

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ**

ДУБНА · 82



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д2-82-568

**Труды
Совещания по исследованиям
в области релятивистской
ядерной физики**

Дубна, 25-27 мая 1982 года

**Proceedings
of the Meeting on Investigations
in the Field of Relativistic
Nuclear Physics**

Dubna, May 25-27 1982



Настоящий сборник содержит обзорные и оригинальные доклады, представленные на Совещание по исследованиям в области релятивистской ядерной физики, которое проходило в Дубне с 25 по 27 мая 1982 года. Совещание было организовано Объединенным институтом ядерных исследований.

Оргкомитет

- | | | |
|--------------------------|---|----------------|
| Председатель Оргкомитета | - | А.М.Балдин |
| Зам. председателя | - | А.А.Кузнецов |
| Члены Оргкомитета | - | М.И.Соловьев |
| | | В.С.Ставинский |
| | | В.К.Лукьянов |

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Введение.....	6
И.Н.Семеновкин	
Синхрофазотрон ОИЯИ. Основные характеристики и пучки.....	12
А.А.Белушкина, А.И.Валевич, Г.И.Гай, В.П.Ершов, Л.С.Котова, Ю.К.Пилипенко, В.В.Смелянский, А.Сулик, В.В.Фимушкин, В.Б.Шутов	
Криогенный источник поляризованных дейтронов для синхрофазотрона.....	21
А.А.Кузнецов	
Программа экспериментальных исследований на синхрофазотроне ОИЯИ в области релятивистской ядерной физики.....	26
Коллаборация БЦДМС: Болонья-ЦЕРН-Дубна-Мюнхен-Сакле /представлено Н.Г.Фадеевым/	
Установка и основные результаты эксперимента НА-4: глубокоупругое рассеяние мюонов и исследование многомюонных состояний.....	47
Helena Białkowska	
New Experiments on Relativistic Heavy Ions.....	54
Б.Л.Горшков, А.И.Ильин, Б.Ю.Соколовский, Г.Е.Солякин, Ю.А.Честнов	
Измерение кинематических корреляций парных осколков расщепления тяжелых ядер релятивистскими частицами.....	61
С.Л.Голубев, А.Б.Курепин	
Исследование пион-ядерных взаимодействий при энергиях до 1 ГэВ на установке "Каспий".....	67
И.М.Граменицкий	
Исследование взаимодействий антинейтронов с дейтронами на основе материалов с установки "Людмила".....	74
Б.П.Банник, С.Вокал, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова	
Исследование столкновений релятивистских ядер на синхрофазотроне.....	78
Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров, В.В.Иванов, М.А.Игнатенко, А.С.Кузнецов, М.Г.Мещеряков, С.В.Разин, В.Н.Самойлов, Г.Д.Столетов	
Двухплечевой магнитный спектрометр для исследований в области релятивистской ядерной физики /установка МАСПИК-2/.....	83

А.А.Аскарходжаев, В.А.Беляков, Ю.Т.Борзунов, В.Ф.Вишневский, В.В.Глаголев, Л.Б.Голованов, Ю.В.Куликов, Р.М.Лебедев, М.Малы, Е.А.Матюшевский, А.П.Цвинец, Я.Черны, И.Чумпелик, С.С.Шиманский Установка "Резонанс", ее возможности и ближайшие перспективы работ по релятивистской ядерной физике.....	92
В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев 100-сантиметровая водородная пузырьковая камера и исследование взаимодействий релятивистских легких ядер с водородом.....	98
М.И.Соловьев Эксперименты по релятивистской ядерной физике на 2-метровой пропановой камере.....	102
В.С.Ставинский Основные результаты исследований ядро-ядерных столкновений и установка ДИСК-3.....	108
И.М.Беляев, В.К.Бондарев, О.П.Гавришук, Л.С.Золин, О.Ю.Кульпина, А.Г.Литвиненко, В.В.Лобанов, А.И.Манятовский, Н.С.Мороз, М.Пенця, В.Г.Перевозчиков, В.С.Ставинский, А.Н.Хренов, Ю.А.Яцуненко Спектрометр кумулятивных адронов на внутренней мишени ускорителя.....	114
В.Т.Матюшин Основные характеристики спектрометра ГИБС.....	120
В.В.Архипов, П.Ж.Асланян, Р.Г.Аствацатуров, В.М.Изьюров, И.Иоан, В.А.Квливидзе, В.А.Крамаренко, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, С.Н.Пляшкевич, М.Н.Хачатурян, А.Г.Худавердян, А.С.Чавров Исследование процессов кумулятивного образования нейтральных резонансов на установке "Фотон"- "Массер".....	125
В.Г.Аблеев, Л.Антонов, Т.И.Волобуева, Г.Г.Воробьев, Л.Визирева, Л.Б.Голованов, Х.Димитров, С.А.Запорожец, А.П.Кобушкин, П.К.Маньяков, Е.А.Матюшевский, Д.К.Никитин, А.А.Номофилов, А.Н.Парфенов, Н.М.Пискунов, В.П.Пугачевич, И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, А.Филипповский, Е.В.Черных, В.И.Шаров, К.Янев Развитие установки АЛЬФА-3С для поиска супервозбужденных многокварковых состояний легких ядер и некоторые результаты исследований.....	130
А.П.Гаспарян Периферические и центральные ядро-ядерные столкновения при 4,2 ГэВ/с·нуклон.....	137
Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев Исследование энергетической и А-зависимостей поляризации протонов, выбиваемых протонами с энергией 640 МэВ из ядер.....	143

Б.М.Головин	
Об определении поляризационного состояния пучка дейтронов.....	149
Ю.Лукстиньш	
Некоторые результаты исследований ядро-ядерных взаимодействий на установке СКМ-200.....	153
Б.А.Шахбазян	
Мультикварковые резонансные состояния.....	157
Э.О.Оконов	
Исследование образования Λ -гиперонов в пучках релятивистских ядер и поляризованных дейтронов.....	166
Б.З.Копелиович, Ф.Нидермайер	
Силы конфинмента в процессе выбивания быстрых нуклонов из ядер в заднюю полусферу.....	170
М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев	
Соударения тяжелых ионов высоких энергий и проблема фазового перехода между адронной и кварк-глюонной материей.....	179

ВВЕДЕНИЕ

В 1974 году был выпущен сборник "Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. Проблематика исследований и методика эксперимента" /Сообщение ОИЯИ 8309, Дубна, 1974 г./.

Сборник был составлен на основе докладов, сделанных во время совещания, посвященного физическому обоснованию планируемого в ОИЯИ ускорительного комплекса, который должен заменить синхрофазотрон. В сборнике указаны направления, которые должны были получить развитие, рассмотрены конкретные предложения экспериментов. Показано, что релятивистская ядерная физика имеет хорошие перспективы развития на действующем синхрофазотроне и действующих экспериментальных установках. Обсуждаются методики эксперимента.

С тех пор было проведено значительное количество семинаров, совещаний, конференций /в том числе - международных/.

Релятивистская ядерная физика превратилась в крупное научное направление. Многие из предложений, содержащихся в упомянутом сборнике, реализованы. Некоторые из результатов, обсуждавшихся в предварительном порядке, получили впоследствии широкое международное признание. Высказанные прогнозы и надежды в основном оправдались. Главная проблема, поставленная перед релятивистской ядерной физикой - исследование свойств высоковозбужденных состояний ядерной материи, поведения ядерной материи на малых расстояниях - выросла в проблему изучения мультикварковых систем и кинетики кварковой плазмы. Стало ясно, что эксперименты в этой области имеют прямое отношение к центральной проблеме физики сильных взаимодействий - квантовой хромодинамике больших расстояний и удержанию кварков.

На тему "Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика" в Дубне с 15 по 19 сентября 1981 г. был проведен VI Международный семинар по физике высоких энергий, вызвавший значительный интерес. Вышедший в начале 1982 г. сборник трудов этого семинара дает довольно полное представление о состоянии исследований в этой области науки в различных странах и научных центрах и о последних достижениях.

Настоящий сборник может служить дополнением к сборнику трудов VI Международного семинара. Он составлен в традициях упомянутого выше сборника "Нуклотрон и релятивистская ядерная физика". Сборник подводит итоги работы совещания, проходившего в Дубне с 25 по 27 мая 1982 г. Программа этого совещания включала обзор

существующих ускорительных возможностей для проведения исследований по релятивистской ядерной физике, информацию о существующих и вновь создаваемых экспериментальных установках. Физические исследования и результаты обсуждались в основном с точки зрения программ и оценок перспектив. Совещание фактически было посвящено оценке научно-методического потенциала релятивистской ядерной физики в ОИЯИ и в странах-участницах института.

Как и в сборнике "Нуклотрон и релятивистская ядерная физика", мы констатируем, что до создания нуклотрона только синхрофазотрон может обеспечить для ОИЯИ лидирующее положение и конкурентоспособные условия исследований в области релятивистской ядерной физики. Поскольку решение о создании нуклотрона не принято, а создание инжектора отодвигается на неопределенный срок, то минимальный срок службы синхрофазотрона определяется как 10 лет. Это означает, что необходимо провести замену и модернизацию тех систем синхрофазотрона, которые выработали или выработают в течение нескольких лет свой ресурс. Именно в этой связи Ученый совет ОИЯИ отнес к числу важнейших задач института работы по теме "Модернизация синхрофазотрона как ускорителя релятивистских и поляризованных ядер". В настоящее время в результате выполненных за последние годы работ синхрофазотрон обладает уникальными пучками поляризованных дейтронов, единственными в мире пучками релятивистских ядер с энергией выше 3,5 ГэВ на нуклон, при которой начинается режим предельной фрагментации ядер. Созданы необходимые условия для развертывания экспериментальных исследований на пучках частиц комплекса медленного вывода и на больших площадях экспериментального корпуса. Все сложные системы ускорителя и комплекс медленного вывода работают с результирующей надежностью 95%, что соответствует уровню надежности лучших ускорителей. Запланированная модернизация синхрофазотрона позволит сохранить этот уровень надежности и конкурентоспособность пучков ускорителя.

На совещании, которому посвящен настоящий сборник, обсуждались ускорительные возможности других центров и перспективы их развития и использования. Из результатов совещания и из материалов VI Международного семинара видно, что релятивистская ядерная физика стала важным разделом исследований во многих ускорительных центрах. Ядерные столкновения с большими передачами импульса изучаются не только в пучках релятивистских ядер, но и в интенсивных протонных, фотонных пучках. Получены данные по ядерным реакциям с большими передачами импульса под действием электронов, нейтрино и мюонов. Эксперименты ОИЯИ-ЦЕРН по глубоконеупругому рассеянию мюонов на ядрах углерода позволили провести прямое измерение кварк-партонной структурной функции ядра. Результаты этих экспериментов подтвердили выводы об универсальных свойствах кварк-партоновых структурных функций ядер, сделанные на основе изучения предельной фрагментации ядер. Используемый

в этих экспериментах детектор - один из крупнейших в мире, и работает он на рекордном по энергии и по интенсивности мюонном пучке. Квадрат передачи импульса в глубокоупругих столкновениях мюонов с ядрами достигает 150 ГэВ^2 . В настоящем сборнике дается краткое описание различных детекторов релятивистской ядерной физики, которыми располагают физики стран-участниц ОИЯИ, и в особенности детекторов, работающих на дубненском синхрофазотроне. В сборник не включено описание ряда установок, обсуждавшихся на совещании. Это обусловлено тем, что по ним имеются публикации, дублировать которые не имело смысла. Для полноты представления материала приведем соответствующие ссылки.

По 1-метровой жидководородной камере - сообщения ОИЯИ 1-81-838 и 181-530, Дубна.

По установке "Спектрометр ядер отдачи" - ЯФ, 1982, т.35, с.84.

По установке "ДИСК" - сообщения ОИЯИ Е1-82-472, Дубна.

По исследованиям кумулятивных фотореакций на ереванском ускорителе - в статье К.Ш.Егияна в "Трудах VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий" /сообщения ОИЯИ Д1,2-81-728, с.238, Дубна/.

Необходимо также сделать замечания о кинематических переменных, используемых в статьях по релятивистской ядерной физике. Не только выбор переменных, но и их обозначения пока не являются общепринятыми. До сих пор иногда еще используются нерелятивистские переменные, а также переменные, выбор которых не оправдан теоретически. Основной объект изучения в релятивистской ядерной физике - инклюзивные реакции:

$$I + II \rightarrow 1 + \dots, \quad I + II \rightarrow 1+2 \dots \quad \text{и т.д.}, \quad /1/$$

описываемые релятивистски-инвариантными функциями

$$E_1 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1} = f_1, \quad E_1 E_2 \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} = f_2 \quad \text{и т.д.} \quad /2/$$

Здесь (E_1, \vec{p}_1) и (E_2, \vec{p}_2) - энергии и импульсы образующихся частиц. Помимо проекций импульса на ось реакции p_{iz} и на плоскость, ей перпендикулярную, \vec{p}_1^i , используются также быстроты

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + p_z^i}{E_i - p_z^i}.$$

С помощью переменных y_i формулируется принцип ослабления корреляций в пространстве быстрот, обоснованный довольно многочисленными наблюдениями. Согласно этому принципу при $\Delta = |y_i - y_j| \geq 2$ корреляции между i - и j -й частицами экспоненциально ослабляются, практически исчезают и распределения f_n распадаются на соответствующие произведения распределений. В связи с этим прин-

ципом целесообразно энергию сталкивающихся ядер характеризовать релятивистски-инвариантной величиной

$$\epsilon = \frac{(p_I \cdot p_{II})}{m_I \cdot m_{II}} = \text{ch}(y_I - y_{II}) . \quad /3/$$

Здесь p_I и p_{II} - четырехмерные импульсы. При $\epsilon \geq \text{ch} 2 = 3,7$ зависимость величин f_1, f_2 и т.д. от ϵ должна асимптотически пропадать. Величины f_1, f_2 и т.д. должны распадаться на независимые распределения либо от $(y_I - y_i)$, либо от $(y_{II} - y_i)$. Это асимптотически реализуемое свойство и есть предельная фрагментация. Величина ϵ удобна также тем, что она близка к наиболее употребительной в физике релятивистских ядер величине - энергии, приходящейся на нуклон налетающего ядра. В системе покоя одного из сталкивающихся ядер, например ядра II, имеем:

$$\epsilon = \frac{E_I}{m_I} = \frac{E_I/A_I}{m^0} = E_I^0/m^0 .$$

Здесь A_I - атомная масса, E_I^0 - энергия на один нуклон налетающего ядра I, $m^0 = 0,931$ ГэВ - атомная единица массы. Таким образом, инвариантная удельная энергия ϵ равна энергии на нуклон в атомных единицах массы. Величина ϵ очевидно симметрична по отношению к выбору системы покоя. Она удобна и в тех случаях, когда рассматриваются процессы на встречных ядерных пучках. В частности, используемая в работах ЦЕРНа величина $\sqrt{s_{nn}}$ представляется нам неадекватной для сравнения данных по встречным (α, α) - и (p, α) -столкновениям. Эти данные следует сравнивать при одинаковых ϵ , а не при одинаковых $\sqrt{s_{nn}}$.

Наряду с y_i и p_{iz} используется важная переменная релятивистской ядерной физики: кумулятивное число. Наиболее часто встречающаяся постановка эксперимента по изучению процессов предельной фрагментации ядер состоит в измерении сечений образования частиц, вылетающих в заднюю полусферу в области, кинематически запрещенной для однонуклонных столкновений. В этой постановке наиболее употребительна кинематическая переменная

$$\beta_1^0 = \frac{E_1 - p_{1z}}{m^0} . \quad /4/$$

Нетрудно показать, что величина $m^0\beta$ представляет собой минимальную массу мишени. Действительно, напишем законы сохранения энергии и импульса для реакции /1/:

$$E_I + m_{II} = \sum_i E_i ,$$

$$p_I = \sum_i p_{iz} .$$

Вычтем одно равенство из другого:

$$E_I - p_{Iz} + m_{II} = \sum_i (E_i - p_{iz}).$$

Выберем среди родившихся частиц частицу с наибольшей величиной $(E_i - p_{iz})$ - кумулятивную частицу. Тогда в области, где $E_I = p_I$, имеем

$$m_{II} \geq (E_i - p_{iz}). \quad /5/$$

Сравнивая /4/ и /5/, видим, что β_1^0 является минимальным эффективным числом нуклонов фрагментирующего ядра. Кумулятивный эффект формально определяется как область релятивистских ядерных столкновений, в которой $\beta^0 > 1$. Наряду с β^0 используется переменная Ставинского X , носящая явно релятивистски-инвариантный характер. Для пояснения этой широкоиспользуемой переменной запишем в четырехмерном виде закон сохранения энергии - импульса, пренебрегая относительным движением партона внутри ядра Π и используя гипотезу о минимальности недостающей массы

$$(p_I + X \frac{p_{II}}{A_{II}} - p_1)^2 = (m_I + X \frac{m_{II}}{A_{II}} + m_2)^2.$$

Для пионов $m_2 = 0$, для K^- -мезонов $m_2 = m_K$ и т.д.

Выражая явно X , найдем:

$$\frac{X}{A} = \frac{(p_8 \cdot p_1) + m_1 m_2 + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2}}{(p \cdot p) - m m - (p \cdot p) - m m}.$$

/6/

Из формулы /6/ следует, что для глубоконеупругого рассеяния лептонов, когда можно пренебречь их массой, переменная Ставинского переходит в переменную Бьеркена

$$\frac{X}{A_{II}} \approx \frac{\frac{1}{2}(p_I - p_1)^2}{(p_I \cdot p_{II}) - (p_{II} \cdot p_1)} = \frac{q^2}{2(p_{II} \cdot q)} = x.$$

Кумулятивная область при этом определяется как область, где $X > 1$. Как показано в экспериментах группы Ставинского, кварк-партонные структурные функции ядер в переменной X , извлеченные из данных по предельной фрагментации ядер, совпадают с кварк-партонными функциями ядер, измеренными в прямых опытах по глубоконеупругому рассеянию лептонов в области $A_{II} x \approx x^0 > 1$. Опыты по предельной фрагментации ядер дали возможность проследить универсальную кварк-партоновую функцию в области $0,3 \leq x^0 \leq 3,5$, где сечение меняется на девять порядков.

Жесткие ядерные столкновения, которые мы определяем как $\beta^0 \geq 0,6$ и $p_1^2 \geq 0,5 \text{ ГэВ}^2$, составляют малую долю полного сечения релятивистских ядерных столкновений. В области малых β^0

и p_1^0 справедлива протон-нейтронная модель ядра, аддитивная модель столкновений и т.п.

Необходимо подчеркнуть, что наибольшую информацию о влиянии кварковых степеней свободы на поведение ядерной материи дают жесткие столкновения. В области жестких столкновений нуклон как квазичастица ядерной материи утрачивает свое значение.

Поэтому основу проблематики, на которую ориентированы экспериментальные возможности, обсуждавшиеся на рабочем совещании по релятивистской ядерной физике, составляют жесткие ядерные столкновения и поиски достаточно хороших индикаторов плазменного состояния ядерной материи /скрытый цвет, мультикварковые резонансы, цветные аналоги черенковского и переходного излучений и т.п./.

Проблема кварк-глюонных степеней свободы в атомных ядрах получила в последние годы новое развитие и сейчас, несомненно, представляет главную перспективу фундаментальных исследований в области ядерной физики.

Председатель Оргкомитета
академик

А.М.БАЛДИН

Посвящается 75-летию со дня
рождения академика
В.И.Векслера

СИНХРОФАЗОТРОН ОИЯИ. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПУЧКИ

И.Н.Семенюшкин

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В 1982 году исполнилось 25 лет с начала работы синхрофазотрона, созданного под руководством выдающегося советского физика академика В.И.Векслера. Рождение нового научного направления — релятивистской ядерной физики^{/1/} определило развитие синхрофазотрона в прошедшее десятилетие, сейчас он занял лидирующее положение в мире как ускоритель релятивистских и поляризованных

Первые попытки получения пучков ядер на синхрофазотроне были предприняты в 1970 г., когда удалось ускорить до рекордной энергии дейтроны^{/2/}. Реализация нового режима работы ускорителя показала, что не существует принципиальных трудностей для получения пучков и более тяжелых ионов. Тем не менее предстояло решить целый ряд сложных научно-технических и инженерных проблем, что особенно непросто в условиях действующего ускорителя. Главные из них — это повышение энергии и качества инжектируемых в синхрофазотрон частиц, создание источников высокозарядных ионов, получение требуемых параметров в ч. режима ускорения, эффективный вывод ускоренных ядер из ускорителя и реализация на этой основе достаточного числа пучков экспериментальных установок.

В 1974 году был введен в эксплуатацию новый инжектор синхрофазотрона — однорезонантный линейный ускоритель ЛУ-20^{/3/}. Энергия ускоренного пучка протонов составляет 20 МэВ. Энергия протонов на входе в инжектор — 0,6 МэВ. Выполненный за прошедшие годы значительный объем работ по совершенствованию в ч. системы возбуждения резонатора^{/4/}, ввод в строй группирователя пучка на входе в ЛУ-20 позволили довести ток ускоренного протонного пучка до 50 мА/имп.

Ускорение ядер в ДУ-20 осуществляется снижением уровня вводимой в резонатор в.ч. мощности, который обеспечивает двойную кратность дрейфа ускоряемых частиц на периоде ускорения $L = \beta\lambda$. Высокая эффективность ускорения достигается за счёт сохранения номинального уровня ускоряющего напряжения на ускорительной трубке форинжектора. При этом инжекция ускоряемых ядер проводится в резонатор, разделенный металлической перегородкой на 2 отсека^{/6/}. При отсутствии в.ч. ускоряющего напряжения в первом отсеке трубки дрейфа с квадрупольными линзами этого отсека используются для транспортировки пучка из форинжектора и его согласования со входом второго отсека резонатора. Резонансное ускорение частиц на второй кратности дрейфа происходит только во втором отсеке, в котором в.ч. поле возбуждается обычным порядком. Такой режим работы резонатора ДУ-20, форинжектора и совершенствование дуализматрона^{/6/} позволили ускорить ядра до энергии 5 МэВ/нукл. и получить следующие интенсивности:

дейтроны	- 10 мА/имп.,
α -частицы	- 1,2 мА/имп.

Необходимость иметь ионы с высокой зарядностью резко ограничивает возможность использования обычно применяемых источников. Источники типа дуализматрон фактически пригодны лишь для получения дейтронов и ядер гелия.

В лаборатории были разработаны два типа источников ионов высокой зарядности, которые в известной степени дополняли друг друга: лазерный^{/7/} и электронно-лучевой^{/8/}. Источник ионов, созданный на основе использования твердотельного лазера, позволил получить относительно интенсивные пучки высокозарядных ионов углерода и алюминия. Эти ионы были ускорены в инжекторе синхрофазотрона, а ядра углерода — и в синхрофазотроне до энергии 50 ГэВ. Однако относительно малая частота повторения импульсов лазерного источника и низкая эффективность сделали нецелесообразным дальнейшее его использование на ускорителе.

С 1977 года на инжекторе синхрофазотрона начата регулярная эксплуатация электронно-лучевого источника ядер КРИОН-1. Получение ионов в источнике достигается за счёт последовательной ионизации электронным пучком нейтрального газа. Для формирования электронного используется сверхпроводящий соленоид. Требуемая длительность процесса ионизации обеспечивается созданием электростатической ловушки, препятствующей уходу положительных ионов в аксиальном направлении. Радиальная устойчивость достигается за счёт образования электронным пучком для ионов потенциальной ямы, глубина которой в ходе ионизации искусственно увеличивается. Источник обеспечивает получение ядер вплоть до Ne^{10+} . Основные параметры источника КРИОН-1^{/6,9/} приведены в табл. I.

Таблица I

Ток электронного пучка (мА)	- 60-75
Плотность ионизирующих электронов ($\Lambda/\text{см}^2$)	- 75-95
Энергия ионизирующих электронов (кэВ)	- 8-10
Время ионизации (мс)	- 180-300
Ионный ток на выходе источника в импульсе (мкА)	- 100
Длительность импульса (мкс)	- 40
Рабочий вакуум (Тор)	- 10^{-12}

За прошедшие годы источник КРИОН-I проработал на ускорителе более 3000 часов без каких-либо серьезных поломок.

