

КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР С ПРОТОНАМИ И ЯДРАМИ

Ш. Нагамия

Калифорнийский университет, Беркли

Приведен обзор экспериментальных исследований корреляций частиц во взаимодействиях ядер с протонами и ядрами при энергиях пучка (1—2) А ГэВ. Данные разделены на две категории: к первой отнесены такие, в которых содержится фундаментальная информация об основном механизме взаимодействия, например данные о среднем пробеге нуклонов, радиусе взаимодействия, компоненте прямого выбивания, пион-протонном отношении и роли кластеров в эмиссии протонов назад; вторая категория связана с явлениями, которые не нашли еще объяснения в рамках ортодоксальных теорий. В этих данных наблюдается, в частности, проявление гидродинамических потоков. Наконец, обсуждаются возможности эксперимента в будущем.

Experimental studies of particle correlations in proton-nucleus—nucleus collisions at beam energies of 1—2 A GeV are reviewed. Data are categorized into two types. One is those which provide fundamental information on the basic reaction mechanism. For example, the nucleon mean free path, interaction radius, the fraction of the direct knock-out component, the pion-to-proton ratio, and the role of cluster in backward proton emission have been studied. The other is the data that have not yet been explained within the framework of orthodox theories. Hints of hydrodynamical flows are observed in these data. Finally, future experimental possibilities are discussed.

Предлагаемая вниманию читателей обзорная статья сотрудника лаборатории Беркли в США Ш. Нагамия посвящена в основном ядерным столкновениям с передачами импульса меньше 1 ГэВ, которые принято называть *мягкими столкновениями*.

Для мягких столкновений нуклоны можно рассматривать как хорошие квазичастицы, а кварковые степени свободы при этом проявляются лишь косвенно.

Обзор отражает точки зрения и результаты работы группы американских исследователей и может служить дополнением к обзорам по релятивистской ядерной физике, опубликованным в ЭЧАЯ (см. ЭЧАЯ т. 8, вып. 3, с. 429; т. 10, вып. 4, с. 815; т. 10, вып. 5, с. 949; т. 11, вып. 3, с. 571; т. 13, вып. 3, с. 613). Большое внимание, проявленное к этой теме в нашем журнале, обусловлено тем, что релятивистская ядерная физика зародилась в Дубне и является одним из основных научных направлений в ОИЯИ (*Прим. ред.*).

ВВЕДЕНИЕ

Цель исследований ядерных взаимодействий при высоких энергиях — изучение свойств высоковозбужденной плотной ядерной материи.

Пучки ионов высокой энергии при $E_{\text{п}} \approx 1 \text{ А ГэВ}$ дают нам возможность сжать ядерную материю до плотности выше, чем ρ_0 ($\approx 0,17 \text{ фм}^{-3}$), т. е. нагреть ее до температуры выше, чем энергия связи нук-

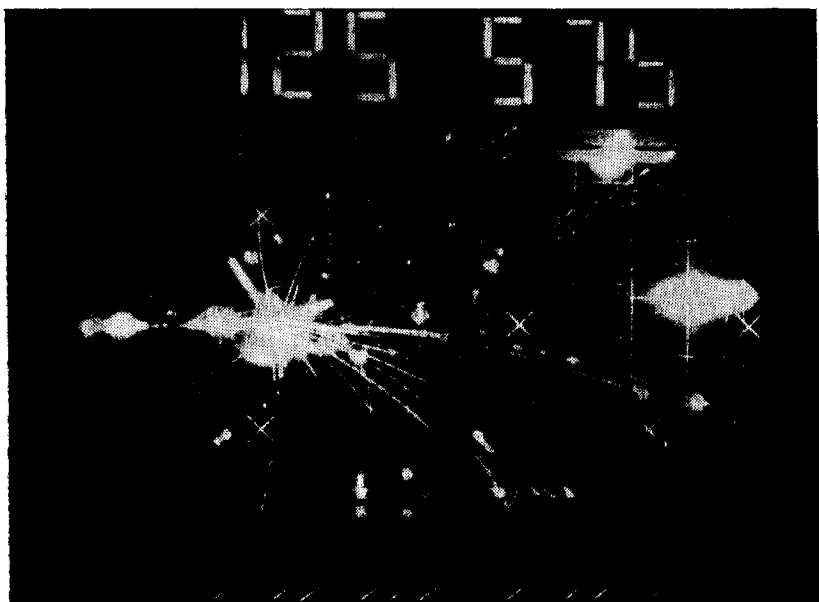


Рис. 1. Фотография со стримерной камеры, полученная в $1,8 \text{ А ГэВ Ag} + \text{Pb}$ -взаимодействиях группой Калифорнийского университета (Риверсайд)

лонов (16 МэВ). Создание такой горячей ядерной материи посредством пучков элементарных частиц невозможно. Активное экспериментальное и теоретическое изучение в этом направлении предпринимается на ускорителе Бевалак в Беркли (США) и на синхрофазотроне в Дубне. Реальные экспериментальные сигналы от ядерных взаимодействий при высокой энергии, однако, очень сложны. На рис. 1 приведена фотография со стримерной камеры * для $1,8 \text{ А ГэВ Ag} + \text{Pb}$ -взаимодействия, на которой зарегистрировано более 50 треков заряженных частиц.

Сразу можно отметить две важные задачи. Первая — понять основной механизм реакций, который определяет основные особенности

* Фотография получена на Бевалаке группой Калифорнийского университета (Риверсайд).

эмиссии частиц, такие, как энергетическое и угловое распределения, множественность, парциальные сечения выхода частиц, зависимость от массы снаряда и мишени, зависимость от энергии пучка и т. п. Для этих целей интенсивно используют инклюзивные данные [1—5]. Однако несмотря на богатую информацию, содержащуюся в них, очевидно, что полную картину ядерных взаимодействий нельзя воссоздать только на основе этих данных. При наличии 50 заряженных частиц одночастичные инклюзивные данные детектируют только ограниченную часть событий. Ясно, что необходимы измерения корреляций частиц. Прежде всего попытаемся здесь описать, в какой степени мы можем понять основной механизм реакций при измерении корреляций частиц.

Вторая важная задача состоит в том, чтобы извлечь из данных новые явления и новые проявления динамики. Здесь важно прежде всего выяснить, наблюдаются ли значительные отклонения от обычно ожидаемых результатов на основе ортодоксальных теорий, описывающих механизм реакций. Если отклонения имеются, то следует выяснить, от чего возникают эти отклонения и чем их можно объяснить.

В течение нескольких последних лет были выдвинуты амбициозные программы поиска подобных аномалий при измерении как инклюзивных спектров, так и корреляций частиц. Для инклюзивных спектров было выполнено изучение подпорогового рождения мезонов [6—10], супертяжелых фрагментов [11, 12] и выхода частиц за границей абсолютного кинематического предела [13, 14]. Однако существенной информации о новых явлениях не было получено. Два загадочных явления наблюдали в инклюзивных спектрах: слишком большой разброс в дейтрон-протонном отношении [6, 15—20] и слишком короткие пробеги фрагментов ядра-снаряда в эмульсиях [21]. Эти объекты наблюдались и другими авторами [2, 22]. Данные о корреляциях частиц содержат указания на интенсивные нуклонные потоки, последние будут рассмотрены в этой статье.

Итак, будем обсуждать протон-ядерные взаимодействия. Поскольку ядро-ядерные взаимодействия очень сложны, изучение намного более простой системы, протон + ядро, часто помогает нам понять их. В частности, будем обсуждать механизм эмиссии протонов назад в протон-ядерных взаимодействиях, поскольку он дает полезную информацию о механизме эмиссии частиц далеко за пределами нуклон-нуклонной кинематики в ядро-ядерных взаимодействиях. В разд. 1 описаны измерения среднего свободного пробега протонов внутри ядра и радиуса ядро-ядерных взаимодействий. Эти две макроскопические переменные — одни из основных параметров, которые определяют динамику ядерных взаимодействий. В разд. 2 обсуждаются экспериментальные доказательства прямых и кратных процессов. Подобное изучение обнаруживает неравновесную природу высокоэнергетичных ядерных взаимодействий. В разд. 3 дан обзор данных о мультипционных процессах. Из подобных данных можно прояснить

механизм эмиссии вторичных частиц. В разд. 4 суммированы и обсуждаются данные, которые до сих пор еще не нашли объяснения. Эти данные связаны с фундаментальным вопросом о свойствах ядерной жидкости. Может быть, эти данные в какой-то мере прольют свет на будущее физики горячей плотной ядерной материи.

В разд. 5 описана современная экспериментальная ситуация в изучении эмиссии частиц в кинематической области за пределами кинематики столкновения свободных нуклонов как в протон-ядерных, так и в ядро-ядерных взаимодействиях. Наконец, обсуждены возможности изучения ядерных взаимодействий при высоких энергиях в будущем и их понимание автором.

1. СРЕДНИЙ СВОБОДНЫЙ ПРОБЕГ λ И РАДИУС ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ R

В ядерных взаимодействиях при энергиях пучка около 1 А ГэВ длина волны падающих нуклонов внутри ядра-снаряда около 0,3 фм (нуклон-нуклон с. ц. м.), т. е. намного короче, чем типичные межнуклонные расстояния ($d \approx 1,8$ фм). Этот факт указывает, что летающие нуклоны могут распознавать нуклоны мишени индивидуально. Следовательно, представляется вероятным, что динамику высокоэнергетичных ядерных взаимодействий определяют скорее индивидуальные нуклон-нуклонные взаимодействия, чем взаимодействия через посредство полей. В этом случае средний свободный пробег λ нуклонов внутри ядер и радиус взаимодействия R — две важные макроскопические величины, которые определяют основные характеристики динамики реакций. Если $\lambda \gg R$, то отдельный нуклон испытывает не более одного нуклон-нуклонного (в дальнейшем NN) взаимодействия, и, следовательно, ядерное взаимодействие описывается простой суперпозицией одиночных NN -взаимодействий без какого-либо перераспределения. Этот случай называют *прямым пределом*. Если $\lambda \ll R$, то отдельный нуклон испытывает многократные взаимодействия и доступная кинетическая энергия имеет тенденцию распределяться среди всех участвующих нуклонов. Этот случай называют *горячим (термальным) пределом*. Было предложено много теоретических моделей, описывающих или прямой [23—29], или термальный [30—42] предел. Чтобы изучать реальную ситуацию, важно определить экспериментально обе величины λ и R .

