сразу после их рождения внутри ядра-мишени) в рамках собственно эксперимента, т.е. без привлечения дополнительных модельных представлений.

- В порядке реализации этой концепции создан комплекс измерительной аппаратуры "Сцинтилляционный магнитный спектрометр" (СМС-МГУ) на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ (Дубна).

Спектрометр измеряет дифференциальные выходы лидирующих адронов L , вылетающих из мишени в широком диапазоне углов эмиссии ϑ_L и импульсов P_L из реакций $hA \rightarrow L + X_\eta$, где X_η означает отбор конечных состояний с заданной кинематической конфигурацией, отвечающей определенной эффективной массе $M(\eta)$. Постановка опыта позволяет выделить на уровне триггера *некогерентные* каналы с определенной передачей импульса мишени ΔP .

- Выполнена серия измерений в пучке протонов с импульсом 9 ГэВ/с и определены коэффициенты поглощения адронов в ядерном веществе σ_L в некогерентных каналах множественного рождения по относительному ослаблению "пучка" вторичных лидирующих частиц, вылетающих в заданном интервале углов и импульсов из разных ядер: H , D , C , Al , Cu , Sn и Pb .

- Показано, что перестройка кварковой структуры адронов в существенно неупругих "мягких" процессах, если она имеет место, не вызывает заметных возмущений на уровне свойств реальных частиц — или же эти возмущения настолько мимолетны ($\tau \leq 0.01\hbar/m_\pi c^2$), что при энергии 10–20 ГэВ они не распространяются за пределы "области взаимодействия" $\Delta z \sim \hbar/\Delta P \lesssim r_N$, т.е. экспериментально *не наблюдаемы*.

- В указанной области энергий некогерентная фрагментация протонов на ядрах осуществляется, судя по всему, через промежуточное *связанное* барионное состояние \mathfrak{R} (типа изобары или дифракционного кластера), которое поглощается в ядерном веществе как обычный нуклон ($\sigma_{\mathfrak{R}} \simeq \sigma_p$) и распадается на наблюдаемые в конечном состоянии адроны за пределами ядра-мишени.

- Последнее обстоятельство позволяет заключить, что видимое подавление внутриядерного каскада в адрон-ядерных взаимодействиях, появляющееся при использовании стандартной каскадной модели, объясняется не столько особыми свойствами адронов на малых расстояниях — эти адроны возникают за пределами ядра-мишени — сколько тем, что в субъядерных масштабах каскадными частицами являются не конечные адроны, а некоторые связанные *промежуточные* адронные состояния \mathfrak{R}

(резонансные или не-резонансные). Эффективная множественность таких состояний в *каждом* "элементарном" взаимодействии на нуклонах ядра невелика, поэтому каскад в ядре развивается менее интенсивно

Дальнейшие исследования на установке СМС–МГУ по программе эксперимента [77] предполагают выяснение по меньшей мере следующих двух вопросов, возникших в ходе анализа уже полученных данных:

- различие механизма генерации лидирующих π -мезонов и протонов в реакциях $pA \rightarrow p_L / \rightarrow \pi_L (+X_\eta)$ и $\pi A \rightarrow p_L / \rightarrow \pi_L (+X_\eta)$: *прямое* рождение или рождение через *связанное* (барионное или мезонное) промежуточное состояние \mathfrak{R} ;

- природа состояния \mathfrak{R} — резонанс (изобара) или не-резонансное образование (дифракционный кластер) с непрерывным массовым спектром.

Литература

1. *В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев* — Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат (1972).
2. *Г.В.Давиденко, Н.Н.Николаев* — ЯФ т.24 с.77 (1976).
3. *Н.Н.Николаев* — ЭЧАЯ т.12 с.162 (1981);
Н.Н.Николаев, Б.Б.Левченко — ЯФ т.42 с.1255 (1985).
4. *Ю.М.Шабельский* — ЭЧАЯ т.12 с.1070 (1981).
5. *Г.Б.Алавердян, А.В.Тарасов, В.В.Ужвинский* — ЯФ т.25 с.666 (1977).
6. *A.Capella* — Conf. Europhysics Study, p.199 (Erice, 1981);
J.Ranft, S.Ritter — Z.Phys. v.C20 p.347 (1983).
7. *А.Б.Кайдалов* — Школа ИТЭФ по физике, вып.2, с.1. М., Энергоатомиздат (1983).
8. *A.Casher, H.Neuberger, S.Nissinov* — Phys.Rev. v.D20 p.170 (1979).
9. *Б.З.Копелиович, Ф.Нидермайер* — ЯФ т.42 с.797 (1985).
10. *A.Bialas, V.Gualassy* — CERN TH-4619 (1986).
11. *С.А.Азимов, Т.С.Юлдашбаев* — Неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. Ташкент, ФАН (1974).
12. *В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат (1974).
13. *G.T.Zatzepein* — J.Phys.Soc.Japan, suppl.A-III v.17 p.494 (1962);
— Изв. АН СССР, сер.физ. т.5 с.647 (1962).
14. *Е.Л.Фейнберг* — ЖЭТФ т.23 с.132 (1966);
— Проблемы теоретической физики. с.248. М., Наука (1972).
15. *Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь, Ф.М.Сергеев* — УФН т.121 с.3 (1977).
Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь — Ядерная физика высоких энергий. М., Атомиздат (1980).
16. *К.Г.Гуламов* — ЭЧАЯ т.9 с.554 (1978).
17. *А.И.Демьянов, В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. М., Наука (1977).
18. *S.Fredriksson et al.* — Phys.Rep. v.144 p.187 (1987).
19. Workshop on A^α Physics/collection by *L.Voyvodic* — FERMILAB-Conf-82/22-TH/EXP.2000.000 (1982).
20. *M.G.Abreu et al.* — Z.Phys. v.C25 p.115 (1984).
21. *D.S.Barton et al.* — FERMILAB-Pub-82/64-EXP.7160.451 (1982);
— Phys.Rev. v.D27 p.2580 (1983).
22. *Ю.М.Шабельский* — ЛИЯФ No.1224 (Ленинград, 1986).
23. *A.Capella, A.Kaidalov* — Nucl.Phys. v.B111 p.477 (1976).
24. *S.I.Brodsky, J.F.Gunion, I.H.Kühn* — Phys.Rev.Let. v.39 p.1120 (1977).
25. *N.N.Nikolaev, A.Ya.Ostapchuk, V.R.Zoller* — CERN TH-25-41 (1978).
26. *Р.Глаубер* — УФН т.103 с.641 (1971).
27. *C.Bemporai et al.* — Nucl.Phys. v.B33 p.397 (1971).
28. *P.Mühlemann et al.* — Nucl.Phys. v.B59 p.106 (1973).
— Nucl.Phys. v.B133 p.189 (1978).
29. *W.Bensch et al.* — Phys.Let. v.B55 p.97 (1975).
30. *S.C.Ting* — Top Seminar on El. Part. Int. with Nuclei. Trieste, INEN (1970).
31. *H.I.Miettinen, J.Pumplin* — Phys.Rev.Let. v.42 p.204 (1979).
32. *K.S.Kölbig, B.Margolis* — Nucl.Phys. v.B6 p.85 (1968).