Одним из основных требований, предъявляемых к пучку, является минимальное наличие посторонних примесей. Особенности ускорения ядер в синхрофазотроне и параметры ускорителя (энергия инжектируемых ядер - 5 МэВ/нуклон, прирост энергии за оборот $\Delta E \approx 1$ кэВ/нуклон и вакуум в кольцевой камере - $2 \cdot 10^{-6}$ Тор) обуславливают значительные потери частиц на начальном этапе ускорения. Кроме того, зависимость потерь ионов на остаточном газе от их заряда приводит к тому, что при ускорении относительно тяжелых ядер с $Z/A = 0,5$ примесей с тем же Z/A легких ядер, имеющихся на выходе источника КРИОН, ослабляются существенно меньше и в ускоренном пучке имеется большой фон ядер гелия, углерода и др. Так, при ускорении неона-20 фон легких ядер составлял более 90%. Примесей удалось практически исключить при переходе к ускорению изотопов с $Z/A \neq 0,5^{9/}$.

Интенсивности ускоренных до максимальной энергии частиц (протоны-10 ГэВ и ядра - 4,1 ГэВ/нуклон) приведены в табл.2.

Таблица 2

Сорт частиц	Интенсивность в импульсе
P	$4 \cdot 10^{12}$
d	$4 \cdot 10^{11}$
He ²⁺	$5 \cdot 10^{10}$
C ⁶⁺	$4 \cdot 10^6$
O ⁸⁺	$4 \cdot 10^5$
Ne ¹⁰⁺	10^3

В 1981 г. на синхрофазотроне успешно осуществлен запуск источника поляризованных дейтронов "Полярис"^{10/}. Получен и выведен из синхрофазотрона ускоренный пучок поляризованных дейтронов, интенсивность которого составила 10^8 d/имп. По предварительным данным, степень поляризации пучка P $\approx 40\%$.

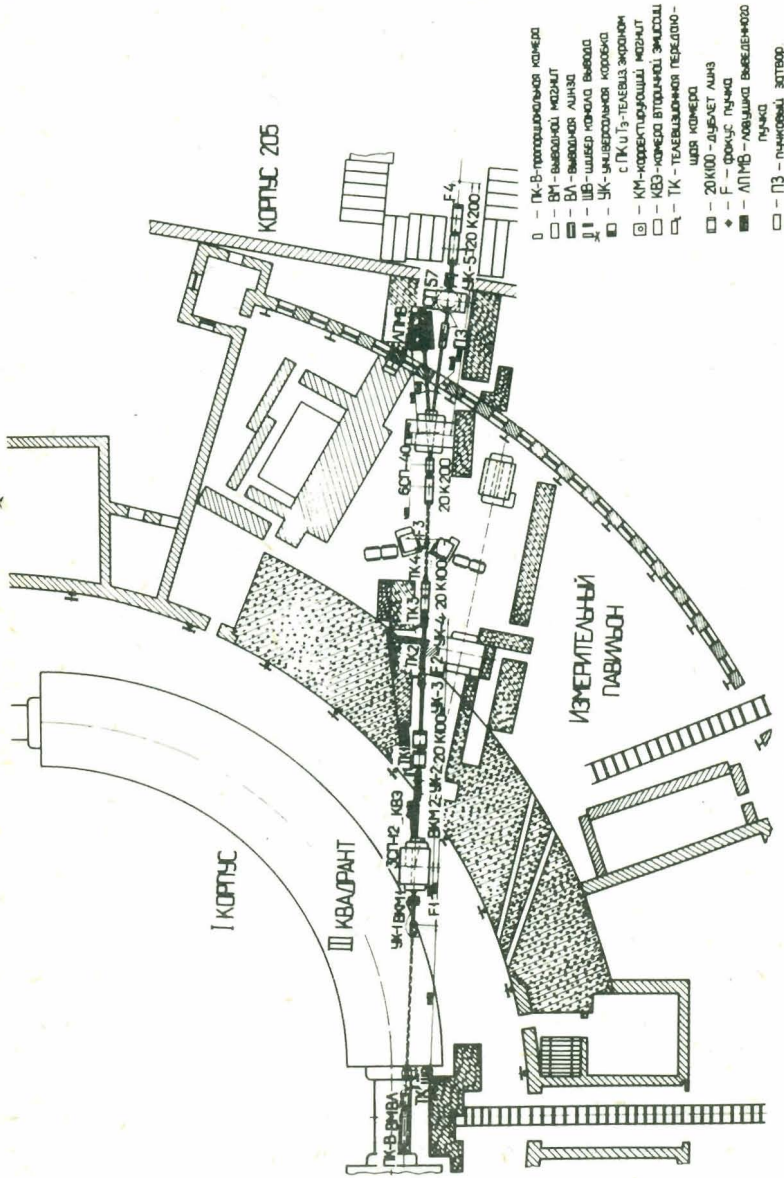


Рис. 1. Схема транспортировки введенного из синхрофазотрона пучка в измерительном павильоне.

Ускоренный в синхрофазотроне пучок может в одном цикле выводиться по двум направлениям I/II . Направление I служит для формирования пучков вплоть до максимальной энергии с длительностью вывода до 500 мс. Эффективность вывода частиц из ускорителя по этому направлению составляет более 90%. По направлению 2 можно выводить ускоренные частицы вплоть до максимальной энергии с длительностью < 1 мс или частицы средних энергий (несколько сот МэВ на нуклон) с длительностью до 200 мс. Диапазон энергий выводимых пучков можно изменять в пределах $(0,05 + 1) E_{max}$. Минимальная величина разности импульсов частиц, выводимых в одном цикле по этим направлениям, составляет ~ 100 МэВ/с. Импульсный спектр выводимых пучков $\frac{\Delta p}{p} \approx 0,1\%$.

По направлению I первичный пучок - НИ - направляется в измерительный павильон (рис. 1) и затем в экспериментальный зал (рис. 2) с площадью 6000 м², где гасится в ловушке. Оптическая схема канала НИ выбрана с учетом возможности формирования изображений первичного пучка как в районе каждой мишенной станции ($\Phi_3, \Phi_4, \Phi_5, \Phi_6$), так и только в одной или двух из них. При фокусировке на одну из мишеней размер изображения составляет 6×6 мм². При последовательном формировании изображений на мишенях последние должны быть достаточно тонкими и изготовлены из материала с малым Z. Схема канала НИ-I позволяет направить в один из каналов вторичных частиц (IB-8B) первичный пучок или пучок таких частиц, как He^3, C^{11} и др.

Каналы вторичных пучков построены по типу "елочки" и могут работать независимо друг от друга. Угол генерации частиц из мишеней, под которым они попадают в каналы, близок к нулю, что обеспечивает получение максимальной интенсивности вторичных пучков. Диапазон рабочих импульсов частиц - до 8 ГэВ/с. Интервал импульсов частиц, пропускаемых каналами, составляет $\pm 2\%$. Размер конечного изображения в среднем (ширина на полувысоте) - 25×25 мм². Расчётная интенсивность I_{12} вторичных пучков ($P = 3$ ГэВ/с) для протонов с максимальной энергией и интенсивностью 10^{12} протонов/имп. в зависимости от канала составляет:

P^+	- (5 - 10) $\cdot 10^6$ част./имп.,
	- (4 - 6) $\cdot 10^6$ част./имп.,
K^+	- (4 - 7) $\cdot 10^5$ част./имп.,
K^-	- (1 - 2,5) $\cdot 10^5$ част./имп.

На пучках вторичных частиц возможна одновременная работа четырёх экспериментальных установок.

Управление медленным выводом и каналами ведётся с помощью ЭВМ.

По направлению 2 пучок выводится на одну из двух пузырьковых камер - 2-метровую пропановую или 1-метровую жидководородную - либо используется для проведения исследований с помощью электронных устройств в интервале средних энергий. В этот же экспериментальный зал - корпус

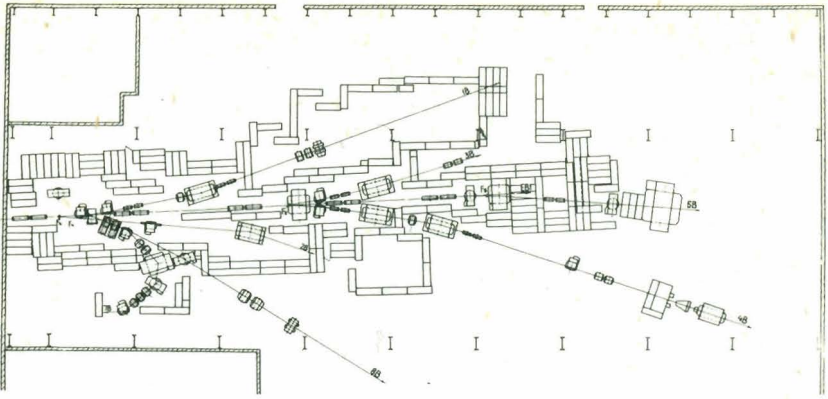


Рис. 2. Схема каналов пучков частиц в корпусе 205.

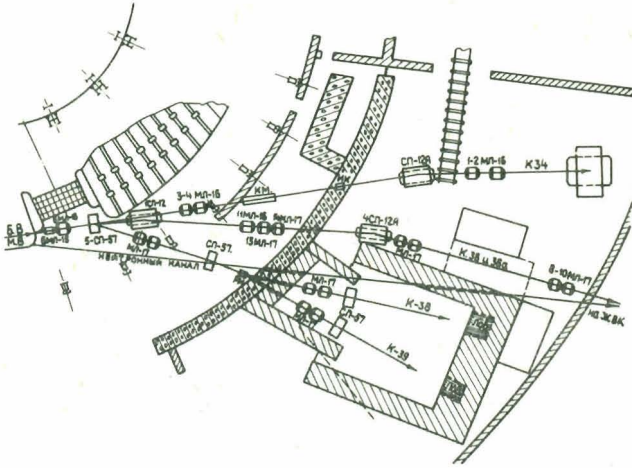


Рис. 3. Схема каналов пучков частиц в корпусе IB.

- выводится пучок монохроматических нейтронов^{/I3, I4/}, образующихся в результате взаимодействия дейтронов с мишенью, расположенной внутри кольца синхротрона. Схема пучков на направлении 2 приведена на рис. 3.

Синхрофазотрон работает в течение года 4000 часов (пять сеансов). Примерно 70% этого времени ускоритель работает в режиме ускорения ядер. Для выполнения программы исследований по релятивистской ядерной физике и другим направлениям выделяется в среднем 85% времени ускорителя (более 30 пользователей) и на исследование и совершенствование режимов - 15%. Простои ускорителя из-за неисправности оборудования не 6-7% от планируемого времени.

В настоящее время за рубежом исследование на пучках высокозарядных ионов высоких энергий систематически проводится лишь на комплексе беватрон-бэвалак^{/I5/} в Беркли, США. Использование в качестве инжектора беватрона специального линейного ускорителя тяжелых ионов - суперкайлака^{/I6/} с энергией ионов примерно 8 МэВ/нуклон значительно облегчило получение ионов высоких энергий. Улучшение вакуума в кольце беватрона до $2 \cdot 10^{-7}$ Тор, дало возможность расширить набор ускоряемых ядер до железа. В табл.3 приведены интенсивности некоторых пучков частиц (максимальная энергия - 2,1 ГэВ/нуклон), на которых проводились исследования в 1979-80 гг.

Таблица 3

Сорт частиц	Интенсивность в импульсе
протоны	$1,5 \cdot 10^{11}$
гелий	$1,5 \cdot 10^{10}$
углерод	$2,2 \cdot 10^{10}$
азот	$1 \cdot 10^6$
кислород	$5 \cdot 10^8$
неон	$6 \cdot 10^9$
аргон	$6 \cdot 10^8$
железо	$1,4 \cdot 10^6$

Эксперименты проводятся на выведенном пучке, на 8 каналах. Два канала используются для биомедицинских исследований. Ускоритель-комплекс работает в течение года более 5000 часов, из них примерно 70% времени - в режиме ускорения углерода и неона. Более 60% времени выделяется на проведение физических и биомедицинских исследований.

Периодически, начиная с 1976 года, на протонном синхротроне ЦЕРН проводилось ускорение дейтронов и альфа-частиц. Как и в случае синхрофазотрона и беватрона, для ускорения частиц с Z/A , отличным от 1, проводилась перестройка режима работы инжектора, а также обес-

печивался необходимый закон изменения частоты ускоряющего напряжения в синхротроне. Последнее достижение γ - это ускорение и накопление альфа-частиц во встречных кольцах ISR. Максимальная накопленная интенсивность составила 4,2 А при импульсе 52 ГэВ/с. После ускорения пучков в накопительных кольцах их максимальная энергия в системе центра инерции была доведена до 126 ГэВ. Достигнутая светимость для $(\alpha - \alpha)$ -взаимодействий составила $4 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $(\alpha - p)$ -взаимодействий - $8,5 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

В 1978 г. была завершена реконструкция французского ускорителя "Сатурн"/I8/. Ускоритель предназначен для ускорения как протонов ($E_{\text{max}} = 2,7 \text{ ГэВ}$), так и ядер. В последнем случае на инжекторе должен был использоваться электронно-лучевой источник Донца Крайвиса/I9/. Однако непредвиденные трудности задержали запуск источника на ускорителе. Работы по его совершенствованию продолжаются и до-видимому, в ближайшие годы "Сатурн II" сможет обеспечить для проведения экспериментов широкий набор ядер с энергией до $\approx 1 \text{ ГэВ/нуклон}$.

В текущем пятилетии будет продолжена модернизация синхрофазотрона как ускорителя релятивистских и поляризованных ядер. Будет введена в эксплуатацию в.ч. ускоряющая система ускорителя, а также за счёт криогенной откачки улучшен до $2 \cdot 10^{-7}$ Торр вакуум в кольцевой камере синхрофазотрона. Это позволит повысить интенсивность и расширить набор ускоряемых ядер вплоть до аргона. Планируется также увеличить число каналов пучков во всем доступном интервале энергий. Возрастет число одновременно проводимых экспериментов.

Литература

1. А.М.Балдин и др. ОИЯИ Е1-80174, Дубна, 1980.
2. А.М.Балдин и др. ОИЯИ Р9-5442, Дубна, 1970.
3. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ 9-12723, Дубна, 1979.
4. В.А.Попов. ОИЯИ 9-11835, Дубна, 1978.
5. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ 9-9592, Дубна, 1976.
6. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ 9-81-382, Дубна, 1981.
7. О.Б.Ананьин и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, т.19, стр. 19.
8. Е.Д.Донец, А.И.Пижик. ЖТФ, II, 1975.
9. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ Д9-8214, Дубна, 1982.
10. Н.Г.Анщенко и др. ОИЯИ Р2-82-181, Дубна, 1982.
11. Г.А.Божов и др. ОИЯИ Р9-10399, Дубна, 1977.
12. А.Д.Кириллов и др. ОИЯИ 9-9303, Дубна, 1973.
13. А.П. Гаспарян и др. ОИЯИ I-9111, Дубна, 1975.
14. A.Abdivaliev, K.Reslin et al., Nucl.Phys., 1975, В-99, p.445.

15. F.Lothrop, J.Alonso, R.Force, H.Grunder, S.Lewis, R.Miller, M.Tekaw'a.
Physics and Medicine. The Bevatron/Bevalac experience, 1979-80.
IEEE Tran.Nucl.Sci. NS-28, No 3, 1981, p.2823.
16. H.A.Grunder, F.B.Self. Proc.1976 Proton Linear Accel.Conf. 1976, p.54.
17. M.Boutheon, R.Cappi, H.Haseroth, C.E.Hill, J.P.Koutchouc.
Acceleration and stacking of α -particles in the CERN Linac.
PS and ISP. IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-28, No 3, 1981, p.2049.
18. R.Vienet Birth and next future of Saturne II. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.64, Дубна, 1979.
19. J.Arianer, A.Cabrespine, Ch.Goldstein. Csyebis, a multi-purpose EBIS for the synchrotron Saturne II.
IEEE Tran.Nucl.Sci. NS-26, No 3 (1979), p.3713.
20. Н.И.Баланчиков и др. ОИЯИ Р8-80-172, Дубна, 1980.

КРИОГЕННЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ ДЛЯ СИНХРОФАЗОТРОНА

А.А.Белушкина, А.И.Валевич, Г.И.Гай, В.П.Ершов, Л.С.Котова,
Ю.К.Пилипенко, В.В.Смелянский, А.Сулик, В.В.Фимушкин, В.Б.Шутов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В соответствии с программой исследований в области релятивистской ядерной физики в ЛВЭ ОИЯИ ведутся работы по созданию источников поляризованных атомов и ионов.

Целью разработок является:

- а) получение поляризованного пучка дейтронов на синхрофазотроне;
- б) создание струйной поляризованной мишени для работы на внутреннем пучке ускорителя.

Был предложен и разработан криогенный вариант источника^{/1,2/}. Вакуумная откачка при формировании атомарного пучка в источнике осуществляется за счет конденсации газа на криповерхностях, охлаждаемых до температуры $4,2^{\circ}\text{K}$. Магнитные поля в установке создаются с помощью сверхпроводящих магнитов.

Все основные технологические процессы по получению поляризованного атомарного пучка происходят в источнике поляризованных атомов. Такое устройство в случае достаточной плотности пучка может быть использовано как струйная поляризованная мишень.

Если атомарный пучок ионизовать, то можно получить пучок поляризованных ионов.

Описываемая в данной работе установка "Полярис" состоит из криогенного источника поляризованных атомов и криогенного ионизатора Пеннинга^{/3/}.

С помощью установки "Полярис" на синхрофазотроне получен поляризованный пучок дейтронов высоких энергий^{/4/}.

Размещение установки и ее особенности

Установка "Полярис" размещается на высоковольтной платформе и соединена с ускорительной трубкой линейного ускорителя ЛУ-20 (рис. 1). В момент инжекции на ускорительную трубку и корпус установки "Полярис" импульсно подается ускоряющее напряжение ~ 700 кВ. Поэтому установка и все системы, обеспечивающие ее работу, изолированы от "земли". Электропитание "Полярис" осуществляется от автономного генератора.

В действующих источниках большая часть потребляемой электроэнергии расходуется на питание вакуумных насосов и магнитов. В на-

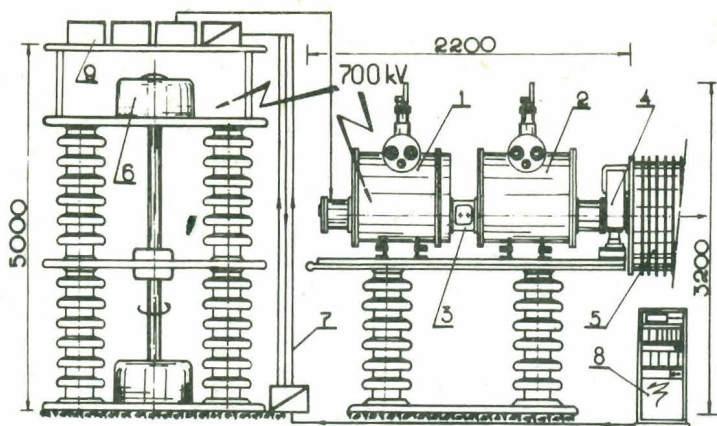


Рис. 1. Схема размещения установки "Полярис" на форинжекторе линейного ускорителя. 1 - криогенный источник поляризованных атомов дейтерия, 2 - криогенный ионизатор Пеннинга, 3 - система ядерной поляризации, 4 - устройство ориентирования спина "вверх", "вниз", 5 - ускорительная трубка, 6 - автономный генератор ~ 220 В, 7 - многоканальная оптоволоконная линия связи, 8 - микро-ЭВМ и командная электроника, 9 - исполнительная электроника, высоковольтные блоки питания.

шем случае работа этих систем обеспечивается за счет периодического наполнения криостатов жидким гелием. Криогенный источник требует электропитания только для сравнительно маломощных технологических систем.

Применение криооткачки дает возможность создать хорошие вакуумные условия при формировании атомарного пучка, что повышает его интенсивность.

Управление установкой и съем данных с высоковольтного терминала производится с помощью микро-ЭВМ "Электроника-60" по многоканальной оптоволоконной линии связи^{/5/}.

Конструкция и принцип работы источника

В основу работы источника положен принцип атомарного пучка. В нем последовательно реализованы следующие технологические процессы:

1. Диссоциация молекул $D_2 \rightleftharpoons 2D$ в высокочастотном разряде при температуре жидкого азота.
2. Формирование атомарного пучка с помощью сопла, коллимирующих устройств и системы криооткачки газа.

3. Разделение атомов пучка по спиновым состояниям сверхтонкой структуры в градиентном магнитном поле.

4. Ядерная поляризация атомарного пучка радиочастотным методом в магнитном поле.

5. Ионизация поляризованных атомов электронным ударом в разряде Пеннинга.

6. Ориентирование спина дейтрона в вертикальном направлении перед ускорительной трубкой.

Конструкция установки показана на рис.2.

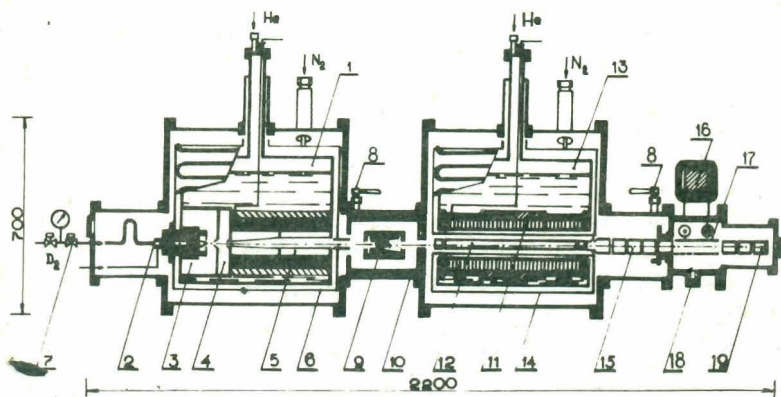


Рис. 2. Общий вид источника "Полярис" с узлом ориентирования спина:

- 1 - гелиевый криостат источника атомов, 2 - диссоциатор, 3 - сопловая камера, 4 - камера сепаратора, 5 - сверхпроводящий шестиполусный магнит, 6 - азотный экран источника, 7 - электромагнитный клапан, 8 - вакуумный шиббер, 9 - ВЧ ячейка ядерной поляризации, 10 - магнитный экран, 11 - сверхпроводящий соленоид, 12 - электронная оптика, 13 - гелиевый криостат ионизатора, 14 - азотный экран ионизатора, 15 - вытягивающий электрод и ионная оптика, 16 - магнит узла ориентации спина, 17 - электростатические пластины, 18 - ионный коллектор под углом 90° , 19 - ионная оптика и коллектор.

Газообразный дейтерий через клапан импульсно подается в диссоциатор, где с помощью высокочастотного разряда диссоциирует на атомы. Формирование атомарного пучка производится с помощью сопла $\varnothing 2,6$ мм, сепаратора $\varnothing 3,5$ мм и коллиматора $\varnothing 7$ мм. Вымораживание откачивае-

мого газа происходит на стенках камер криостата, имеющих температуру жидкого гелия.

Сверхпроводящий шестипольный магнит для разделения пучка по состояниям спина электрона имеет длину 290 мм и апертуру \varnothing 7 мм на входе и \varnothing 12 мм на выходе. Полусные наконечники выполнены из пермендюра. Магнитное поле на наконечниках IT при токе 50 А.

После шестипольного магнита пучок атомов, поляризованных по спину электрона, поляризуется по спину ядра в высокочастотной ячейке и направляется в ионизатор Пеннинга.

Электроны осциллируют в магнитном поле соленоида ионизатора, производя ионизацию атомарного поляризованного пучка. Ионы, имеющие продольную ориентацию спина, вытягиваются и фокусируются ионной оптикой.

Во избежание процесса деполаризации при ускорении в синхрофазотроне спин ядра должен иметь вертикальное направление. Поворот спина происходит в устройстве ориентации спина с помощью скрещенных магнитного и электрического полей. Направление ориентации спина "вверх" и "вниз" может изменяться в каждом цикле.

Сверхпроводящий соленоид ионизатора состоит из трех последовательных обмоток и двух корректирующих катушек. Внутреннее отверстие соленоида - 60 мм, длина - 300 мм. Максимальное поле в центре при токе 130 А - 6,8 Т. Соленоид ионизатора, как и шестипольный магнит, работают в режиме замороженного тока.

Параметры установки

Интенсивность пучка поляризованных атомов дейтерия $\sim 5 \cdot 10^6$ ат/см² с .

Ток поляризованного пучка дейтронов на выходе из ионизатора (рис.3) ~ 200 мкА .

Ток поляризованного пучка дейтронов после поворота спина "вверх", "вниз" ~ 60 мкА .

Интенсивность поляризованного пучка дейтронов на выходе из синхрофазотрона (в первом сеансе) $\sim 1 \cdot 2 \cdot 10^8$ част./имп.