Определение λ . Прежде всего опишем недавно выполненные измерения двухпротонных корреляций в протон-ядерных взаимодействиях [43]. Схема эксперимента приведена на рис. 2. Было приготовлено четыре набора детекторов (U , D , R и S). Из них три первых — телескопы из пластических сцинтилляторов, которые расположены под углом $\theta = 40^\circ$ относительно направления пучка. Последний (S) — магнитный спектрометр. Хотя спектрометр может быть повернут по углу от $\theta = 15$ до 110° , в данном частном эксперименте угол был фиксирован равным 40° . Азимутальный угол $\Delta\phi$ между двумя соседними счетчиками был равен 90° . Три телескопа изме-

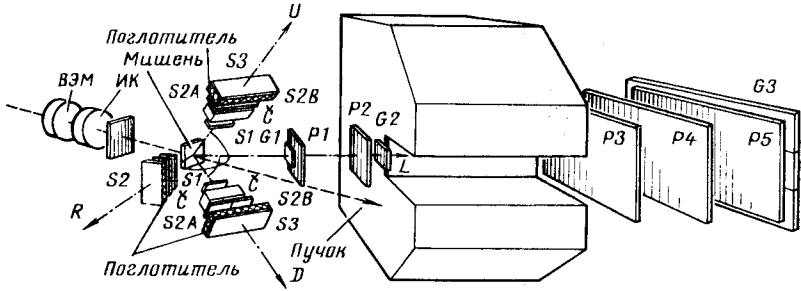


Рис. 2. Экспериментальное устройство для изучения двухпротонных корреляций при больших углах:

U, D и R — верхний, нижний и правый телескопы. Эти телескопы представляют собой пластические сцинтилляторы со слоем поглотителя между ними; *S* — магнитный спектрометр, состоящий из *C*-образного магнита, пропорциональных камер (*P1* — *P5*) и пластических сцинтилляторов (*G1* — *G3*). Детально спектрометр описан в [5]

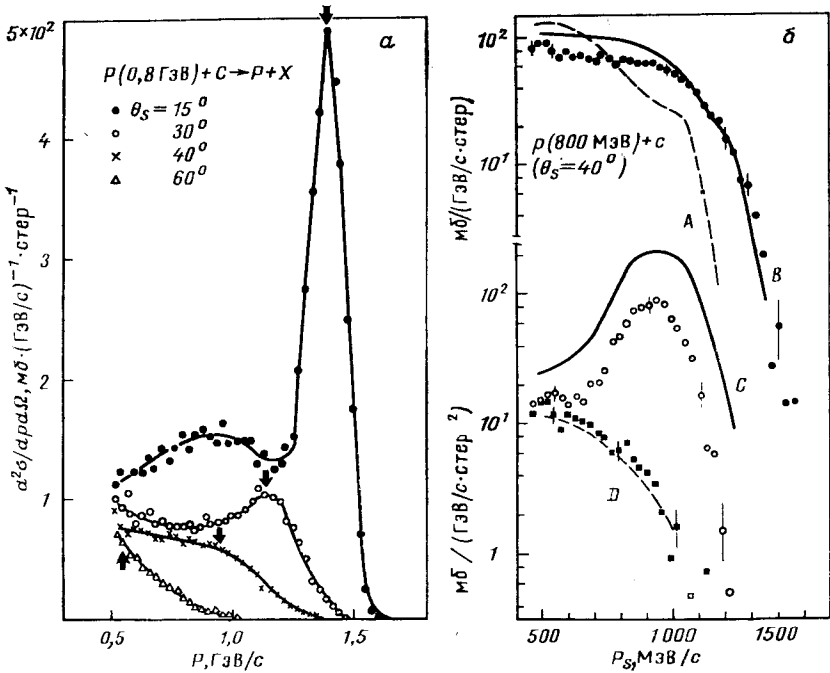
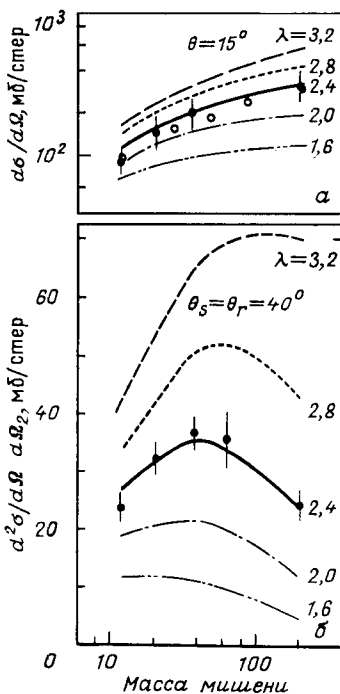


Рис. 3. Инклюзивные спектры протонов для $p + C$ -взаимодействий при $E_{п} = 800$ МэВ (а) (стрелки — значения импульсов, соответствующие упругому pp - и pn -рассеянию) и спектры для угла 40° (б).

Показан инклюзивный спектр (\bullet), совпадения «в плоскости» RS (\circ) и совпадения «вне плоскости» US или DS (\blacksquare). Кривая *A* показывает результат расчета из [133], кривые *B, C и D* — результаты расчета линейного каскада [134]

Рис. 4. Зависимость от массы мишени инклюзивного сечения квазиупругого рассеяния протонов (а) и «двухпротонного» квазиупругого сечения (двухпротонные совпадения «в плоскости») (б):

● — данные из [43]; ○ — из [44]



ряли интегральный счет протонов с $E_p \geq 200$ МэВ. Распределение протонов по энергии в области $50 \text{ МэВ} < E_p < 1$ ГэВ измерялось спектрометром. Инклюзивные спектры протонов от $|p + C$ -взаимодействий при $E_p = 800$ МэВ приведены на рис. 3, а [43]. Узкий пик, который наблюдается при малых углах ($< 20^\circ$), обусловлен прежде всего протон-протонным (pp) и протон-нейтронным (pn) квазиупругим рассеянием. Однако при больших углах пики не наблюдаются. Спектр той же самой реакции при 40° изучен более детально в двухпротонных совпадениях, как показано на рис. 3, б. Если взять совпадения между S и R (совпадения «в плоскости»), то протонный спектр, измеренный s -спектрометром, показывает очень ясный пик. Энергия протонов в пике около 400 МэВ совпадает с ожидаемой в процессе pp квазиупругого рассеяния. Для SU - или SD -совпадений («вне плоскости») структуры не наблюдается.

Зависимость выхода частиц от массы мишени при квазиупругом рассеянии представлена на рис. 4. Зависимость от массы инклюзивного выхода при $\theta = 15^\circ$, обусловленного квазиупругим pp - или pn -рассеянием, приведена на рис. 4, а. Эту зависимость можно легко получить при углах рассеяния вперед на основе острого пика, наблюдаемого в инклюзивных спектрах (см. рис. 3, а). Выход пропорционален A^α с $\alpha \approx 1/3$. Зависимость от массы мишени двухпротонных компланарных совпадений от квазиупругого pp -рассеяния приведена на рис. 4, б. Сечения получены на основе данных по совпадениям «в плоскости» при 40° , из которых вычитались совпадения «вне плоскости». Для легких ядер сечение растет с увеличением массы мишени. Оно достигает максимума при $A \approx 50$ и затем уменьшается с возрастанием массы мишени в области $A > 50$. Это объясняется тем, что хотя с увеличением массы мишени вероятность NN -рассеяния возрастает, одновременно увеличивается и вероятность перерассеяния. И если один из пары нуклонов перерассеивается, то корреляция «в плоскости» уменьшается.

Наблюдаемую зависимость от массы мишени аппроксимировали параметризацией эффекта перерасеяния через длину среднего свободного пробега протона λ . Наилучший фит получен с $\lambda = 2,4$ фм (при 800 МэВ для $N = Z$ ядер). Если λ меняется на 20% этой величины, то, как показано на рис. 4, ни наблюдаемая форма, ни абсолютное значение не могли быть воспроизведены. Таким образом, метод двухпротонных совпадений очень полезен для точного определения среднего свободного пробега. Наблюдаемая величина λ несколько больше, чем величина, ожидаемая из свободных NN -взаимодействий, но меньше той, которая получается из мнимой части оптического потенциала [44].

Определение R . Обсудим здесь определение размеров области взаимодействия через двухчастичные корреляции при малых углах. Предположим, что две идентичные частицы, такие, как два отрицательных пиона, рождаются при $(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{x}_1, t_1)$ и (\mathbf{x}_2, t_2) и что эти две частицы регистрируются при (X_1, T_1) и (X_2, T_2) . Тогда в приближении плоской волны наблюдаемый двухчастичный спектр описывается следующим образом [45—51]:

$$P(X_1 T_1, X_2 T_2) = \frac{1}{2} | \exp [ik_1(X_1 - x_1) - iE_1(T_1 - t_1)] \exp [ik_2(X_2 - x_2) - iE_2(T_2 - t_2)] \pm \exp [ik_1(X_1 - x_2) - iE_1(T_1 - t_2)] \exp [ik_2(X_2 - x_1) - iE_2(T_2 - t_1)] |^2, \quad (1)$$

где (\mathbf{k}_i, E_i) — импульс и энергия частицы, детектируемой при (X_i, T_i) . Знак \pm соответствует бозонам (+) или фермионам (—). Соотношение (1) можно переписать как

$$P(X_1 T_1, X_2 T_2) = 1 \pm \cos [\mathbf{q}(\Delta\mathbf{x}) - E_0(\Delta t)], \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{q}_1 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2; \Delta\mathbf{x} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2; E_0 = E_1 - E_2; \\ \Delta t = t_1 - t_2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Обсудим прежде всего двухпионную эмиссию, такую, как $\pi^-\pi^-$, а именно случай со знаком + в равенствах (1) и (2). Если источник, испускающий пионы, имеет пространственно-временную структуру $\rho(\mathbf{r}, t)$, то наблюдаемый двухпионный спектр

$$C_2 = \int P(X_1 T_1, X_2 T_2) \rho(\mathbf{x}_1, t_1) \rho(\mathbf{x}_2, t_2) \times d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 dt_1 dt_2. \quad (4)$$

Например, в случае, когда

$$\rho(\mathbf{r}, t) \propto \exp(-r^2/R^2) \exp(-t^2/\tau^2), \quad (5)$$

имеем [50]

$$C_2 = 1 + \exp[-|\mathbf{q}|^2 R^2/2 - E_0^2 \tau^2/2]. \quad (6)$$

Следовательно, $C_2 = 1$ при $(|\mathbf{q}|, E_0) \rightarrow \infty$, и $C_2 = 2$ при $|\mathbf{q}| \rightarrow 0$ (в этом случае автоматически $E_0 = 0$). Форма спектра C_2 , его ширина

характеризуются R и τ . А именно, по измеренной форме интерференционной кривой C можно определить размер источника R и время взаимодействия τ . Выражение (1) предполагает, что два пиона испускаются из двух независимых точек без какой-либо когерентности. Если эти две точки сильно скоррелированы, то эффект интерференции

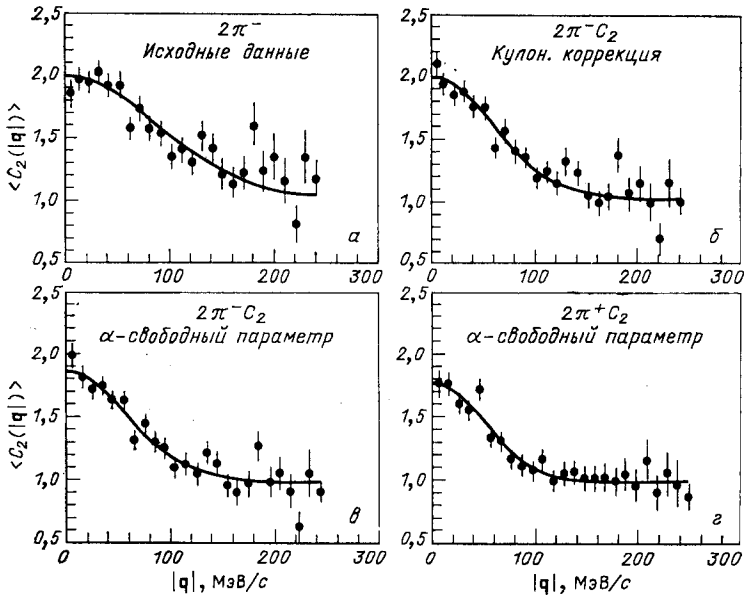


Рис. 5. Результаты по двухпионной интерференции в 1,8 А ГэВ Ag + КСl-взаимодействиях [55]:

α и β — дана нормализация на основе соотношения (6); ϵ и ϵ — со свободным параметром α . Исходные данные (а) показывают более широкое распределение, чем с учетом кулоновской коррекции (б). Кулоновская коррекция для ϵ и ϵ учтена для $\pi^-\pi^-$ и для $\pi^+\pi^+$

исчезает [52]. Высота пика интерференционной кривой C_2 дает нам, таким образом, сведения о степени когерентности процесса испускания пионов.