33. *L.Caneshi, A.Achwimmer* — Nucl.Phys. **v.B133** p.408 (1978).
34. *T.Ferbel* — UR-670 (Rochester NY, 1978).
35. *А.П.Давыдов, В.Л.Коротких* — ЯФ **т.44** с.1290 (1986).
36. *A.Kloving, O.Kofoed-Hansen, A.Schlupmann* — Nucl.Phys. **v.B54** p.29,42 (1973).
37. *S.C.Varma, V.Kumar, A.P.Sharma* — Can.J.Phys. **v.59** p.812 (1981).
38. *С.А.Акименко и др.* — ИФВЭ-ОЭФ 83-15 (Серпухов, 1983).
39. *В.Г.Аблеев и др.* — ОИЯИ No.1-80-175 (Дубна, 1980);
— ЯФ **т.32** с.1351 (1980).
40. *J.V.Allaby et al.* — CERN No.70-12 (1970).
41. *M.R.Whalley et al.* — UM-He 79-14 (V. of Michigan, 1979);
— 16-th ICRC **v.6** p.34 (Kyoto, 1979).
42. *А.Д.Васильков и др.* — Письма в ЖЭТФ **т.20** с.676 (1974).
43. *А.В.Арефьев и др.* — ЯФ **т.27** с.161 (1978).
44. *G.S.Bitsadze et al.* — Nucl.Phys. **v.B279** p.770 (1987).
45. *I.N.Vardanyan et al.* — 17-th ICRC **v.5** p.76 (Paris, 1981);
— 18-th ICRC **v.5** p.167 (Bangalore, 1983).
46. *G.V.Alaverdyan et al.* — JINR E2-12535 (Dubna, 1979).
47. *А.И.Демьянов, В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — ИФВЭ АН Каз.ССР No.82-04
(Алма-Ата, 1982).
48. *А.И.Демьянов, В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — 14-th ICRC **v.7** p.2522 (München, 1975);
— 15-th ICRC **v.7** p.98 (Plovdiv, 1977);
— 16-th ICRC **v.6** p.227 (Kyoto, 1979).
49. *H.L.Goldberger et al.* — Phys.Rev. **v.74** p.1268 (1948).
— Phys.Rev. **v.77** p.470 (1950).
50. *А.И.Демьянов, В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — 18-th ICRC **v.5** p.147,171 (Bangalore, 1983).
51. *R.Hofstadter* — Nuclear and Nucleon structure. N-Y, W.Benjamin (1963).
52. *Ю.П.Горин и др.* — Бинарные реакции, с.8 ОИЯИ, Дубна (1972).
53. *Ю.П.Горин и др.* — ЯФ **т.18** с.336 (1973).
54. *G.Belletini et al.* — Nucl.Phys. **v.79** p.609 (1966).
55. *Г.Б.Алавердян, А.В.Тарасов, В.В.Ужвинский* — ОИЯИ P2-7875 (Дубна, 1974).
56. *N.C.Frances, R.S.Eden, K.A.Bruckner* — Phys.Rev. **v.98** p.1445 (1955).
57. *Л.С.Ажгирей и др.* — ЖЭТФ **т.36** с.1631 (1959).
58. *Б.Словински, Б.Среднява, З.Стругальски* — ОИЯИ P1-9350 (Дубна, 1975).
— ЯФ **т.25** с.128 (1977).
59. *В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — Взаимодействия адронов высоких энергий. М., Наука (1983).
60. *M.E. Law et al.* — Compilation on Inclusive reactions. LBL-80 (Berkley CA, 1972).
61. *A.M.Rossi et al.* — Nucl.Phys. **v.B84** p.269 (1975).
62. *E.Berger et al.* — ANL/HEP-7132 (Argonne IL, 1971).
63. *M.Aguilar-Benitez et al.* — Review of Particle Properties. AIP, (Woodbury NY, 1994).
64. *Л.З.Барабаш и др.* — ЯФ **т.24** с.361 (1976).
65. *K.Heller et al.* — Phys.Rev. **v.D16** p.2737 (1977).
66. *Л.И.Бельзер и др.* — ОИЯИ P1-87-591 (Дубна, 1987).
67. *Л.И.Бельзер и др.* — ОИЯИ No.13-85-850 (Дубна, 1995).
68. *L.W.Alvarez* — Rev. of Sci. Instr. **v.31** p.76 (1960).