С целью измерения поляризации пучка на выходе из синхрофазотрона производилось облучение 100-см жидководородной камеры. В результате предварительной обработки получена степень поляризации пучка около 40%.

Источник может работать без сублимации накопленного дейтерия более 3 недель. Для предварительного охлаждения установки необходимо 250 л жидкого гелия. Для ее последующей работы требуется 200 л гелия в неделю. Пополнение криостатов жидким гелием необходимо производить через 3+4 суток.

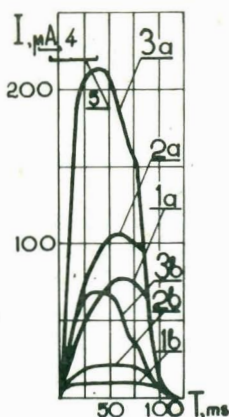


Рис. 3. Сигналы ионных токов, регистрируемых коллектором.

1 - фоновый ток, вызываемый ионизацией остаточного газа;
 2 - ток ионизированного молекулярного пучка; 3 - ток поляризованного пучка дейтронов;
 4, 5 - длительности работы клапана подачи газа и ВЧ-генератора,
 а - узел ориентации спина выключен (спин ориентирован продольно),
 б - включен (поперечная ориентация спина "вверх", "вниз").

Л и т е р а т у р а

1. Белушкина А.А. и др. ПТЭ, 1976, 6, 31.
2. Belushkina A.A. et al. In: High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets. AIP Conf. Proc. New York, 1979. No 17, p.351.
3. Belushkina A.A. et al: In: High-Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets, Basel, 1981, p.429.
4. Анищенко Н.Г. и др. ОИЯИ, Р2-82-181, Дубна, 1982.
5. Романов В.И. ОИЯИ, I3-82-279, Дубна, 1982.

ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ В ОБЛАСТИ
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

А.А.Кузнецов

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В настоящем сообщении дан обзор современного состояния программы экспериментальных исследований на синхрофазотроне ОИЯИ в области релятивистской ядерной физики. Причём значительное внимание уделено ~~нам~~ нам в Лаборатории высоких энергий уникальным возможностям для проведения этих исследований и наиболее значимым физическим результатам, полученным в последнее время группами физиков ЛВЭ в пучках релятивистских ядер.

Разработанная и осуществляемая на синхрофазотроне программа экспериментальных исследований с помощью разного типа детекторов позволила установить целый ряд неизвестных ранее закономерностей, которые имеют важное значение для дальнейшего развития теории фундаментальных взаимодействий. В первую очередь это относится к исследованиям ядерных реакций с большими передачами импульса-энергии (открытие кумулятивного эффекта и обнаружение универсальных закономерностей в области предельной фрагментации ядер).

Значительные успехи достигнуты и в изучении реакций с малыми передачами импульса, а также в направлении поиска и исследований экзотических частиц, не описываемых обычными кварковыми схемами.

Эти и другие результаты экспериментов групп ЛВЭ, выполненные на синхрофазотроне, обсуждаются в настоящем сообщении.

Кроме того, в сообщении уделено внимание основным направлениям дальнейшего развития программы научных исследований на синхрофазотроне ОИЯИ в области релятивистской ядерной физики, а также

дается краткая информация о современном состоянии выполняемой на синхрофазотроне ОИЯИ программы экспериментальных исследований в области релятивистской ядерной физики и о дальнейшем ее развитии. При этом определенное место отводится обсуждению наиболее значимых физических результатов, полученных разными группами физиков ЛВЭ в последние годы.

I. Программа экспериментальных исследований на синхрофазотроне и её дальнейшее развитие

В настоящее время для программы синхрофазотрона ОИЯИ первостепенное значение приобрели исследования в области релятивистской ядерной физики. Релятивистская ядерная физика — это научное направление, возникшее в ОИЯИ в начале 70-х годов, после того как на синхрофазотроне было успешно осуществлено ускорение лёгких ядер до рекордных энергий и разработана соответствующая программа экспериментальных исследований.

Реализация нового режима работы синхрофазотрона и создание на нём в течение последующих лет высокоэффективного комплекса медленно выводимого позволили осуществить систему пучков релятивистских ядер, интенсивность которых значительно превышает интенсивности вторичных пучков частиц (пионов, каонов и т.д.).

Возможности синхрофазотрона ещё более расширились в связи с успешным ускорением в 1981 г. поляризованных дейтронов.

Перечисленные выше пучки релятивистских ядер обеспечили условия постановки и проведения такой программы экспериментальных исследований на синхрофазотроне, которая позволяет реализовать систематическое изучение не только поведения ядерной материи на малых межнуклонных расстояниях и при экстремальных условиях (высокие давления и температуры), но и поиск принципиально новых состояний адронной материи — кварковой плазмы. Реализация же поляризационных экспериментов позволит сделать детальную проверку выводов хромодинамики и начать исследования динамических характеристик интерференции сильных и слабых взаимодействий.

В настоящее время на обеспечение упомянутых выше исследований выделяется 85% времени работы синхрофазотрона и ориентировано более 15 разного типа экспериментальных установок лабораторий ОИЯИ и стран-участниц института. Непосредственно в ЛВЭ на исследования в области релятивистской ядерной физики ориентировано 5 трековых (2-м пропановая и 1-м жидководородная пузырьковые камеры, спектрометры гибридного типа ГИЭС и РЕЗОНАНС, использующие стримерные камеры, ядерные фотоэмульсии) и 4 электронных (спектрометры ДИСК, СЯО, АЛЬФА и ФОН) установки.

В решении отдельных проблем релятивистской ядерной физики участвуют также 3 крупные установки ЛВЭ на ускорителе ИФЭ (2-м жидководородная пузырьковая камера "Лидмила", спектрометры БИС-2 и ТАУ) и установка НА-4 на ускорителе ЦЕРНа.

При изучении процессов множественного образования частиц, идущих при столкновении релятивистских ядер, на перечисленных выше установках физиками ЛВЭ был обнаружен целый ряд неизвестных ранее закономерностей. В первую очередь это относится к исследованиям ядерных реакций с большими передачами импульса-энергии. В частности, в результате изучения указанных реакций был открыт кумулятивный эффект и установлены важные универсальные закономерности в области предельной фрагментации ядер. Теоретическая интерпретация этих результатов потребовала привлечения квантовой хромодинамики. Важные результаты получены физиками ЛВЭ и в изучении реакций с малыми передачами импульса. Так, например, систематические исследования множественных процессов в ядерных столкновениях с помощью трековых детекторов позволили в значительной степени выяснить общую картину протекания этих процессов. Было установлено, что при столкновении релятивистских ядер основную долю сечения составляют процессы "прямого" испускания фрагментов ядра и множественного образования частиц. При этом основные характеристики этих процессов можно описать как наложение характеристик обычных нуклон-нуклонных столкновений.

Значительные успехи были сделаны и в направлении поиска и изучения экзотических частиц, не описываемых обычными кварковыми схемами, т.е. поиска многокварковых состояний.

Эти и другие результаты, полученные физиками ЛВЭ, были подтверждены в других научных центрах и нашли широкое международное признание.

Дальнейшее развитие программы экспериментальных исследований на синхрофазотроне предусматривает более интенсивное использование пучков релятивистских ядер и поляризованных дейтронов не только уже существующими, но и вновь создаваемыми экспериментальными установками с целью получения результатов, играющих важную роль в развитии теории.

По-видимому, в ближайшие 4-5 лет наиболее актуальными и конкурентоспособными направлениями исследований будут следующие:

- дальнейшее изучение кумулятивного эффекта и процессов формирования адронов, пространственно-временной картины генерации адронов;
- изучение жестких столкновений (большие поперечные импульсы) и поляризационных эффектов в процессах с большими передачами;
- поиск проявлений фазового перехода адронной материи в кварко-

вуд плазму и связь с проблемой конфайнмента и скрытого цвета;

- поиск и изучение экзотических частиц, не описываемых обычными кварковыми схемами;

- изучение динамических характеристик процессов, для которых ожидается предсказания, связывающие эти характеристики с актуальными формулировками теории поля;

- поиск и изучение гиперядер, мультинуклеонов, содержащих кварк с шармом, и др.

Перечисленные выше направления исследований стали для ЛВЭ некоторым образом традиционными. Они в настоящее время активно разрабатываются не только в ОИЯИ, но и в других научно-исследовательских центрах мира. Однако существующие на синхрофазотроне уникальные возможности (рекордные по энергии и интенсивности пучки ядер, поляризованные дейтроны) дают физикам стран-участниц ОИЯИ несомненные преимущества, обеспечивая лидирующее положение в исследованиях по релятивистской ядерной физике.

II. Некоторые физические результаты, полученные группами ЛВЭ в последнее время

Ниже обсуждаются некоторые результаты экспериментальных исследований, полученные на установках ЛВЭ в последнее время. Данные более ранних экспериментов можно найти в обзорах^{/1/}.

Экспериментальная проверка следствий гипотезы кумулятивного эффекта и кварк-партоновая структурная функция ядра. Гипотеза кумулятивного ядерного эффекта была впервые выдвинута А.М.Балдиным в 1971 г.^{/2/}. Согласно этой гипотезе во взаимодействиях элементарных частиц с ядрами могут появляться частицы в кинематической области, запрещенной для взаимодействия с покоящимся нуклоном ядра. При этом характеристики кумулятивных частиц должны определяться не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов, а локальными свойствами адронной материи, т.е. они должны удовлетворять принципу локальности взаимодействия и принципу масштабной инвариантности.

Первые эксперименты группы В.С.Ставинского (установка ДИСК) с релятивистскими дейтронами подтвердили гипотезу кумулятивного эффекта^{/3/}. Этой группой, в частности, были впервые установлены такие важные свойства кумулятивного эффекта, как масштабная инвариантность инклюзивных спектров пионов, образованных дейтронами, и аномальная (усиленная) A -зависимость инклюзивных сечений генерации пионов в этих процессах. Последний факт год спустя был подтвержден в протон-ядерных экспериментах группы Кронина^{/4/} при больших поперечных импульсах.

Под усиленной A -зависимостью подразумевается пропорциональность

сечения объёму ядра, т.е. $d\sigma \sim A$. Справедливость этого факта иллюстрируется ниже экспериментальными результатами, взятыми из работ [5,6]. На рис.1 показаны сечения инклюзивного рождения пионов, каонов и протонов на ядрах с атомным весом A , нормированные на сечения для свинца, в зависимости от A . Можно видеть, что для пионов эта величина сначала резко возрастает с ростом A , а затем, начиная с $A \sim 20+30$, остается в пределах ошибок примерно постоянной. Характер A -зависимости сечений для каонов и протонов существенно отличается от пионного случая: выход сечений для каонов и протонов на постоянный режим в зависимости от A наступает с значения $A \sim 100$.

На рис.2 показаны A -зависимости рождения пионов в дейтрон-ядерных взаимодействиях. Качественно характер A -зависимости dA -взаимодействий повторяют особенности A -зависимости, наблюдаемые в pA -взаимодействии.

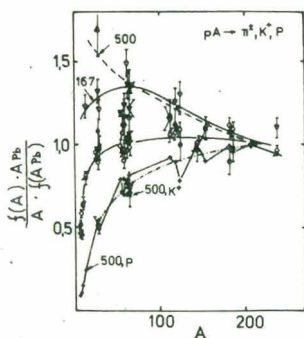


Рис.1

Обозначения: (o) - π^- , (●) - π^+ ,
(★) - K^+ , (+) - p.

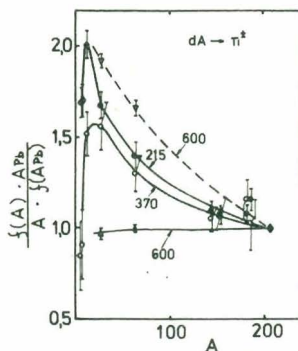


Рис.2

Обозначения: o $\theta = 180^\circ$,
● $\theta = 90^\circ$,
Δ $\theta = 168^\circ$,
▽ $\theta = 90^\circ$.

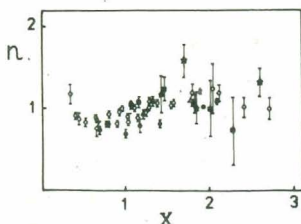


Рис.3

Обозначения: ● - пионы в pA -взаимодействиях.
o - пионы в dA -взаимодействиях.
★ - K^+ .
□ - K^- .

Анализ данных, представленных на рисунках 1 и 2, указывает на то, что характер A -зависимости определяется не импульсом рождённых частиц и не его углом эмиссии, а кумулятивным числом (X). На рис.3 приведены экспериментальные данные о поведении показателя степени n в зависимости от величины X , где показатель степени выражается как

$$n = (\ln f(A_{P_b})/f(A_{Al})) / \ln A_{P_b}/A_{Al}.$$

Можно видеть, что при $X > 1$ экспериментальные данные по показателю n в случае π^\pm - и K^\pm - мезонов, образованных в pA - и dA - взаимодействиях, группируются около значения единицы. Подобная зависимость была найдена для πA - и γA - взаимодействий^{6,7/}.

Следовательно, режим усиленной A -зависимости ($n-1$) носит универсальный характер и является одним из важнейших свойств кумулятивных процессов. Причём, как следует из приведённых выше данных, усиленная A -зависимость для пионов наступает с $A \sim 20$, а для каонов и протонов с $A \sim 100$.

В последующие годы процессы кумулятивного рождения частиц интенсивно исследовались как экспериментально, так и теоретически^{8/}. Совокупность экспериментальных результатов, полученных не только в адронных и ядерных, но и в лептонных пучках, позволила установить универсальный характер кумулятивного эффекта и его свойств: масштабную инвариантность, универсальную зависимость сечений образования частиц от кумулятивного числа, чрезвычайно слабую зависимость сечения от квантовых чисел кумулятивных частиц, высокую величину поляризации кумулятивных частиц и т.д.

Эти и другие экспериментально установленные закономерности кумулятивного эффекта находят естественное описание в рамках квантовой хромодинамики и кварк-партоновых моделей^{8/}.

Кварк-партоновая модель жёстких столкновений, используя гипотезы о локальности взаимодействия адронов и об относительно слабой связи кварков внутри адронов, позволяет выразить сечение взаимодействия адронов через две основные величины, характеризующие жёсткие столкновения: сечение элементарного взаимодействия σ_0^b кварков b , содержащихся в адроне B , и функцию распределения кварков b по импульсу p в адроне - $G_{B/b}(x, Q^2)$, где x - доля продольного импульса адрона B , которую несёт кварк b , а Q^2 - квадрат переданного 4-импульса. В случае, например, глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах $x = Q^2/2(pq)$, $\sigma_0^b = A_b/Q^4$ и $Q^2 = -q^2$. Обычно функцию распределения $G(x, Q^2)$ называют кварк-партоновой структурной функцией адрона.

Так как адроны и ядра являются одинаково сложными объектами, то по аналогии с адронами можно ввести кварк-партоновую структурную фун-

цию ядра. В этом случае функция $G(x, Q^2)$ будет характеризовать распределение кварков в ядре, а вместо импульса всего ядра P вводится импульс, приходящийся на один нуклон, $p_0 = P/A$ и $x_0 = xA = Q^2/2(p_0)$. Кумулятивных процессов $x_0 \geq 1$. Это означает, что $G(x, Q^2)$ в этой области значений x_0 будет определять вероятность того, что конститuent кварк несёт импульс группы нуклонов. Таким образом, кварк-партоновые структурные функции $G(x, Q^2)$ в случае ядерных процессов с большими передачами импульса не являются однонуклонными, а характеризуют структуру ядра, т.е. кварк-партоновые структурные функции ядер — это самостоятельные характеристики^{8/}, описывающие жёсткие процессы с релятивистскими ядрами.

Наиболее полная информация о кварк-партоновых структурных функциях ядер была получена в экспериментах на синхрофазотроне по предельной фрагментации ядер^{5,8/}, исследовавших свойства инклюзивных процессов в кумулятивной области.

В области предельной фрагментации ядер, которая начинается с энергии 3,5 ГэВ/нуклон^{8/}, сечение инклюзивного процесса, нормированного на атомный вес ядра в кумулятивной области^{9/}, будет пропорционально кварк-партоновой структурной функции ядра

$$\frac{E}{A} \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = G(X, P_1^2).$$

Если затем полученное в эксперименте сечение нормировать на функцию, зависящую только от квадрата поперечного импульса — $\psi(p_1^2)$, то можно получить сечение, зависящее от одной переменной — X . Здесь X отлична от переменной x . Связь между этими переменными можно найти в работе^{9/}.

Справедливость соотношения

$$\frac{1}{\psi} \frac{E}{A} \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = G(X)$$

была впервые проверена экспериментально группой В.С.Ставицкого^{5/} и подтверждена затем в опытах на ускорителе Фермилаб при более высоких энергиях^{10/}. Результаты этих экспериментов представлены на рис.4,5. Из рисунков можно сделать следующие важные выводы:

— инклюзивные сечения рождения кумулятивных π^\pm , K^\pm — мезонов и других частиц при взаимодействии протонов с разными ядрами в области энергий от 8,9 до 400 ГэВ описываются единой экспоненциальной зависимостью от X , хотя по абсолютной величине сечения образования K^- и \bar{p} заметно отличаются от значений для π^\pm — и K^+ — мезонов;

— параметры наклона $\langle X \rangle^{-1} = -\frac{d}{dX} (\ln E \frac{d\sigma}{dp})$, описывающие спектры кумулятивных частиц разного сорта, имеют одинаковое значение и равны

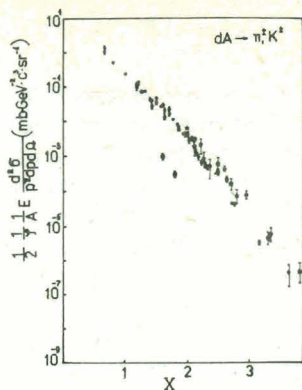
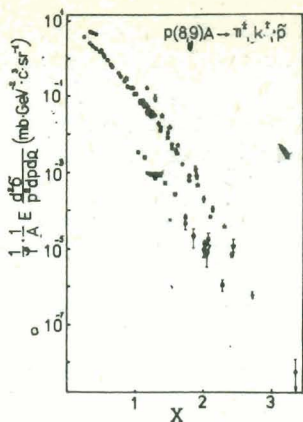


Рис. 4

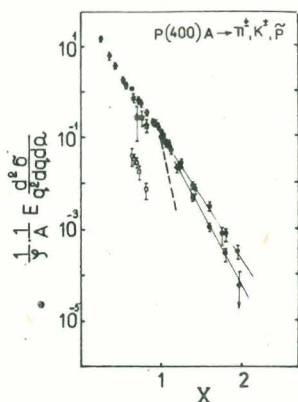


Рис. 5

Обозначения:

- (○) - π^+ ,
- (★) - K^+ ,
- (■) - $K^-(8,9)$, (□) - $K^-(400)$,
- (◆) - \bar{p} .

$\sim 0,14$ (это означает, что продольные распределения кварков в ядрах также одинаковы).

Перечисленные выше универсальные свойства кумулятивных процессов в области предельной фрагментации ядер позволили А.М.Балдину сделать /8/ конкретные предсказания об абсолютной величине и X - зависимости кварк-партоновой структурной функции ядра в случае глубоко-неупругого рассеяния мюонов на ядре. Экспериментально это предсказание было подтверждено в опытах группы НА-4, работающей на ускорителе в ЦЕРНе /11/. В эксперименте изучалось рассеяние отрицательных мюонов на ядре углерода при энергии 280 ГэВ и переданном импульсе $Q^2 = 100 (\text{ГэВ}/c)^2$. Была измерена X - зависимость кварк-партоновой структурной функции в области $X \geq 1$. Как и предсказывалось А.М.Балдиным, функция $G(X, Q^2)$ имела экспоненциальный вид и

параметр наклона получился равным $0,15 \pm 0,01$, что хорошо согласуется с величиной, полученной ранее в опытах по предельной фрагментации ядер.

Таким образом, совокупность экспериментальных результатов по инклюзивному рождению частиц в кумулятивных процессах разного типа единым образом описывается универсальной кварк-партоновой структурной функцией $G(X)$, несмотря на то, что сама величина её в зависимости от X изменяется на несколько порядков. Этот результат имеет важное значение не только для проверки предсказаний квантовой хромодинамики, но и для построения теории ядра на кварковом уровне.

Новые интересные результаты о свойствах кумулятивных процессов получены в группе В.Б. Лисимова (2-м пропановая пузырьковая камера^{12/}). Впервые кумулятивные процессы изучались в условиях неинклюзивной постановки эксперимента, т.е. в данном случае наряду с кумулятивными частицами исследовались частицы "сопровождения". Такие условия эксперимента могут дать возможность для получения более обширной информации о динамике кумулятивных процессов. В частности, в эксперименте удалось установить физически обоснованные критерии выделения кумулятивных взаимодействий, определить их сечения, получить свойства характеристик множественного образования адронов в процессах кумулятивного типа, установить корреляционные связи между "мезонными" и "нуклонными" кумулятивными взаимодействиями.

Экспериментальный материал содержал 19 тыс. неупругих $p^{-12}C$ - взаимодействий при импульсе пионов 40 ГэВ/с. Были подробно изучены характеристики вторичных частиц (пионов и протонов) в зависимости от переменной β_c , характеризующей степень кумулятивности либо пионов, либо протонов. При этом β_c выражалось через β_i , которое определяло порядок кумулятивности исследуемой частицы:

$$\beta_c = \max \{ \beta_i \}.$$

где $\beta_i = \frac{E_i - P_{ix}}{m}$ - минимальная масса мишени, которая необходима для образования адрона с энергией E_i и проекцией импульса на ось реакции P_{ix} .

Совокупность данных эксперимента о пионах и протонах по всем исследуемым характеристикам (средняя множественность, средние импульс и угол в л.с.к., средние скорости и т.д.) позволили выделить две области в зависимости от β_c , в которых эти характеристики отчетливо различаются: область I, где значения β_c для пионов $\leq 0,6$ и для протонов $\leq 1,2$; область II, где значения β_c для пионов $> 0,6$ и для протонов $> 1,2$ (см. рис.6). Такой характер наблюдаемых корреляций свойств вторичных

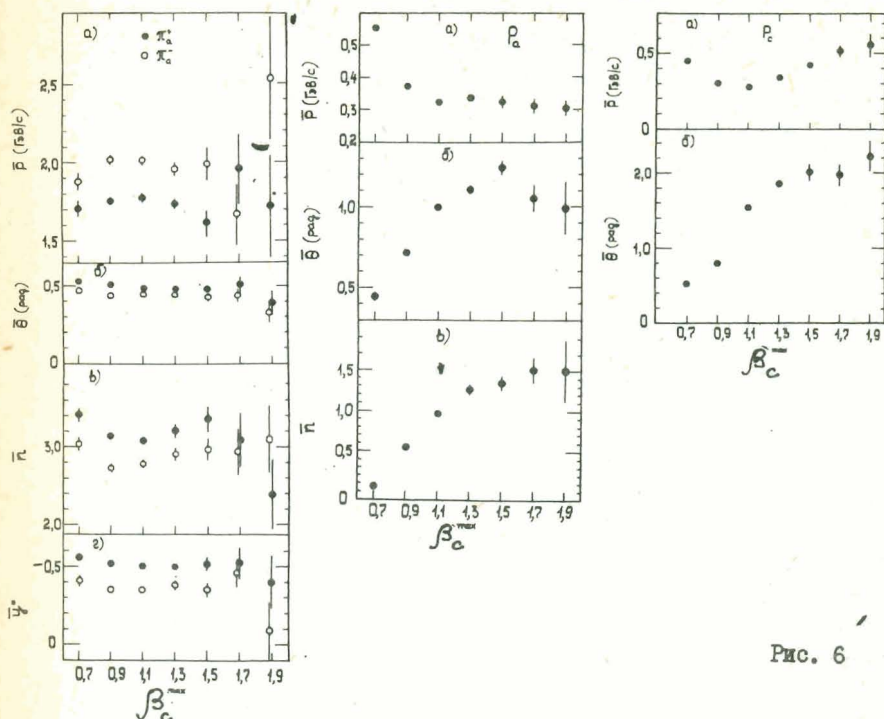


Рис. 6

частиц в указанных областях по β_c устанавливает существование двух независимых источников генерации частиц (пионов и протонов), один из которых (область II, где β_c для пионов $> 0,6$ и для протонов $> 1,2$) имеет своей природой кумулятивное образование пионов и протонов.