Измерение C_2 было впервые выполнено экспериментально при детектировании $2\pi^-$ с помощью стримерной камеры в пучке ядер Ag с энергией 1,8 А ГэВ [52]. Впоследствии было собрано большое количество данных по интерферометрии пионов [53—55]. Здесь обсуждаются последние данные, полученные в [55] и представленные на рис. 5. Авторы работы [55] обобщили выражение (6) в форме

$$C_2 = 1 + \alpha \exp[-|q|^2 R^2/2 - E_0^2 \tau^2/2], \tag{6'}$$

так чтобы можно было введением параметра α учесть эффект когерентности. Следует отметить, что наблюдаемые двухпионные спектры значительно искажены взаимодействием в конечном состоянии. Оно

обусловлено кулоновским и сильным взаимодействием, и особенно первым, поскольку $\pi^-\pi^-$ ($T=2$)-сильное взаимодействие при малых относительных импульсах пренебрежимо мало. Если применим стандартную гамму коррекцию для кулоновского взаимодействия, то двухпиконные спектры значительно изменятся, как показано на рис. 5. Следовательно, ширины кривых необработанных данных не отражают непосредственно R и τ . Данные были первоначально проанализированы при фиксировании α , равном 1 (см. рис. 5, а и б). После кулоновской коррекции для 1,8 А ГэВ Ag + KCl-системы было получено $R = 3,0 \pm 0,3$. Величина R меняется незначительно, если оставить α

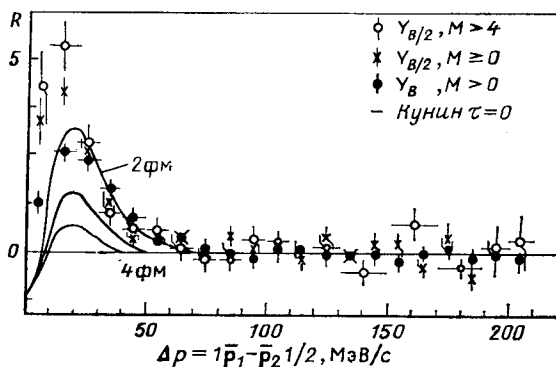


Рис. 6. Результаты по двухпротонной корреляции в 1,8 А ГэВ Ag + KCl-взаимодействиях [56]

свободным параметром (см. рис. 5, в и г). Небольшое отклонение α от 1 может указывать на существование когерентности в пионообразовании, но в настоящее время преждевременно делать определенное заключение об этом.

Вероятно, уместно отметить здесь данные по двухпротонной интерферометрии. В этом случае корреляционная функция C_2 становится равной 0 при $|q| = 0$ из-за знака «-» для фермионов в равенствах (1) и (2). На рис. 6 приведены данные из работы [56], в которой недавно было измерено C_2 для двух протонов в 1,8 А ГэВ Ag + KCl-взаимодействиях. Наблюдаемая корреляционная функция имеет пик при $|q| \approx 20$ МэВ. В этом случае важны отталкивающее кулоновское и притягивающее сильное взаимодействия. Сильные взаимодействия индуцируют положительные корреляции, в то время как кулоновское взаимодействие индуцирует отрицательные корреляции, и суммарный корреляционный эффект обуславливает появление пика при определенном импульсе [49]. В этом эксперименте наблюдается более малый радиус источника для эмиссии протонов при $y = (y_P + y_T)/2$, чем при $y = y_P$, где y_P и y_T — быстроты снаряда и мишени соответственно. Кроме того, наблюдается более

малый радиус для случаев с более высокой множественностью. Подобное положение не согласуется с последними результатами по двухпротонной интерференции [54]. И хотя радиус для двухпротонной интерференции в целом меньше, чем полученный при двухионной интерференции, вероятно, опять преждевременно делать определенное заключение из подобного анализа, имея в виду сложную природу взаимодействий в конечном состоянии.

На основе приведенных выше измерений приходим к заключению, что $\lambda \approx 2,4$ фм и $R \approx 3$ фм, т. е. $\lambda \approx R$. Таким образом, и прямой, и термальный пределы нереалистичны. Наблюдаемый процесс взаимодействий находится между этими двумя пределами. Здесь мы встречаемся с одной из сложностей механизма ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

2. ПРЯМЫЕ И КРАТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

При условии $\lambda \approx R$ интересно оценить количественно относительную роль прямых и термальных компонент в ядерных взаимодействиях. Этот вопрос был исследован изучением двухпротонных корреляций при больших углах разлета. Рассмотрим данные для 800 А МэВ $C + C$ -взаимодействий [57—60]. Экспериментальное устройство было тем же самым, что и приведенное на рис. 2. Рассмотрим отношение C , определенное как

$$C \equiv 2SR/(SU + SD), \quad (7)$$

где SR обозначает совпадения между спектрометром S и телескопом R . Это отношение характеризует компланарность. Если доминирует термальный процесс, то отношение C должно быть близким к единице, поскольку эмиссия частиц имеет статистический характер. Если же важен только прямой процесс, то это отношение должно быть больше единицы, поскольку в квазиупругом pp -рассеянии два протона испускаются в плоскости реакции. В 800 А МэВ $C + C$ -взаимодействиях наблюдаемое отношение C больше единицы (рис. 7) и имеет пик при точно таком импульсе, который ожидается в квазиупругом pp -рассеянии. Следовательно, этот эксперимент ясно демонстрирует важность прямого процесса.

Однако данные рис. 7 содержат также указание на существование многократных NN -взаимодействий. Если бы все протоны испускались только в результате прямого процесса, то расчетная высота пика ($C - 1$) должна быть в 6 раз больше, чем наблюдаемая. Этот факт показывает, что компланарные двухпротонные корреляции разбавлены наличием многократных NN -взаимодействий. Если один из двух протонов от квазиупругого pp -рассеяния перерассеивается после первого взаимодействия, то компланарная корреляция вымирает. Следовательно, вероятность того, что один нуклон участвует только в одном взаимодействии, грубо равна $\sqrt{1/6} \approx 0,4$, где $1/6$ — фактор ослабления высоты пика ($C - 1$). Другими словами, вероят-

ность для каждого нуклона испытать многократное NN -взаимодействие равна приблизительно 0,6 в 800 А МэВ $C + C$ -взаимодействиях. Это значение согласуется с некоторыми последними теоретическими предсказаниями [61—64]. Можно ожидать, что вклад прямого процесса будет уменьшаться, если отбираются случаи с большой кратностью. Действительно, было показано [65], что для большой множественности угловое распределение в системе центра масс приближается к изотропному, отражая тот факт, что вклад прямых процессов мал. Из сравнения данных с высокой множественностью и инклюзивных данных был оценен вклад прямой компоненты. Как показано в [65], он составляет около 0,4 для протонов с малой энергией порядка $E_p^{с.ц.м} \approx E_{п}^{с.ц.м}/A$, что согласуется с данными по двухпротонным корреляциям. В то же время этот вклад уменьшается существенно, когда энергия испускаемых протонов увеличивается.

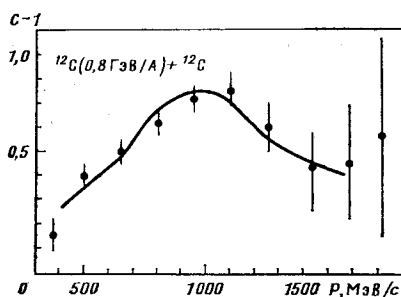
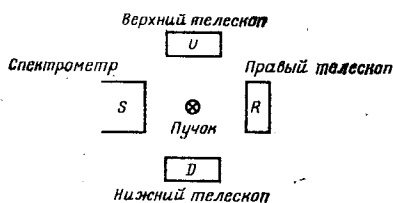


Рис. 7. Данные по двухпротонной корреляции в 800 А МэВ $C + C$ -взаимодействиях для больших углов [59].

Отношение C , определяемое равенством (7) представлено в зависимости от импульса протона, измеренного спектрометром S . Сплошная линия — результат расчета по модели жесткого рассеяния. Абсолютное значение этой кривой уменьшено в 6 раз относительно расчетного

камере легко идентифицировать отрицательные заряженные треки, которые в основном принадлежат π^- . Треки положительно заряженных частиц содержат как π^+ , так и ядерные фрагменты. Для взаимодействий примерно равных масс с $Z \approx A/2$ ожидаем, что $m_{\pi^-} \approx m_{\pi^+}$.

Можно ожидать также, что вклад прямых процессов будет падать с ростом массы снаряда и мишени. Действительно, в системах тяжелее, чем $Ag + Ag$, не наблюдалось признаков квазиупругого pp -рассеяния. Например, в $Ag + Pb$ -взаимодействиях двухпротонные корреляции показывают совершенно иное поведение, которое будет обсуждено ниже.

3. МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ

Множественное рождение пионов было изучено недавно в стримерной камере для 1,8 А ГэВ $Ag + KCl$ [66] и $Ag + Pb$ [54] взаимодействий. Для $Ag + Pb$, например, наблюдали множественность до 19 на одно событие. Обсудим здесь корреляцию по множественности между пионами m_{π} и заряженными ядерными фрагментами m_Z .

Можно ожидать, что m_{π} увеличивается с ростом m_Z . В стримерной

Следовательно, с хорошим приближением разница в числе треков с положительным и отрицательным зарядами определяет m_Z . Корреляция по множественности между m_π и m_Z для 1,8 А ГэВ Ag + KCl-взаимодействий дана на рис. 8, а. Мы наблюдаем между ними сильную линейную корреляцию [66]. Подобное рассмотрение было сделано и для 1,8 А ГэВ Ag + Pb [54]. В этом случае мы не можем допустить $m_{\pi^-} \approx m_{\pi^+}$, поскольку $N \neq Z$. На рис. 8, б показана корреляция по множественности между π^- и полным числом заряженных

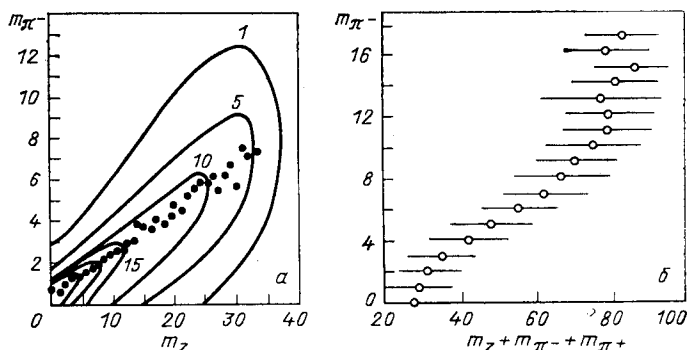


Рис. 8. Корреляция по множественности между отрицательными пионами и заряженными ядерными фрагментами в 1,8 А ГэВ Ag + KCl-взаимодействиях (а) и между отрицательными пионами и всеми заряженными частицами в 1,8 А ГэВ Ag + Pb-взаимодействиях (б) [54, 66]. К заряженным частицам отнесены ядерные фрагменты и положительные и отрицательные пионы

частиц, которые включают и положительно и отрицательно заряженные частицы. В этом случае не наблюдается линейной корреляции. Более того, для $m_{\pi^-} \geq 10$ полная множественность остается почти постоянной в то время, как m_{π^-} еще растет. Далее для $m_{\pi^-} = 0$ наблюдается конечное число заряженных частиц. Эти особенности для Ag + Pb еще хорошо не поняты.

Приведем данные для зависимости $\langle m_\pi \rangle$ от массы мишени и снаряда, полученные из инклюзивных результатов. Зависимость $\langle m_\pi \rangle$ от среднего числа нуклонов-участников P для различных комбинаций снарядов и мишеней при $E_\pi = 800$ А МэВ приведена на рис. 9 [5]. Величина P заимствована из модели «участников и наблюдателей» [67] и выражается как [68, 69]:

$$P \equiv (A_P A_T^{2/3} + A_T A_P^{2/3}) / (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2, \quad (8)$$

где A_P и A_T — атомные номера снаряда и мишени соответственно. Наблюдаемая величина $\langle m_\pi \rangle$ грубо параметризуется как [5]

$$\langle m_\pi \rangle = \alpha P^x, \quad (9)$$

с $x = 2/3$. Это показывает, что пионы эмитируются с поверхности области «участия». Кажется, что этот факт не согласуется с данными на рис. 8, а, где наблюдается линейная корреляция между m_π и m_Z .