69. *Н.М.Никитюк* — ОИЯИ Р11-81-784 (Дубна, 1981);
— ПТЭ No.3 с.74 (1983);
— ОИЯИ Р10-85-364 (Дубна, 1985).
70. *Л.И.Бельзер и др.* — ОИЯИ No.13-84-712 (Дубна, 1984);
— ПТЭ No.3 с.50 (1987).
71. *Л.З.Джилаван и др.* — ИЯИ АН СССР П-0128 (М, 1979).
72. *Н.С.Амелин и др.* — НИИЯФ МГУ 88-46/67 (М, 1988).
73. *А.И.Демьянов, А.И.Островидов, Л.И.Сарычева* — НИИЯФ МГУ 89-31/108 (М, 1989).
74. *Л.И.Бельзер и др.* — ЯФ т.55 с.2740 (1992).
75. *Л.И.Бельзер и др.* — НИИЯФ МГУ 88-54/75 (М, 1988);
— ЯФ т.24 с.77 (1990).
76. *В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева* — Физика адронных процессов. М., Энергоатомиздат (1986).
77. *Л.И.Бельзер и др.* — ОИЯИ Р1,2-89-631 с.136 (Дубна, 1989).
78. *С.Г.Басиладзе, В.А.Будилов, П.К.Маньяков* — ОИЯИ No.13-80-857 (Дубна, 1980).
79. *С.Г.Басиладзе и др.* — ОИЯИ No.13-10-017 (Дубна, 1976).
80. *С.Г.Басиладзе, А.Н.Парфенов* — ОИЯИ No.13-7672 (Дубна, 1974).
81. *С.Г.Басиладзе, Нгуен Тхи Ша* — ОИЯИ No.13-81-212 (Дубна, 1981).
82. *Вьонг Дао Ви и др.* — ОИЯИ No.10-81-755 (Дубна, 1981).
83. *В.А.Антюхов и др.* — ОИЯИ No.10-80-650 (Дубна, 1980).
84. *В.А.Антюхов и др.* — ОИЯИ No.10-12-912 (Дубна, 1979).
85. *Н.И.Журавлев и др.* — ОИЯИ Р10-9500 (Дубна, 1976).
86. *В.А.Арефьев и др.* — ОИЯИ Р10-7326 (Дубна, 1973).
87. *Н.С.Амелин* — ОИЯИ Р2-86-803 (Дубна, 1986).
88. *Н.С.Амелин, А.И.Островидов* — ЯФ т.50 с.486 (1989).
89. *J.C.Sens* — Ann. NY Acad. Sci. **v.229** p.155 (1974).
90. *H.Vöggild et al.* — Nucl. Phys., **v.B27** p.285 (1971).

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Система регистрации установки СМС–МГУ (рис.П-1)

Управление и регистрация организованы по обычной системе с использованием, в основном, набора стандартных модулей логической электроники КАМАК, перечень которых дан в именном указателе к рисунку. Специально для установки СМС были разработаны следующие блоки КАМАК:

- БОС — программно-управляемый блок для реализации разных логических схем отбора событий. Имеет 62 входа, подразделенные на группы и включаемые в совпадения или антисовпадения, и по 2 выхода МОНИТОР и ТРИГГЕР, логика выработки которых задается по магистрали.
- БОС2 — дополнение к БОСу; используется для включения в МОНИТОР (ТРИГГЕР) отдельных годоскопических каналов или групп каналов, конфигурация которых обеспечивает формирование "пучка" падающих на мишень частиц с заданными параметрами.
- ЦВП — 4- и 6-канальные выносные блоки, преобразующие постоянное напряжение (+12 В) в постоянное стабилизированное высокое напряжение для питания ФЭУ. Блоки размещаются непосредственно возле ФЭУ в годоскопических модулях и имеют цифровое управление установкой выходного напряжения [67].
- БУП — блок управления высоковольтными преобразователями напряжения для годоскопических ФЭУ (ЦВП). Регулирует выходное напряжение на 256 ЦВП в пределах от –300 до –2560 В (с интервалом 10 В) по команде ЭВМ.
- БКШ — блок контроля шумов ФЭУ. Периодически сканирует годоскопические ФЭУ и сообщает ЭВМ, соответствуют ли собственные шумы того или иного ФЭУ уровню, зафиксированному в процессе наладки годоскопа. При длительной эксплуатации ФЭУ под постоянным напряжением его собственные шумы стабилизируются, поэтому для сцинтилляционного годоскопа, работающего в координатном режиме, контроль уровня шумов ФЭУ является удобным и достаточно эффективным способом поддержания характеристик детекторов в заданных пределах.
- ЦПО — цифровая память осциллографа. Преобразует сигнал в цифровой код, помнит до 256 таких кодов; осуществляет периодическое сканирование памяти, декодирование и выдачу сигнала на экран осциллографа — т.е. многократное воспроизведение однажды записанной осциллограммы. Используется с осциллографом С1–82 для визуального контроля временной макроструктуры пучка частиц.
- АС — аналоговый сумматор. Используется для выравнивания амплитуд сигналов со счетчиков, имеющих несколько ФЭУ ($\bar{\Phi}$, D_1 , D_2 и $\Gamma_{1,2}$).
- БКМ — блок коррекции МОНИТОРа (этот вспомогательный блок добавлен в установку позднее и на рис.П-1 его нет). Набор мажоритарных схем совпадений, объединенных по схеме "монтажное ИЛИ". Блокирует работу БОСа при срабатывании более, чем одного канала в любом модуле годоскопических секций $F(X, Y)$ и $B(X, Y)$.

Ряд электронных устройств вспомогательного назначения или работающих независимо от ЭВМ на рис.Ф12 не показан. Сюда относятся: комплект высоковольтных выпрямителей БСВ-5 (стандарт ВИШНЯ) для питания ФЭУ детекторов триггерного комплекса и системы формирования "пучка"; приборы для оперативного отображения состояния аппаратуры по параметрам, не предусмотренным рутинной процедурой контроля, а также для управления различными функциональными элементами установки СМС-МГУ и магнитооптической системы канала 4В.

