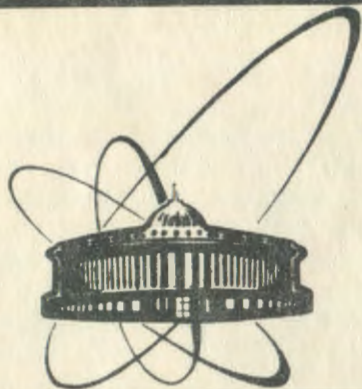


90-416

БИБЛИОТЕКА



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P2-90-416

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

О ДВУХ ПОПУЛЯРНЫХ ЭФФЕКТАХ  
В "РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ"

I. К интерпретации ЕМС-подобного поведения  
спектров  $\pi$ -мезонов, кумулятивное  
пинообразование на легких ядрах

1990

## I. Введение

Термин "релятивистская ядерная физика" как в узком его смысле, подразумевающим изучение кварк-партонной структуры холодного ядра в соударениях при высоких энергиях, так и в самом широком - физика процессов, протекающих в релятивистских столкновениях с участием ядер, обозначил в минувшем десятилетии одну из быстро развивающихся областей исследования. К числу проблем, на решении которых концентрировались усилия значительного числа экспериментаторов и теоретиков, работающих в этой области, следует в первую очередь отнести EMC-эффект и эффект кумулятивного рождения адронов.

EMC-эффект <sup>1/</sup>, уточнённый затем данными SLAC <sup>2/</sup> и BCDMS <sup>3/</sup>, наблюдался в процессе глубоконеупругого лептон-ядерного рассеяния, который однозначно определил его смысл: кварк-партонная структурная функция ядра в области значений бёркеновской переменной  $x < 1$  демонстрирует значительные отклонения от структурной функции нуклона. Для интерпретации эффекта были предложены многочисленные, в том числе и весьма экзотические, идеи (см., например, краткие обзоры <sup>4, 5/</sup>). Однако один из аспектов проблематики EMC-эффекта остался вне поля зрения большинства исследователей. Мы имеем в виду степень обоснованности бытующего утверждения, что EMC-эффект и сходная с ним по виду особенность спектра  $p$ -мезонов, вылетающих в заднюю полушару, имеют общую природу. Ниже мы приведем аргументы против такого отождествления.

В противоположность EMC-эффекту, который, по всеобщему признанию, непосредственно отражает особенности кварк-партонной структуры холодного ядра, природа кумулятивного эффекта явилась предметом длительных дискуссий между сторонниками двух альтернативных схем процесса. В так называемой "холодной" схеме спектр кумулятивных адронов связывается со структурной функцией ядра в области  $x > 1$ , являющейся одной из его характеристик ещё до столкновения. В "горячей" схеме кумулятивный эффект - результат образования при участии нескольких нуклонов ядра высоковозбуждённой адронной компаунд-системы (КС) и последующего её распада.

Сравнительный анализ упомянутых альтернатив свидетельствует о явной предпочтительности горячей схемы процесса <sup>6-8/</sup>. Здесь мы рассмотрим ряд дополнительных возможностей этой схемы и аргументов в её пользу.

## II. "EMC-подобие" инклюзивных спектров мезонов в $pA$ - реакции

На рис. I в качестве характерного примера EMC-эффекта представлены экспериментальные данные <sup>12/</sup> для отношения сечений глубоконеупругого рассеяния электронов на ядрах золота и дейтерия, нормированных

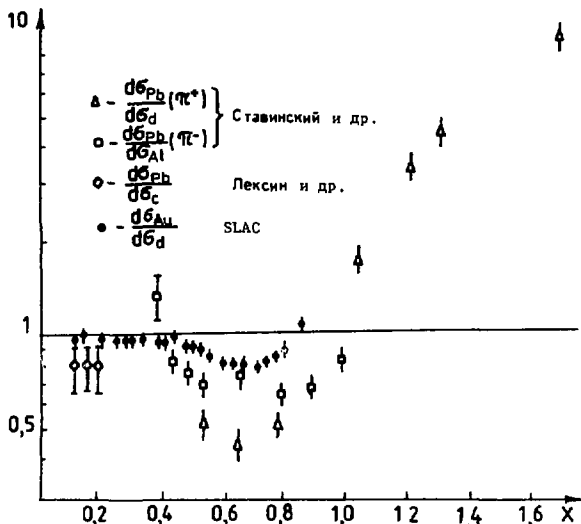


Рис. I. Иллюстрация EMC-эффекта, а также EMC-подобного поведения спектров  $\pi$ -мезонов.