Однако следует отметить, что данные рис. 9 могут быть описаны с $x \approx 1$, если ограничиться комбинациями только легких ядер до $Ag + KCl$. Значение $x = 2/3$ наблюдается, если данные расширить до области больших масс вплоть до $Ag + Pb$. $P^{2/3}$ — зависимость

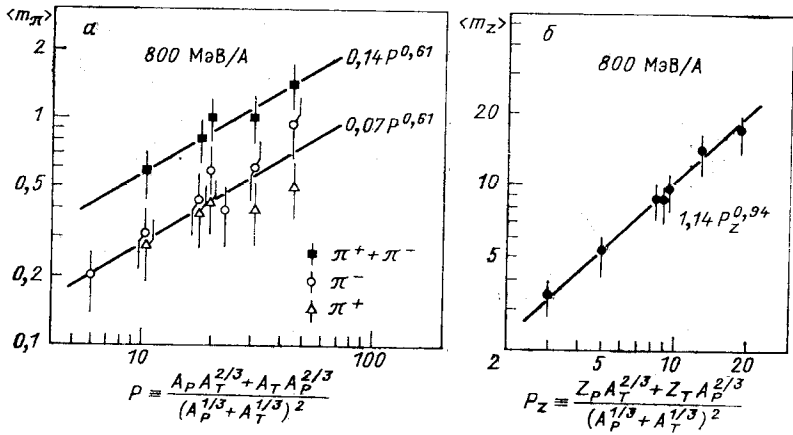


Рис. 9. Средние множественности $\langle m_{\pi^-} \rangle$ для отрицательных пионов (а) и средние множественности $\langle m_z \rangle$ для заряженных ядерных фрагментов (б), определенные из инклюзивных спектров.

P и P_z — среднее число нуклонов и протонов в области взаимодействия. Энергия пучка равна 800 А МэВ. Экспериментальные точки получены на основе сечений, сообщенных в [5]

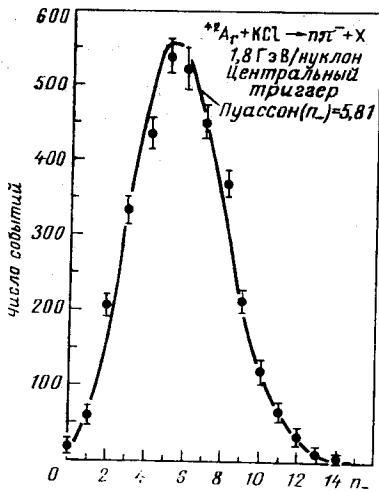


Рис. 10. Распределение пионов по множественности при фиксированном параметре удара.

Отобраны случаи 1,8 А ГэВ $Ag + KCl$ -взаимодействий с $m_z \geq 30$. Данные представлены Сандованом и др. (частное сообщение)

$\langle m_{\pi^-} \rangle$ подтверждает важность процесса поглощения пионов. Конечно, на основе одних этих данных нельзя заключить, что пионы поглощаются в «зоне участия» или в «зоне наблюдения». Ясно, однако, что все теоретические модели должны учитывать абсорбционный эффект.

В соответствии с моделью «участников и наблюдателей» величина m_z прямо связана с параметром удара, поскольку число нуклонов-

участников связано однозначно с геометрией взаимодействия. Таким образом можно измерить распределение m_{π} при фиксированном параметре удара. Пример такого рассмотрения показан на рис. 10. Здесь отобраны случаи с $m_Z \geq 30$ для $\text{Ag} + \text{KCl}$ -взаимодействий в стримерной камере [66]. Поскольку максимальное значение m_Z в этом случае равно 36, то взаимодействие почти лобовое; соответствующий максимальный параметр удара $b_{\text{макс}}$ равен примерно 2,2 фм. Наблюдаемое распределение — пуассонова типа, что следовало ожидать на очень общей теоретической основе [70]. Квадрат дисперсии этого распределения D^2 должен быть пропорционален средней множественности. Линейная связь между D^2 и $\langle m_{\pi} \rangle$ была подтверждена для различных величин m_Z в $\text{Ag} + \text{KCl}$ -взаимодействиях [66].

4. ПРОЯВЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ НУКЛОННЫХ ПОТОКОВ

В случае многократных NN -взаимодействий могут проявляться макроскопические аспекты ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Это могут быть, например интенсивные потоки нуклонов, сжатие или взрыв. Чтобы подобный макроскопический процесс имел место, средний свободный пробег нуклонов λ должен быть намного короче, чем размеры области взаимодействия R , а именно $\lambda \ll R$. Однако, как выяснено в разд. 1, $\lambda \approx R$ при энергии пучка около 1 А ГэВ, по крайней мере, для легких ядер. Следовательно, мы должны сделать или R больше, или λ короче. Поскольку полное нуклонное сечение почти не зависит от энергии пучка, то λ практически бесконтрольно*. Можно сделать величину R больше увеличением числа взаимодействующих нуклонов. Очевидно, что использование снарядов и мишеней большой массы будет эффективно для этой цели. Кроме того, можно выбирать малые параметры удара. При малом параметре удара ядерное взаимодействие должно иметь тенденцию усиливаться и множественность событий — возрастать. Следовательно, следует отбирать и изучать события с высокой множественностью для ядерных систем с большой массой. Существует два метода отбора событий высокой множественности. Первый метод, который наиболее действен, это детектировать так много частиц, как это возможно, окружая мишень большим числом счетчиков [65, 71]. Другой метод, который удобен для пучков малой интенсивности ($\leq 10^{5+6}$ ядро/с), состоит в отборе событий с малым числом частиц с высоким Z (Z — заряд фрагмента) под углом 0° за мишенью [66, 72]. Основанием для этого является тот факт, что в событиях с высокой множественностью

* Средний свободный пробег, обсуждавшийся в разд. 1, действителен для холодной ядерной материи при нормальной плотности. Значение его может быть другим при высокой плотности и температуре. По определению λ пропорционально $1/\rho$. Кроме того, пробег может уменьшаться при увеличении температуры, поскольку действие запрета Паули может быть менее важным при более высокой температуре, возможные фазовые переходы могут также уменьшать λ , как отмечалось Гьюлесси и Грейнером (Ann. Phys., 1977, v. 109, p. 485).

имеется тенденция к распылению ядерного заряда в широком интервале углов и сохранению малой части заряда вблизи 0° .

Опишем здесь четыре набора данных по корреляциям частиц, которые дают указания на существование интенсивных нуклонных потоков. Первый — случай высокой множественности в ядерных фотоэмульсиях. Баумгард и др. [73] показали, что угловое распределение α -частиц имеет усиление при определенном угле, который ожидается

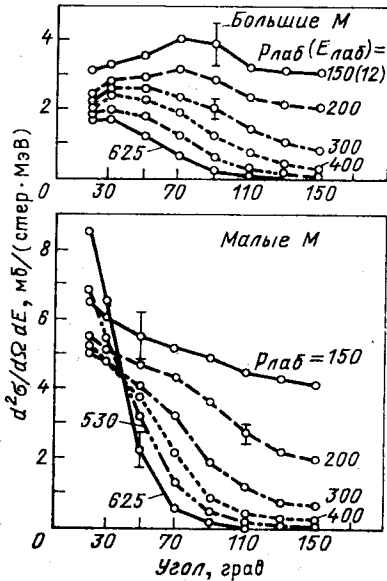


Рис. 11. Угловые распределения низкоэнергетичных протонов для случаев малой и высокой множественности в $393 \text{ A МэВ Ne} + \text{U}$ -взаимодействиях [71]

метрах удара в $\text{Ne} + \text{U}$ -взаимодействиях массивное тело ядра мишени получает толчок вперед от налетающего ядра, особенно в области их перекрывтия. Однако в неперекрывающейся области ядерная материя не будет получать такого направленного вперед толчка. Скорее, она должна выталкиваться в сторону. Это боковое выплескивание ожидается в области фрагментов низкой энергии, поскольку неперекрывающаяся область является в основном спектаторной. В [77] отмечается, что расчеты, выполненные на основе моделей другого типа, чем гидродинамические [78, 79], таких, как каскадная [80, 81], термодинамическая [36] и смешенная (термо-плюс-прямая) [82, 83], не предсказывают подобного «бокового» пика.

Третье указание на интенсивный поток нуклонов имеется в данных по двухпрототипным корреляциям в $800 \text{ A МэВ C} + \text{Pb}$ - или

из ядерных ударных волн [74]. Подобный анализ был повторен позднее Хекманом и др. [75], которые, однако, нашли это усиление менее очевидным. Экспериментально эта интересная проблема остается открытым вопросом и необходимы дальнейшие тесты, особенно в экспериментах со счетчиками.

Второе указание содержится в широком пике, наблюдаемом в $393 \text{ A МэВ Ne} + \text{U}$ -взаимодействиях [71]. Как показано на рис. 11, в протонных спектрах наблюдается для малой множественности усиление вперед. Однако при большой множественности эмиссия вперед подавлена. Сверх того, для очень низких энергий протонов ($P_p \approx 150 \text{ МэВ/c}$, $E_p \approx 12 \text{ МэВ}$) наблюдается широкий пик при $\theta_{\text{лаб}} \approx (70-90)^\circ$. Стёркер и др. [76, 77] недавно интерпретировали этот широкий пик как обусловленный эффектом бокового выплескивания коллективного потока нуклонов (рис. 12, a). При малых параметрах удара в $\text{Ne} + \text{U}$ -взаимодействиях массивное тело ядра мишени получает толчок вперед от налетающего ядра, особенно в области их перекрывтия. Однако в неперекрывающейся области ядерная материя не будет получать такого направленного вперед толчка. Скорее, она должна выталкиваться в сторону. Это боковое выплескивание ожидается в области фрагментов низкой энергии, поскольку неперекрывающаяся область является в основном спектаторной. В [77] отмечается, что расчеты, выполненные на основе моделей другого типа, чем гидродинамические [78, 79], таких, как каскадная [80, 81], термодинамическая [36] и смешенная (термо-плюс-прямая) [82, 83], не предсказывают подобного «бокового» пика.

Ag + Pb-взаимодействиях [60, 84, 85]. Экспериментальное устройство то же, что и показанное на рис. 2. Отношение C , определяемое выражением (7), было измерено в зависимости от угла и энергии протонов,

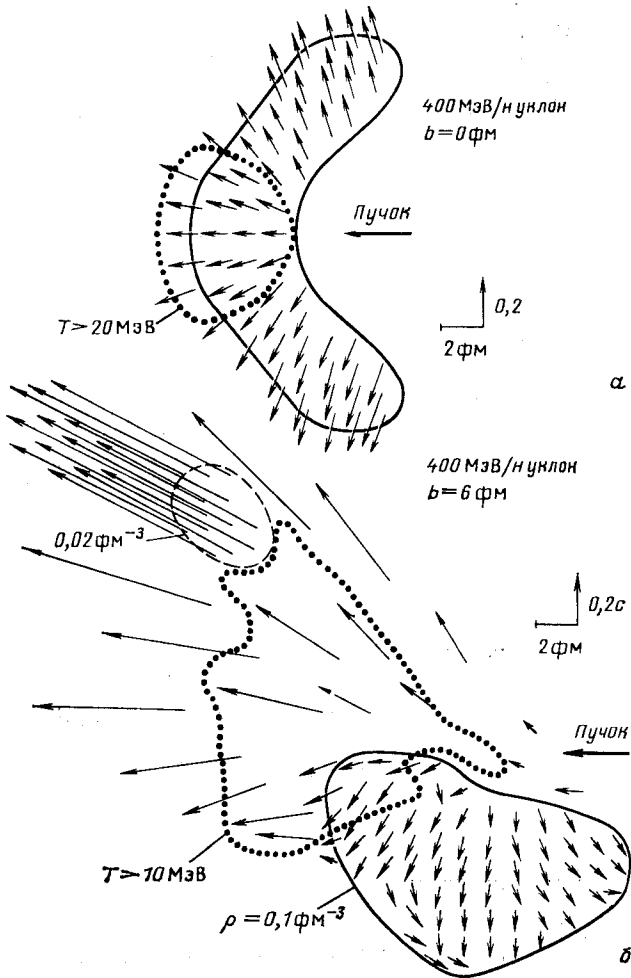


Рис. 12. Гидродинамическое «боковое выплескивание» при малых параметрах удара (а) и гидродинамическое «отбрасывание», ожидаемое при больших параметрах удара (б) [76].