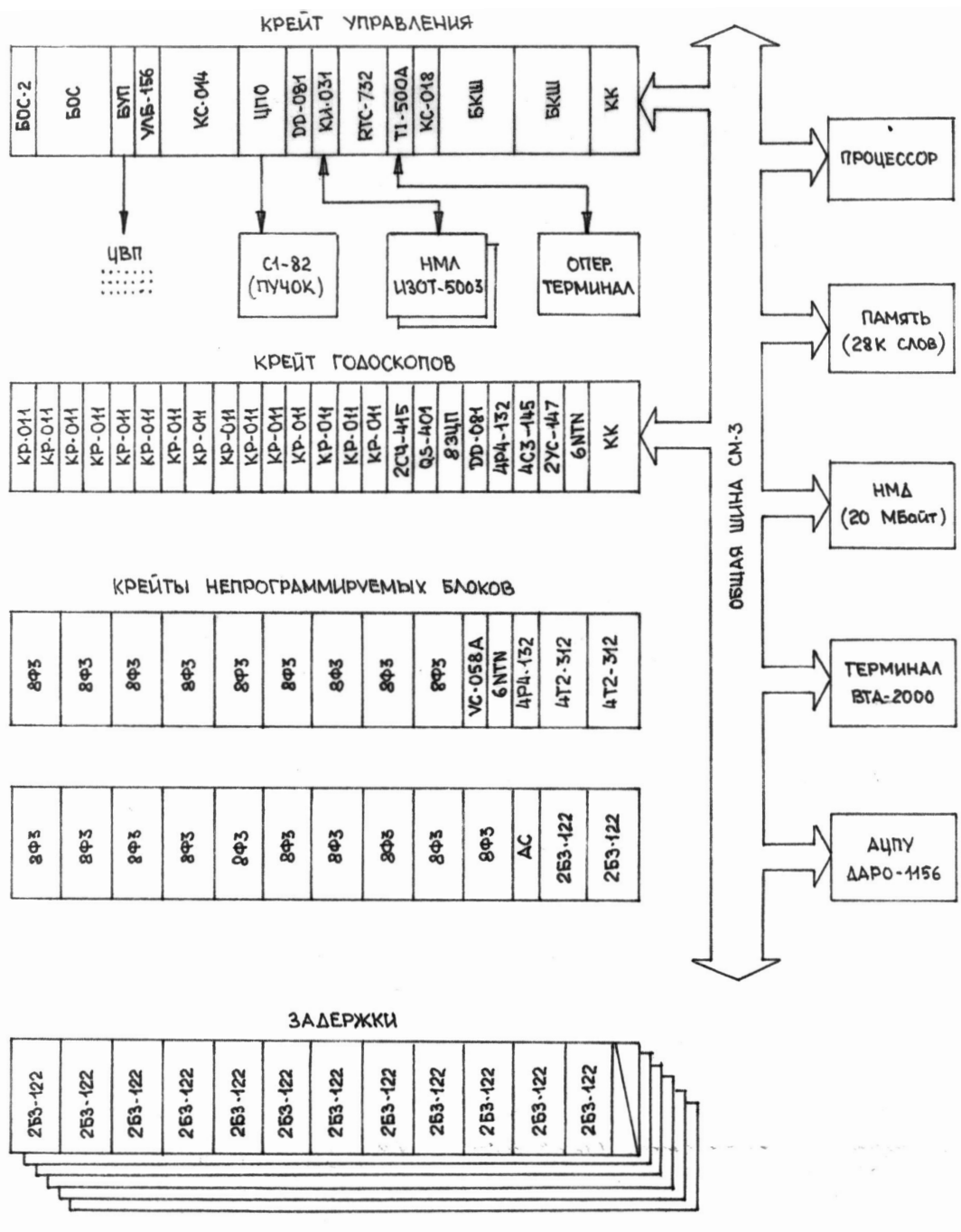


Рис.П-1.

Блок-схема электроники системы управления и регистрации установки СМС-МГУ .

Представленная на рис.П-1 система регистрации установки СМС функционирует следующим образом. Синхронизованные импульсы со всех ФЭУ преобразуются в стандартные логические сигналы NIM и поступают в блоки КР011; а сигналы с детекторов, включенных в логическую формулу МОНИТОРА и ТРИГГЕРА — кроме того, на входы блоков БОС, БОС2 и 2УС. По выработке ТРИГГЕРА состояние регистров КР011 заносится в память ЭВМ, играющую роль буфера. Для изображенной на рис. Ф4 конфигурации спектрометра объем буферной памяти допускает регистрацию до 250 событий, форматом 24 16-разрядных слова каждое, за один сброс ускорителя (–300 мс). В промежутке между сбросами содержимое буфера переписывается на магнитную ленту¹.

Именной указатель стандартных блоков КАМАК (к рис.П-1)

- 2БЗ–122 — Блок из 2 задержек. Используется для синхронизации сигналов с детекторов.
- 8ЗЦП–393 — Блок из 8 зарядово-цифровых преобразователей [78]. Используется для амплитудного анализа сигналов с ФЭУ (при работе с много-зарядными частицами).
- КИ–031 — Интерфейс для связи магнитофонов ИЗОТ–5003 с ЭВМ [82].
- КК — Крейт-контроллер для связи крейта КАМАК с ЭВМ.
- КР–011 — 16-входовый регистр для записи информации в ЭВМ [83]. Блок в 1-й станции "крейта годоскопов" используется для служебной информации (вид прерывания — начало, конец цикла, событие; номер мишени). Остальные блоки служат для записи в ЭВМ состояния детекторов в момент появления ТРИГГЕРА.
- КС–014 — Блок из 4-х десятичных счетчиков с индикацией [85]. Используется для визуального контроля работы детекторов.
- КС–018 — Десятичный счетчик с индикацией [84]. Используется для визуального контроля интенсивности пучка.
- 4Р4–132 — Разветвитель сигналов [79].
- 4СЗ–145 — Блок из 4-х смесителей [79]. Используется для смешения управляющих меток на входе КР–011 (селектора прерываний), а также как сумматор блокировок разного типа для БОС'а.
- 2С4–415 — Блок из 2-х 100 МГц 24-битных пересчетных схем [86]. Используется для измерения интенсивности пучка и числа мониторных импульсов.
- 4Т2–312 — Блок из 4-х таймеров с ручной регулировкой длительности и задержки выходного импульса [79]. Используется для задания временных интервалов работы системы регистрации установки СМС (время набора статистики, пропуски начала и конца сброса, формирование меток начала и конца сброса).
- УЛБ–156 — Управляемый логический блок [80]. Используется в качестве вспомогательного управляющего элемента (для программной установки и сброса блокировки выработки ТРИГГЕРА).