на один нуклон. Отношение представлено в виде функции от бъркеновской переменной  $x = Q^2/2m_N \nu$ . Собственно EMC-эффект состоит в уменьшении этого отношения в области  $x \approx 0,7$ . Стандартные же методы учета фермидвижения ядерных нуклонов предсказывали его монотонный рост. В [9] было обращено внимание на то, что отношение инклюзивных сечений рождения  $\pi$ -мезонов в мягком процессе  $pA \rightarrow p(\theta > 90^\circ) + X$  обнаруживает поведение, подобное EMC-эффекту.

На рис. I даны примеры EMC-подобного поведения таких отношений для некоторых ядер  $^{10},^{11}$ . В данном случае для  $\pi$ -мезона переменная  $x$  определяется соотношением

$$x = \frac{1}{m} \frac{E^{in} E_\pi - p^{in} p_\pi \cos \theta + m_\pi^2/2}{E^{in} - m - E_\pi}, \quad (2.1)$$

где  $E^{in}, p^{in}$  - энергия и импульс первичной частицы,  $E_\pi, p_\pi$  - мезона,  $m$  - масса нуклона.

В этой связи в работе [12] было сформулировано весьма сильное утверждение:

"Отношение нормированных на нуклон сечений рождения пионов на

ядрах D, He, Al в зависимости от  $x$  получило недвусмысленное подтверждение в экспериментах EMC и SLAC по глубоконеупругому рассеянию электронов на ядрах".

По нашему мнению, это утверждение является необоснованным. Во-первых, если бы поведение адронных сечений определялось той же структурной функцией ядра, что и глубоконеупругое рассеяние, то величина эффекта в  $pA$ -столкновениях была бы не больше, чем в  $\ell A$ -рассеянии. Экранировки, неизбежные для адронных процессов, могут лишь уменьшить влияние особенностей структурной функции на спектры вторичных частиц (см. об этом подробнее в [13]). В эксперименте же наблюдается противоположная картина: особенности в адронных спектрах в несколько раз превышают величину соответствующих отклонений в спектрах лептонов, см. рис. 1.

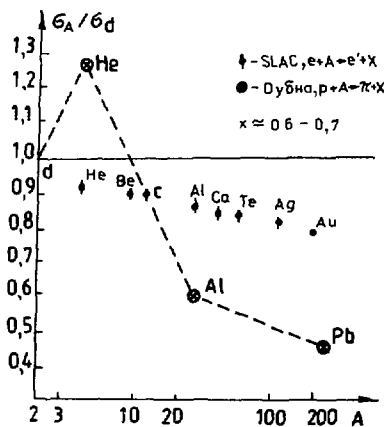


Рис. 2.  $A$ -зависимость глубоконеупругого  $\ell A$ -рассеяния и процесса рождения  $\pi$ -мезонов.

Во-вторых,  $A$ -зависимость отношения  $d\sigma_x / d\sigma_d$  для реакции  $p+A \rightarrow \pi + X$  качественно отличается от соответствующей зависимости в глубоконеупругом  $\ell A$ -рассеянии, см. рис. 2. В  $\ell A$ -рассеянии глубина минимума отношения  $d\sigma_x / d\sigma_d$ , расположенного при  $x = 0,65$ , монотонно увеличивается с ростом  $A$ . В реакции же  $p + A \rightarrow \pi + X$  эта зависимость немонотонна. Для ядра  ${}^4\text{He}$  отношение  $d\sigma_{\text{He}} / d\sigma_d$  при  $x = 0,65$  даже значительно превосходит единицу. Таким образом, в действительности EMC-подобие инклюзивных спектров адронов оказывается сильно нарушенным. Очевидно, возникает необходимость обратиться к иной интерпретации.

Поскольку количественная теория движения относительно мягких пионов в возбужденном распадающемся ядре пока отсутствует, рассмотрим проблему с качественной точки зрения. Нам представляется вполне простым и естественным допущение, что некоторая часть адронов с  $x < 1$  рождается внутри ядра в результате образования и распада резонансов, сопровождающегося процессами размножения, замедления и поглощения в ядерном веществе. Хорошо известно, что процессы замедления и размножения легких частиц в среде, состоящей из тяжелых частиц, приводят к быстрой изотропизации их углового распределения. Однако экспериментальные дан-

ные /10/ свидетельствуют о том, что угловое распределение мягких  $\pi$ -мезонов в задней полусфере отличается от изотропного и практически не изменяется при переходе от  $p^{12}C$  к  $p^{20}B$ -взаимодействиям. Поэтому замедление  $\pi$ -мезонов в нуклонной среде не может быть основной причиной наблюдаемого поведения их спектров. Наиболее вероятным механизмом является процесс поглощения.