Сделанная в эксперименте оценка сечения процессов образования кумулятивных пионов и протонов даёт одинаковую величину, равную

II мб. Одинаковость в сечениях образования кумулятивных пионов и протонов, по-видимому, связана с более правильным выбором границ выделенных кумулятивных областей для этих частиц и устраняет ранее имевшееся утверждение о большом их различии.

Измерение в эксперименте инклюзивное сечение образования кумулятивных пионов (область $\beta_c > 0,6$) хорошо факторизуется следующей зависимостью :

$$E \frac{d^3\sigma}{d\rho^3} \approx \exp(-\rho_{\perp}^2 / \langle \rho_{\perp}^2 \rangle) \exp(-\beta_c / \langle \beta_c \rangle),$$

где наилучшие значения параметров $\langle \rho_{\perp}^2 \rangle$ и $\langle \beta_c \rangle$ получились равными $0,18 \pm 0,02$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $0,141 \pm 0,004$ соответственно. Можно заме-

тить, что величина $\langle \beta_c \rangle$ находится в хорошем согласии со значением универсальной константы $\langle X \rangle$, полученной ранее при описании инклюзивных сечений в адрон-ядерных, ядро-ядерных и мюон-ядерных столкновениях.

Характер зависимости инклюзивного сечения образования пионов от множественности пионов, испускаемых в заднюю полушару, не обнаруживает какого-либо различия в его поведении. Так, например, параметр наклона $\langle \beta_c \rangle$ для функции, описывающей сечение, в случае множественности пионов $\gg 2$ равен $0,130 \pm 0,005$, что в пределах ошибок не отличается от $\langle \beta_c \rangle$ для инклюзивных процессов, когда число пионов в задней полушару равно 1. Этот факт согласуется с гипотезой о мягкой адронизации кварков и служит дополнительным подтверждением возможности извлечения кварк-партоновых структурных функций ядер из данных по кумулятивному эффекту.

Поиск и изучение экзотических частиц, не описываемых обычными кварковыми схемами

Вопрос о существовании частиц, не описываемых обычными кварковыми схемами, является в настоящее время одной из важнейших проблем кварковой физики, т.к. он непосредственно связан с вопросом о существовании многокварковых состояний. Изучение многокварковых состояний, возникающих в случае, когда кварки, принадлежащие группе нуклонов, смешиваются, может дать ценную информацию о природе асимптотической свободы и удержания кварков. Проявления многокварковых состояний с большой вероятностью следует ожидать в процессах, идущих с участием ядер.

Как известно, впервые поиск мультикварковых резонансных состояний с гиперзарядом от 0 до 6 был осуществлён в ЛВЗ группой Б.А.Шахбазяна^{/13/} при обработке снимков с 24-литровой пропановой пузырьковой камеры, облучённой нейтронами с импульсом 7 ГэВ/с и π^- -мезонами с импульсом 4 ГэВ/с.

В этом эксперименте были исследованы спектры инвариантных масс Λ - гиперонов и заряженных частиц разного типа. Проведённый детальный анализ спектра инвариантных масс Λp - системы позволил установить с высокой степенью достоверности существование трёх возбуждённых состояний Λp - дибарионов (см. таблицу I). Эти резонансные состояния интерпретируются как шестикварковые системы, находящиеся в одном мешке. При этом значения масс, вычисленные по модели мешков, находятся в удивительно хорошем согласии с экспериментальными данными^{/14/}. Теорией предсказываются мультикварковые состояния и с другими массами. Дальнейшие работы группы Б.А.Шахбазяна показали, что некоторые из предсказанных состояний действительно существуют. Результаты этих исследований приведены в таблице I.

ТАБЛИЦА I

I. Странные дибарионы - кандидаты в $6q$ - состоянии.I. $\Lambda\rho$ ($I = \frac{1}{2}$, $Y = 1$, $B = 2$, $S = -1$)

M (МэВ/c ²)	Γ (МэВ/c ²)	Значимость (N ст.от.)	σ рож. (мкб)	Предсказания МОДЕЛИ МЕШКОВ M (МэВ/c ²), J ^P
2255,2±0,4	16,9±2,3	8,05±1,32	85,3±20,0	224I 2 ⁺
2354,3±0,7	56,1±5,0	6,25±1,25	65,0±17,0	2353 2 ⁻
2183,2±0,6	3,7±0,7	5,56±1,23	60,0±15,0	2169 1 ⁺

2. $\Lambda\rho\pi$ ($I = \frac{3}{2}$, $\frac{1}{2}$, $Y = 1$, $B = 2$, $S = 1$)

M (МэВ/c ²)	Γ (МэВ/c ²)	Значимость (N ст.от.)	σ рож. (мкб)	Предсказания МОДЕЛИ МЕШКОВ M (МэВ/c ²), J ^P
2495,2±8,7	204,7±5,6	12,86±1,68	70,5±15,0	2500 0 ⁻ , 1 ⁻ , 2 ⁻

II. Странные экзотические барионы - кандидаты в $\bar{q}q^4$ - состоянии. $\Lambda\pi^+\pi^+$ ($I=2$, $Y=0$, $B=1$, $S = -1$)

M (ГэВ/c ²)	Γ (МэВ/c ²)	Значимость (N ст.от.)	σ рож. (мкб)	Предсказания МОДЕЛИ МЕШКОВ (МэВ/c ²), J ^P
17,04±0,9	18,0±0,5	5,3±1,6	19,0±6,0	1710 1 ⁻ 2
2071,6±4,0	172,9±12,4	10,3±1,5	88,0±27,0	2120 1 ⁻ 2
2604,9±4,8	85,9±21,5	5,2±1,4	31,9±9,0	2615 3 ⁻ 2

В настоящее время поиск и изучение мультикварковых резонансных состояний проводится в ЛВЭ на материале, получаемом с помощью 2-м пропановой и 1-м жидководородной пузырьковых камер. В дальнейшем подобные исследования планируется проводить также на создаваемых в настоящее время установках ИИЭС и РЕЗОНАНС.

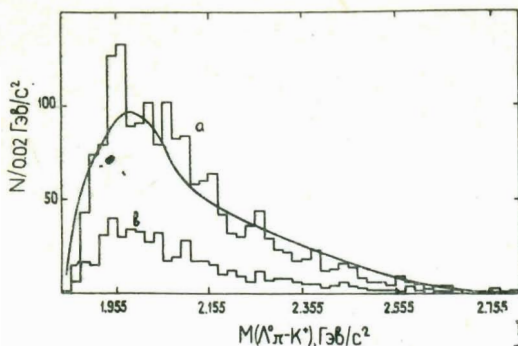
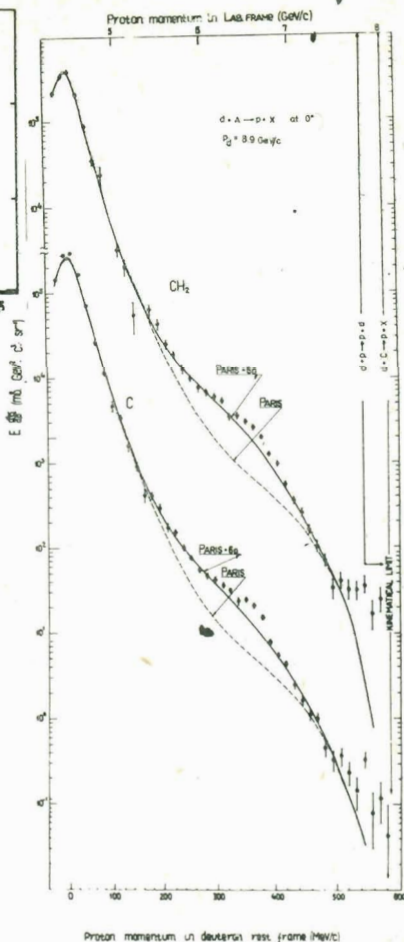
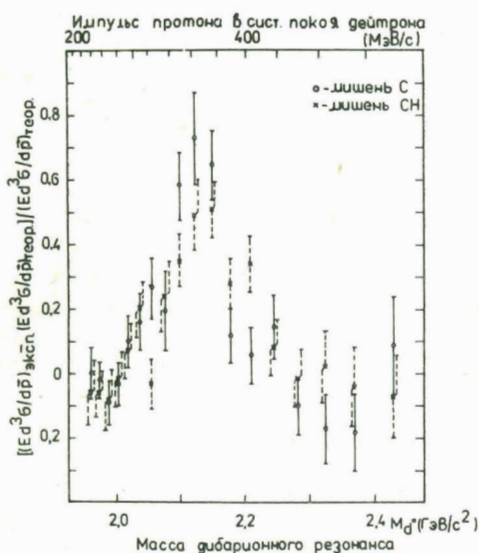


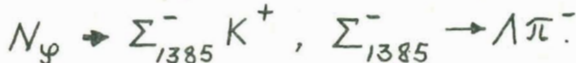
Рис. 7



▲ Рис. 8 ▲

Данные, указывающие на существование многокварковых состояний, получены и в других экспериментах ЛВЭ.

Так, в эксперименте группы М.Ф.Лихачёва^{/15/}, проводимом с помощью спектрометра БИС-2 на нейтронном пучке ускорителя ИФЭЭ, наблюдается (см. рис.7) рождение узкого барионного резонанса с массой $(1955^{+0,02}_{-0,01})\text{МэВ}/c^2$ и шириной $\leq 35 \text{ МэВ}/c^2$, распадающегося по каналу



Малая ширина резонанса и его распад на странные частицы позволяют предположить^{/16/}, что N_{ψ} -резонанс является многокварковым состо-

янием ($u d d s s$). Наиболее вероятно, что N_{ψ} - резонанс образуется в процессе дифракционной диссоциации нейтрона. Экспериментальная оценка произведения сечения образования этого резонанса на вероятность его распада по указанному выше каналу приводит к значению 50 ± 30 нб/нуклон.

Указание на вклад шестикваркового состояния в дейтроне получен группой Л.Н.Струнова (установка АЛЬФА) /30/ при измерении фрагментации дейтрона на C - и CH_2 - мишенях под углом 0° . Первичный импульс дейтронов равнялся $3,9$ ГэВ/с. В эксперименте изучался выход протонов, образованных в реакции $d + A \rightarrow p + X$, где $A = C$ или CH_2 , с импульсами в системе покоя дейтрона $206 \leq P_{||}^* \leq 580$ МэВ/с и углами вылета $\leq 0,4^\circ$. При анализе инвариантное сечение выхода протонов (см. рис.8) сравнивалось с результатами теоретических расчётов, сделанных на основе модели, в которой волновая функция дейтрона имела вид $\Psi_d = \Psi_{np} + \beta(6q)$, а в качестве двухнуклонной волновой функции выбиралась волновая функция парижского потенциала /16,17/. Так как модель не учитывала вклада процессов, описываемых треугольной диаграммой с Δ - изобарой в промежуточном состоянии, из сравнения исключалась область импульсов протонов $295 \leq P_{||}^* \leq 404$ МэВ/с. С учётом последнего при сравнении данных расчёта с экспериментом для всей области $113 \leq P_{||}^* \leq 494$ МэВ/с, где обнаруживается особенность, величина вклада $6q$ - состояния в дейтроне оказалась равной $(4,3 \pm 0,4)\%$. С целью выяснения природы особенности был построен спектр масс, кинематически соответствующий рождению дибарионного резонанса d^{**} . Оказалось, что в области инвариантных масс $2,10 \leq M_{d^{**}} \leq 2,18$ ГэВ/с² действительно наблюдается пик, который можно интерпретировать как проявление дибарионного резонанса с изотопспином, равным нулю (см. рис. 8).

результат по поиску резонансов с изотопическим спином $5/2$ получен группой В.А.Трояна при обработке снимков с I-м жидководородной пузрьковой камеры, облучённой монохроматическими нейтронами с импульсами $3,83$; $4,35$ и $5,10$ ГэВ/с /18/. Исследовались процессы



для которых были построены спектры эффективных масс $p \pi^+ \pi^+ (n \pi^- \pi^-)$ и $\Delta^{++} \pi^+ (\Delta^- \pi^-)$ - систем частиц. При анализе этих спектров было установлено, что имеются статистически обеспеченные отклонения от фона при массах 1438 , 1522 и 1894 МэВ/с². Эти особенности проявляются более отчетливо в спектре эффективных масс системы частиц, содержа-

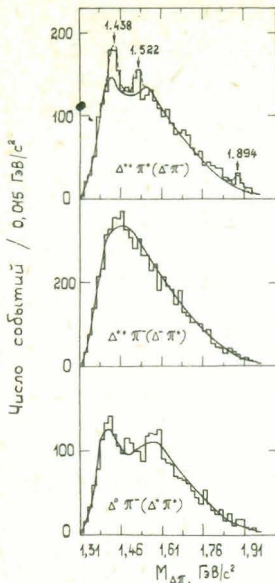


Рис. 9

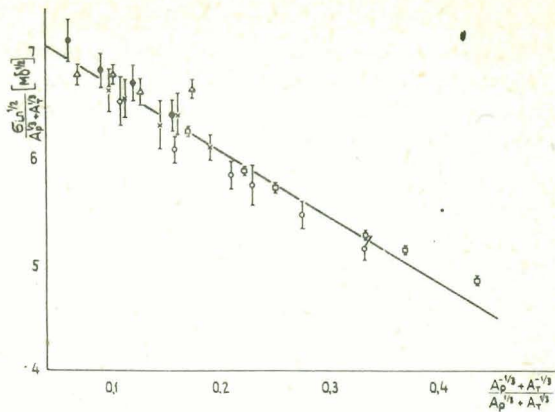


Рис. 10

- Обозначения: (●) — Ne + A ,
 (○) — He + A ,
 (x) — C + A ,
 (Δ) — O + A ,
 (□) — p + A .

щик Δ — изобару. Ширины полученных резонансов оценены, как $20, \leq 20$ и ≤ 40 МэВ/с² соответственно. Более детальный анализ, направленный на выяснение природы обнаруженных пиков, приводит к выводу, что их нельзя объяснить с помощью некоторых возможных кинематических процессов: образования ρ^0 — мезона и тяжёлых изобар $N \pi$, $N \pi \pi$ и т.д. Они являются барионными резонансами с изотопическим спином $5/2$. Наборы спинов-четностей имеют характеристики: для резонанса с массой 1438 МэВ/с² — $3/2^{\pm}$, $5/2^{\pm}$; для резонанса с массой 1522 МэВ/с² — $1/2^{\pm}$, $3/2^{-}$, $5/2^{+}$. Сечения образования указанных резонансов в реакции $n p \rightarrow p \pi^{+} \pi^{-} n \pi^{-}$ равны нескольким микробарнам. Существование таких резонансов предсказывается в модели мешков^{19/}, в модели соединённых струн^{20/} и в модели сверхсходящихся правил сумм для рассеяния реджеонов на частицах^{21/} (см. рис. 9).

Процессы множественного образования частиц во взаимодействиях релятивистских ядер с ядрами

Как уже отмечалось, совокупность результатов, полученных группами ЛВЭ при исследовании процессов множественного образования частиц в ядерных столкновениях, позволила составить достаточно полную картину характерных свойств этих процессов. В частности, было установлено, что множественные процессы дают определяющий вклад в полное

сечение ядерных взаимодействий и основные характеристики этих процессов хорошо описываются суперпозицией характеристик нуклон-нуклонных столкновений. Было также установлено, что во множественных процессах значение среднего поперечного импульса ограничено, не зависит от энергии сталкивающихся частиц и равно $0,3 \pm 0,4$ ГэВ/с. Следствием этих экспериментальных фактов явилась возможность теоретического описания множественных процессов с помощью моделей, в которых нуклоны являются квазичастицами. Такой моделью в настоящее время является аддитивная кварковая модель^{/22/}. Как показало сравнение экспериментальных данных с расчетами по аддитивной модели, ее предсказания хорошо согласуются с результатами опытов по всем основным характеристикам множественных процессов.

обсуждаются некоторые из результатов изучения множественных процессов, полученные в последнее время на синхрофазотроне физиками ЛВЭ. Обзор более ранних исследований можно найти в^{/23/}.

Сечения неупругих ядерных столкновений. В настоящее время имеется большое количество работ, посвящённых измерению неупругих сечений ядерных столкновений при энергиях выше 1 ГэВ/нуклон. На рис.10 суммированы экспериментальные данные о сечениях взаимодействия релятивистских ядер с ядрами при энергии от 1 до 5 ГэВ/нуклон. Здесь же приведены новые результаты, полученные на установке ИИЭС при измерении неупругих сечений взаимодействия ядер ^{22}Ne с ядрами C, Al, Si и Pb при энергии 4,1 ГэВ/нуклон. Экспериментальные сечения аппроксимировались формулой

$$\sigma_{in} = \pi R_0^2 \left[A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - \beta (A_i^{-1/3} + A_t^{-1/3}) \right]^2,$$

в которой величина параметра перекрытия β зависит от атомных весов сталкивающихся ядер. При подгонке расчётных данных с экспериментальными для параметров R_0 и β получены соответственно следующие результаты: $1,3 \times 10^{-13}$ см и 0,93.

Приведённая на рис.10 совокупность экспериментальных и теоретических данных позволяет сделать следующие выводы о свойствах неупругих сечений взаимодействия релятивистских ядер с ядрами:

- в пределах экспериментальных ошибок сечения не зависят от первичной энергии налетающих ядер в указанном интервале энергий;
- существует слабая зависимость величин сечений от размеров ядра-мишени (A_t) при увеличении атомного веса ядра-снаряда (A_i);
- зависимость сечений атомных весов ядра-снаряда и ядра-мишени хорошо описывается геометрической моделью взаимодействующих ядер с перекрытием, где величина параметра перекрытия зависит от атомных весов сталкивающихся ядер.

Сечения взаимодействия вторичных заряженных фрагментов пучковых ядер. В ряде работ^{/24/} сообщалось о наблюдении эффекта увеличения сечения взаимодействия вторичных стриппинговых фрагментов с зарядом налетающих ядер ≥ 2 .

Недавно на 2-м пропановой пузырьковой камере это явление было изучено в условиях, когда налетающим ядром являлся углерод с энергией 4,2 ГэВ/нуклон. В эксперименте определялись сечения взаимодействия вторичных фрагментов пучкового углерода с $Z = 5, 6$ в пропане в зависимости от расстояния от первичной звезды. Заряд фрагментов идентифицировался по плотности δ - электронов и путём оценки суммарного заряда стриппинговых фрагментов в первичной и вторичной звёздах. Было установлено, что сечение взаимодействия вторичных фрагментов углерода с зарядом 5 и 6 в пропане на $\sim 10\%$ больше ожидаемой величины. Этот результат указывает на возможное существование возбуждённых фрагментов с аномально большим сечением взаимодействия и временем жизни $\sim 10^{-10}$ с.

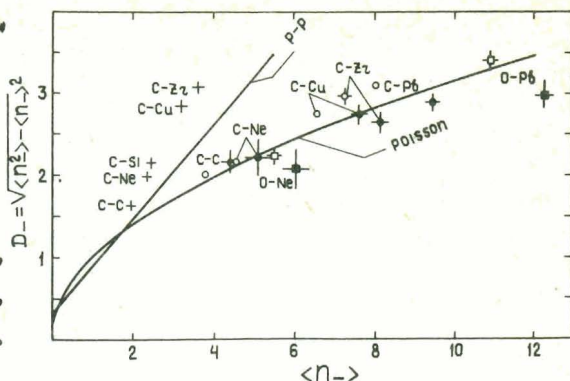
Множественность вторичных частиц в ядерных столкновениях. Как известно, совокупность экспериментальных данных, полученных в адрон-ядерных и в адрон-нуклонных столкновениях при высоких энергиях, демонстрирует слабую зависимость величины отношения $\langle n \rangle / \mathcal{D}$ от энергии и атомного веса ядра-мишени. При этом если в анализе распределений по множественности учесть заряд начальной системы, то все существующие данные по hN - и hA - взаимодействиям подчинятся одной и той же универсальной зависимости: $a < n \rangle + b$. Появление новых экспериментальных данных по множественности вторичных частиц в ядро-ядерных столкновениях нарушило эту универсальность. Результаты, полученные на 2-м пропановой камере и СКМ-200^{/25/} на синхрофазотроне, свидетельствуют о том, что поведение распределений по множественности заряженных пионов для AA-взаимодействий заметно отличается от указанной выше зависимости в случае тяжёлых (начиная с ядра углерода) налетающих ядер: величина \mathcal{D} растёт значительно быстрее с ростом $\langle n \rangle$. Этот эффект иллюстрируется рис. II. Обнаруженная зависимость \mathcal{D} от $\langle n \rangle$ находит своё объяснение в рамках модели независимого взаимодействия нуклонов ядра-снаряда, т.е. в ядерных столкновениях существует механизм, в котором нуклоны ядра-снаряда взаимодействуют с ядром-мишенью преимущественно независимым образом.

В случае, когда из всех неупругих ядро-ядерных событий были выделены "центральные" (столкновения ядер с малым прицельным параметром), зависимость величины \mathcal{D} от $\langle n \rangle$ хорошо согласуется с пуассоновским распределением. При этом, когда угол запрета на вылет заряженной стриппинговой частицы изменяется от 0° до 4° в л.б. системе,

Рис. II

Обозначения:

- (+) - $I^2C + A$,
 (o) - $I^2C + A$ (центр),
 (□) - $I^6O + A$ ($\theta_{\text{зар}} = 2^\circ$),
 (●) - $I^2C + A$ ($\theta_{\text{зар}} = 4^\circ$),
 (■) - $I^6O + A$ ($\theta_{\text{зар}} = 4^\circ$).



относительная ширина этого распределения заметно уменьшается, оставаясь практически постоянной при дальнейшем увеличении угла запрета^{/26/}. Наблюдаемое существенное сужение распределения по множественности пионов в центральных столкновениях ядер опровергает предсказания широкого класса термодинамических моделей^{/27/}.

Исследования размеров области излучения вторичных частиц во множественных процессах. Несмотря на существование большого количества экспериментальных и теоретических данных о процессах множественного образования частиц, весьма актуальным остается вопрос о динамике этих процессов. В частности, важное значение имеет выяснение пространственно-временной структуры источников излучения вторичных частиц. В настоящее время наиболее широкое распространение получил метод, исследующий эффекты интерференции пар тождественных частиц, испускаемых при столкновении частиц (или ядер). Его использование для определения радиуса области (r), из которой излучаются частицы, и времени жизни (τ) существования этой системы было предложено в работах^{/28/}. Сейчас с помощью этого метода получены данные о размерах области излучения вторичных частиц для многих типов взаимодействующих частиц и ядер^{/29/}. В частности, в работах на 2-м пропановой пузырьковой камере ЛВЭ были определены размеры области вторичных π^- -мезонов в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с: $r \sim (1,9 \pm 0,3)$ фм и $\tau \sim (0,8 \pm 0,2)$ фм. Более детальный пространственно-временных характеристик этого процесса в с.ц.и позволил уточнить источник генерации вторичных пионов: было обнаружено существование двух источников излучения: $r_1 \approx c\tau_1 \approx 1$ фм и $r_2 \approx c\tau_2 \approx 3$ фм. Первый источник связан с непосредственной генерацией пионов, а второй — обусловлен образованием резонансов и их распадом.

Сейчас множественные процессы при высоких энергиях рассматриваются как результат столкновения составляющих адроны кварков. В этой связи на 2-м пропановой камере недавно была сделана попытка измерения размеров области излучения вторичных пионов на кварковом уровне /30/, т.е. определения размеров области излучения в с.ц.и. составляющих кварков взаимодействующих частиц. Экспериментальные данные были получены на основе обработки событий $p\bar{p} - p\bar{n}$ - и $p\bar{C}$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Для определения размеров области излучения тождественных заряженных пионов (\vec{P}_1 и \vec{P}_2) использовался метод аппроксимации распределения типа

$$R(q_1^2) = a \left\{ 1 + \lambda \left[4 J_1^2(q_1 r) / (q_1 r)^2 \right] \right\},$$

где $\vec{q}_1 = \vec{q} - (\vec{q} \cdot \vec{n}) \vec{n}$, $\vec{q} = \vec{P}_1 - \vec{P}_2$, $\vec{n} = \vec{P} / |\vec{P}|$, a - нормировочный коэффициент, а λ - множитель, учитывающий влияние ряда методических факторов и возможные специфические корреляции. Аппроксимация распределений указанного выше типа проводилась в различных системах отсчёта, определяемых отношением импульсов сталкивающихся частиц $R = P_L / P_T$. Например, случай $R = 1,5$ будет соответствовать системе центра инерции кварков. В результате использования этой процедуры было установлено, что в пион-нуклонных взаимодействиях значение радиуса области излучения вторичных частиц (пионов) r в зависимости от величины R (см.рис.12) имеет минимум при $R = 1,5$, что можно интерпретировать в рамках аддитивной кварковой модели как проявление кварковой структуры сталкивающихся частиц. При этом зна-

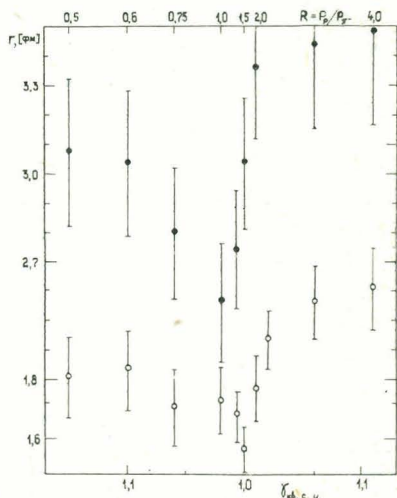


Рис. 12

Обозначения: (○) - ПН,
(●) - ПС.