¹Впоследствии ЭВМ СМ–3 заменили на СМ–1420, и архитектура системы регистрации была несколько модифицирована (появились дополнительные функциональные блоки). Принцип работы остался тем же самым.

- 2УС-147 — Управляемый 8-входовый сумматор [81]. Используется для формирования специального "неупругого" ТРИГГЕРА.
- 8ФЗ-113 — Блок из 8 формирователей сигналов. Пороги регулируются от 10 мВ до 1 В, длительность выходного импульса — от 10 до 100 нс [79]. Используется для преобразования сигналов с детекторов к стандартным уровням NIM.
- 6NTN-302 — Преобразователь уровней NIM-TTL-NIM [79]. Используется для преобразования к стандартным уровням NIM кода номера мишени (блок в "крейте формирователей") и синхроимпульса ускорителя (блок в "крейте годоскопов").
- DD-081 — Dataway Display — индикатор магистрали (индикация состояния шин крейта) [POLON].
- TI-500A — Teletype Interface — интерфейс для связи оперативного терминала с ЭВМ [POLON].
- QS-401 — Quad Scaler — блок из 4-х 20 МГц 16-битных пересчетных схем. [POLON]. Используется для счета числа ТРИГГЕРОВ разного типа за сброс ускорителя.
- RTC-732A — Real Time Clock — таймер реального времени [POLON]. Используется для индикации текущего времени, а также в качестве тактового генератора частоты 1 Гц для системы автоматического контроля работы детекторов (БКШ).
- VC-058A — Voltage Converter — преобразователь напряжения [POLON]. Используется как источник постоянного напряжения ± 12 В для питания блоков ЦВП.

2. Математическое моделирование эксперимента

Детальное исследование систематических погрешностей опыта — и, в частности, вычисление соответствующих поправок для абсолютной нормировки сечений генерации лидирующих частиц, измеряемых на установке СМС–МГУ — было выполнено посредством моделирования условий эксперимента методом Монте-Карло [72]. В качестве генератора "элементарного" адрон-адронного и адрон-ядерного взаимодействия использовалась специально созданная программа, основанная на модели кварк-глюонных струн [7] и модели внутриядерного каскада с временной картиной развития [87]. В модель наряду с обычными планарными и цилиндрическими диаграммами, а также диаграммой дифракции с возбуждением малой массы включены диаграммы, дающие предасимптотические поправки к сечениям, — диаграмма простого кваркового обмена и диаграмма так называемого неразвитого цилиндра. При этом удается обеспечить необходимый энергетический ход сечений в области ~ 10 ГэВ. Подробное описание модели (моды и функции фрагментации струн, импульсные распределения валентных и морских кварков и антикварков и т.д.), а также сравнение модели с экспериментом приведены в [88].

Методика и результаты расчета самой установки СМС–МГУ на основе созданного генератора элементарного акта приведены в [73,74]. При моделировании исследовалось влияние на конечные результаты различных критериев отбора событий. Выбор критерия отбора основан на компромиссе между темпом набора статистики и величиной поправок на наличие фона в спектрах (при переходе к наиболее жесткому критерию теряется 12% истинных событий вместо 1% при наименее жестком).

В основном фон связан с вкладом неидентифицированных лидирующих пионов (8.5%), многократным перерассеянием лидирующего протона в мишени (1.8%) или в веществе установки (0.8%), отсутствием взаимодействия первичного протона в мишени (1.3%), ложными треками от разных частиц (0.2%). Отметим, что вклад немоделируемого аппаратного фона учитывался при обработке экспериментальных данных на "пустой" мишени. Проанализированы точность измерения импульса с учетом неоднородности поля в анализирующем магните, отличие эффективной апертуры спектрометрического плеча и триггерного комплекса детекторов от геометрической (обусловленное зависимостью выхода протонов от угла вылета в пределах апертуры, наличием зазоров между сцинтилляционными каналами). В качестве примера на рис.П-2 приведены сечения выхода p и π^+ под углом 32 мрад для pAl -взаимодействия при 9 ГэВ/с, "заложенные" в генератор "элементарного" акта (гистограммы), и сечения, восстановленные по экспериментальной методике обработки данных без каких-либо поправок и с поправками на наличие фона (точки). В целях сравнения в области упругого пика просуммированы все события с $x > 0.95$.