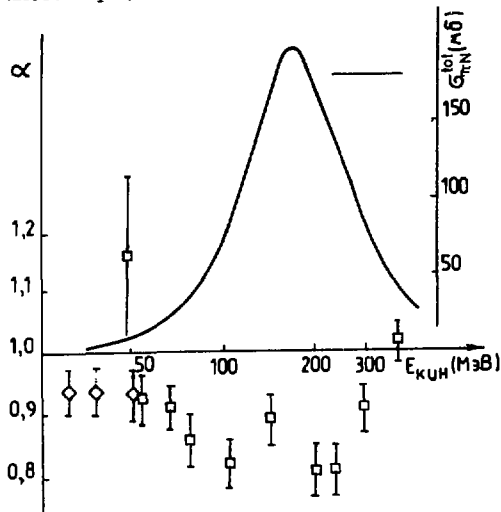


Рис.3. Сопоставление  $A$ -зависимости показателя  $\alpha$  в параметризации  $E^{d^2\sigma/d\rho^2} \sim A^\alpha$  и полного сечения  $\pi N$ -взаимодействия от  $E_{кин}$ .

На рис.3 мы представили зависимость показателя  $\alpha$  в параметризации  $E^{d^2\sigma/d\rho^2} \sim A^\alpha$  от кинетической энергии наблюдаемого  $\pi$ -мезона,  $E_{кин}$ . Приведена также зависимость полного сечения  $\pi N$ -взаимодействия от  $E_{кин}$ . Рис.3 ярко демонстрирует "зеркальное" подобие рассматриваемых зависимостей.

Сопоставление фактов на рис.3 приводит к более привлекательной для нас интерпретации ЕМС-подобия инклюзивных спектров  $\pi$ -мезонов. Родившись внутри ядра,  $\pi$ -мезон взаимодействует с ядерными нуклонами, находящимися на его пу-

ти, генерируя возникновение  $\pi N$ -резонансов. Эти резонансы, обладая заметным импульсом и временем жизни, ещё до своего распада могут прийти в пространственный контакт с одним и даже несколькими нуклонами ядра-мишени. В этом весьма нередком случае ("зазоры" между нуклонами в ядре очень малы) с большой вероятностью может произойти безрадиационный переход резонанса в основное состояние с высвобождением энергии на выбивание ядерных нуклонов. Внешне такой процесс будет соответствовать поглощению  $\pi$ -мезона, модулированному кривой возбуждения  $\pi N$ -резонанса, изображенной на рис.3.

### III. Поведение отношения $d\sigma_A/d\sigma_D$ в области $x > 1$ .

#### Кумулятивное пинообразование на дейтроне

Как видно из рис. I, в кумулятивной области фазового пространства ( $x > 1$ ) отношение  $d\sigma_p/d\sigma_d$  быстро возрастает, достигая величины порядка  $\approx 10$ . По существующим оценкам, при  $x > 1,3$  вклад ферми-движения в сечение образования кумулятивного п-мезона пренебрежимо мал. В этой области  $x$  рождение адронов определяется механизмами коллективного взаимодействия. Используя результаты работы /15/, рассмотрим вопрос о соотношении сечений кумулятивного эффекта на дейтроне и на тяжёлых ядрах на основании горячей схемы процесса /16, 17/. Согласно этой схеме образование частиц проходит через стадию формирования промежуточных адронных КС, время жизни которых достаточно для их выхода из ядра. При этом для описания распада КС можно использовать статистические методы.

В горячей схеме кумулятивный эффект является естественным следствием широко известной картины множественного рождения, предполагающей, что в неупругом недифракционном столкновении двух нуклонов в общем случае образуются три промежуточные системы. Одна из них - пионизационная система (собственно КС) является источником большинства рожденных частиц, заполняющих, главным образом, центральную область быстрой. Две другие - слабовозбужденные лидирующие барионы, снимающие свое возбуждение путем испускания частиц (среднее число таких частиц порядка 1), которые попадают, в основном, в области фрагментации первичных нуклонов. В относительно редких случаях та или иная (ещё реже - обе) лидирующая система может отсутствовать вследствие захвата первичного нуклона в КС.

В адрон-ядерных взаимодействиях КС может быть сформирована с участием нескольких ядерных нуклонов. В результате продукты её распада могут попасть в область фазового пространства, запрещённую кинематикой взаимодействия с одним свободным нуклоном, т.е. возникает кумулятивный эффект. Необходимым условием его реализации является коллективное взаимодействие нуклонов, участвующих в формировании КС /18, 19/. При этом максимальный вклад в сечение кумулятивного эффекта даёт именно те редкие случаи, когда нуклоны ядра - участники коллективного взаимодействия - оказываются захваченными в КС /20/.