регистрируемых спектрометром S . Протоны высокой энергии с $E_p \geq \geq 200$ МэВ, которые регистрировались тремя телескопами, расположенными под углом $\theta_{\text{лаб}} = 40^\circ$, можно назвать *быстрыми протонами*. Спектрометр, перемещаемый по углу от 15 до 110° , регистрировал протоны с энергией свыше 50 МэВ, т.е. как медленные, так и быстрые.

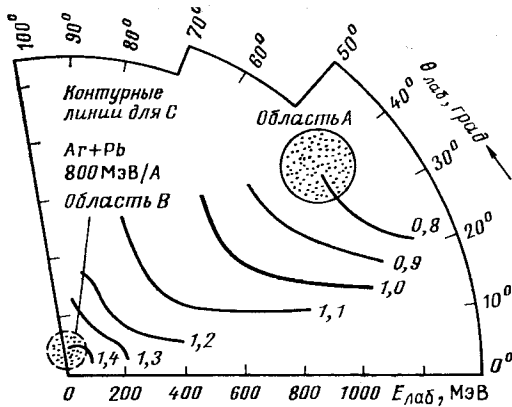


Рис. 13. Контуры значений отношения C , определяемого равенством (7), для двухпротонной эмиссии в 800 А МэВ Ag + Pb-взаимодействиях.

Данные представлены в плоскости (θ, E) , где θ и E — угол в лабораторной системе и энергия протона, измеренная спектрометром [60, 85]. Конфигурация эксперимента поясняется рис. 14

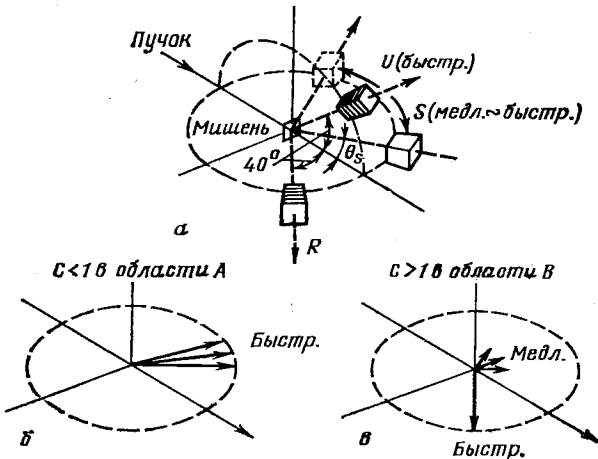


Рис. 14. Схема экспериментального устройства для измерения двухпротонных корреляций в 800 А МэВ Ag + Pb-взаимодействиях (а) и иллюстративное пояснение к данным, показанным на рис. 13 (б и в)

Отношение C говорит о следующем: если $C > 1$, то два протона имеют тенденцию испускаться в противоположные стороны по азимуту, если же $C < 1$, то они имеют тенденцию испускаться в одну сторону.

Контурные линии наблюдаемых значений C нанесены на рис. 13. При $(\theta, E) \approx (40^\circ, 1 \text{ ГэВ})$ имеем $C < 1$. Это означает, что если быстрый протон регистрируется одним из телескопов под углом 40° , то второй быстрый протон имеет тенденцию быть испущенным в ту же сторону с $\theta \approx 40^\circ$, как показано на рис. 14, б. При $(\theta, E) \approx (90^\circ, 30 \text{ МэВ})$ наблюдаем $C > 1$. В этом случае если один быстрый протон регистрируется под углом 40° , то второй медленный протон испускается в противоположную сторону под углом 90° , как показано на рис. 14, в. Эти особенности точно такие, какие мы ожидаем от эффекта отбрасывания гидродинамического потока [76, 84, 85], как показано на рис. 12, б, поскольку налетающий сгусток индуцирует быстро-быструю корреляцию в одну сторону, в то время как налетающий и неподвижный сгустки индуцируют быстро-медленную корреляцию в противоположные стороны.

Последнее указание на интенсивный поток нуклонов можно получить из энергетических спектров протонов и пионов для событий высокой множественности [65]. Энергетические спектры, наблюдаемые под углом 90° в системе центра масс для $800 \text{ А МэВ Ag} + \text{KCl}$ -взаимодействий, приведены на рис. 15. Характерными особенностями являются: 1) неэкспоненциальная форма для протонов, 2) экспоненциальная форма для пионов и 3) более крутой наклон для пионов, чем для протонов. Хотя подобное «плечеобразное» распределение по энергии для протонов уже наблюдалось в инклюзивных спектрах [5], однако в событиях с большой множественностью подобная особенность в низкоэнергетической части спектра, так же как и в наклонах экспонент между протонами и пионами, проявляется сильнее. В модели фазового объема плечеобразное поведение объясняется существованием квазиупругого NN -рассеяния [86], поскольку оно увеличивает выход протонов с $E_p^{c.п.м} \approx E_n^{c.п.м}/A$ (равно 182 МэВ в данном случае). Следует ожидать, что в случаях с большой множественностью квазиупругая компонента будет подавлена. Однако плечеобразность формы сохраняется. Чтобы объяснить эту загадку, Сименс и Расмуссен [87] предложили модель с радиально взрывающимся нуклонным потоком. При фиксированной кинетической энергии скорость прото-

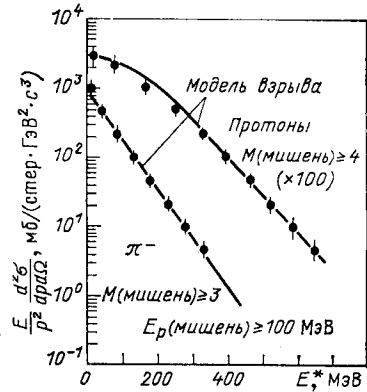


Рис. 15. Энергетические спектры протонов и пионов для событий высокой множественности в $800 \text{ А МэВ Ag} + \text{KCl}$ -взаимодействиих [65]. Аппроксимирующие кривые получены на основе модели радиального взрыва [87]

нуклонов будет подавлена. Однако плечеобразность формы сохраняется. Чтобы объяснить эту загадку, Сименс и Расмуссен [87] предложили модель с радиально взрывающимся нуклонным потоком. При фиксированной кинетической энергии скорость прото-

нов значительно меньше, чем скорость пионов. Отсюда следует, что если поток взрывается, то это приводит к большему увеличению кинетической энергии для протонов, чем для пионов. Следовательно, протонный спектр становится более широким, чем пионный. Лучший фит данных по этой модели показан на рис. 15. Хотя эта модель дает завышенное значение для абсолютного выхода пионов [88], наблюдаемая форма для протонов и пионов воспроизводится хорошо.

Проводимое в настоящее время обсуждение гидродинамических эффектов является еще поверхностным. С теоретической точки зрения основное допущение, вводимое в гидродинамической модели, а именно $\lambda \ll R$, не соблюдается даже при отборе событий с большой множественностью, поскольку наибольшее наблюдаемое значение $R = 5 \div 6$ фм, в то время как $\lambda = 2 \div 3$ фм. Экспериментально гидродинамические эффекты, отмеченные здесь, составляют только 10—30% по отношению к нормальному статистическому фону. Очевидно, необходимы дальнейшие исследования. В свете этих замечаний следует подчеркнуть, что очень важны дальнейшие усилия по поиску проявления интенсивных нуклонных потоков, поскольку они могут открыть нам новые явления в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. В этом смысле много надежд связано с $U + U$ -взаимодействиями.

5. ЭМИССИЯ ЧАСТИЦ ЗА ПРЕДЕЛАМИ КИНЕМАТИКИ СВОБОДНЫХ НУКЛОНОВ

Одна из уникальных особенностей ядерных пучков или ядерных мишеней — испускание частиц в кинематической области за кинематической границей взаимодействия свободных нуклонов. Обсудим здесь механизм испускания протонов в подобной кинематической области.

Эмиссия протонов с большим p_T в ядерных взаимодействиях. Прежде всего рассмотрим рождение протонов с большим p_T в ядроядерных взаимодействиях. Протонные спектры во взаимодействиях ядер почти равной массы ($A + A$) были измерены под углом 90° в с.ц.м. при энергии пучка $800 A$ МэВ в области $A = 12 \div 40$ [5]. Наблюдаемое сечение с хорошим приближением параметризуется в следующей форме:

$$Ed^3\sigma/dp^3 \sim A^\alpha, \quad (10)$$

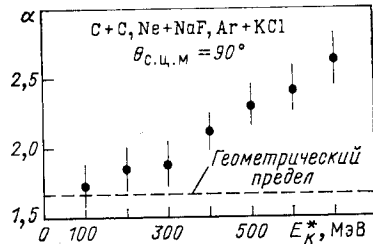
где A — масса снаряда (и мишени). Экспериментальные значения α показаны на рис. 16 для различных кинетических энергий $E_p^{\text{с.ц.м.}}$. В области малых энергий ниже кинематического предела для свободных нуклонов (в данном случае 182 МэВ) α очень близка к геометрическому пределу $5/3$; в этом пределе сечение пропорционально произведению числа взаимодействующих нуклонов A на геометрическое сечение ($\sim A^{2/3}$). Однако в области высоких энергий показатель степени α превосходит 2 и достигает 2,6 или 2,7 при максимальной

энергии, наблюдаемой в этом эксперименте. Такое большое значение α показывает, что при образовании высокоэнергетичных (в данном случае с большим p_T) протонов важны многократные NN -взаимодействия.

В экстремальном пределе многократные взаимодействия являются термальным процессом. Однако в термальном пределе показатель α

Рис. 16. Зависимость эмиссии протонов в $A + A$ -взаимодействиях от массы мишени и снаряда.

Инвариантные сечения параметризованы в форме $\sigma \sim A^\alpha$, представлена зависимость величины α от кинетической энергии протонов [5]



сравнивается опять с геометрическим пределом $5/3$ [89]. Следовательно, наблюдаемая степенная зависимость указывает, что, хотя высокоэнергетичные протоны и образуются в результате многократных взаимодействий, эти взаимодействия не являются экстремально частыми. Этот вопрос изучался многими теоретиками [86, 89, 90].

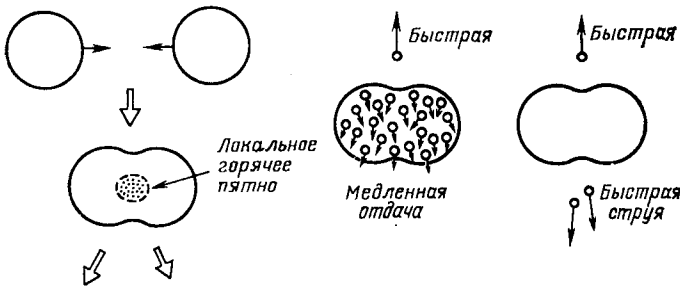


Рис. 17. Два возможных механизма образования частиц с большим p_T в ядро-ядерных взаимодействиях

Согласно недавно выполненным расчетам [89], среднее число NN -взаимодействий $\langle n \rangle$ монотонно увеличивается с ростом энергии наблюдаемых протонов. Значение $\langle n \rangle \approx 3$ для $E_{p.c.m.} \approx 200$ МэВ и $\langle n \rangle \approx 4 \div 5$ для $E_{p.c.m.} \approx 800$ МэВ для $Ag + KCl$ -системы.