Отношение "заложенного" в адрон-ядерный генератор сечения к соответствующему нескорректированному "восстановленному" из смоделированных данных сечению дает величину поправочного коэффициента $\beta = \beta(A, \vartheta_0, P)$, используемого уже при вычислении абсолютного значения сечения по формуле

$$\frac{d^2\sigma_i}{d\Omega dP} = \beta \sigma_{pA}^{tot} \frac{N_i}{\alpha N_0} \frac{1}{\Delta\Omega_i \Delta P}.$$

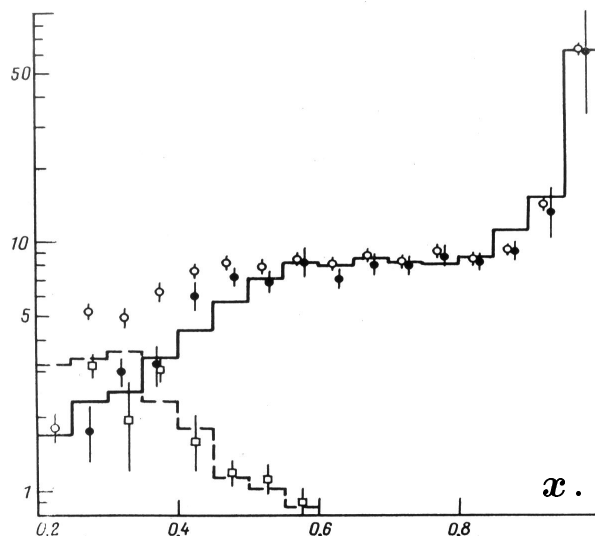
Здесь N_i — число протонов в интервале ΔP в i -м бине гистограммы, $\Delta\Omega_i$ — эффективная апертура спектрометра, N_0 — мониторное число (число упавших на мишень

$$d^2\sigma/d\Omega dP, \text{ мб} \cdot 10^2 / (\text{стер} \cdot \text{ГэВ}/\text{с}) .$$

Рис. П-2.

Первоначально заложенные в М-К программу (гистограммы) и "восстановленные" (точки) по экспериментальной методике спектры лидирующих адронов, для реакции $pAl \rightarrow L^+ + X$ при $P_0 = 9 \text{ ГэВ}/\text{с}$.

— p_L : \circ без учета } поправок,
 \bullet с учетом }
 --- π_L^+ : \square с учетом поправок.



первичных протонов), $\alpha = 1 - \exp(-z/\lambda_{int})$ — вероятность взаимодействия в мишени толщиной z . Используются следующие значения полных сечений взаимодействия при 9 ГэВ/с: $\sigma_{pA}^{tot} = 39 \text{ мб}$ (H), 76 мб (D), 344 мб (C), 696 мб (Al), 1440 мб (Cu), 2074 мб (Sn) и 3210 мб (Pb).

Инклюзивные сечения. В табл. П-1 представлены полученные таким путем абсолютные значения сечений генерации лидирующих протонов на различных ядрах для инклюзивной реакции $pA \rightarrow p_L + X$ при начальном импульсе $P_0 = 9 \text{ ГэВ}/\text{с}$. Сечения измерены под углом эмиссии $\langle \vartheta_L \rangle = 32 \text{ мрад}$, в интервале импульсов $P_L 2.1 \div 8.9 \text{ ГэВ}/\text{с}$ (с шагом 0.18 ГэВ/с). Относительные ошибки измерения сечений почти для всех точек на всех ядрах находятся на уровне $\sim 8 - 10\%$ (исключение составляет лишь область самых малых импульсов, где погрешность возрастает из-за резкого уменьшения аксептанса спектрометра). Несколько выше ошибки на водороде из-за разностного метода получения сечений.

В правом столбце таблицы приведен параметр α , полученный из фитирования сечений общепринятой зависимостью вида A^α . С увеличением импульса лидирующего протона α уменьшается от 0.71 до 0.45 (отметим, что для использованных при расчете значений полных сечений $\alpha = 0.83$). Такая зависимость от атомного номера легко объяснима, если принять во внимание, что в область меньших импульсов попадают лидирующие частицы, испытавшие в среднем большее число перерассеяний на внутриядерных нуклонах, и потому следует ожидать более сильной зависимости этой части импульсного спектра от числа нуклонов в ядре-мишени. Интересно отметить, что в работе [21] для той же реакции, но при начальном импульсе 100 ГэВ/с получен практически такой же результат: в области x от 0.2 до 1 параметр фитирования α уменьшается от 0.75 до 0.5.

В табл. П-2 данные настоящего эксперимента для реакций $pp \rightarrow p_L + X$ и $pCu \rightarrow p_L + X$ при $P_0 = 9 \text{ ГэВ}/\text{с}$ сравниваются с аналогичными данными, полученными при значении начального импульса $P'_0 = 19.2 \text{ ГэВ}/\text{с}$ в работе [40].

Сечения генерации лидирующих протонов $d^2\sigma_L/d\Omega dP$ из работы [40], измеренные при $\vartheta_L = 12.5 \text{ мрад}$, умножены для каждого x на $(P_L/P'_L)^2 = (xP_0/xP'_0)^2 \simeq 0.22$

Таблица П-1. Дифференциальные сечения ($d^2\sigma/d\Omega dP$) для инклюзивной реакции $pA \rightarrow p_L + X$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с и $\langle\theta_L\rangle = 32$ мрад.