В других случаях эти нуклоны согласно общей картине множественного рождения образуют лидирующую систему, которая, фрагментируя, способна, в принципе, излучить кумулятивный мезон. Однако данная система является нерелятивистской и распадается, как правило, внутри ядра. Продукты её распада либо поглощаются ядром, либо существенно в нём замедляются. Следовательно, вклад такого канала в сечение кумулятивного эффекта на средних и тяжёлых ядрах не может быть значительным.

С точки зрения изложенной схемы процесса исследование кумулятивного эффекта на дейтроне представляет особый интерес. Во-первых, крайне низкая плотность нуклонов в дейтроне резко подавляет вероятность коллективного взаимодействия, для осуществления которого нуклоны должны флукутивно сблизиться на расстояния, существенно меньшие средних расстояний между ними в тяжёлых ядрах /19/. Это позволяет проверить, соответствует ли наблюдаемое отношение сечений образования кумулятивных адронов на дейтроне и тяжёлых ядрах тому фактору подавления, который следует из коллективных моделей. Во-вторых, в отличие от средних и тяжёлых ядер в реакции на дейтроне отсутствует экранировка фрагментационного канала. Следовательно, анализ кумулятивного эффекта на дейтроне дает возможность оценить вклад процесса фрагментации в коллективном взаимодействии нуклонов. Проведем необходимые оценки.

Рождение адрона "i" с кумулятивным числом x становится возможным, если число нуклонов, участвующих в процессе, удовлетворяет неравенству  $n \geq I_x$ , где  $I_x$  - целая часть числа "x + 1". Следовательно, сечение такого процесса может быть представлено в виде суммы /20/:

$$E \frac{d^3 G_i}{dP^3} = \sum_{n=I_x}^A W_A^{(n)} F_i^{(n)}, \quad (3.1)$$

где  $W_A^{(n)}$  - сечение образования КС в коллективном взаимодействии n нуклонов ядра A, а  $F_i^{(n)}$  - инвариантный спектр адронов сорта "i", образующихся при распаде КС.

Для кумулятивной реакции на дейтроне в сумме (3.1) сохраняется лишь первый член:

$$\left( E \frac{d^3 G_i}{dP^3} \right)_d = W_d^{(2)} F_i^{(2)}. \quad (3.2)$$

Впервые концепция коллективного взаимодействия нуклонов ядра с налетающей частицей была сформулирована Д.И.Блохинцевым для описания процессов квазиупругого вышибания дейтронов, протонов и альфа-частиц из ядер протонами /21/. Согласно этой концепции нуклоны ядра могут взаимодействовать как целое, т.е. как один адрон, в том случае, если их центры, флукутивно сблизившись, окажутся в объёме с радиусом  $Z_0 = \frac{2\hbar}{m v} = 0,4 \text{ фм}$  /22/. В результате сечение коллективного взаимодействия протона с n нуклонами тяжёлого ядра определяется известным выражением:

$$\left[ W_A^{(n)} \right]_b \approx \frac{\sigma_{pf} A}{n!} (Z_p / Z_0)^{3(n-1)}, \quad (3.3)$$

где величина  $Z_0 = 1,2 + 1,3 \text{ фм}$  связана со средней ядерной плотностью  $\rho_0 = \left( \frac{4}{3} \pi Z_0^3 \right)^{-1}$ , а  $\sigma_{pf}$  - сечение взаимодействия протона с возникшей флукуацией (флуконом). В применении к реакции квазиупругого вышибания дейтронов концепция /21/ получила развитие в работах /23-25/. В /19/

установлена простая связь величины  $Z_{\xi}$  с линейной плотностью энергии цветной струны  $\kappa = 1 \text{ ГэВ/фм}$  - характерным параметром современной феноменологии взаимодействия цветных объектов на больших расстояниях:

$$L \lesssim \sqrt{\hbar c / \kappa} . \quad (3.4)$$

При этом предполагается, что коллективное взаимодействие обусловлено связанностью нуклонов, составляющих флуктон, цветными силами.

Иной вариант коллективного взаимодействия нуклонов представлен в /26,27/. В нём система нуклонов, связанных цветными силами, не содержится в ядре в готовом виде до взаимодействия, а формируется в самом процессе его развития. Качественно возникновение коллективного объекта может быть представлено как последовательное нанизывание ("собрание") нуклонов на цветную струну /18,20/. Однако и в этом варианте одним из необходимых условий реализации коллективного взаимодействия является относительная близость участвующих в нём нуклонов. В проекции на плоскость прицельного параметра их центры должны оказаться в круге с радиусом  $Z_{\xi}$ . При этом основной вклад в сечение собрания дадут такие конфигурации в продольном направлении, когда эти нуклоны сгруппированы на средней длине собрания порядка  $1 + 2 \text{ фм}$  (см. подробнее в /19/).