Интересно более детально изучить в эксперименте механизм образования протонов с большими p_T через корреляции частиц. Подобная программа в настоящее время реализуется в Беркли [91]. Как показано на рис. 17, чтобы образовать протоны с очень большим p_T , необходимо создать область с очень высокой плотностью энергии. Предположим, что объем этой локальной горячей области очень мал ($< 1 \text{ фм}^3$). Тогда имеем следующую ситуацию: если высокоэнергетич-

ный протон испускается в определенном направлении, то низкоэнергетичные нуклоны испускаются в противоположном направлении, компенсируя по импульсу один высокоэнергетичный протон большим числом нуклонов отдачи. В абсолютном кинематическом пределе этот механизм является определяющим и его называют *корреляцией по отдаче*. Можно предположить, однако, что размер горячей локальной области относительно большой (перекрывает область нескольких нуклонов). В этом случае, если высокоэнергетичный протон испускается в определенном направлении, то в противоположном направлении испускаются также высокоэнергетичные

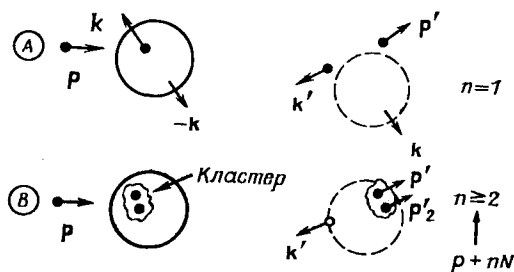


Рис. 18. Два возможных механизма эмиссии протонов назад в протон-ядерных взаимодействиях

протоны. Это называют *корреляцией струй*. Вопрос, какой из этих двух механизмов является ответственным за испускание высокоэнергетичных протонов, в настоящее время тестируется с помощью экспериментального устройства, установленного внутри магнита двухметрового диаметра (ГИСС).

Эмиссия протонов назад в протон-ядерных взаимодействиях. Наглядным примером испускания протонов далеко за кинематическим пределом для свободных нуклонов является испускание протонов в заднюю полусферу в протон-ядерных взаимодействиях [92—98]. В качестве механизма образования подобных протонов было предложено два конкурирующих механизма, как показано на рис. 18. Согласно первому из них, предложенному Френкелем [92] и Амадо и Волошиным [93], за испускание протонов назад ответствен хвост импульсного распределения ферми-движения нуклонов в мишени. Этот механизм подобен встряхиванию чашки кофе так, что содержимое выплескивается в направлении назад. Однако, чтобы объяснить наблюдаемый спектр назад, необходимо допустить импульсное распределение Ферми экспоненциального типа. Поскольку причина экспоненциальной формы не ясна, был предложен другой механизм, в котором допускается, что внутри ядра-мишени формируется кластер и падающий протон может быть выбит этим кластером в направлении назад (см. рис. 18). Подобный кластер называется дубненской

группой [85, 94] флюктоном, или коррелированным кластером (Фуджита и др. [96, 97]).

Насколько существенно различие между этими двумя механизмами? Поскольку второй механизм требует короткодействующих корреляций между нуклонами для создания кластера и поскольку фурье-трансформация этих корреляций приводит в импульсном пространстве к хвостам больших импульсов, то представляется, что эти два

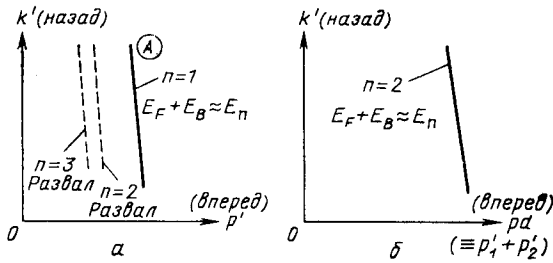


Рис. 19. Схема различных механизмов эмиссии протонов назад, представленная в плоскости импульс — импульс для pp (а)- и pd (б)-корреляции

механизма связаны. Однако из измерений корреляций частиц первый механизм можно отделить от второго. Если символически запишем процесс испускания протона назад как

$$p + nN \rightarrow (\text{протон назад}), \tag{11}$$

где nN обозначает кластер из n нуклонов, то первый механизм соответствует $n = 1$, в то время как второй механизм соответствует $n \geq 2$. Пусть мы детектируем два протона — один в направлении назад и другой в направлении вперед. На графике корреляций импульсов двух протонов, как показано на рис. 19, а, можно нанести линию (сплошная), вдоль которой $E_B + E_F \approx E_n$, где B и F обозначают соответственно направления назад и вперед. Эта линия указывает, что два протона обусловлены квазиупругим pp -рассеянием, т. е. имеет место только процесс с $n = 1$. В кинематической области внутри этой линии два протона могут быть обусловлены процессом с $n \geq 2$, поскольку в этом процессе доступная энергия распределяется среди более чем двух нуклонов и, следовательно, $E_B + E_F < E_n$. Например, если бы протон испускался назад в результате $p + d$ -взаимодействия с последующим распадом d -кластера на $p + n$, то сумма энергий двух протонов была приблизительно $E_n/2$, как отмечено пунктирной линией на рис. 19. Если же протоны из задней полусферы регистрируются в совпадении с дейтоном вперед при соблюдении условия $E_B + E_F \simeq E_n$, то тогда выделяется процесс с $n = 2$, как показано на рис. 19.

Основываясь на этой идее, В. И. Комаров и др. [98] измерили совпадения вперед-назад. Здесь мы обсудим новые результаты экс-

перимента по pp - и pd -совпадениям, выполненного в Беркли [99], поскольку он перекрывает значительно более широкую кинематическую

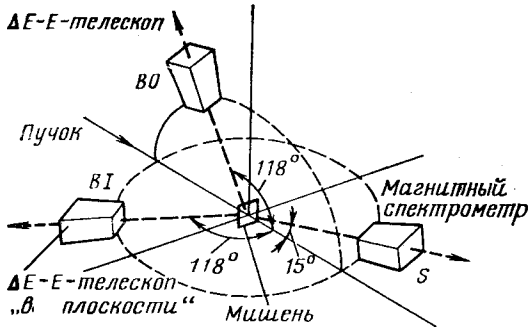


Рис. 20. Экспериментальное устройство для изучения совпадений в направлении назад — вперед в протон-ядерных взаимодействиях [99]

ую область, чем эксперимент В. И. Комарова и др. В этом эксперименте вместе с магнитным спектрометром были использованы 22 счетчиковых телескопа. Как часть этой системы, на рис. 20 показаны два $\Delta E - E$ -телескопа и магнитный спектрометр. Эти счетчики,

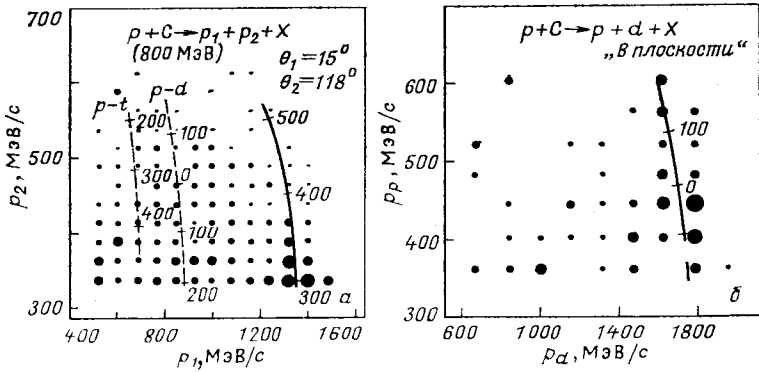


Рис. 21. Совпадения между S (горизонтальная ось) и VI (вертикальная ось) в плоскости импульс — импульс.

Площади черных кружков пропорциональны числу совпадений. Показаны совпадения протон — протон (a) и протон — дейтон (b)

обозначенные как VI и BO , и спектрометр S были расположены соответственно под углами $(\theta, \varphi) = (118, 180^\circ), (118, 90^\circ)$ и $(15, 0^\circ)$. Измерялись совпадения BIS («в плоскости») и BOS («вне плоскости»). Корреляции импульс-импульс между счетчиками S и VI (совпадения «в плоскости») приведены на рис. 21. Здесь при $\theta = 118^\circ$ регистрировались только протоны посредством VI , а при $\theta = 15^\circ$ как протоны,

так и дейтоны посредством S . В процессах квазиупругого pp - и pd -рассеяний если один из протонов регистрируется BI , то второй протон или дейтон должны испускаться при определенном предпочтительном угле. Угол 15° наиболее удобен для детектирования pd -квазиупругого рассеяния, но примерно на 5° отличается от наиболее предпочтительного угла для квазиупругого pp -рассеяния. Тем не менее вклады от обоих квазиупругих pp - и pd -рассеяний наблюдаются

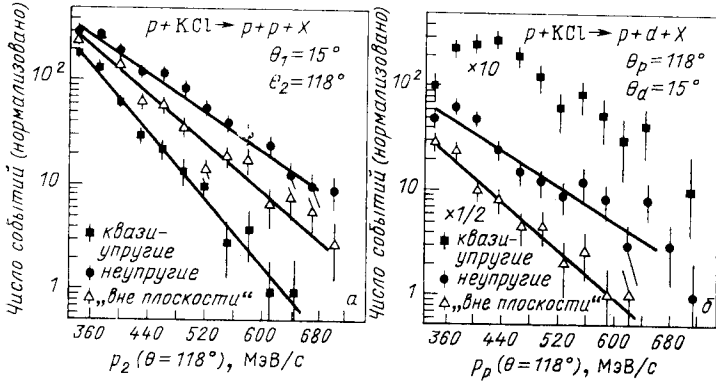


Рис. 22. Спектры протонов в задней полусфере при различных условиях совпадения:

■ — квазиупругие совпадения, QES; ● — неупругие «в плоскости» NON QES; △ — совпадения «вне плоскости», OUT-OF-PLANE

отчетливо, как показывают сплошные линии на рис. 21. Следовательно, можем заключить, что оба процесса с $n = 1$ и 2 дают, по-видимому, вклад в эмиссию протонов назад. Из данных по pp -совпадениям можно также заключить, что эмиссия части протонов связана с развалом дейтонов или возможно более тяжелых фрагментов (см. пунктирные линии на рис. 21).

Количественно какая часть с $n = 1$ и какая часть с $n = 2$? Ответ на этот вопрос требует более тщательного изучения кинематики при различных углах регистрации. Хотя с этой точки зрения не было получено до сих пор определенных заключений, обсудим некоторые предварительные результаты. Спектры протонов назад для нескольких условий совпадений даны на рис. 22. QES обозначает компоненту квазиупругого pp -рассеяния, полученную из $BI \cdot S$ совпадений «в плоскости»; NON QES — неквазиупругую pp -компоненту также из совпадений «в плоскости» и OUT-OF-PLANE — вклад от $BO \cdot S$ совпадений «вне плоскости». Наклон наибольший для OUT-OF-PLANE. Для QES наклон также круче, чем для NON-QES. Наклон инклюзивных спектров близок к случаю NON QES. Следовательно, можно заключить, что процесс с $n = 1$, дающий прежде всего вклад в QES, так же как процесс с большими n , дающий определяющий вклад в OUT-OF-PLANE, не важны для высокоэнергетичных протонов. Процесс NON-QES ($n \geq 1$, но неболь-

шое), по-видимому, наиболее важен при образовании высокоэнергетичных протонов назад. В pd -совпадениях, как показано на рис. 22, б, в выход назад дают вклад QES ($n = 2$) и $NON QES$ ($n \geq 2$), в то время как $OUT - OF - PLANE$ (большие n) не вносит вклада. Из этого анализа можно сделать вывод, что выход высокоэнергетичных протонов назад в основном определяется процессами с $n \geq 2$, но не процессами с $n = 1$ и большими n . Другими словами, второй механизм на рис. 18, по-видимому, более важен, чем первый, при испускании высокоэнергетичных протонов назад.