p , ГэВ/с	^1H	^2D	^{12}C	^{27}Al	^{64}Cu	^{119}Sn	^{207}Pb	α
2,07	4,1 ± 0,9	8,9 ± 1,5	39 ± 4	100 ± 10	132 ± 16	129 ± 18	141 ± 16	0,63 ± 0,03
2,25	6,1 ± 1,2	14,6 ± 2,2	68 ± 7	134 ± 14	185 ± 22	227 ± 30	330 ± 36	0,71 ± 0,03
2,43	7,1 ± 1,4	19,8 ± 2,6	86 ± 8	163 ± 17	224 ± 26	263 ± 34	359 ± 39	0,69 ± 0,02
2,61	10,0 ± 1,5	21,5 ± 2,7	105 ± 10	170 ± 17	265 ± 30	321 ± 39	400 ± 43	0,68 ± 0,02
2,79	14,0 ± 1,8	30,6 ± 3,4	112 ± 9	191 ± 17	309 ± 30	388 ± 40	365 ± 34	0,61 ± 0,02
2,97	15,8 ± 2,0	28,6 ± 3,4	113 ± 9	190 ± 17	321 ± 31	343 ± 37	375 ± 35	0,59 ± 0,02
3,15	16,2 ± 2,2	32,9 ± 4,0	121 ± 10	188 ± 16	295 ± 28	372 ± 41	442 ± 40	0,60 ± 0,02
3,33	18,6 ± 2,4	36,5 ± 4,4	127 ± 10	186 ± 16	335 ± 32	349 ± 40	391 ± 36	0,56 ± 0,02
3,51	19,5 ± 2,5	35,7 ± 4,1	140 ± 11	205 ± 17	365 ± 35	408 ± 43	460 ± 42	0,59 ± 0,02
3,69	22,2 ± 2,9	40,6 ± 4,2	152 ± 10	225 ± 16	381 ± 31	385 ± 38	495 ± 38	0,56 ± 0,02
3,87	26,2 ± 3,2	48,9 ± 4,7	167 ± 11	231 ± 16	446 ± 36	386 ± 38	518 ± 40	0,54 ± 0,02
4,05	26,1 ± 3,5	46,7 ± 5,3	173 ± 15	258 ± 23	430 ± 42	480 ± 53	481 ± 45	0,55 ± 0,02
4,23	28,4 ± 3,5	53,0 ± 5,7	195 ± 16	273 ± 24	515 ± 49	591 ± 62	564 ± 52	0,56 ± 0,02
4,41	27,5 ± 4,0	53,9 ± 6,3	215 ± 18	323 ± 28	493 ± 48	595 ± 65	591 ± 55	0,56 ± 0,02
4,59	36,1 ± 4,1	61,5 ± 6,3	231 ± 16	323 ± 24	588 ± 49	618 ± 62	636 ± 51	0,54 ± 0,02
4,77	42,5 ± 4,5	71,3 ± 7,0	251 ± 18	383 ± 29	553 ± 47	656 ± 66	632 ± 51	0,51 ± 0,02
4,95	47,3 ± 5,0	82,4 ± 7,4	265 ± 18	390 ± 28	640 ± 52	696 ± 65	720 ± 56	0,51 ± 0,02
5,13	54,8 ± 5,5	81,7 ± 7,7	291 ± 20	429 ± 31	620 ± 51	761 ± 72	780 ± 60	0,51 ± 0,02
5,31	60,6 ± 5,6	101,6 ± 8,8	312 ± 21	449 ± 32	734 ± 59	795 ± 74	829 ± 64	0,50 ± 0,02
5,49	61,9 ± 6,2	115,1 ± 10,2	330 ± 24	499 ± 38	743 ± 63	829 ± 79	1046 ± 84	0,52 ± 0,02
5,67	71,0 ± 6,6	114,9 ± 10,2	357 ± 26	518 ± 39	845 ± 70	950 ± 88	1150 ± 92	0,53 ± 0,02
5,85	67,6 ± 5,7	122,7 ± 9,3	379 ± 23	516 ± 32	906 ± 64	1009 ± 82	1134 ± 78	0,53 ± 0,02
6,03	75,1 ± 6,2	139,8 ± 10,3	382 ± 23	558 ± 35	848 ± 61	1067 ± 87	1180 ± 81	0,51 ± 0,02
6,21	75,5 ± 6,4	131,5 ± 9,9	421 ± 25	581 ± 36	875 ± 62	1015 ± 82	1246 ± 84	0,52 ± 0,02
6,39	84,9 ± 7,6	134,9 ± 11,8	422 ± 30	588 ± 44	926 ± 76	1140 ± 103	1344 ± 106	0,52 ± 0,02
6,57	88,0 ± 7,8	143,9 ± 12,2	441 ± 32	613 ± 46	985 ± 80	1104 ± 99	1331 ± 105	0,51 ± 0,02
6,75	89,5 ± 7,3	148,7 ± 11,5	450 ± 28	601 ± 39	991 ± 72	1118 ± 94	1388 ± 97	0,51 ± 0,02
6,93	95,4 ± 7,8	164,5 ± 12,3	459 ± 29	615 ± 40	992 ± 72	1148 ± 95	1389 ± 97	0,50 ± 0,02
7,11	92,6 ± 7,6	161,6 ± 12,4	481 ± 30	661 ± 43	954 ± 70	1232 ± 103	1492 ± 104	0,50 ± 0,02
7,29	106,5 ± 8,4	172,8 ± 13,2	487 ± 31	683 ± 45	1097 ± 80	1312 ± 109	1483 ± 104	0,50 ± 0,02
7,47	107,6 ± 8,4	176,8 ± 13,2	519 ± 33	727 ± 48	1127 ± 81	1317 ± 107	1516 ± 106	0,50 ± 0,02
7,65	132,1 ± 10,4	202,2 ± 15,5	556 ± 37	751 ± 51	1233 ± 92	1531 ± 126	1743 ± 126	0,49 ± 0,02
7,83	141,3 ± 11,0	226,3 ± 17,0	613 ± 41	809 ± 55	1354 ± 100	1748 ± 140	1899 ± 136	0,49 ± 0,01
8,01	137,7 ± 10,9	245,0 ± 18,3	677 ± 45	887 ± 61	1440 ± 106	1760 ± 142	2034 ± 146	0,50 ± 0,01
8,19	163,3 ± 9,2	282,7 ± 15,1	629 ± 28	854 ± 39	1385 ± 75	1752 ± 113	1871 ± 97	0,46 ± 0,01
8,37	149,6 ± 8,9	259,6 ± 14,0	687 ± 30	899 ± 41	1537 ± 82	1719 ± 109	2134 ± 107	0,49 ± 0,01
8,55	237,5 ± 13,0	425,5 ± 21,7	1115 ± 50	1335 ± 62	2504 ± 126	2882 ± 163	3260 ± 160	0,49 ± 0,01
8,73	664,9 ± 31,8	1145,9 ± 53,7	2664 ± 118	3158 ± 143	5690 ± 268	6385 ± 321	7647 ± 355	0,45 ± 0,01
8,91	955,8 ± 45,2	1916,3 ± 88,0	4507 ± 200	5275 ± 236	9539 ± 439	12115 ± 577	13459 ± 612	0,49 ± 0,01