чения продольного $r_{||}$ и поперечного r_{\perp} размеров источника излучения при $R = 1,5$ получаются соответственно равными: $1,54 \pm 0,29$ фм и $2,77 \pm 0,66$ фм. Подобный анализ, проведённый для событий $p^{-}C$ -взаимодействий, обнаружил смещение минимума значения r в зависимости от R в сторону с.ц.и. $p^{-}N$, что можно объяснить значительным вкладом многокварковых взаимодействий в эти процессы.

Приведённые выше результаты, несмотря на недостаточную их статистическую обеспеченность, имеют несомненный интерес, т.к. они дают новую важную информацию о проявлении в процессах множественного образования кварковой структуры взаимодействующих частиц, о расстоянии и времени "адронизации" кварков, области конфайнмента и т.д.

III. Заключение

Из всего вышесказанного можно заключить, что в настоящее время релятивистская ядерная физика как новое научное направление успешно развивается в ОИЯИ. За короткое время физиками ОИЯИ в этом научном направлении достигнуты результаты, научная значимость которых получила широкое международное признание.

Современные возможности синхрофазотрона и его дальнейшее развитие как ускорителя релятивистских и поляризованных ядер позволяют учёным ОИЯИ не только успешно продолжить осуществление программы актуальных и конкурентоспособных исследований в области релятивистской ядерной физики, но и получить в будущем новые результаты, существенно влияющие на развитие теории фундаментальных взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ (1977), т.8, вып.3, с.429;
2. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике АН СССР (1971), № I, с.35.
Ставинский В.С. ЭЧАЯ (1979), т.10, вып.5, с.949;
Лексин Г.А. Proc. of the XVIII Int.Conf. on NEP, Tbilisi, (1976);
Гришкин В.Г. УФН, 1979, 127, с.51.
3. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971; ЯФ, т.20, вып.6 (1974).
4. Cronin J.W. et.al. Phys.Rev.D, 1975, v.11, p.3105.
5. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-III68, Дубна (1977); Р1-II302, Дубна (1978); I-12396, Дубна (1979); I-80-488, Дубна (1980); I-82-28, Дубна (1982).
6. Башков В.Д. и др. ИТЭФ-30 (1979).
7. Alanakian K.V. et.al. VPI-455(6)-80, Yerevan (1981).
8. Балдин А.М. ОИЯИ, Е1-80-545, Дубна (1980); Prog. in Particle and Nucl. Phys., Pergamon Press, 1980, v.4, p.95;
Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Е1-82-472, Дубна (1982).

9. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-80-767, Дубна (1980).
Балдин А.М. и др. ОИЯИ, E1-82-472, Дубна (1982).
10. Nikiforov N.A. et.al. Phys.Rev., C, 1980, v.22, p.700 .
11. Савин И.А. VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, Д1,2-81-728, Дубна (1980).
12. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, I-81-214, Дубна (1981); ОИЯИ, P1-81-678, Дубна (1981); ОИЯИ, E1-82-352, Дубна (1982).
13. Шахбазян Б.А. и др. ОИЯИ, E1-81-776, Дубна (1981); Nucl. Phys., A, 374, 1982, p.73; ОИЯИ, E1-82-446, Дубна (1982).
14. Mulders P.J.D. et.al. Phys. Rev., D21, 1980, p.2653.
15. Алиев А.Н. и др. ОИЯИ, Д1-82-116, Дубна (1982).
16. Jacombe P. et.al. Phys.Lett., 1981, 101B , p.139 .
17. Кобушкин А.П. Препринт ITP-76-145E, Киев, 1976; ЯФ, 1975,28, с.495;
Матвеев В.А., Сорба П. Nuovo Cim.Lett., 1977, 20, p.433.
18. Абдывалиев А. и др. ОИЯИ, Д1-82-241, Дубна, 1982.
19. De Crombrugge M et.al. TH 2537-CERN, 1978;
Strottman D. Phys.Rev., D20, No 3, 1979, p.748 .
20. Ishida Sh. et.al. NUP-A-80-17.
21. Кайдалов В.Б. и др. ЯФ, 1980, 32, 2 (8), 540 .
22. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Nucl. Phys. B55, 1973, p.455 .
23. Гришин В.Г., УФН, 1979, 127, с.51 .
24. Fridlender E.M. et.al. Phys.Rev.Lett.,1982, 45, p.1084.
Jain P.L., Das G. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.305 .
Barber H.B. et.al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.856 .
25. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-80-473, Дубна;
Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, E1-80-598, Дубна .
26. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, E1-80-651, Дубна.
27. Guulassy M., Kauffman S.K. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.298 .
28. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, 15, с.392; ЯФ, 1973, 18, с.656; ЯФ, 1974, 19, с.434 .
29. Кузнецов А.А., ОИЯИ, E1-81-405, Дубна.
30. Аслеев В.Г. и др. ОИЯИ, I-82-276, Дубна; ОИЯИ, E1-82-516, Дубна, 1982.

УСТАНОВКА И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА НА-4:
ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ МЮОНОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОМНОННЫХ СОСТОЯНИЙ (КОЛЛАБОРАЦИЯ БЦДМС: БОЛОНЬЯ-ЦЕРН-ДУБНА-МЮНХЕН-САКЛЕ)

А.Аргенто, Д.Боллини, Т.Кампорези, Р.Л.Фрабетти, Г.Хайман, Л.Монари, Ф.Л.Наваррия.

Институт физики Болонского университета, Италия.

А.С.Бенвенути, М.Боццо, Р.Бран, Х.Генноу, М.Гуссенс, Р.Копп, Ф.Навах, Л.Пьемонтесе, Л.Ж.Пилчер, К.Руббия, Д.Шинцель.
ЦЕРН, Женева, Швейцария.

А.М.Балдин, С.П.Баранов^{x/}, Д.Ю.Бардин, Я.Цвах, Н.Г.Фадеев, Н.Д.Гагунашвили, Я.Гладки, И.А.Голутвин, В.Ф.Грушин^{x/}, В.И.Илющенко, Ю.Т.Кирюшин, В.С.Киселев, М.Кляйн, А.А.Комар^{x/}, А.Кондор, В.Т.Кривохижин, В.В.Кухтин, И.Манно, В.-Д.Новак, И.А.Савин, Г.Султанов, Д.А.Смолин, А.А.Шиканян^{x/}, Г.И.Смирнов, М.Г.Шафранова, И.Страхота, Е.В.Телюков^{x/}, П.Тодоров, Г.Вестергомби, А.Г.Володько, И.Жачек.
Объединенный институт ядерных исследований, СССР.

Д.Ямник, У.Майер-Беркаут, А.Штауде, К.Тайхерт, Р.Тирлер, Р.Фосс, С.Войчицкий, Ч.Зупанчич.
Секция физики Мюнхенского университета, ФРГ.

М.Крибье, Т.Добровольский, Ж.Фельтесс, П.Р.Эннион, Ж.Майяр, Ж.М.Маласома, А.Мильштайн, Ж.Ф.Репарди, И.Сакэн, Ж.Смадья, П.Вереккия, М.Виршо.
ЦНИ, Сакле, Франция.

Представлено Н.Г.Фадеевым

^{x/} Физический институт АН СССР, Москва.

В результате сотрудничества указанных выше научных центров в 1976–1978 гг. создана одна из крупнейших в мире экспериментальных установок, функционирующая с 1979 года в пучке мюонов на 400-ГэВном ускорителе ЦЕРНа. Установка, известная под названием НА-4, предназначена для исследования глубоконеупругих взаимодействий мю-мезонов с нуклонами и ядрами с целью изучения их структуры на малых расстояниях вплоть до 10^{-15} см^{1/}. Анализ экспериментальных данных позволит получить новые сведения и критически проверить современные теории основных взаимодействий между частицами в области энергий и переданных четырехмерных импульсов Q^2 , максимально возможных на действующих ускорителях.

Установка НА-4 представляет собой цилиндрически – симметричный фокусирующий спектрометр с тороидальным магнитным полем. Конструктивно он выполнен в виде отдельных повторяющихся единиц – 10 супермодулей (см. рис. 1). В состав каждого из них входят: 5-м мишень (жидко-

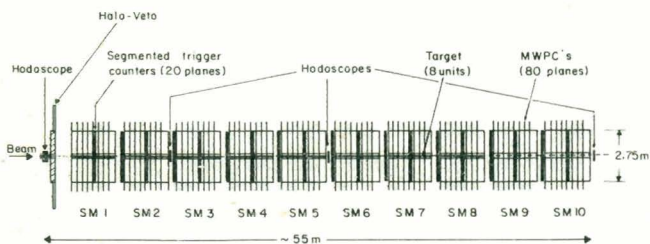


Рис. 1.
Схема спектрометра НА-4.

водородная или углеродная), автономная обмотка, восемь 20-тонных модулей сердечника магнита диаметром 275 см, собранных так, что в зазоры между ними вставлены 8 плоскостей многопроволочных пропорциональных камер (3×3 м² каждая) и две плоскости сегментированных кольцевых сцинтилляционных счётчиков для регистрации и восстановления траекторий рассеянных мюонов. Обмотка и мишень устанавливаются в центральном отверстии супермодуля. Обмотка проходит вблизи внутреннего края железа. По ней течет постоянный ток 60000 А, создавая в железе тороидальное магнитное поле с индукцией около 2,1 Т в центре и 1,8 Т на краях^{2/}. Всего в составе спектрометра имеется 80 плоскостей пропорциональных камер (около 60 тысяч координатных каналов), 20 плоскостей счётчиков (560 фотоумножителей), много других вспомогательных устройств и электроники, управляемых от двух ЭВМ. Мишени установлены в первых восьми супермодулях.

Установка имеет близкую к 100% эффективность. Практически любой из мюонов, рассеявшийся в мишени на угол больше некоторого, попадает в железо сердечника и захватывается внутри него на периодическую траекторию, параметры которой целиком определяются углом рассеяния и импульсом мюона, как видно из рис. 2, иллюстрирующего принцип работы спектрометра. Более подробно установка описана в сообщениях /3-6/.

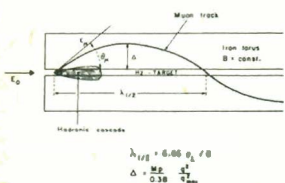


Рис. 2.

работы спектрометра с фокусировкой по переданному четырехмерному импульсу.

В 1979-80 годах установка работала с углеродными мишенями. Всего было записано на магнитные ленты более 5 млн. событий при 4-х энергиях E_0 : 120, 200, 240 и 280 ГэВ-и разных знаках падающих мюонов. Результаты обработки этих данных сообщались на международных конференциях в 1979-1982 годах /3-10/ и частично опубликованы /11, 12/.

По результатам измерений сечений вычислены неупругие структурные функции нуклона $F_2(x, Q^2)$, характеризующие распределение заряда внутри протонов и нейтронов (см. рис. 3). Подтверждены результаты, полученные ранее в других экспериментах при меньших энергиях, из которых следовало, что в состав нуклонов входят более мелкие объекты, называемые кварками (или партонами) и имеющие дробный заряд. В новой области энергий дискретный характер структуры нуклона выглядит

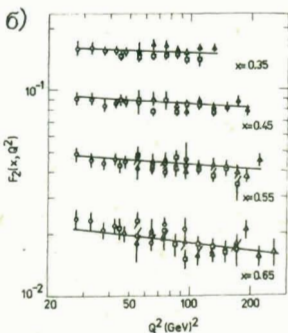
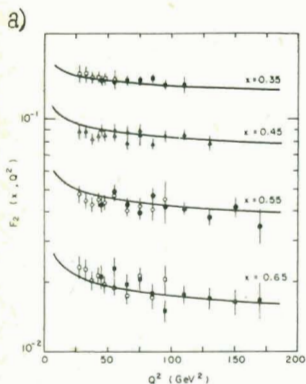


Рис. 3

Структурные функции нуклона $F_2(x, Q^2)$ в зависимости от Q^2 при фиксированных значениях x , измеренные при энергиях 120 и 200 ГэВ (а) и 120, 200 и 280 ГэВ (б). Сплошные линии - аппроксимация данных формулами квантовой хромодинамики с параметром $\lambda = 85$ МэВ (а) и 10 МэВ (б).

более явно, чем при меньших энергиях. Анализ данных при энергиях 120, 200 и 280 ГэВ^{7, II} позволил установить количественные характеристики поведения $F_2(x, Q^2)$ в зависимости от переданного импульса Q^2 и отношения переданного импульса к переданной энергии ($x = Q^2/2M(E_0 - E)$) и определить значение параметра Λ , необходимого для описания взаимодействия между кварками в рамках квантовой хромодинамики. Параметр Λ оказался в несколько раз меньшим, чем в других экспериментах, выполненных при низкой энергии. Работы в этом направлении продолжают на значительно более богатом статистическом материале.

Полученные коллаборацией данные анализируются также с точки зрения других аспектов взаимодействий мюонов с ядрами углерода. Исследуются: — асимметрии во взаимодействиях положительных и отрицательных мюонов, — многомюонные конечные состояния, — кумулятивные эффекты.

Последние проявляются в виде событий с кинематическими параметрами, запрещенными в случае "обычных" столкновений мюонов с нуклонами ядра. Первые предварительные наблюдения подобных эффектов сообщены коллаборацией на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Версаль, июль 1981 года (см. рис. 4))^{8/}.

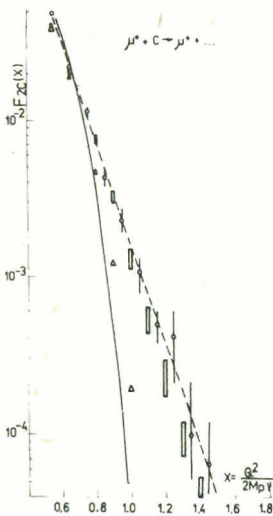


Рис. 4.

Кварк-партоновая структурная функция ядра углерода $F_{2C}(x)$ в зависимости от переменной x , определенная по экспериментальным данным при $E=280$ ГэВ (круги). Сплошная линия — экстраполяция данных, представленных на рис. 3, (получены при $0,2 < x < 0,7$), в область больших x , пунктир — аппроксимация данных экспоненциальной зависимостью^{10/}, треугольниками и прямоугольниками показаны абсолютные предсказания различных моделей ядерных волновых функций^{11/}. (Δ — модель ферми-ступеньки при $P_F = 0,22$ ГэВ, \square — модель малонуклонных корреляций).

Многомюонные конечные состояния анализировались в 1981 году на предмет поиска и оценки сечения рождения мюонами (280 ГэВ) ипсилон-частиц с массой около 9 ГэВ. Изу-

чен спектр масс пар положительных и отрицательных мюонов в области 2–18 ГэВ (см. рис. 5). Ипсилон-частицы не обнаружены. Установлена нижняя граница произведения сечения их образования на вероятность распада на два мюона: $13 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ ^{12/}.

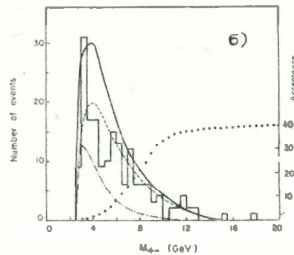
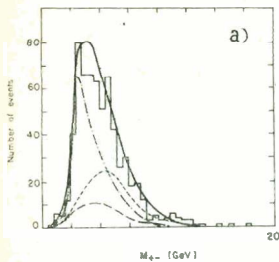


Рис. 5. Распределение мюонных событий по инвариантной массе для всех 629 наблюдаемых пар (а) и специальной выборки событий

(I78), обогащенной распадами "векторных" частиц (б). Кривые - результат моделирования вклада различных процессов, приводящих к образованию пар в конечном состоянии: распады Π -и K - мезонов (пунктир), рождение электромагнитных пар (длинный пунктир), "очарованных" частиц (штрих-пунктир) и всех вместе (сплошная линия).

Асимметрия во взаимодействиях продольно поляризованных положительных и отрицательных мюонов с изоскалярной мишенью должна возникать как результат интерференции их слабых и электромагнитных взаимодействий. Подобная асимметрия впервые наблюдается в предварительных данных эксперимента НА-4 (см. рис. 6) /10/. Измеренный эффект согласуется с предсказаниями теории Вайнберга-Салама и др., объединяющей оба типа взаимодействия в одно-электрослабое.

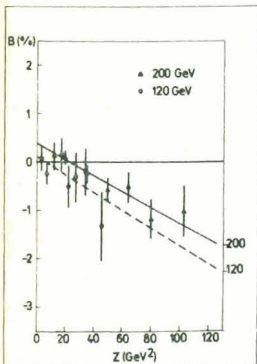
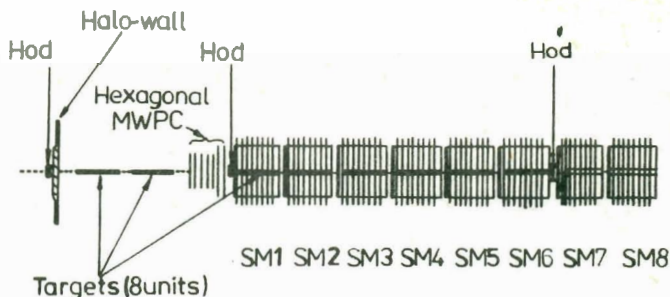


Рис. 6.

Предварительные результаты измерения асимметрии $B = (N_{\mu^+} - N_{\mu^-}) / (N_{\mu^+} + N_{\mu^-})$ в зависимости от z , $z \cdot [1 - (1-y)^2] / [1 + (1-y)^2] \cdot Q^2$, $y = (E_0 - E) / E_0$, при двух энергиях: 120 ГэВ (круги) и 200 ГэВ (треугольники). Сплошная и пунктирная линии - результат линейной аппроксимации данных.

Пользуясь длительной остановкой ускорителя (со второй половины 1980 года до июня 1981 г.), коллаборация осуществила замену углеродных мишеней на жидкие водородные (дейтериевые) и провела модернизацию установки для дальнейших исследований. Главные цели модернизации: 1) улучшение качества работы установки и 2) расширение кинематической области регистрируемых событий в сторону малых углов рассеяния, необходимое для уменьшения систематических ошибок в интерпретации данных. Для достижения второй цели необходимо было установить новые детекторы (пропорциональные камеры) в зоне пучка перед супермодулями. Из-за отсутствия места в экспериментальном зале пришлось выдвинуть из пучка первые два супермодуля и на их месте расположить новые детекторы (см. рис. 7).

Рис. 7
Схема расположения аппаратуры НА-4 для опытов с жидководородными и жидкодейтериевыми мишенями.



Основными задачами коллаборации на ближайшее будущее являются: точные измерения структурной функции $F_2(x, Q^2)$ на водороде в широкой области переменных x и Q^2 и отношения $R = \sigma_p/\sigma_n$ в области $x=0,2+0,4$ и $Q^2=20-50(\text{ГэВ}/c)^2/13$.

Эти измерения планируется завершить к середине 1984 года.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.A.Golutvin et al., CERN/SPSC/74-79; 74-103; 74-108; 74-120; 77-12.
2. J.Cvach et al., Czechoslovak Journ. of Phys. B31(1981), 709.
3. J.Feltesse, High Energy Muon Interactions on Carbon, presented at the 14 th Rencontre de Moriond, Les Arcs, 1979.
4. G.Smadja, Deep inelastic Scattering of μ^+ at 280 GeV/c on Carbon, presented at the Specialized Seminars, Erice, 1979.
5. D.Bollini et al., In Proceedings of the 1979 Int.Symp.on Lepton and Photon Interactions at High Energies, FNAL, Batavia, 1979, p.149, presented by A.Benvenuti.
6. D.Bollini et al. CERN/EP-80-133; JINR, E1-81-44; presented by M.Klein at XX Intern.Conf. on High Energy Physics, Madison, 1980, In the book High Energy Physics-1980, Am. Inst.of Phys., New York, USA, 1981, p.773.
7. A.Argento et al., New results on nucleon structure functions from muon-carbon scattering at High Q^2 , presented by J.Feltesse at the Int.Conf.on High Energy Physics, Lisbon, Portugal, 1981.
8. A.Argento et al., Nuclear quark-parton structure function from deep inelastic muon-carbon scattering, report submitted to the Int.Cong.on High Energy Phys.and Nucl.Structure, Versaille, France, 1981.

9. G.Smadja, μN : determination of nucleon structure functions, talk at the 1981 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Bonn, FRG, 1981.
10. A.Argento et al., Charge asymmetry in μN - deep inelastic scattering, presented by J.Cvach at 17 th Rencontre de Moriond Les Arcs, France, 1982.
11. D.Bollini et al., Phys.Lett. 104B (1981), 403.
12. D.Bollini et al., JINR, E1-82-77, Dubna, 1982, Submitted to Nucl.Phys.B .

NEW EXPERIMENTS ON RELATIVISTIC HEAVY IONS

Helena Białkowska

Institute for Nuclear Research, Warsaw, Poland

I would like to describe briefly two new experiments in the domain of relativistic heavy ion physics. One is still in a proposal stage, and the other is at the construction stage. The first experiment is to be performed at CERN at the energy of about 13 GeV.A; and the second one, in Saclay, at the energy of 1 GeV.A.

First, I will speak about the CERN experiment, describing the set-up and detection apparatus, then discuss the envisaged physical programme for such a project. A brief description of the Saclay experiment will follow. At the end I would like to speculate a little on the possibility of extension of relativistic heavy ion physics program at JINR.

The proposal of a CERN experiment has been put forward by two strong experimental groups from GSI, Darmstadt, and LBL, Berkeley, with R. Stock as a spokesman [1]. It calls for acceleration of ^{16}O beam to the energy of about 13 GeV.A in the CERN PS, and plans to direct this beam into two detectors: a Plastic Ball + Plastic Wall system and a streamer chamber in the magnetic field.

This experiment will need a new ion source for multiple charged ions to be installed in the injector area of CERN Linac. It would be an O^{6+} source, producing about 5×10^9 ions/60 μs , then stripped to O^{8+} by thin carbon foil. At the end of the Linac, 5×10^8 ions are expected. The intensity required for the experiment is 10^7 ions per PS cycle, with long and uniform spill, with the main part

of the beam going into Plastic Ball, and a small part into the streamer chamber. The ion source and beam transport system would be assembled and tested with low energy beams at GSI before installing it at CERN.

The Plastic Ball (Fig.1) is an almost 4π nonmagnetic spectrometer, already built and operating at Bevalac. It is built of dE/dX telescopes and time-of-flight (TOF) telescopes. The Ball consists of 815 $\Delta E - E$ identifying detectors, with ΔE counter of CaF_2 crystal and the E counter of plastic scintillator. Both detectors are optically coupled and read out by one photomultiplier, with the separation of signals by pulse shape analysis.

The Ball can identify π , p , d , t and 3,4He over an interval of β $\{0.25 - 0.6\}$. Below and above these limits, it records a particle, with an estimate of Z , β , and emission direction. Fig.2 shows the detection possibilities in the p_{\perp} vs. y plane.

The very forward angles ($0^{\circ} - 9^{\circ}$) are covered by the Plastic Wall. It consists of 57 plastic scintillators and 60 pairs of position sensitive plastic scintillation counters, positioned about 6 m downstream of the target (located in the center of the Ball). It gives position, time of flight ($\Delta t = 300$ ps) and energy loss for charged particles produced along the beam axis.