Другой интересный аспект pp -совпадений в протон-ядерных взаимодействиях — это возможность определения формы импульсного распределения ферми-движения вплоть до импульсов около 500 МэВ/с. В частности, данные по pp -квазиупругому рассеянию являются наиболее полезными, поскольку эти данные выделяют процесс бинарного pp -взаимодействия с одним протоном из снаряда и другим — из мишени. К примеру, pp -квазиупругое рассеяние наблюдается даже при $\theta_1 = \theta_2 = 20^\circ$ в 800 МэВ $p + KCl$ -взаимодействиях*, что возможно только, если протон внутри ядра несет ферми-импульс ≥ 330 МэВ/с. Отличается или нет форма ферми-движения значительно от формы гауссова распределения в области высоких импульсов — это очень интересный вопрос. В будущем ($p, 2p$)-эксперимент совместно с ($e, e'p$)-экспериментом должен прояснить структуру высокоимпульсных хвостов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы обсудили в основном существующие данные по корреляциям частиц и их объяснение. Что мы должны изучать в будущем? Здесь я хочу обсудить два интересных объекта и, в заключение, задачи эксперимента в будущем.

Мультибарионные возбужденные состояния. Первый вопрос — о возникновении мультибарионных возбужденных состояний. До сих пор основной целью исследований ядерных взаимодействий был поиск новых экзотических состояний, таких, как аномальное ядерное вещество [100—102], конденсация пионов [103—106], ударные волны [107] и пионизация [108, 109], связанных с высокоплотной ядерной материей, как показано на рис. 23. Однако существует две трудности при возникновении подобных экзотических фазовых состояний. Первая из них связана со шкалой времени. В соответствии с расчетами, выполненными недавно К. К. Гудимой и В. Д. Тонеевым [110], плотности выше, чем $3 \rho_0$, можно реально достигнуть при взаимодействии ядер, но только во временном интервале порядка $(2-3) \cdot 10^{-23}$ с (рис. 24). Здесь следует отметить, что новые экзотические состояния были предсказаны только для статической высокоплотной ядерной материи. Для того чтобы перевести систему в по-

* Предварительные данные получены авторами работы [99].

добное состояние, необходимо определенное время релаксации. Минимальное время релаксации порядка 10^{-23} с ($\approx R/c$), что уже сравнимо с временным интервалом, в течение которого система находится в своей высоковозбужденной фазе. Таким образом, система не имеет достаточно времени, чтобы подвергнуться фазовой трансформации в экзотическое состояние.

Вторая трудность связана с динамикой перехода. Для того чтобы создать высокоплотную ядерную материю, большая часть доступной

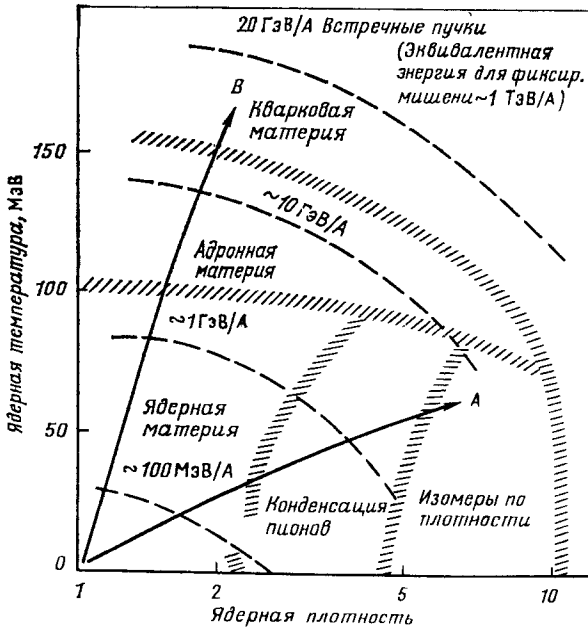


Рис. 23. Предсказания теории и цели исследования взаимодействий ядер при высоких энергиях.

Направление **А** указывает, что основная часть энергии столкновения ядер используется для интенсивного сжатия ядерной материи, в то время как направление **В** указывает, что эта энергия расходуется в основном на возбуждение нуклонов в барионные возбужденные состояния.

энергии должна быть конвертирована в энергию интенсивного сжатия, а именно необходим динамический переход **А** на рис. 23. Однако в реальных ядерных взаимодействиях эту энергию можно использовать только для возбуждения нуклонов в барионные возбужденные состояния, такие, как Δ , N^* или Λ , без компрессии ядерного вещества, а именно имеет место динамический переход **В**. При таких обстоятельствах какие цели мы должны ставить в будущем?

Одним многообещающим объектом в этом случае было бы изучение мультибарионных возбужденных состояний. Одним из интересных объектов, например, является мультисистема из Δ -изобар. При

энергии пучка около 700 А МэВ, когда сечение рождения Δ достигает своего максимума, в каждом нуклон-нуклонном взаимодействии Δ рождается с вероятностью около 50%. В $U + U$ -взаимодействии имеем в среднем 60 NN -взаимодействий, следовательно, рождается около 30 Δ -частиц. Поскольку в NN -системе центра масс эти частицы находятся в покое и они рождаются в области с радиусом в несколько фм, то существует большая вероятность, что они будут взаимодействовать друг с другом в виде « Δ -супа» [111, 112] (рис. 25). Возможно,

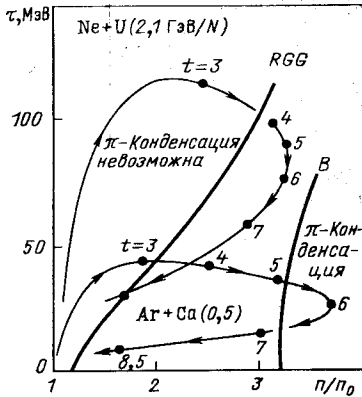


Рис. 24. Эволюция ядерных взаимодействий во времени, представленная в плоскости $\tau - n$ (температура — плотность), в соответствии с расчетами работы [110].

Временная шкала t дана в единицах 10^{-22} с. Указана также критическая температура $\tau(n)$ для пионной конденсации согласно работам [105] RGG и [106] В

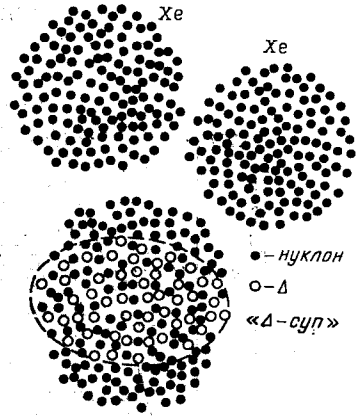


Рис. 25. Возможность возникновения « Δ -супа» в $Xe + Xe$ -взаимодействии

могут существовать метастабильные Δ [15, 114], поскольку на 1s орбите заняты все спин-изоспиновые подуровни. Вероятно, можно ожидать в « Δ -супе» наличие высокоплотной фазы [112, 113]. Поиск таких экзотических ядер является интересной задачей в будущем.

Интересным может быть также изучение дибарионов ($\Delta\Delta$, $\Lambda\Lambda$ и т. п.) при использовании легких ядер в качестве снарядов. До сих пор экспериментальный поиск дибарионов делался в основном с помощью пучков элементарных частиц, таких, как γ , p , k и т. п. [115]. Однако ядерные пучки могут открыть уникальную возможность для этих исследований. Является ли $\Delta\Delta$ -система устойчивой [116—120] или образует $\Lambda\Lambda$ -система метастабильное состояние [121] — очень интересные вопросы.

Использование нейтронно-избыточных изотопов. Второй интересный объект — использование нейтронно-избыточных изотопов. В ядро-ядерном взаимодействии некоторые из нуклонов снаряда испытывают жесткие NN -взаимодействия с нуклонами мишени, в то

время как другие в таких взаимодействиях не участвуют. Эти последние называют спектаторами, и они обычно формируют фрагменты снаряда, которые имеют тенденцию сохранить некоторые характеристики, существующие в налетающем ядре до взаимодействия. Например, они имеют почти ту же самую скорость, которую имел пучок [2]. Если рассматривать нейтрон-протонное отношение (N/Z), то снаряды большой массы, такие, как U, содержат больше нейтронов, чем протонов ($N/Z \approx 1,6$ для U). Хорошо известно, что линия стабильности для легких ядер идет вдоль $N/Z \approx 1$. Следовательно, легкие фрагменты снаряда от U-пучков должны заполнять преимущественно нестабильную нейтронно-избыточную область.

Основываясь на этой идее, Саймонс и др. [122] и Вестфалл и др. [123] ускорили ядра ^{40}Ar ($N/Z \approx 1,2$) и ^{48}Ca ($N/Z \approx 1,4$) и открыли

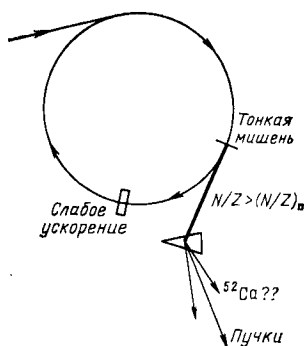


Рис. 26. Идея накопительного кольца для создания пучков нейтронно-избыточных изотопов.

В фокусирующей точке кольца устанавливается тонкая мишень, которую частицы проходят по большей части не испытывая взаимодействия при однократном прохождении. Затем в секции Слабое ускорение частицы получают небольшое ускорение для компенсации потерь энергии при прохождении мишени. На мишени рождаются новые изотопы и если их отношение N/Z больше, чем отношение N/Z для пучка, то такие изотопы автоматически выводятся из кольца, поскольку для них радиус кривизны в магнитном поле больше, чем для пучка

16 новых изотопов среди фрагментов этих ядер, особенно от последних. Эксперименты подобного типа открывают ряд новых возможностей использования ядерных взаимодействий при высоких энергиях, особенно когда становятся доступными пучки U. Существует ли новая область стабильности? Возможна ли новая область деформаций? Отличается ли радиус протона существенно от радиуса нейтрона? Каковы статические свойства новых изотопов, такие, как времена жизни и магнитные моменты? Вопросы можно было бы продолжить.

Одним из интересных применений этих изотопов является их использование в качестве вторичных пучков. Поскольку скорости ядер этих изотопов почти равны скорости первичного пучка, то возможны вторичные пучки хорошего качества. Например, было бы возможным применение внутренних мишеней для вывода вторичных нейтроннообогащенных пучков. Так, использование накопительного кольца, как показано на рис. 26, позволяет выводить нейтроннообогащенные пучки. До сих пор в качестве снарядов брали только стабильные ядра. С использованием внутренних мишеней или накопительных колец можно реализовать мечту иметь в качестве снарядов нестабильные нейтронно-избыточные ядра, такие, как ^{52}Ca .

Задачи эксперимента. Суммируя, можно предложить следующую программу исследований.

1. Необходимо разрешить существующие загадки. Как отмечалось в разд. 4, мы наблюдаем указания на существование ударных волн, интенсивных нуклонных потоков и взрыва. Далее, были открыты фрагменты с аномально короткими свободными пробегами в фотоэмульсиях (названные *аномалонами*) [21]. Эти загадочные явления должны быть перепроверены экспериментально в ближайшем будущем.

2. Для изучения корреляций частиц в дальнейшем необходимы эксперименты с телесным углом 4л. Уникальное устройство для этой цели было недавно изготовлено в Беркли, оно получило название «пластик бол-уолл» (сцинтилляционные шар-стенка) [124]. В Сакле (Франция) конструируется 4л-детектор, получивший название Диоген [125]. Очень полезна здесь стримерная камера. Интересным является проект такой камеры с цифровым съемом информации [126]. Для анализа 4л-данных полезны такие понятия, как «вытянутость» [127—129], «сферичность» [130] или «центральность» [131] и т. п.