и отвечают почти одинаковым значениям P_{\perp} : $P_L \vartheta_L / P'_L \vartheta'_L = x P_0 \vartheta_L / x P'_0 \vartheta_L \simeq 1$. При этом соответствующие величины при 9 ГэВ/с и 19.2 ГэВ/с оказываются очень близкими. Ситуация на других ядрах такая же самая. Выходит, стало быть, что в протон-ядерных взаимодействиях в области энергий порядка 10 ГэВ инклюзивное сечение выхода протонов, отнесенное к элементу фазового объема ($d^3\sigma/dP^3 = (1/P^2)(d^2\sigma/d\Omega dP)$), при фиксированных значениях $x = P/P_0$ и P_{\perp} не зависит от энергии падающего пучка. Если в pp -взаимодействии такого результата — зависимости выхода протонов при данных энергиях главным образом от величины фазового объема, т.е. от кинематики реакции, а не от каких-либо специфических динамических эффектов, — можно было ожидать, то аналогичное поведение протон-ядерных сечений не является очевидным заранее.

Таблица П-2.

x	${}^1\text{H}$		${}^{64}\text{Cu}$	
	$(d^2\sigma/d\Omega dP),$ $P = 9 \text{ ГэВ/с}$	$(d^2\sigma/d\Omega dP) \cdot (P/P')^2,$ $P' = 19.2 \text{ ГэВ/с}$	$(d^2\sigma/d\Omega dP),$ $P = 9 \text{ ГэВ/с}$	$(d^2\sigma/d\Omega dP) \cdot (P/P')^2,$ $P' = 19.2 \text{ ГэВ/с}$
0.23	4.19	7.38		380.1
0.31	14.03	15.67	309.1	305.4
0.42	22.21	25.93	381.2	380.1
0.52	36.14	45.26	588.8	560.3
0.57	54.88	57.79		
0.63	61.90	68.55	743.1	766.8
0.68	75.14	74.93		
0.73	84.98	84.59	985.3	936.0
0.78	95.45	97.34		
0.83	107.63	114.47	1127.5	1129.4
0.89	141.30	113.38		
0.94	149.64	167.71		

Некогерентные реакции. Архитектура триггерного комплекса установки СМС позволяет получить угловое распределение фрагментов "пучка" в η -представлении (см. главы V, VI и VII) в виде набора значений η_i как за счет изменения геометрии комплекса детекторов D и E в целом, так и за счет группировки отдельных каналов детектора E на зоны по углу η .

При моделировании поведения параметра наклона B распределения $F(\eta)$ рассматривались два способа группировки: на "полосы" и на "кольца". Как и следовало ожидать, кольцевая группировка предпочтительнее (ибо ближе к аксиальной симметрии): поправки на систематическое искажение измеряемых параметров при такой группировке меньше, и варьируют не так сильно. Следует заметить, что расчетное значение параметра B получается больше, чем экспериментально измеренное — в частности, для реакции $pA \rightarrow L^+ \pi^{\pm} X$: $B = 39.1$, тогда как $\langle B \rangle_{exp} = 33.5 \pm 0.4$. Возможно, это различие связано с несколько завышенным в модели вкладом диаграмм с центральным рождением частиц.

В табл. П-3 представлены отношения интегральных распределений в η -представлении, $\varrho = F(> \eta_2)/F(> \eta_1)$ для $\eta_1 = 100$ мрад и $\eta_2 = 360$ мрад.

Таблица П-3.

	$pA \rightarrow L^+ \gamma$	$pA \rightarrow L^+ h^\pm / \gamma$	$pA \rightarrow L^+ h^\pm$	$pA \rightarrow L^+ \pi^\pm$
ϱ_{M-K}^{incoh}	0.58 ± 0.20	0.43 ± 0.02	0.34 ± 0.02	0.32 ± 0.2
ϱ_{exp}^{all}	0.24 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.29 ± 0.01	0.29 ± 0.01
ϱ_{exp}^{incoh}	—	0.45 ± 0.03	0.36 ± 0.03	0.37 ± 0.03
$\langle B \rangle_{exp}$	—	27.0	35.0	33.5

Область $\eta \leq 100$ мрад является кинематически разрешенной для когерентно рожденных частиц, поэтому по сравнению с расчетным чисто некогерентным спектром данное соотношение меньше. Наибольшее расхождение наблюдается, как и следовало ожидать, для фотонного сопровождения. После проведения экстраполяции экспериментального спектра из некогерентной области к точке $\eta = 100$ мрад (третья строка таблицы) с использованием средних экспериментальных значений $\langle B \rangle_{exp}$ удается достичь хорошего согласия выделенного некогерентного спектра с расчетным.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	стр. 1.
I. СУЩЕСТВО ПРОБЛЕМЫ	стр. 3.
II. ФЕНОМЕМОЛОГИЯ	
Основные положения	стр.10.
Макроскопическое и элементарное сечение	стр.13.
Характеристики адрон-ядерного рассеяния	стр.16.
III. НЕ-КЛАССИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ	
Ферми-движение	стр.22.
Перезарядка	стр.24.
IV. ИНКЛЮЗИВНЫЕ РЕАКЦИИ	стр.29.
V. ПОСТАНОВКА ОПЫТА	стр.36.
VI. АППАРАТУРА	стр.42.
Сцинтилляционный годоскоп	стр.44.
Мишенная станция	стр.46.
VII. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА	стр.52.
VIII. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	стр.57.
Некогерентные процессы	стр.59.
Внутриядерное поглощение	стр.63.
IX. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	стр.67.
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	стр.72.
Литература	стр.74.
ПРИЛОЖЕНИЕ	
1. Система регистрации установки СМС–МГУ	стр.77.
2. Математическое моделирование эксперимента	стр.81.