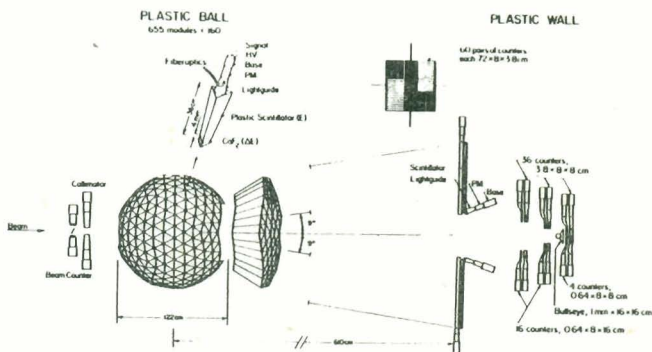


Fig.1. The Plastic Ball + Wall detector (figure taken from ref. ^{1/1}).

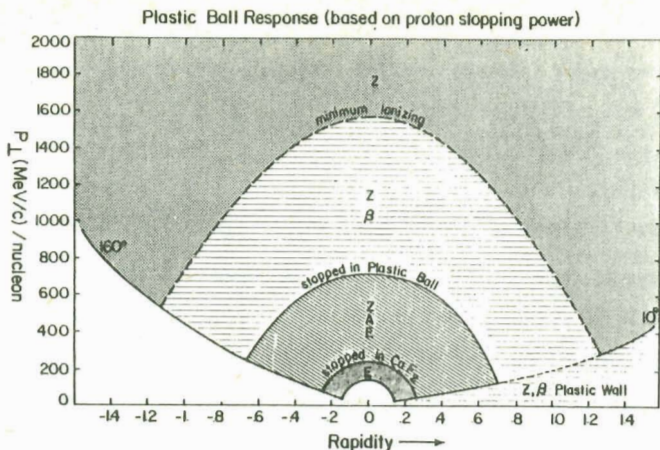


Fig.2. Measurement and identification possibilities of the Plastic Ball detector in the $p - y$ plane (from ref. ^{11/}).

The Wall can serve as a hardware trigger, selecting events with projectile fragments of a given multiplicity. The minimum bias trigger is based on the removal of at least one proton from ^{16}O . Other triggers, such as maximum energy or maximum multiplicity in the Plastic Ball can also be applied.

On the basis of Bevalac experiments, the authors estimate that with the spill length of 500 ms and a beam of 3×10^5 particles per burst, using thin targets of 40 to 200 mg/cm^2 , one can accumulate 35-50 events on tape per burst. For the CERN experiment it is hoped to increase this rate with a better beam structure and improvement in the electronic read-out.

Part of the beam is to be delivered to the streamer chamber. It will be a $2 \times 0.9 \times 1 \text{ m}^3$ chamber built in Munich and used in a previous experiment at CERN, placed inside of a 1.5 Tesla superconducting magnet, also used before in another experiment. Thin metallic targets will be placed inside the chamber. A trigger built from dE/dx and TOF detectors can select events according to the ex-

tent of fragmentation of the ^{16}O projectile. The cameras can record six events per second. The proposed beams are p (for calibration) and ^{16}O at 9 and 13 GeV.A, and the proposed targets - ^{40}Ca , ^{107}Ag , and ^{206}Pb . Two parts of such an experiment, with two separate detectors, are intended to cover areas of physical interest: target fragmentation region will be covered by the Plastic Ball, and selected features of produced hadrons will be studied in detail by the streamer chamber.

What kind of physics can one thus study, given the approval of the CERN Research Board? (the decision is expected in August). The realist will say that in any case lots of detailed information about high energy nucleus-nucleus collisions can greatly enlarge our understanding of such processes. The fragment mass yields, fragment energy spectra, entropy and temperature of the emitting system can be studied. The degree of transparency, or, inversely, thermalization of the projectile energy upon traversal of a heavy target can be determined, and this, in turn, may inform us about the energy density of the nuclear matter after collision. The energy and baryon density is decisive in reaching any new exotic phenomena. A streamer chamber can give data on pion energy and momentum flux distribution. The identification and measurement of V^0 events from K^0 , Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ decays enables the determination of strange particle production rates and their kinematical characteristics, including polarization, is also available.

Given all these data, a visionary may go a step further, and hope to discover new state of matter. Calculations of the hydrodynamical and cascade models predict the formation of extended domains of compressed and highly excited nuclear matter with the possibility of phase transitions to a pion condensate or even an extended quark matter. In such a state individual bags of separate nucleons merge, creating a larger volume of quark-gluon

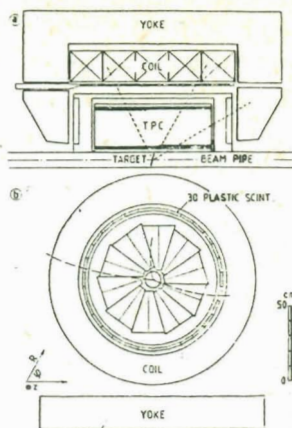
plasma. The spectra and composition of produced particles would then differ strongly from those from normal hadron-nucleus collisions. In particular the $\tilde{\Lambda}$ to Λ ratio, and the relative yield of these compared to the pion and antiproton production could offer a signature of new exotic phenomena.

Now to say a few words about more modest experiment, already in the construction stage. At the Saturne accelerator in Saclay (which accelerates ions up to argon to the energy of about 1.1 GeV.A) a so-called Diogène project is carried out. Diogène is a 4π detector based on a Time Projection Chamber (TPC) designed to measure charged particles emitted in central collisions of relativistic heavy ions.

In the Time Projection Chamber particles go through an ionization chamber and there, by means of a homogeneous electric field, ionization electrons drift from the particle track to a wire plane where they are multiplied. Each track is recorded in three dimensions. The projection of each track point onto the wire plane is given by the wire position and position of the avalanche along the wire, and the third coordinate is given by the drift distance of the electrons, measured by their drift time between the track and the wire plane. The chamber will be installed in the magnetic field of 1 Tesla, parallel to the beam axis. An electric field is then perpendicular to both the magnetic field and the beam axis (as in Jade, Tasso, Mark detectors).

Fig.3 shows the Diogène configuration. A magnetic field of 1 Tesla extends over the active volume of 80 cm length and 70 cm diameter. The TPC itself consists of 10 sectors each of 36° of azimuth around an internal beam pipe. In each sector sensitive wires are regularly spaced. The pressure vessel is filled with an argon-propane mixture.

Fig.3. The Diogene detector (from ref. /2/).



The chamber will be equipped with three kinds of triggers. A scintillator barrel surrounds the TPC and measures the lateral multiplicity. Two multiwire proportional chambers, placed upstream and downstream, measure the forward and backward multiplicity. A plastic wall of TOF and dE/dx detectors can analyse the very forward particles.

The expected performances of the detector are the following. The TPC covers about 80% of the full 4π , at polar angles between 25° and 150° . It can handle charged particle multiplicity up to at least 40 (the absolute maximum being 80, limited by the number of hits in each of the 10 sectors of the TPC). The accuracy for proton momentum measurement should be 10 to 15%, with angular resolution of 1 to 2 degrees. Pions, protons, deuterons and tritons can be identified. Identification depends on the pressure in the chamber, and the authors have to make a compromise between low pressure, required for minimalization of multiple scattering, and higher pressure, for good energy loss resolution.

The detection thresholds are 20 MeV for pions and 50 MeV per nucleon for nuclear fragments. The apparatus looks well suited for a detailed study of central collisions of ions at relatively low (1 GeV.A) energy.

Let us now look from this perspective at the present status of the relativistic ion physics at JINR. Several visual and electronic techniques are used to study ion collisions with up to 4.5 GeV.A energy, and the existing planned detectors offer good possibilities of analysis at this energy. It seems to me that a bold but not unrealistic project could put us in a very advanced position in the field. Let us accelerate ions in the Serpukhov accelerator. A vast experience in the construction of ion sources has been accumulated in Dubna. The main problem would then be the injection stage, and also the extraction, as for all conceivable detector systems, slow extraction would be necessary. As for detectors, one need not propose new ones - either the GIBS system or RISK could handle high energy heavy ions with suitable triggering. The CERN proposal calls for 13 GeV.A ^{16}O beam in the spring of 1984. Is the 35 GeV.A ^{20}Ne beam in 1984 feasible?

References

1. "Study of relativistic nucleus-nucleus reactions induced by ^{16}O beams of 9-13 GeV per nucleon at the CERN PS"
(GSI Darmstadt-LBL Berkeley-Heidelberg-Marburg-Warsaw Collaboration; CERN/PSCC 81-81/PSCC 21).
2. J. Gosset, "Diogène - a 4π detector based on a time projection chamber, for studying central collisions of relativistic heavy ions"
Proceedings of the Workshop on Future Relativistic Heavy Ion Experiments, GSI 81-6.

ИЗМЕРЕНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИЙ ПАРНЫХ ОСКОЛКОВ
РАЩЕПЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

Б.Л.Горшков, А.И.Ильин, Б.Ю.Соколовский,
Г.Е.Солякин, Ю.А.Честнов

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР

Двухплечевой времяпролетный массовый спектрометр с независимым устройством стартового сигнала, позволяющий одновременно измерять массы и энергии двух дополнительных парных осколков, был использован для исследования расщепления ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{197}Au и ^{184}W под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Регистрация парных осколков производилась в направлении, перпендикулярном пучку протонов, в коллинеарной геометрии, чтобы обеспечить минимальный переданный ядру продольный импульс. Основным наблюдаемым в эксперименте процесс — ядерное деление, происходящее с различной потерей нуклонов. Однако при максимальных нуклонных потерях, достигающих величины 100 а.е.м., наблюдаются события, имеющие отличную от деления кинематику разлета. Одна группа событий характеризуется тем, что энергия тяжелого осколка E_T превосходит энергию легкого E_L , другая — тем, что энергия легкого значительно превышает энергию тяжелого. Измеренная суммарная кинетическая энергия превышает энергию осколков деления ядер с массовым числом, равным сумме измеренных масс.

Таким образом, при взаимодействии налетающего релятивистского протона с тяжелым ядром, в результате которого происходит большая потеря нуклонов, образуются ядра отдачи, импульс которых направлен перпендикулярно направлению первичного пучка. Последующий распад движущегося ядра приводит к образованию осколков с повышенной кинетической энергией.

Корреляционные измерения кинематики разлета парных дополнительных осколков, возникающих при взаимодействии релятивистских протонов с тяжелыми ядрами, могут способствовать выяснению механизма первичного взаимодействия протона с ядром. Так, в работе [1] при облучении ядер ^{238}U протонами с энергией 11,5 ГэВ измерялись массы и энергии дополнительных парных осколков. Наблюдение событий с большими нуклонными потерями и повышенной кинетической энергией разлетающихся в противоположные стороны осколков привело авторов к заключению о существовании нового механизма ядерной реакции в тяжелом ядре под действием релятивистских протонов.

В ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР на пучке протонов с энергией 1 ГэВ также были проведены измерения кинематических корреляций парных дополнительных осколков, возникающих при облучении мишеней из ^{238}U , ^{232}Th , ^{197}Au и ^{184}W . Двухплечевой времяпролетный спектрометр измерял энергии и времена пролета парных осколков, что позволяло определить массу каждого осколка из соотношения $M \sim Et^2$. Основными элементами установки являются независимое устройство стартового сигнала и две мозаики из 8 полупроводниковых детекторов каждая, расположенные на расстоянии 70 см от прозрачной для обоих осколков тонкой мишени из исследуемых ядер. Устройство стартового сигнала располагалось на расстоянии 37 мм от мишени на пути пролета одного из осколков. Оно представляло собой тонкую никелевую фольгу-мишень, служащую для образования вторичных электронов, которые собирались на фотокатод ФЭУ с помощью электростатической иммерсионной линзы с ускоряющим потенциалом 15 кВ. Мозаичные датчики, предназначенные для измерения энергии осколков и получения "стоп" - сигналов для времяпролетных измерений, набирались из поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторов с площадью $4,5 \text{ см}^2$ каждый. В сущности, прибор состоял из 64 независимых спектрометров, измеряющих энергии и массы парных осколков в узком угловом интервале. Измерения проводились в коллинеарной геометрии с направлением пролетных баз перпендикулярно первичному пучку протонов. Принципиальная схема прибора изображена на рис. 1.

Геометрическая встройка прибора, а также временная и энергетическая калибровки всей установки, производились с помощью помещаемого на место облучаемой мишени тонкого источника парных осколков от спонтанного распада ядер ^{252}Cf . Коллинеарность разлета характеризовалась тем, что 64% всех событий распада ^{252}Cf регистрировались детекторами, имеющими одинаковые номера в противостоящих мозаиках и расположенными на одной прямой линии. Отклонение от коллинеарности не превосходило $2,5^\circ$.

Энергетическое и временное разрешение прибора характеризовались величинами 1,5 МэВ (ширина на полувысоте) и 1нс для осколков деления, что приводило к дисперсии определения массы осколка

$\Delta G = 5 \text{ а.е.м.}$ в диапазоне масс 100 а.е.м.

Облучение мишеней из ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{197}Au и ^{184}W , толщина которых изменялась от 70 до 500 $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-2}$, проводилось на протонном пучке интенсивностью $(2 + 5) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Энергия протонов пучка равнялась 1 ГэВ. При этом загрузка в канале устройства стартового сигнала менялась от 10^4 с^{-1} для мишени из ^{238}U до $6,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ для мишени из ^{184}W . Загрузки в мозаиках изменялись от 100 с^{-1} до 700 с^{-1} . Всего было набрано $2,5 \cdot 10^4$ событий для ^{238}U , $27 \cdot 10^4$

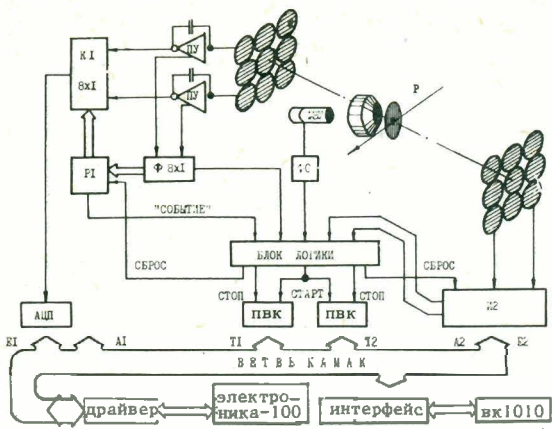


Рис. 1. Двухплечевой время-пролетный спектрометр.

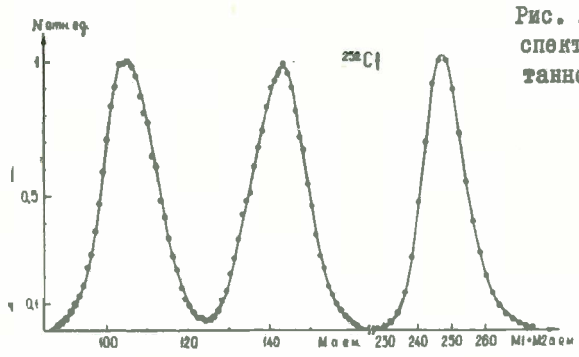
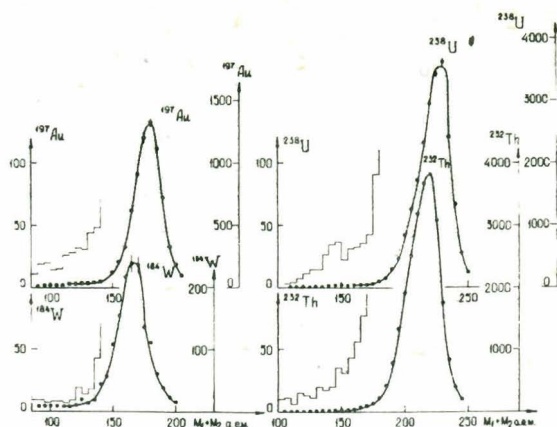


Рис. 2. Калибровочные массовые спектры парных осколков спонтанного распада ядер ^{252}Cf .

для ^{232}Th , $8 \cdot 10^3$ для ^{197}Au и $2 \cdot 10^3$ событий для ^{184}W . Спектры суммарных масс зарегистрированных парных осколков изображены на рис. 3.

Основная статистика наблюдаемых событий относится к процессу ядерного деления. Однако наблюдаются также события, у которых нуклонные потери значительно больше делительных. На рис. 3 спектры этих событий изображены гистограммами. Эти спектры отстоят от основных распределений на 5 и более стандартных приборных отклонений для суммы масс регистрируемых осколков. Наиболее явно эффект проявляется для ядра ^{238}U и постепенно ослабевает по мере уменьшения массового числа ядра-мишени. Еще более убедительным аргументом в пользу существования событий с большой потерей нуклонов является своеобразие их кинематики разлета. Пособытийный анализ позволяет проанализировать соотношение между четырьмя величи-

Рис. 3. Спектры суммарных масс парных осколков, разлетающихся перпендикулярно первичному протонному пучку в противоположные стороны, для ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{197}Au и ^{184}W .



нами: массами M_1 и M_2 и энергиями E_1 и E_2 дополнительных разлетающихся в противоположные стороны перпендикулярно к направлению пучка осколков. При таком анализе в тех случаях, когда массы осколков отстоят друг от друга на значительную величину, заведомо превышающую приборную дисперсию $\delta = 5$ а.е.м., можно определить тяжелый M_T и легкий M_L осколки. Оказывается, что все асимметричные по массам события можно разделить на две группы. В первой группе кинетическая энергия тяжелого осколка E_T превышает кинетическую энергию легкого E_L , так что $E_T > E_L$. Во второй группе, наоборот, кинетическая энергия легкого E_L значительно превосходит энергию тяжелого E_T . В той и другой группе полностью не соблюдается кинематическое соотношение для обычных делительных событий $E_L M_L = E_T M_T$, следующее из закона сохранения импульса при распаде покоящегося ядра. Характер нарушения кинематического соотношения подсказывает его возможную природу. Распад ядра происходит не из состояния покоя, а из состояния движения, причем импульс движущегося ядра сравним с импульсом осколка, приобретаемым при распаде ядра. Рис. 4 и 5 иллюстрируют кинематическую картину распада остаточного ядра при больших нуклонных потерях при взаимодействии протона с энергией 1 ГэВ с ядрами ^{238}U и ^{232}Th соответственно. Одинаковыми значками на обоих рисунках изображены значения масс и энергий дополнительных парных осколков. Светлые значки соответствуют событиям, у которых $E_T > E_L$, темные значки — событиям с противоположным соотношением $E_L \gg E_T$. Эти две группы составляют основной вклад во всю статистику зарегистрированных событий с большой нуклонной потерей. Полутемные значки относятся к событиям, у которых либо нельзя определить тяжелую и легкую мас-

су, либо нельзя определить, какая из энергий больше. Общее число таких событий значительно меньше, чем в первых двух группах. Крестиками на рисунках изображено взаимное положение энергий и масс дополнительных парных осколков спонтанного деления ядер ^{252}Cf . Прямые линии, соединяющие крестики с началом координат, примерно соответствуют ходу зависимостей масс и энергий дополнительных парных осколков при изменении массы делящегося ядра. Видно, что большинство событий как в случае ^{238}U , так и в случае ^{232}Th не удовлетворяет кинематическим условиям обычного деления покоящегося ядра с уменьшенным массовым числом.

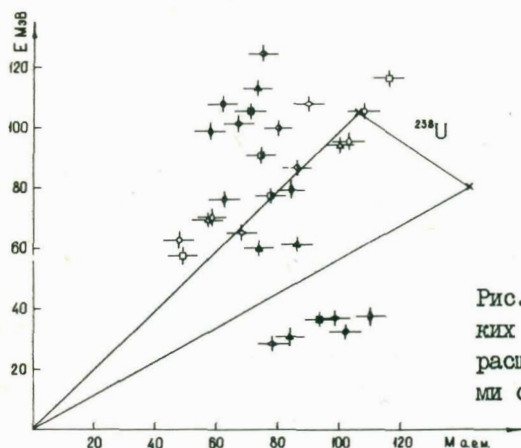


Рис. 4. Связь масс и кинетических энергий парных осколков при расщеплении ядер ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ.

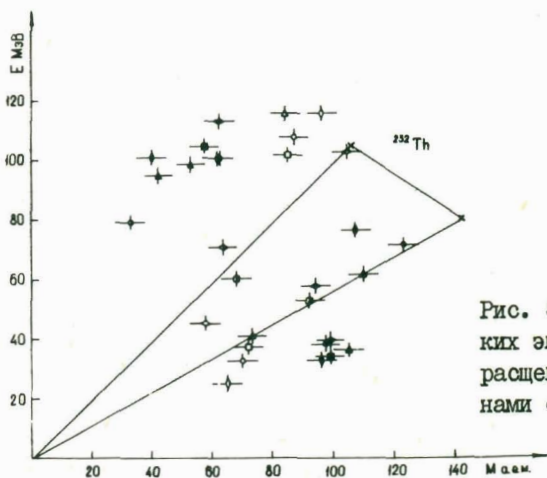


Рис. 5. Связь масс и кинетических энергий парных осколков при расщеплении ядер ^{232}Th протонами с энергией 1 ГэВ.

Двухчастичную кинематику распада можно легко восстановить, если предположить наличие у распадающегося ядра импульса в направлении линии разлета осколков. Этот импульс перпендикулярен направлению движения первичного протона и легко определяется из соотношения

$$P_T = \sqrt{2M_1E_1} - \sqrt{2M_2E_2} .$$

Сравнение с результатами работы /1/ показывает, что вероятность процесса расщепления ядер ^{238}U при переходе от энергии протонов 1 ГэВ к энергии 11,5 ГэВ увеличивается примерно на порядок. Вывод работы /1/ о повышенной суммарной кинетической энергии осколков для процесса с большими нуклонными потерями по сравнению с обычным делением подтверждается и при энергии протонов 1 ГэВ. Однако проведенный анализ кинематики разлета показывает, что отчасти повышение кинетической энергии происходит за счет переносного движения делящегося ядра вдоль линии разлета будущих осколков, которое происходит в плоскости, перпендикулярной направлению движения первичного протона.

Более подробная информация о механизме взаимодействия релятивистских протонов с тяжелыми ядрами, приводящем к большой нуклонной потере и своеобразному двухчастичному коллинеарному распаду вдоль направления переданного импульса, может быть получена с помощью описанного двухплечевого времяпролетного спектрометра, экспонируемого на пучках частиц более высоких энергий.

Литература

- I. B.D.Wilkins, S.B.Kaufman, E.P.Steinberg, J.A.Urbon, and D.J.Henderson, Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 1080.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПИОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ДО 1 ГэВ НА УСТАНОВКЕ "КАСПИЙ"

С.Л.Голубев, А.Б.Курепин

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Использование релятивистских частиц для исследования атомного ядра позволяет изучать новые формы ядерного движения, проявляющиеся на малых расстояниях, искать новые виды возбуждения ядерного вещества, связанные с кварковыми степенями свободы. Пионы обладают некоторыми характерными свойствами, качественно отличающимися от свойств других частиц, что позволяет надеяться на перспективность их применения в качестве пробных частиц. Это, прежде всего, равенство спина пиона нулю, в связи с чем амплитуда пион-нуклонного взаимодействия проще и более хорошо известна, чем амплитуда нуклон-нуклонного взаимодействия, что дает возможность более точно учитывать процессы многократного рассеяния пионов на нуклонах ядра. Эти процессы являются фоновыми при поисках новых эффектов, и их последовательный учет весьма важен. Равенство изоспина пиона единице и наличие пионов разного заряда увеличивает набор возможных возбуждений. Наконец, равенство барионного числа нулю и возможность истинного поглощения пионов приводит к большому энерговыделению в малой области ядерного вещества, что ведет к сильным возбуждениям ядра и к испусканию нескольких высокоэнергичных частиц с большим относительным импульсом.

Отмеченные возможности пионов как пробных частиц сейчас используют на действующих мезонных фабриках, где получены хорошо сформированные пионные пучки с интенсивностью 10^7 – 10^8 I/c с импульсным разрешением, достаточным для разделения возбуждений отдельных ядерных состояний. Однако область энергий пионов, где достижимы высокие интенсивности пучков, ограничена примерно 400 МэВ. Своеобразие резонансного πN -взаимодействия в этой области энергий накладывает значительные ограничения на исследование пион-ядерного взаимодействия. Фактически во всех пион-ядерных реакциях проявляется образование $\Delta(1232)$ -изобары и ее распространение в ядре. Большое сечение πN -рассеяния при этих энергиях приводит к сильному поглощению падающей пионной волны и, как следствие, к поверхностному характеру взаимодействия и малой чувствительности реакций к внутренней структуре ядра и к деталям пион-ядерного взаимодействия.