3. Представляет интерес измерение экстремально малых сечений. Наименьшие сечения, измеренные до сих пор, были порядка $1 \text{ мкб} \cdot \text{ГэВ}/[\text{стер} \cdot (\text{ГэВ}/c)^3]^*$. Однако новые явления могут проявиться на уровне namного более малых сечений. При существующих ускорителях и технологии детекторов имеется возможность измерять сечения вплоть до $1 \text{ нб} \cdot \text{ГэВ}/[\text{стер} \cdot (\text{ГэВ}/c)^3]$ [и, вероятно, до $1 \text{ пб} \cdot \text{ГэВ}/[\text{стер} \cdot (\text{ГэВ}/c)^3]$. Очевидно, что для измерения столь малых сечений необходимы специальные экспериментальные устройства. Например, для этой цели может быть полезна сконструированная в Беркли (США) система с широкоапертурным магнитом, получившая название ГИСС [132].

4. Было бы интересно провести измерения с новыми физическими величинами или частицами. До сих пор мы могли обрабатывать только энергетические и угловые распределения фрагментов, пионов, каонов и Λ -частиц. Однако в будущем следует провести измерения с анализом по другим кинематическим переменным, как, например, угловым моментам, спинам, поляризации, задержанным совпадениям и т. п. Следует также провести измерения с регистрацией таких частиц, как γ -кванты, лептоны или лептонные пары. Эти частицы особенно важны при изучении начальной стадии сильных взаимодействий.

5. Следует подчеркнуть возможность использования нейтронно-избыточных изотопов.

* В экспериментах, выполненных на синхрофазотроне в Дубне на установке ДИСК, достигнут уровень сечений порядка $10^{-2} \text{ нб} \cdot \text{ГэВ}/[\text{стер} \cdot (\text{ГэВ}/c)^3]$, что позволило установить универсальность характеристик кумулятивного рождения адронов в интервале, перекрывающем десять порядков по величине инвариантных сечений (см., например, В. С. Ставинский. В кн.: VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Д1,2-81-728, с. 205, Дубна, 1981). (Прим. пер.)

6. Следует опять повторить о необходимости изучения мультибарионных возбужденных состояний. Эти две последние темы, возможно, окажутся в центре внимания при изучении ядерных взаимодействий при высоких энергиях в ближайшие несколько лет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagamiya S.— In: Proc. of the 5th High Energy Heavy Ion Summer Study. Berkeley, May 1981. LBL-12652. Conf.-8105104, p. 141.
2. Greiner D. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 35, p. 152.
3. Papp J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 601.
4. Sandoval A. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1324.
5. Nagamiya S. e.a.— Phys. Rev. C, 1981, v. 24, p. 971.
6. Benenson W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 683, Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 54.
7. Nagamiya S. e.a. Preprint, 1982.
8. Schnetzer S. Thesis, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-13727, 1981, unpublished.
9. Harris J. W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 229.
10. Shor A. e.a.— In: Proc. 5th High Energy Heavy Ion Summer Study. Berkeley, May 1981. LBL-12652, Conf.-8105104, p. 470.
11. Aslanides E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1466.
12. Bayukov Yu. D. e.a. ITER preprint, ITER-49, 1977.
13. Price P. B., Stevenson J.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 405.
14. Holt R. L. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 183.
15. Siemens P. J., Kapusta J. I.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1486; p. 1690.
16. Mishustin I. N., Myhrer F., Siemens P. J.— Phys. Lett. B, 1980, v. 95.
17. Csernai L. P., Barz H. W.— Z. Phys. A, 1980, Bd. 296, S. 173.
18. Kapusta J. I., Strottman D.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 1282.
19. Bertsch G., Cugnon J. Preprint, 1981.
20. Stöcker H. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-12302, 1981.
21. Friedlander E. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1084.
22. Gyulassy M.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 354, p. 395.
23. Koonin S. E.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 680.
24. Schmidt I. A., Blankenbecler R.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3324; v. 16, p. 1318.
25. Bertsch G.— Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 713.
26. Hatch R. L., Koonin S. E.— Phys. Lett. B, 1978, v. 81, p. 1.
27. Landau R. H., Gyulassy M.— Phys. Rev. C, 1979, v. 19, p. 149.
28. Chemtob M.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 314, p. 387; Nucl. Phys. A, 1979, v. 336, p. 299.
29. Jain B. K.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 583.
30. Sobel M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 251, p. 502.
31. Westfall G. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1202.
32. Gosset J. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 629.
33. Kapusta J. I.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1493.
34. Mekjian A. Z.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 640; Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1051; Nucl. Phys. A, 1978, v. 312, p. 491; Phys. Lett. B, 1980, v. 89, p. 177.
35. Myers W. D.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 296, p. 177.
36. Gosset J., Kapusta J. I., Westfall G. D.— Phys. Rev. C, 1978, v. 18.
37. Das Gupta S.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1450.
38. Glendenning N. K., Karant Y.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 374.
39. Montvay I., Zimanyi J.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 316, p. 490.
40. Garpman S. I. A., Glendenning N. K., Karant Y. J.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 322, p. 382.

41. Bofatskaya I. G. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 209.
42. Das Gupta S., Mekjian A. Z.— Phys. Reports, 1981, v. 72, p. 131.
43. Tanihata I. e.a.— Phys. Lett. B, 1981, v. 100, p. 121.
44. Chrien R. E. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1014.
45. Hanbury-Brown R., Twiss R. Q.— Nature, 1956, v. 178, p. 1046.
46. Goldhaber G. e.a.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 300.
47. Kopylov G. I.— Phys. Lett. B, 1974, v. 50, p. 572.
48. Cocconi G.— Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 459.
49. Koonin S. E.— Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 43.
50. Yano F. B., Koonin S. E.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 556.
51. Gyulassy M., Kauffmann S. K., Wilson L. W.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 2267.
52. Fung S. Y. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1592.
53. Bartke J.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 335, p. 481.
54. Lu J. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 898.
55. Zajc W. A. e.a.— In: Proc. 5th High Energy Heavy Ion Summer Study. Berkeley, May 1981. LBL-12652. Conf.-8105104, p. 350.
56. Zarbakhsh Z. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 1268.
57. Nagamiya S. e.a.— J. Phys. Soc. Japan Suppl., 1978, v. 44, p. 378.
58. Nagamiya S. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 81, p. 147.
59. Tanihata I. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 97, p. 363.
60. Tanihata I.— In: Proc. Hakone Seminar on High-Energy Nuclear Interactions and Properties of Dense Nuclear Matter. Eds K. Nakai and A. S. Goldhaber. Hakone, Japan, July 1980, p. 382.
61. Cugnon J.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1885.
62. Hüfner J.— In: Proc. 4th High Energy Heavy Ion Summer Study. Berkeley, 1978, LBL-7766. Conf.-780766, p. 135.
63. Hecking P., Pirner H.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 333, p. 514.
64. Knoll J.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 773.
65. Nagamiya S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 602.
66. Sandoval A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 874.
67. Bowman J. D., Swiatecki W. J., Tsang C. F. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-2908, 1973.
68. Hüfner J., Knoll J.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 460.
69. Nagamiya S.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 335, p. 517.
70. Gyulassy M., Kauffmann S. K.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 298.
71. Stock R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1243.
72. Fung S. Y. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 292.
73. Baumgardt H. G. e.a.— Z. Phys. A, 1975, Bd 273, S. 359.
74. Scheid W., Müller H., Greiner W.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 741.
75. Heckman H. H. e.a.— Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1651.
76. Stöcker J., Maruhn J. A., Greiner W.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44.
77. Stöcker H. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1807.
78. Nix J. R., Strottman D.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 2548.
79. Stöcker H. e.a. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-11774, 1980.
80. Yariv Y., Fraenkel Z.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 2227.
81. Stevenson J. D.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1702; 1980, v. 45, p. 1773.
82. Chemtob M., Schürmann B.— Nucl. Phys. A, 1980, v. 336, p. 508.
83. Schürmann B., Chemtob M.— Z. Phys. A, 1980, Bd 294, S. 371.
84. Csernai L. P., Greiner W.— Phys. Lett. B, 1981, v. 99, p. 85.
85. Csernai L. P. e.a.— Phys. Rev. C (Preprint Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-13944, 1981).
86. Knoll J.— Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 773.
87. Siemens P. J., Rasmussen J. O.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 844.
88. Kapusta J. I., Strottman D.— Phys. Rev. C, 1981, v. 23, p. 1282.
89. Schürmann B., Macoc-Borstnik N. Preprint, 1981.
90. Randrup J.— Phys. Lett. B, 1978, v. 76, p. 547.
91. Nagamiya S. e.a. Bevatron-Bevalac Experiment 512H.

92. Frankel S.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1338; Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 697.
93. Amado R. D., Woloshyn R. M.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1435; Phys. Lett. B, 1977, v. 69, p. 400.
94. Baldin A. M. AIP Conf. Proc. 26, 621, 1975, and references therein.
95. Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 46.
96. Fujita T.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, v. 174; Nucl. Phys. A, 1979, v. 324, p. 409.
97. Fujita T., Hüfner J.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 314, p. 317.
98. Komarov V. I. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 326, p. 297.
99. Tanihata I. e.a.— In: Proc. 5th High Energy Heavy Ion Summer Study. Berkeley, May 1981, LBL-12652. Conf.-8105104, p. 365.
100. Bodmer A. R.— Phys. Rev. D, 1974, v. 4, p. 1601.
101. Lee T. D., Wick G. C.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 2291.
102. Lee T. D.— Rev. Mod. Phys., 1976, v. 47, p. 267 and references therein.
103. Weise W., Brown G. E.— Phys. Reports, 1976, v. 1 and references therein.
104. Migdal A. B.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 107 and references therein.
105. Ruck Y., Gyulassy M., Greiner W.— Z. Phys. A, 1979, Bd. 277, S. 391.
106. Bunatjan G. G.— Yad. Fiz., 1979, Bd 29, S. 258; Sov. J. Nucl. Phys., 1979, v. 30, p. 131.
107. Scheid W., Muller H., Greiner W.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 741.
108. Chapline C. F. e.a.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 4302.
109. Stöcker H., Maruhn J., Greiner W.— Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 121; Phys. Lett. B, 1979, v. 31, p. 303.
110. Gudima K. K., Toneev V. D. Report E2-12644, Dubna, 1979.
111. Kondratyuk L. A., Shapiro I.S.— Yad. Fis., 1970, Bd. 12, S 401 (Sov. J. Nucl. Phys., 1971, v. 12, p. 220).
112. Boguta J. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-12333, 1981.
113. Glendenning N. K. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-13611, 1981.
114. Nagamiya S. e.a. Bevatron-Bevalac Experiment 634H.
115. Spinka H.— In: Proc. the Workshop on Nucl. and Particle Phys. up to 31 GeV. Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-8775. Los Alamos, January 1981, p. 220.
116. Dyson F. J., Xuong N. H.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 815.
117. Kamae T., Fujita T.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 471.
118. Oka M., Yazaki K.— Phys. Lett. B, 1980, v. 90, p. 41.
119. Cvetič M. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 93, p. 489.
120. Rosina M., Pirner H. J.— Nucl. Phys. A, 1981, v. 367, p. 398.
121. Chin S. A., Kerman A. K.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1292.
122. Symons T. J. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 40.
123. Westfall G. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1859.
124. Maier M. R., Ritter H. G., Gutbrod H. H.— IEEE Trans. Nucl. Science, 1980, v. 27, p. 42.
125. Gosset J.— In: Proc. 1981 INS Intern. Symposium on Nucl. Radiation Detectors. Eds K. Husimi and Y. Shida, Tokyo, Japan, 1981, p. 643.
126. Van Bibber K., Sandoval A.— In: Heavy Ion Science. N. Y., Plenum Press, 1982.
127. Brandt B., Dahman H.— Z. Phys. C, 1979, Bd 1, S. 61.
128. Pirner H.— Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 1962.
129. Kapusta J., Strottman D.— Phys. Lett. (in press).
130. Wu S. L., Zobernig G.— Z. Phys. C, 1979, Bd. 2, S. 107.
131. Wong C. Y.— Phys. Lett. B, 1979, v. 88, p. 39.
132. HISS Conceptual Design Report, Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-5004, 1978.
133. Alexander Y. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1579.
134. Knoll J., Randrup J.— Phys. Lett. B, 1981, v. 103, p. 264.