Сформулированная в /19/ обобщённая модель коллективного взаимодействия, включающая оба варианта, также предполагает вклад в сечение процесса конфигураций нуклонов с малыми относительными расстояниями.

Именно эту малость, являющуюся общим свойством любого варианта коллективного взаимодействия, можно положить в основу оценки относительного изменения сечения такого взаимодействия двух нуклонов при переходе от средних и тяжёлых ядер к дейтрону. В качестве первого приближения представляется разумной следующая картина /23/. Характер поведения двухнуклонной волновой функции на малых расстояниях при переходе от ядра к ядру не меняется. Всё изменение этой части волновой функции сводится к её перенормировке, обусловленной изменением плотности нуклонов в ядре. Это означает, что для средних и тяжёлых ядер (т.е. ядер с постоянной плотностью) сечение коллективного взаимодействия в расчёте на один нуклон ядра постоянно. Этот вывод не противоречит постоянству сечения кумулятивного эффекта в области масс ядер  $A \approx 20$  /11/.

В рамках этой картины оценка величины отношения

$$K_{A/d} = W_A^{(2)} / W_d^{(2)} \quad (3.5)$$

сводится к вычислению эффективного числа партнеров у каждого нуклона



ядра А, способных флукутативно сблизиться на малое расстояние. Приведенные существующие оценки этого числа для тяжёлых ядер.

По-видимому, первая такая оценка сделана Д.И.Блохинцевым<sup>/21/</sup>, который получил  $K_{A/d} = 6$  для числа конфигураций, соответствующих спиновому S и изоспиновому T состоянию дейтрона. В отличие от<sup>/21/</sup>, где исследовался процесс квазиупругого выбивания дейтронов, кумулятивное мезообразование не накладывает условий на S и T нуклонной пары. Суммируя по S и T с учётом принципа Паули, запрещающего двум тождественным фермионам находиться в одном состоянии, получим  $K_{A/d} \approx 12$ .

Эта оценка соответствует известным свойствам ядер, согласно которым радиус дейтрона близок по величине к радиусу ядер, содержащих около 20 нуклонов<sup>/28/</sup>. Исходя из этой величины и учитывая принцип Паули, получим  $K_{A/d} \approx 10$ .

Далее, из приведенных в<sup>/25/</sup> результатов расчётов числа nр-пар в ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  следует, что  $K_{A/d} = 13 + 14$ .

Наконец, одним из последних результатов теоретической оценки  $K_{A/d}$ , основанной на учёте кварковой структуры нуклона в явном виде, является значение  $K_{A/d} = 12$ <sup>/29/</sup>.

Трудно переоценить важность и независимого прямого изучения квазидейтронных nр-пар в ядрах с малыми относительными расстояниями (этот вопрос обсуждался в обзоре<sup>/30/</sup> в связи с анализом процессов кумулятивного типа). Такую возможность предоставляет реакция поглощения жёстких фотонов ядрами. Детальное исследование характеристик этой реакции показало<sup>/31/</sup>, что основной вклад в её сечение даёт поглощение фотона nр-парой, находящейся в триплетном состоянии (квазидейтронная модель<sup>/32/</sup>). Энергия фотонов, используемых в этих исследованиях  $E_\gamma = 150 + 200$  МэВ, достаточно мала (ниже порога образования  $\Delta$ -изобары), чтобы всё ещё доминировало поглощение nр-диполем. Вместе с тем она достаточно велика для исследования относительных расстояний в nр-паре порядка нескольких десятых долей ферми. Действительно, импульс относительного движения, сообщаемый двум нуклонам при поглощении фотона, можно оценить соотношением

$$\Delta P \approx 2\sqrt{m E_\gamma} - 113 \text{ В/с} . \quad (3.6)$$

Следовательно,

$$\Delta z \geq \hbar / \Delta P \sim 0.2 \text{ фм} . \quad (3.7)$$

Как указано в<sup>/30/</sup>, данные по ядерному фотопоглощению дают для эффективного числа квазидейтронов, приходящихся на один протон ядра  $^{12}\text{C}$ , величину  $\approx 5$ . Она возрастает в  $\approx 1,5$  раза при изменении А от 12 до 200. Отсюда

$$K_{A/d} = 10 + 15 \quad (3.8)$$

-величина, хорошо согласующаяся с приведенными выше теоретическими оценками, выполненными разными авторами в 50<sup>x</sup> - 80<sup>x</sup> годах. Теоретические оценки, как мы видели, также хорошо согласуются между собой.