Влияние процессов с образованием $\Delta(1232)$ -изобары существенно уменьшается при энергиях пионов выше 400 МэВ. Здесь определяющими становятся более слабые резонансы: $N(1470)P_{11}$, $N(1535)S_{11}$, $N(1688)F_{7/2}$, $\Delta(1950)F_{37}$ и другие. Средний свободный пробег пиона в ядре увеличивается примерно до 2 фм, и сечения пион-ядерных реакций становятся чувствительными к внутриядерным процессам. При этом несмотря на увеличение числа парциальных волн остается возможность простого описания многократного рассеяния пиона в ядре. Более полные данные дают эксперименты в эксклюзивной постановке с выделением возбужденных состояний конечного ядра. Увеличение энергии выше 1 ГэВ практически нецелесообразно, поскольку энергетическое разрешение лучше 1 МэВ при более высоких энергиях пока недостижимо.

Пучки пионов с энергией до 1 ГэВ и с интенсивностью около 10^6 1/с могут быть получены на действующих протонных ускорителях с энергией в несколько ГэВ. Для достижения энергетического разрешения около 1 МэВ необходимыми условиями являются обеспечение надлежащей фокусировки как в канале падающих пионов, так и в спектрометре для продуктов реакции, а также использование быстродействующих позиционных детекторов высокого пространственного разрешения.

Описание установки "Каспий"

Магнитный канал и спектрометр пионов - установка "Каспий"/I/ - расположены на выведенном пучке протонов синхрофазотрона в районе первой мишени канала ВП-I в корпусе 205 Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Размещение оборудования показано на рис. I. Ниже дано краткое описание установки и первые данные о выходах частиц. Более подробные сведения об установке будут опубликованы позднее.

Установка "Каспий" состоит из следующих основных частей:

а) магнитооптический канал, предназначенный для отбора, анализа по импульсам и транспортировки на исследуемую мишень пучка пионов с энергиями до 1 ГэВ.

б) магнитооптический спектрометр и доворачивающий магнит, предназначенные для отбора под некоторым углом и анализа по импульсам рассеянных пионов.

в) набор сцинтилляционных счетчиков, необходимый для регистрации частиц в канале и спектрометре, определения времени пролета и ограничения фазового объема пучка на основе антисовпадений.

г) совокупность многопроволочных пропорциональных и дрейфовых

камер для регистрации координат частиц в канале и спектрометре и точного определения импульсов и углов рассеяния.

д) система съема информации с детекторов и камер, предназначенная для приема сигналов, выработки нужных триггеров и накопления данных на магнитных лентах. Эта система управляется мини-ЭВМ СМ-4.

е) оборудование, необходимое для обеспечения работы и контроля отдельных частей установки "Каспий".

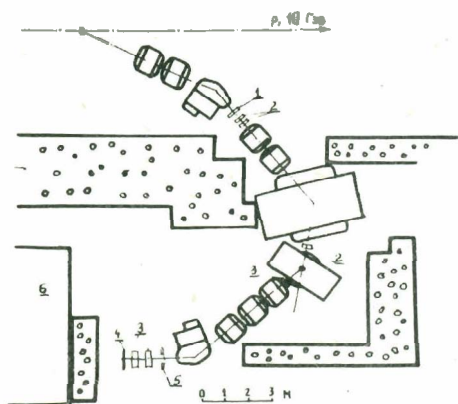


Рис.1. Схема расположения установки "Каспий". 1—сцинтилляционный годоскоп, 2—пропорциональные камеры (X,Y-координаты), 3—дрейфовые камеры (X,Y-координаты), 4—сцинтилляционный счетчик, 5—счетчики антисовпадений, 6—домик экспериментаторов.

камер до линз ЛЗ-Л4 в плоскости после магнита СП-40, позволяя тем самым определять с высокой точностью импульс частиц по измерениям координат. Канал рассчитан по известным программам TRANSPORT и DECAY TURTLE

Спектрометр состоит из триплета линз МЛ-Г7 и анализирующего магнита СП-94. Триплет отбирает и фокусирует частицы из мишени на импульсный коллиматор ("точка в точку") и создает изображение плоскостей дрейфовых камер (аналогично оптике канала). При указанном выше максимальном потоке положительных пионов счет в спектрометре составит

Магнитооптический канал состоит из четырех линз. Дублет Л1-Л2 отбирает пионы, рожденные в мишени Т1, и фокусирует их по горизонтали и вертикали, создавая изображение мишени (по горизонтали) на некотором расстоянии (около 0,6 м) от магнита СП-94. В этом месте частицы с разными импульсами разделяются в пространстве, и с помощью детекторов возможно грубо (с точностью порядка 1%) определение импульса частиц пучка. Второй дублет линз, Л3-Л4, транспортирует пучок через анализирующий магнит СП-40 на исследуемую мишень. Кроме того, этот дублет формирует горизонтальное изображение плоскости пропорциональных

410 пионов в час для сечения рассеяния 1 мб/ср и мишени толщиной 1 г/см² углерода. Для обеспечения измерения угловых распределений рассеянных частиц планируется использовать доворачивающий магнит СП-57, между полюсами которого будет помещаться мишень. Основные параметры канала и спектрометра приведены в таблице I.

Таблица I

Расчетные параметры канала и спектрометра

	канал	спектрометр	
Угловой аксептанс	1,5	2,9	мср
Импульсный захват	5	10	%
Максимальный импульс	1100	1100	МэВ/с
Максимальное магнитное поле	18	17	кГс
Длина	17	9	м
Угол захвата частиц из мишени при максимальном импульсе	20°	15° + 67°	
Размер пучка на выходе			
линейный	5x4	25x15	см ²
угловой	35x15	90x50	мр ²
Координатное разрешение детекторов	± 0,05	± 0,02	см
Импульсное разрешение	± 0,06	± 0,02	%

Набор сцинтилляционных детекторов включает в себя сцинтилляционный годоскоп, счетчик спектрометра и счетчики антисовпадений, коллимирующие пучок. Сцинтилляционный годоскоп состоит из 16 отдельных счетчиков. Такая конструкция снижает импульсную загрузку каждого ФЭУ до приемлемого предела (10⁷ имп/с).

Совокупность пропорциональных камер состоит из 3 блоков пропорциональных камер с размером чувствительной области 128x128 мм². Каждый блок содержит 2 плоскости чувствительных (анодных) проволок, повернутых одна относительно другой на 90°. Шаг намотки проволоки — 1 мм. Координатная точность камер составляет ± 0,5 мм. Два первых блока, разнесенные на 250 мм, позволяют определять угол наклона траектории частицы по отношению к оси канала.

В спектрометре будут использованы дрейфовые камеры с размером чувствительной области 130 x 130 мм² — 4 шт. и 8 камер с размером чувствительной области 260 x 260 мм².

Кроме того, установка "КАСПИЙ" оборудована специальными детектирующими системами для проведения измерений без использования магнитного спектрометра. Система детекторов с 4π -геометрией позволит измерять редкие процессы. Пучок пионов на выходе из канала формируется счетчиками антисовпадений и подается на изучаемую мишень поперечным сечением не более 10×10 см². Мишень окружена сборкой из проводочных пропорциональных камер и сцинтилляционных счетчиков для ΔE - E -идентификации и спектрометрии вторичных частиц.

Для исследования реакций с испусканием двух заряженных частиц изготовлена двухплечевая установка на основе тонких ΔE -пластиковых сцинтилляторов и E - детекторов из $NaI(Tl)$ толщиной 10 см. Для определения угла вылета частиц с высокой точностью будут использованы блоки дрейфовых камер.

В таблице 2 приведены измеренные значения выходов положительных пионов в магнитном канале для латунной мишени длиной 8 см.

Таблица 2

Значения измеренных выходов η -мезонов

Импульс пиона, МэВ/с	Число пионов на один протон
900	$2 \cdot 10^{-5}$
700	$1,3 \cdot 10^{-5}$
500	$0,8 \cdot 10^{-5}$
400	$0,5 \cdot 10^{-5}$

Абсолютное значение потока первичных протонов с энергией 8,1 ГэВ измерялось путем определения отношения загрузок сцинтилляционного телескопа, помещенного в пучок малой интенсивности, и мониторного телескопа. Для отделения пионов от протонов использована время-пролетная система. Полученные значения хорошо согласуются с оценками, рассчитанными согласно данным работы ¹²⁾.

Программа физических исследований

Комплекс аппаратуры установки "Каспий" позволит проводить исследования взаимодействия пионов с ядрами в практически неизученном интервале энергий пионов 400-1000 МэВ. При этом вначале будут проведены измерения, не требующие высокого импульсного разрешения.

Измерение энергетической зависимости π^-d -рассеяния под углами, близкими к 180° , позволит проверить наличие резонансной аномалии при энергии около 550 МэВ, обнаруженной в работе^{/3/}, в которой использовались лишь отрицательные пионы. Резонансный ход сечения, возможно, связан с существованием дибарионного состояния 1G_4 (2430 МэВ)^{/4/}.

Дополнительные данные о высоковозбужденных дибарионных состояниях может дать исследование реакции $\pi^+d \rightarrow 2p$, которое будет выполнено с помощью двухплечевой установки. Изучение реакции $(\pi, 2p)$ на ядрах позволит исследовать влияние короткодействующих нуклонных корреляций, механизм истинного поглощения пионов, а также возможность проявления пороговых эффектов, связанных с дибарионными резонансами^{/5/}. Регистрация испускания различных групп нуклонов при захвате пионов с выделением конечных состояний ядер даст сведения о кластерных аспектах структуры ядра.

выбора параметров пион-ядерного взаимодействия будет измерено полное сечение реакции (π^+, π^0) с возбуждением изобарных аналогов состояний ядер циркония и олова. Поскольку с помощью установки с 4π -геометрией будет измеряться протонный распад изобарных состояний, получаемое разрешение, около 0,5 МэВ, не будет зависеть от степени монохроматичности пионного пучка. Имеющиеся данные (в основном для легких ядер) не согласуются с теоретическими расчетами^{/6/}. Планируемые измерения должны дать дополнительную информацию к данным о дифференциальном сечении реакции при малых углах, получаемым на π^0 -спектрометре в Лос-Аламосе^{/7/}, и будут проведены в более широком диапазоне энергий.

После получения высокого энергетического разрешения канала и спектрометра станут возможными измерения упругого и неупругого рассеяния пионов на ядрах. Эти данные необходимы для разработки микроскопической теории пион-ядерного взаимодействия. Как уже упоминалось выше, при энергиях 400–1000 МэВ вследствие меньшего поглощения пионной волной данные более чувствительны к параметрам теории. При этих энергиях будут получены более последовательные сведения о распределениях протонов и нейтронов в ядрах, о параметрах деформации протонного и нейтронного распределения, о переходных плотностях при переданных импульсах до 5 fm^{-1} .

С помощью магнитного канала возможно измерение выхода π^\pm -мезонов, K^\pm -мезонов, нуклонов и антинуклонов при столкновении релятивистских ядер с ядрами мишени. В отличие от ранних измерений спектры вторич-

ных частиц будут получены с лучшим разрешением. Подобные эксперименты с различными массами ядер и значениями импульсов позволят изучить когерентные эффекты в ранней стадии столкновения тяжелых ионов высокой энергии.

Недавно был предложен новый способ изучения гиперядерной структуры с использованием реакции (π^+ , K^+) /8/. По сравнению с широко используемой реакцией (K^+ , π^+), для которой обнаружено преимущественное возбуждение низших состояний типа Λ -частица, нейтронная дырка, в реакции (π^+ , K^+) могут возбуждаться состояния с максимальным спином. Меньшее значение сечения реакции (по оценкам - в 5-30 раз) компенсируется большим примерно на два порядка потоком π^+ -мезонов. Максимум сечения возбуждения ожидается при импульсе пионов около 1,05 ГэВ/с.

Литература

1. Голубев С.Л., Губер Ф.Ф., Кириллов А.Д., Курепин А.Б., Обухов Ю. Л., Шафранов М.Д. ОИЯИ, Р9-II432, Дубна, 1978.
2. Marmar G.J. et al. Phys.Rev., 1969, 179, p.1294.
3. Keller R. et.al. Phys.Rev., 1975, D11, p.2389.
4. Yokosawa A. Physics Reports, 1980, 64, p.2.
5. Krasnov V.A. et al. Phys.Lett., 1982, 108B, p.11.
6. Alster J., Warszawski J. Physics Reports, 1979, 52, p.88.
7. Bowman J.D. Nucl.Phys., 1980, A335, p.375.
8. Dover C.B., Ludeking L., Walker G.E. Phys.Rev., 1980, C22, p.2073.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АНТИДЕЙТРОНОВ С ДЕЙТРОНАМИ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ С УСТАНОВКИ "ЛОДМИЛА"

И. М. Граменицкий

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Создание сепарированного пучка антидейтронов на канале № 9 ускорителя У-70 ИФВЭ открыло новые экспериментальные возможности для исследований в области физики адронов на двухметровой жидководородной камере "Лодмила". Использование сепарированного пучка антидейтронов^{/1/} и внутренней трекочувствительной мишени (ВТМ) в установке "Лодмила"^{/2,3/} позволяет провести изучение процессов взаимодействия антидейтронов с дейтронами и, в первую очередь, оценить сечение процесса аннигиляции антидейтрон-дейтрон. В настоящее время имеется только одна работа по исследованию взаимодействий антидейтронов с дейтронами^{/4/}, выполненная в 1971 году в ИФВЭ, в которой получены результаты, касающиеся полных сечений взаимодействий антидейтрон-протон и антидейтрон-дейтрон.

§1. Сепарированный пучок антидейтронов

Сложность сепарации антидейтронов обусловлена весьма малым их выходом, который по результатам измерений^{/4/} находится на уровне $\sim 10^{-6}$ от числа пионов. При использовании обычной двухдефлекторной радиочастотной схемы сепарации Пановского-Монтеги-Шнелла коэффициент подавления фоновых частиц не превышает величины $\sim 10^4$, что объясняется существованием "гало", сопровождающего пучок, которое не подавляется данной схемой. При сепарации антидейтронов по этой схеме поток фоновых частиц будет не менее чем на два порядка превышать поток антидейтронов. Поэтому для более эффективного подавления потока нежелательных частиц была применена схема двухступенчатой очистки пучка. Согласно результатам работы^{/4/} максимум выхода антидейтронов при энергии первичных протонов 70 ГэВ расположен при импульсах 10 - 13 ГэВ/с. При таких значениях импульса для сепарации антидейтронов можно перейти в каждой ступени от двухдефлекторной к одноступенчатой схеме. Изменяя фазовую скорость волны высокочастотного поля в дефлекторе, что достигается изменением частоты, можно добиться того, чтобы частицы нужной массы на длине дефлектора получили заметное отклонение, тогда как фоновые частицы практически не

отклонялись. Тогда часть потока "полезных" частиц пройдет, минуя поглотитель, расположенный за дефлектором по оси пучка, а основной поток фоновых частиц будет подавлен в поглотителе. При этом частицы, образующие "гало", могут обойти поглотитель и явиться источником фона. Подавление "гало" осуществляется в следующей ступени сепарации. Вторая ступень идентична первой, но в ней поглотитель заменяется коллиматором, величина раскрытия которого меньше толщины поглотителя. Фазовые соотношения в сепараторе выбираются таким образом, что антидейтроны проходят дефлектор второй ступени при фазах высокочастотных колебаний, сдвинутых на 180° по отношению к фазам в дефлекторе первой ступени. При этом пучок антидейтронов погасит свое отклонение и пройдет через щель коллиматора, а "гало" пучка фоновых частиц, так же, как и в первой ступени, останется неотклоненным и попадет в стенки коллиматора. Таким образом, принципиальной особенностью этой схемы является полная непрозрачность канала для нежелательных частиц.

Аналогичным образом может производиться и сепарация дейтронов. При этом при настроенном канале переход на пучок дейтронов осуществляется просто переполюсовкой магнитных элементов канала.

Результаты сепарации дейтронов и антидейтронов приведены в таблице I.

Таблица I

Сорт частиц	d	\bar{d}
1. Энергия протонного пучка, ГэВ		63
2. Поток протонов на мишень за цикл	$2,6 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{11}$
3. Телесный угол захвата частиц в канал, мкср	6,5	25
4. Импульсный интервал $\Delta p/p, \%$	0,5	1,0
5. Число частиц за цикл	$3,2 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
6. Адронный фон, частиц за цикл	0,06	0,2

§2. Внутренняя трекочувствительная мишень (ВТМ)

Для регистрации $\bar{d}d$ -взаимодействий в рабочий объем камеры, заполненной водородом, помещается внутренняя дейтериевая трекочувствительная мишень^{3/}, которая представляет собой коробку в виде параллелепипеда, склеенную из лексана. Для обеспечения необходимых жесткости и термического сопротивления толщина стенок коробки выбрана равной 1,2 см. Внутренние размеры ВТМ составляют: длина по

пучку $L = 100$ см, ширина $D = 16$ см, высота $H = 6$ см., Выбранные размеры позволяют при сравнительно небольшом количестве используемого дейтерия (объем около 10 л) с высокой эффективностью регистрировать $d\sigma$ -взаимодействия и проводить прецизионные измерения треков как в дейтерии, так и в водороде.

Одновременная трекочувствительность сред с различными термодинамическими параметрами, какими являются водород и дейтерий, достигается с помощью автономных систем термостатирования и изменения давления в мишени и камере. Характеристики режима одновременной чувствительности в дейтерии и водороде приведены в таблице II.

Таблица II

	H_2	D_2
1. Температура K°	27,0	30,5
2. Давление (статическое) p , $кг/см^2$	5,5	5,5
3. Давление нижнее p , $кг/см^2$	2,8	2,5
4. Разность давлений в цикле $p_{Ц} = p_{В} - p_{Н}$	2,7	3,0

Требуемый температурный режим достигается помещением в объем мишени соответствующих теплообменников, а для достижения необходимой степени расширения в мишени используется специальное устройство - РУМ^{5/}. РУМ представляет собой систему мембран, перемещение которых осуществляется под воздействием изменяющихся давлений камеры и мишени и давления в мембранном объеме, что обеспечивает в каждом цикле расширения дополнительное снижение конечного давления в мишени до 0,3 атм относительно давления в камере. Устройство не нуждается в автономном приводе.

В сеансах облучения установки "Подмила" совместно с ВТМ было получено около 30 тыс. снимков, что свидетельствует о работоспособности данной системы. На этом материале в настоящее время проводятся методические измерения.

Следует отметить, что мишень может быть заполнена также неоном. Это позволяет проводить исследования взаимодействий адронов с более тяжелым ядром.

§3. Исследование взаимодействий антидейтрон-дейтрон

При взаимодействии антидейтронов с дейтронами возможны соударения одного антинуклона с нуклоном, в которых оставшаяся пара не взаимодействует и её компоненты могут рассматриваться как зрители. Возможны также реакции кумулятивного типа, в которых антидейтрон

(дейтрон) как целое взаимодействует с одним нуклоном (антинуклоном). Кроме того, могут осуществляться одновременные взаимодействия обеих антинуклонных и нуклонных пар, то есть взаимодействие антидейтрона и дейтрона как целого ($2\bar{n} 2N$ -реакции). В реакциях последнего типа наиболее интересным представляется изучение процесса $\bar{d}d$ -аннигиляции. В этом случае сечение $\bar{d}d$ -аннигиляции определяется сечением аннигиляционных процессов нуклонов и антинуклонов и перекрытием соответствующих волновых функций дейтрона и антидейтрона. Проведенные оценки дают величину сечения $\bar{d}d$ -аннигиляции: $\sigma^A = 2 - 4$ мб. При этом неаннигиляционное сечение равняется $\sigma^N = 16 - 18$ мб. Помимо независимых попарных взаимодействий можно ожидать наличия процессов взаимодействия антидейтрон-дейтрон, приводящих к образованию единой $d\bar{d}$ -системы, как аннигиляционной, так и неаннигиляционной. Принципиальной возможностью оценки нижней границы такого процесса является наблюдение кумулятивных частиц, имеющих импульсы, выходящие за кинематическую границу, определяемую кинематикой независимых попарных взаимодействий с учетом движения Ферми.

Поскольку об аннигиляционных $2\bar{n} 2N$ -процессах в настоящее время нет никакой информации, естественно именно на них сосредоточить внимание. При этом могут быть исследованы множественные характеристики процесса, инклюзивные спектры заряженных и нейтральных частиц, корреляционные явления, оценены сечения образования резонансов. Весьма полезным представляется сравнение данных по $\bar{d}d$ - и dd -взаимодействиям.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Васильев В.В. и др. Препринт ИФВЭ, В0-66 ОП, Серпухов, 1980.
2. Сазонов С.Г., Толмачев В.Т. ОИЯИ, I3-80-403, Дубна, 1980.
3. Киреев В.И. и др. ОИЯИ, I3-82-24, Дубна, 1980.
4. Антипов Ю.М. и др. ЯФ, 1971, I3, с. I.
5. Пожарский А.В., Устенко Е.П. ПТЭ, 1982, № I, с. 43.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ

Б.П.Банник, С.Вокал, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изучение столкновений релятивистских протонов, дейтронов, ядер гелия-4 и углерода-12 с ядрами фотозумульсии при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон проводилось ЛВЭ ОИЯИ совместно с лабораториями Алма-Аты, Бухареста, Варшавы, Кошице, Ленинграда (РИ и ЛПИ), Москвы, Ташкента (ИЯФ, ФТИ) и Улан-Батора. Основные результаты были опубликованы в работах /1-16/.

Большая часть исследований проводилась с использованием фотозумульсий типа БР-2, в части работ применялись как фотозумульсии, насыщенные легкими ядрами водорода, углерода, кислорода, так фотозумульсии с введенными в них солями свинца. Оба метода обогащения были разработаны в ЛВЭ. В исследованиях использовалась вычислительная процедура статистического разделения взаимодействий на группах ядер C, O и **Ag, Br**.

Сечения взаимодействия. Использование разностной процедуры позволило получить сечения неупругого взаимодействия перечисленных выше снарядов с отдельными ядрами эмульсии. Так, сечения взаимодействия ядер гелия с ядрами углерода и серебра, равные $\sigma_{\text{He-C}}^{\text{in}} = (410 \pm 30)$ мб, $\sigma_{\text{He-Ag}}^{\text{in}} = (1910 \pm 70)$ мб и определенные впервые при данной энергии, позже были подтверждены другими работами. Это согласие говорит в пользу корректности применения разностной методики.

Фрагментация ядер-снарядов. В таблице I даны вероятности W фрагментации дейтронов, ядер гелия и углерода на частицы с зарядом Z и сохранением импульса первичного ядра.

Таблица I

Снаряд	W			
	$Z=1$	$Z=2$	$Z=3$	3α
^2H	$0,24 \pm 0,01$	-	-	-
^4He	$0,36 \pm 0,01$	$0,074 \pm 0,004$	-	-
^{12}C	$0,61 \pm 0,03$	$0,43 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$	$0,02$

В таблице также приведена вероятность расщепления ядра углерода-12 на три альфа-частицы без возбуждения ядра-мишени. Средний поперечный импульс таких альфа-частиц оказался равным $P = (110 \pm 20)$ МэВ/с. Найденно, что $\sim 64\%$ событий дифракционного расщепления углерода идет посредством каскада $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$.

Генерация вторичных частиц. В таблице 2 представлены в зависимости от массы снаряда средние значения числа вторичных частиц: ливневых (S - частиц) с кинетической энергией для протонов > 400 МэВ, g - частиц с энергией (также для протонов) 20 МэВ $< T_p \leq 400$ МэВ и β - частиц с $T_p \leq 26$ МэВ. В этой же таблице приведены значения, предсказываемые каскадно-испарительной моделью (КИМ).

Таблица 2

	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_\beta \rangle$
$^1\text{H}-\text{Em}$	$1,63 \pm 0,02$ (1,75)	$2,81 \pm 0,06$ (2,71)	$3,77 \pm 0,08$ (3,29)
$^1\text{H}-\text{C}, 0$	$1,64 \pm 0,05$ (1,79)	$1,31 \pm 0,01$ (1,25)	$2,15 \pm 0,07$ (1,29)
$^1\text{H}-\text{Br}, \text{Ag}$	$1,63 \pm 0,03$ (1,73)	$3,46 \pm 0,07$ (3,36)	$4,53 \pm 0,10$ (4,19)
$^2\text{H}-\text{Em}$	$2,77 \pm 0,07$ (3,26)	$3,9 \pm 0,1$ (3,10)	$4,6 \pm 0,2$ (5,43)
$^4\text{He}-\text{Em}$	$4,3 \pm 0,1$ (5,40)	$4,4 \pm 0,2$ (3,58)	$4,4 \pm 0,2$ (6,17)
$^{12}\text{C}-\text{Em}$	$7,6 \pm 0,2$ (7,4)	$5,9 \pm 0,3$ (5,3)	$4,3 \pm 0,2$ (5,3)

На рис. 1, 2 даны угловые распределения s -, g - и β -частиц для столкновений протонов и ядер углерода с ядрами эмульсии соответственно. На рис. 3 а, б, в представлены распределения по энергиям g -частиц в случае когда снарядами являются протоны, ядра гелия и углерода соответственно (гистограмма - расчет по КИМ, прямая - фит для $p\text{Em}$ -взаимодействий). На всех трех рисунках приведены расчеты по каскадно-испарительной модели. Из анализа таблицы и рисунков следует, что предсказания КИМ в основном согласуются с экспериментальными данными. Наибольшее расхождение наблюдается для угловых распределений S -частиц. КИМ переоценивает перерассеяние S -частиц в ядре. Наблюдается расхождение с моделью и для числа β -частиц. При этом КИМ занижает выход α -частиц в данном энергетическом интервале. Так, отношение числа α -частиц к числу протонов, полученное в $p\text{Em}$ -эксперименте, равно $0,46 \pm 0,03$, модель дает $0,11$.