Итак, при переходе от средних и тяжелых ядер к дейтрону сечение коллективного взаимодействия, приходящееся на один нуклон ядра, уменьшается в 10 + 15 раз. При этом погрешность в оценке данного фактора не превосходит нескольких десятков процентов. В этой связи следует указать на несостоятельность численных расчетов в /33-35/, в которых величина, соответствующая фактору  $K_{A/d}$ , полагалась равной 2.

На рис. 4 результаты расчета для  $(I/2) \left( \frac{d^2 \sigma}{d\Omega d^2 p} \right)_{\theta=180^\circ}$  сравниваются с экспериментальными данными /11/. Штриховой кривой обозначен вклад коллективных взаимодействий. При этом сыло принято

$$W_d^{(2)} = 2 K_{A/d}^{-1} W_A^{(2)} / A, \quad (3.9)$$

а для выражения  $F(x)$

$$F_{\pi}(x) = 1,88(1-x)^{3,83}, \quad (3.10)$$

параметры которого определены на основе данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны с учетом углового момента КС /19/. Штрихпунктирной кривой обозначен вклад однонуклонных взаимодействий /36/, вычисленный на основе парижского потенциала. Сплошная кривая - сумма обоих вкладов. Как видно из рис. 4, она удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

Таким образом, соотношение между сечениями кумулятивного пинообразования на дейтроне и на тяжелых ядрах соответствует отношению вероятностей сближения их нуклонов на малые расстояния, определенным в простом газовом приближении. Модели кумулятивного взаимодействия, опирающиеся на это приближение /19/, удовлетворительно воспроизводят измеренные сечения. При этом особо следует подчеркнуть важное обстоятельство - одно и то же численное отношение вероятностей сближения нуклонов в тяжелых ядрах и в дейтроне приводит к удовлетворительным результатам при описании трех качественно различных процессов: кумулятивно-

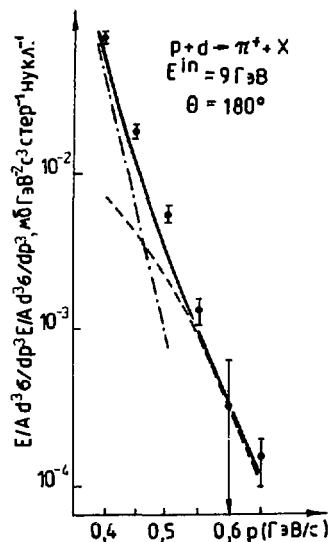


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных данных о сечении  $(I/2) \left( \frac{d^2 \sigma}{d\Omega d^2 p} \right)_{\theta=180^\circ}$  с расчетом в рамках "горячей" схемы.

го пинообразования, квазиупругого выбивания дейтронов из ядер  $^{21,22}/$  и квазидейтронного поглощения фотонов  $^{31}/$ . Это свидетельствует о достоверности определения фактора  $K_{A/d} = 10 \pm 15$ .

Очевидно также, что вклад в кумулятивный эффект фрагментационного канала в коллективном взаимодействии нуклонов невелик и может играть роль лишь малой поправки даже для реакции на дейтроне, в которой экранировка этого канала отсутствует. В самом деле, согласованное описание сечения кумулятивного пинообразования на дейтроне и тяжёлых ядрах нами получено в предположении об идентичности спектров частиц, образованных в коллективном взаимодействии нуклонов в обоих случаях. Это предположение не оправдалось бы при существенной роли фрагментационного канала, поскольку, как указано выше, данный канал практически полностью экранируется в тяжёлом ядре.

#### IV. A-зависимость сечения кумулятивного пинообразования на легких ядрах

Для дальнейшей апробации газового приближения рассмотрим вопрос о поведении сечения образования кумулятивных адронов на лёгких ядрах, плотность которых испытывает значительные флуктуации. Для наглядности будем рассматривать те участки спектра адронов, на которых доминирует один из членов суммы (3.1), поскольку на этих участках A-зависимость сечения полностью определяется поведением какой-либо одной из величин  $W_A^{(n)}$ .

Воспользуемся сначала приближением "однородной сферы". Тогда отношение нормированных на один нуклон ядра сечений кумулятивного рождения на разных ядрах определяется выражением

$$\left( \frac{d\sigma_{A_1}}{d\sigma_{A_2}} \right)_n \approx \frac{A_2 W_{A_1}^{(n)}}{A_1 W_{A_2}^{(n)}} \approx \left[ \frac{z_0(A_2)}{z_0(A_1)} \right]^{s(n-1)}, \quad (4.1)$$

где величина  $z_0(A)$  связана со среднеквадратичным радиусом ядра соотношением

$$z_0 = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{r_0^2}{A} A^{-1/3}. \quad (4.2)$$

Результаты расчёта  $(d\sigma_A / d\sigma_{pB})$  по формуле (4.1) представлены на рис. 5 точками, соединёнными штриховой кривой. Используются значения  $z_0(A)$ , приведённые в монографии  $^{28}/$ . На рис. 5 представлены также экспериментальные данные  $^{11}/$  для  $x=1,3$ . Из рис. 5 видно, что расчёт качественно воспроизводит наблюдаемое поведение.

Известно, однако, что приближение "однородной сферы" является слишком грубым для лёгких ядер. Поэтому полезно обратиться к более реалистическим распределениям плотности. Согласно  $^{28}/$  следует использовать для ядра  $^4\text{He}$  - распределение Гаусса

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z^2/a^2}, \quad (4.3)$$

для ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  - экспоненциальное

$$\rho(z) = \rho_0 (1+z/a) e^{-z/a} \quad (4.4)$$

и для ядра  ${}^{12}\text{C}$  - модифицированное распределение Гаусса

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 + \frac{4}{3} \frac{z^2}{a^2}\right) e^{-z^2/a^2}. \quad (4.5)$$

Параметры  $\rho_0$  и "a" в (4.3) - (4.5) определяются из условия нормировки :

$$4\pi \int_0^\infty \rho(z) z^2 dz = A, \quad (4.6)$$

а также экспериментальным значением среднеквадратичного радиуса :

$$\int_0^\infty \rho(z) z^4 dz / \int_0^\infty \rho(z) z^2 dz = (\overline{z^2})_{\text{exp}}. \quad (4.7)$$

Учёт реалистического распределения плотности приводит к возникновению поправочного фактора вида

$$\int_0^\infty \rho_{A_k}^n(z) z^2 dz / \frac{4}{3} \pi \left(\frac{5}{3} \overline{z_{A_k}^2}\right) \rho_s^n \quad (4.8)$$

к величине  $(d\sigma_{A_k} / d\sigma_{A_k})_n$ , вычисленной в приближении "однородной сферы".

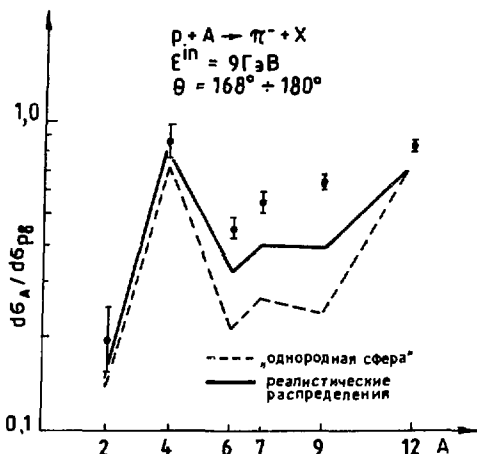


Рис.5. А-зависимость отношения  $d\sigma_A/d\sigma_B$  в области легких ядер. Расчеты выполнены в рамках "горячей" схемы.

Результаты вычислений с учётом факторов (4.8) представлены на рис.5 сплошной ломаной линией. Видно, что учёт этих факторов приводит к улучшению согласия с экспериментом. Заметим, что дальнейшего сближения расчёта и эксперимента можно было бы добиться, приняв во внимание отклонения формы ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  от сферически-симметричной.

#### У. Заключение

Основные закономерности в А-зависимости инклюзивных сечений рождения п-мезонов как в области  $x < 1$ , так и в области  $x > 1$  определяются особенностями множественного рождения на ядрах и не связаны со структурной функцией холодного ядра, являющейся его характеристикой ещё до взаимодействия. Альтернативное представление о существовании такой прямой связи вступает в противоречие с установленными фактами. К ним относятся соотношение между величинами, представленными на рис.1 эффектов в спектрах лептонов и адронов, представленное на рис.2 отличие в А-зависимости этих спектров и другие факты, обсуждавшиеся ранее, см.<sup>6-8/</sup>

Оценки вероятности коллективного взаимодействия, приводящего к образованию горячей КС, выполненные в газовом приближении, удовлетворительно согласуются как с данными по кумулятивному пинообразованию, так и с результатами экспериментов по другим процессам, обусловленным пространственными флуктуациями в распределении ядерных нуклонов - по фотоядерному поглощению и квазиупругому выбиванию дейтронов.

Поэтому установленная надёжность оценки  $K_{A/d}$  позволяет положить её в основу важного дополнительного критерия проверки состоятельности моделей, претендующих на описание ненуклонной (например, шестикварковой) компоненты волновой функции дейтрона. Эти модели опираются на представление о том, что нуклоны дейтрона, сблизившись на малое расстояние, образуют единую шестикварковую систему (МКС), связанную цветными силами. Однако ограниченное, накладываемое на вес такого состояния в волновой функции дейтрона значением величины  $K_{A/d}$ , как правило, не контролируется. Например, модель МКС в <sup>/33/</sup> даёт для этого веса величину  $P_2^d = 6,6 \cdot 10^{-2}$ . Значения  $P_2^d = 5 \cdot 10^{-2}$  <sup>/34/</sup> и  $P_2^d = 3,5 \cdot 10^{-2}$  <sup>/35/</sup> получены в рамках этой модели при описании рождения кумулятивных п-мезонов и формфактора дейтрона соответственно. Для согласования с экспериментом модели <sup>/36/</sup> потребовалось значение  $P_2^d = 3,6 \cdot 10^{-2}$ .

Очевидно, что при переходе к тяжелым ядрам вес 6q-компоненты должен возрасти в  $K_{A/d}$  раз. Следовательно, значения  $P_2^d$ , используемые в <sup>/33-36/</sup>, эквивалентны допущению, что в тяжелых ядрах в любой момент времени от 50% до 100% (возможны также 9q- и 12q-компоненты) находятся в составе МКС. Такое допущение противоречит данным по структуре ядра и ядерным реакциям.

Авторы признательны Е.С.Голубятниковой и К.А.Токтарову за участие в получении некоторых из представленных результатов и полезные обсуждения.

### Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123 В, p. 225.
2. Arnold R.G. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 777.
3. Bollini D. et al. Phys. Lett., 1985, 132B, p. 282.
4. Савин И.А. Труды УИ Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-84-599, Дубна, 1984.
5. Rith K. MPIH - V15 Heidelberg, 1986.
6. Гагарин П.Ф., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ФТИ им. Иоффе, № 965, Ленинград, 1983.
7. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-86-182, P7-86-183, Дубна, 1986.
8. Голубятникова Е.С., Прилепский Ю.Б., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 88-II, Алма-Ата, 1988.
9. CERN Courier. 1984, v. 24, p. 19.
10. Лексин Г.А. и др. Препринт ИТЭФ-24, Москва, 1989.
11. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-477, Dubna, 1982.
12. Бондарев В.Н. и др. УИ Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-86-668, с.243, 1986, Дубна.
13. Калинин Б.Н., Прилепский Ю.Б., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 86-10, Алма-Ата, 1987.
14. Де Бенедетти С. Ядерные взаимодействия. Атомиздат, М., 1968.
15. Голубятникова Е.С., Токтаров К.А., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 89-05, Алма-Ата, 1989.
16. Голубятникова Е.С., Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-89-20, Дубна, 1989.
17. Голубятникова Е.С., Шмонин В.Л. ИФВЭ АН КазССР, 88-18, Алма-Ата, 1989.
18. Amey S.Sh et al. Z. Phys., 1988, A331, p. 347.
19. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-89-358, Дубна, 1989.
20. Golubyatnikova E.S., Shahanova G.A., Shmonin V.L. Acta Phys. Pol., 1984, B 15, p. 419.
21. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1225.

22. Блохинцев Д.И., Токтаров К.А. ОИЯИ, Р4-4018, Дубна, 1968.
23. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, Р4-6298, Р4-6299, Дубна, 1972.
24. Комаров В.И. ЭЧАЯ, 1974, том. 5, с. 419.
25. Кадменский С.Т., Фурман В.И. Альфа -распад. Москва, Мир, 1985.
26. Kalinkin B.N., Chirbu A.V., Shmonin V.L. Acta Phys. Pol., 1978, В9, p. 375; *ibid*, 1979, В10, p. 247.
27. Kalinkin B.N., Chirbu A.V., Shmonin V.L. Fortschritte der Physik, 1980, 20, p. 35.
28. Престон М. Физика ядра. Мир, М., 1964.
29. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М., ЯФ, 1989, 48, с. 126.
30. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Физика ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 571.
31. Левинджер Дж. Фотоядерные реакции. ИЛ, М., 1962.
32. Lvinger J.S. Phys. Rev., 1951, 84, p. 43.
33. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 815;  
Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1249.
34. Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И. ЯФ, 1985, 42, с. 777.
35. Титов А.И. ОИЯИ, 2-85-57, Дубна, 1985.
36. Ефремов А.В. и др. ЯФ, 1988, 47, с. 1364.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 1990 года.