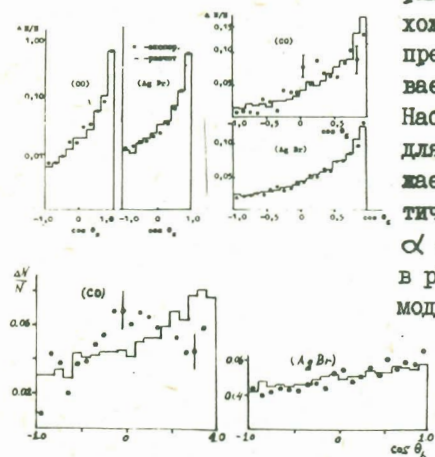


Рис. 1

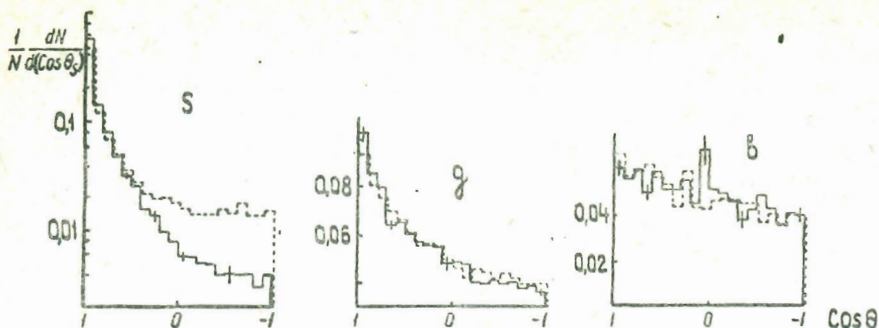


Рис. 2

Полное разрушение тяжелых ядер. К событиям полного разрушения ядер Br, Ag относятся случаи, когда сумма g - и b - частиц $n_g + n_b = N_h > 28$. Было найдено, что для таких событий суммарный заряд этих частиц $\langle Z \rangle = 4I$, то есть совпадает со средним зарядом Br и Ag . Случаи

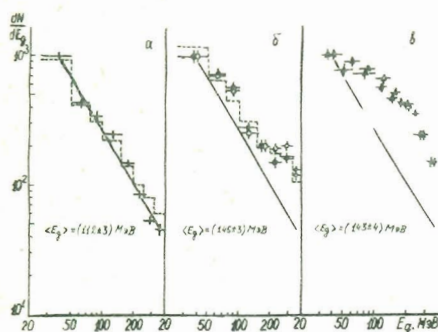


Рис. 3

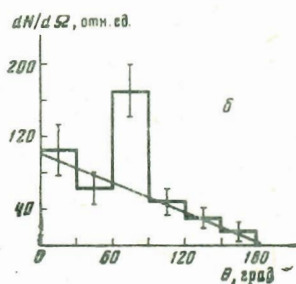


Рис. 4

полного разрушения ядер свинца отбирались при выполнении условия $N_h \geq 40$. Было показано, что для таких событий имеет место вылет в основном отдельных нуклонов и нет ядра остатка. В таблице 3 приведены вероятности полного разрушения ядер; средние множественности s -, g -, b - частиц; средняя энергия g - и b - частиц.

Как видно из таблицы, вероятность процесса зависит от атомных весов сталкивающихся частиц и не зависит от энергии, приходящейся на нуклон снаряда. Средние множественности g - и b - частиц, их перераспределение практически не меняются с ростом энергии, в то время как $\langle n_s \rangle$ возрастает \sim в 4 раза. Следовательно, полное разрушение

Таблица 3

Энергия ГэВ	P + Ag, Br		P + Pb	$^4\text{He} + \text{Ag}$	$^4\text{He} + \text{Pb}$	$^{12}\text{C} + \text{Ag}$
	10	70	70	14	14	43
W %	3,1 \pm 0,6	3,0 \pm 0,7	7 \pm 2	6,4 \pm 1	10 \pm 2	17 \pm 2
$\langle n_s \rangle$	4,0 \pm 0,5	17,1 \pm 0,8	20,7 \pm 1	7,4 \pm 0,4	12,5 \pm 1	18,6 \pm 0,7
$\langle n_g \rangle$	10 \pm 0,8	14,2 \pm 0,8	23 \pm 1	18,0 \pm 0,7	34,7 \pm 2	22,3 \pm 0,8
$\langle n_e \rangle$	22 \pm 1,2	15,8 \pm 0,1	19,8 \pm 0,4	15,0 \pm 1	12,7 \pm 1,3	11,1 \pm 0,5
$\langle T_g \rangle M_{\text{BI}20 \pm 12}$	-	-	-	138 \pm 4	-	148 \pm 3
$\langle T_b \rangle M_{\text{B}} 19 \pm 2$	19 \pm 2	19 \pm 2	18 \pm 2	18 \pm 2	22 \pm 2	17 \pm 1

ядер не обусловлено генерацией пионов и /или/ их последующими столкновениями в ядре, то есть каскадными процессами. КИМ не объясняет и тот факт, что энергетический спектр протонов с $20 < T_p \leq 400$ МэВ становится более жестким при переходе от взаимодействий, усредненных по всем параметрам удара, к событиям полного разрушения ядра. Само значение $\langle T_p \rangle = 123$ МэВ, рассчитанное по КИМ, оказывается меньше экспериментального значения $\langle T_p \rangle = (138 \pm 4)$ МэВ в случае событий полного разрушения ядер брома и серебра, инициируемых ядрами гелия-4. Эти факты указывают на возможное проявление коллективных эффектов, например, взаимодействий гидродинамического типа. Следует отметить, что, например, по модели ударной волны нельзя ожидать (как это было в первых работах) резкой направленности вылета таких легких фрагментов, как нуклоны и α -частицы, вследствие размытия углового распределения из-за наличия поперечных импульсов у нуклонов в ядре. Для фрагментов с большими Z это влияние должно быть много меньшим. Экспериментальное проявление направленности вылета фрагментов с $Z \geq 4$ во взаимодействиях ядер углерода с тяжелыми ядрами эмульсии показано на рис.4.

Проведенный выше анализ указывает на необходимость более подробных и всесторонних экспериментальных исследований.

Широкие возможности для получения информации по всем вторичным частицам отдельного события дает облучение эмульсии в сильном магнитном поле напряженностью до 10^6 Э /17/. Наличие интенсивных пучков позволяет проводить облучение за время одного сброса ускоренных частиц (десятки микросекунд), обеспечивая при этом необходимую однородность поля по времени и радиусу. Точность измерения импульсов в области $1+100$ ГэВ/с составит (3-5)%. Возможным станет разделение по массам g -и b - частиц. Например, для g - частиц маг-

нитные отклонения для протонов и дейтронов различаются вдвое при $\beta \sim 0,7$ на длине 0,5 см. При равных магнитных отклонениях β -частиц пробег дейтронов вдвое больше пробега α -частиц.

Таким образом, станет возможным разделение всех вторичных частиц по энергиям, массам и зарядам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bubnov V.I. et al. Z.Phys., 1981, A302, p.133.
2. Богачев Н.П. и др. ОИЯИ,Р1-6877,Дубна,1972.
3. Толстов К.Д. и др. ОИЯИ,Р1-8313,Дубна,1974.
4. Shabratova G.S. et al. Acta Phys.Slov., 1978, 28, p.132.
5. Adamovich M.I. et al. JINR, E1-10838, Dubna, 1977.
6. Марин А. и др. ЯФ,1979,29,с.105.
7. Марин А. и др. ЯФ,1980,32, с.1387.
8. Карабова М. и др. ЯФ,1979,29,с.117.
9. Бубнов В.И. и др. Препринт ИФВЭ АН Каз ССР,81-11,Алма-Ата,1981.
10. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ,Р1-80-206,Дубна,1980.
11. Богданов В.Г. и др. Препринт РИ, № 97,Ленинград,1979.
12. Богданов В.Г. и др. Препринт РИ, № 133,Ленинград,1980.
13. Богданов В.Г.,Перфилов Н.А.,Соловьева З.И.Препринт РИ, № 152, Ленинград,1981.
14. Tolstov K.D. Z.Phys., 1981, A301, p.339.
15. Антончик В.А. и др. ЯФ,1980,32,с.51.
16. Плищев В.А. и др. Препринты Радиевого института РИ-92,Ленинград, 1978; РИ-101,Ленинград,1978.
17. Толстов К.Д.,Шабратова Г.С. ОИЯИ,Р1-8402,Дубна,1974.

ДВУХПЛЕЧЕВОЙ МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ
В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ (УСТАНОВКА МАСПИК-2)

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.Н.Жмыров, В.В.Иванов, М.А.Игнатенко,
А.С.Кузнецов, М.Г.Мещеряков, С.В.Разин, В.Н.Самойлов,
Г.Д.Столетов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описываемая установка предназначена для дальнейшего развития исследований механизма ядерных реакций при релятивистских энергиях на выведенных пучках частиц синхрофазотрона ОИЯИ. В 1972-1975 г.г. был проведен цикл экспериментов, в которых изучались спектры вторичных соударений протонов и дейтронов с импульсами 4,3; 6,3; 8,9 ГэВ/с с ядрами водорода, дейтерия, углерода, алюминия и висмута^{1-6/}. Измерения проводились под фиксированным углом 103 мрад с помощью одноплечевого магнитного спектрометра с проволочными искровыми камерами на линии с ЭВМ БЭСМ-4. В этом цикле экспериментов был получен ряд новых результатов, позволяющих составить более полное представление о механизме взаимодействия релятивистских адронов и ядер с ядрами.

В экспериментах по рассеянию дейтронов на дейтронах при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с была обнаружена двухпиковая структура в высокоимпульсных частях спектров вторичных дейтронов, измеренных под углом 103 мрад^{4/} (рис.1). Эта структура возникает в результате кинематического разделения вкладов, с одной стороны, от упругого $d-d$ рассеяния и, с другой, от квазиупругого (с развалом мишени) $d-d$ рассеяния, обусловленного нуклон-нуклонными соударениями различной кратности. Расчеты, выполненные на основе модели многократного нуклон-нуклонного рассеяния, позволили воспроизвести основные особенности измеренных импульсных распределений вторичных дейтронов. Анализ этих экспериментальных данных приводит к ряду заключений, которые помогают наметить пути дальнейших исследований.

I) Результаты расчетов оказываются довольно чувствительными к значениям некоторых входных параметров, в частности к величине отношения реальной и мнимой частей амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния $\rho = \text{Re}f(0) / \text{Im}f(0)$. Поэтому следует ожидать, что при

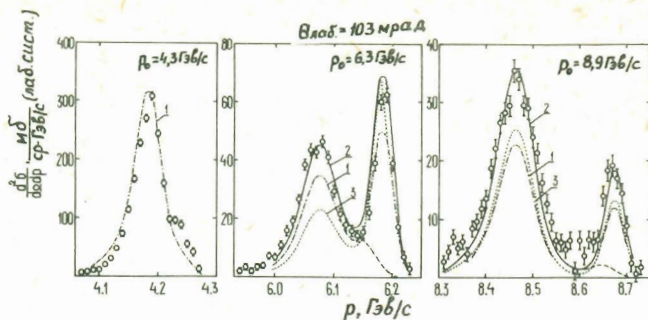


Рис. 1. Импульсные спектры дейтронов, зарегистрированных под углом 103 мрад в $d-d$ соударениях при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Цифрами отмечены варианты расчетов, выполненных в рамках модели многократного рассеяния, при различных значениях параметров амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния^{/4/}. Штриховыми кривыми показаны вклады от квазиупругого рассеяния в области пиков, кинематически отвечающих упругому $d-d$ рассеянию.

использовании достаточно точной модели многократного рассеяния из данных по $d-d$ соударениям можно извлекать сведения о величине этого отношения вне области кулон-ядерной интерференции.

2) По мере увеличения переданного импульса (или угла рассеяния) двухпиковая структура в высокоимпульсной части спектра вторичных дейтронов от $d-d$ соударений должна превращаться в трехпиковую в результате кинематического выделения вклада от трехкратных $n-n$ столкновений, приводящих к квазиупругому $d-d$ рассеянию^{/7/}.

3) Вклады квазиупругого $d-d$ рассеяния в области спектров, кинематически соответствующие упругому $d-d$ рассеянию, составляют лишь 15–30%. Эта ситуация качественно отличается от той, которая имеет место в $p-d$ рассеянии: при передаче импульса 0,6–1,8 (ГэВ/с)² вклады квазиупругого $p-d$ рассеяния в области пиков, отвечающих упругому $p-d$ рассеянию, составляют 60–70%^{/3/}.

Таким образом, хотя дейтрон представляет собой очень слабо связанную систему, при определенных условиях упругое рассеяние дейтронов дейтронами оказывается относительно более вероятным, чем рассеяние дейтронов протонами. Это, конечно, обусловлено возможностью реализации в случае $d-d$ рассеяния таких двукратных $n-n$ соударений, когда оба налетающих нуклона одновременно рассеиваются каждый

на одном из нуклонов мишени, что допускает возможность достаточно больших передач импульса обоим нуклонам дейтрона при слабом возмущении их внутриядерного относительного движения. Наличие кратных соударений указанного типа должно приводить к тому, что и в случае рассеяния дейтронов на ядрах высокоимпульсные участки спектров дейтронов должны быть обогащены за счет рассеяния налетающих дейтронов на группах внутриядерных нуклонов.

Действительно, сопоставление результатов исследования квазиупругого рассеяния на угол 103 мрад протонов^{/3/} и дейтронов^{/6/} с импульсами $4,3$; $6,3$ и $8,9$ ГэВ/с на ядрах указывает на качественное различие в механизмах взаимодействия этих частиц с ядрами в области передач импульса $0,4 - 0,8$ (ГэВ/с)². Спектры дейтронов от квазиупругого дейтрон-ядерного рассеяния (рис.2) оказываются значительно более жесткими по сравнению со спектрами протонов от протон-ядерного рассеяния. Феноменологический анализ этих данных не противоречит предположению о том, что в соударениях релятивистских дейтронов с ядрами часть нуклонов ядра, вовлеченных во взаимодействие с налетающим дейтроном, испускается в виде фрагментов ядра-мишени в соответствии с кинематикой, близкой к кинематике упругого рассеяния дейтронов на фрагментах. Прямое экспериментальное наблюдение ядерных фрагментов, выбитых из ядер-мишеней взаимодействующими с ними дейтронами, наряду с одновременной регистрацией самого рассеявшегося дейтрона, дало бы полезную информацию для развития теории взаимодействий ядер с ядрами при высоких энергиях. Установка МАСПИК-2 открывает возможность проведения исследований в этом направлении.

В последнее время появляется все больше аргументов в пользу того, что обычная теория ядерных сил, пригодная для описания ядерных реакций при низких энергиях, в области промежуточных и высоких энергий должна быть модифицирована с учетом эффектов, обусловленных наличием кварковых степеней свободы^{/8/}. Феноменологическая картина кварк-глюонной структуры адронов наводит на мысль, что в центральных соударениях между ядрами, приводящих к сильно сжатому ядерному веществу, в результате перекрытия кварк-глюонных облаков отдельных нуклонов могут образовываться метастабильные кратковременные многокварковые состояния^{/9/}. В модели кварковых мешков^{/10,11/}, имеющей определенные успехи в объяснении свойств адронов, предсказывается возможность существования состояний, в которых кварки от нескольких нуклонов содержатся в одном мешке^{/12/}. Разность энергии между ядерной и кварковой фазами вещества оценивается равной примерно 300 МэВ на барионное число даже вблизи от обычных ядерных плотностей^{/13/}; оценки времени жизни мультикварковых состояний менее определены. Возможно, что уже в случае процесса прямого выбивания дейтронов из ядер протонами вы-

сокой энергии^{/5/} имеет место взаимодействие налетающего протона с шестикварковой конфигурацией в ядре, которая в момент соударения ведет себя, как обособленный квазистабильный объект^{/14/}. Во всяком случае экспериментальное наблюдение эффектов, связанных с существованием многокварковых состояний, проявляющихся либо в чистом виде, либо как кластеры в ядрах, представляет значительный интерес для создания единой картины структуры адронов и ядер. Поиски предсказываемого шестикваркового резонансного состояния с массой около $2,18 \text{ ГэВ}/c^{2/14/}$ можно производить, например, путем исследования спектра вторичных протонов, испускаемых в процессе $dp \rightarrow px$.

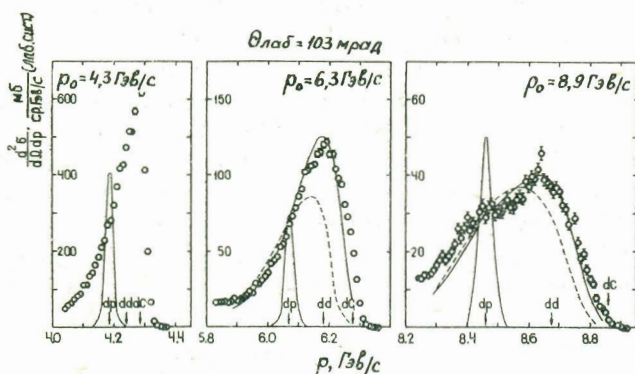


Рис. 2. Высокоимпульсные области спектров вторичных дейтронов от $a-c$ соударений при 4,3; 6,3 и 8,9 ГэВ/с. Стрелками указаны значения импульсов дейтронов, соответствующие кинематике упругих $a-p$, $a-d$ и $a-c$ рассеяний. Пики, приведенные по данным измерений упругого $a-p$ рассеяния, характеризуют импульсное разрешение. Штриховые кривые - результаты расчетов по стандартной модели многократного рассеяния; сплошные кривые вычислены в предположении, что ядерное рассеяние дейтронов при передаче импульсов $|t| \sim 0,4 - 0,8 (\text{ГэВ}/c)^2$ с вероятностью $\sim 0,4$ при 6,3 ГэВ/с и 0,2 при 8,9 ГэВ/с сопровождается выбиванием из ядер групп нуклонов^{/6/}.

Для решения перечисленных физических задач и предназначена экспериментальная установка МАСПИК-2 - двухплечевой магнитный спектрометр с проволочными камерами на линии с ЭВМ ЕС-1010.

Схема расположения спектрометра на канале 2В в корпусе 205 ЛВЭ показана на рис.3. Проходящий в ионопроводе медленного вывода первичный пучок частиц падает на мишени, устанавливаемые в вакууме с помощью дистанционного управляемого устройства. Устройство рассчитано на 7 положений. В качестве мониторов пучка используются два телескопа сцинтилляционных счетчиков, направленных на фольгу, дистанционно устанавливаемую в первичном пучке на расстоянии 2 м перед мишенью. Испущенные из мишени вторичные частицы могут регистрироваться как основным плечом спектрометра под углом θ_1 , так и сопряженным плечом под углом θ_2 , а также на совпадения между собой. Изменение угла θ_1 достигается перемещением магнита М1 и детектирующей аппаратуры, а изменение угла θ_2 – перемещением магнита М3 с закрепленной на нем аппаратурой спектрометра. Области изменения углов регистрации частиц составляют 80–200 мрад и 45° – 135° для углов θ_1 и θ_2 соответственно. Импульсное разрешение основного плеча составляет примерно $\pm 0,25\%$, импульсный акцептанс – около 15%, для сопряженного плеча соответствующие характеристики составляют примерно 2% и 40%.

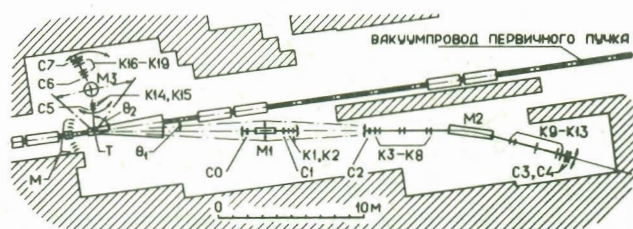


Рис.3. Схема расположения установки МАСПИК-2. М1 – отклоняющий магнит, М2 и М3 – анализирующие магниты, Т – мишень, С0–С7 – сцинтилляционные счетчики, М – монитор пучка, К1–К13 – проволочные камеры.

В качестве детектирующей аппаратуры спектрометра используются сцинтилляционные счетчики и система проволочных искровых камер. Для расширения экспериментальных возможностей спектрометра в настоящее время разрабатывается система пропорциональных камер с общим числом каналов около 4000, которая в будущем должна заменить систему искровых камер спектрометра. Установка включает также аппаратуру быстрой электроники для отбора событий и мониторинга пучка, регистриру-

щую аппаратуру, схемы запуска проволочных камер, контрольно-измерительную систему, аппаратуру связи и ЭВМ ЕС-1010. Блок-схема электронной аппаратуры показана на рис. 4^{15/}.

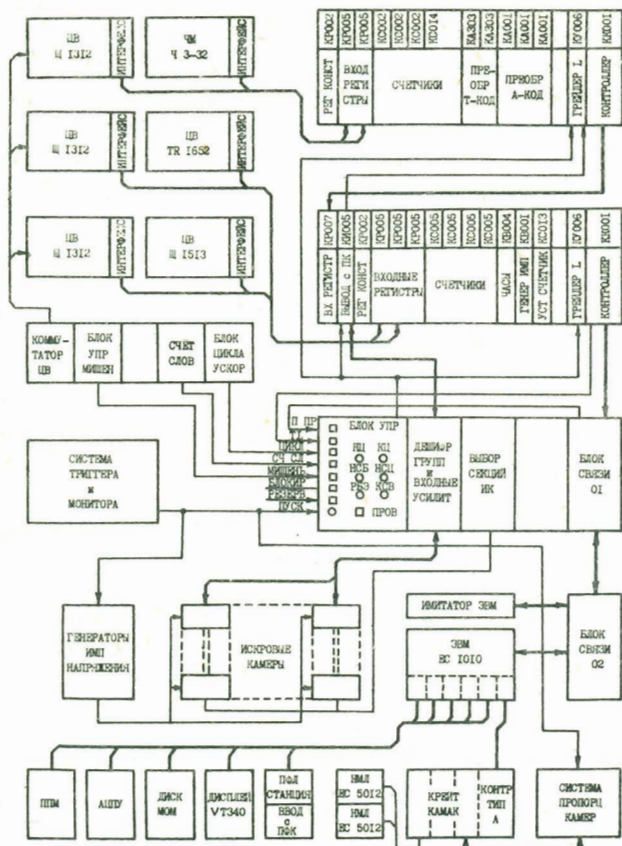


Рис. 4. Блок-схема электронной аппаратуры установки МАСПИК-2.

Система триггера и мониторинга пучка собрана в стойках типа "Вишня" из блоков быстрой электроники^{16/}. С этих же блоков снимаются сигналы для определения времени пролета и удельных энергетических потерь регистрируемых частиц. Сигнал "Пуск" вырабатывается триггером в соответствии с логикой решаемой физической задачи.

Регистрирующая аппаратура включает счетчики, входные регистры, преобразователи время-код и амплитуда-код и другие блоки^{17/}, выполненные в стандарте КАМАК и размещенные в двух крейтах. В третьем крейте установлены блок управления и блок связи, а также устройства, обеспечивающие считывание информации с искровых камер.

Контрольно-измерительная система включает частотомер, используемый для регистрации момента события в пределах импульса интенсивности, цифровые вольтметры для измерения токов в магнитах, показаний датчика Холла и значений напряжений в контролируемых точках аппаратуры.

Идентификация однозарядных вторичных частиц по массам в основном плече спектрометра производится путем одновременного измерения их импульса, времени пролета на базе около 22 м между счетчиками С0 и С4 и амплитуд сигналов, поступающих с этих счетчиков. Сцинтилляторы счетчиков С0 и С4 имеют размеры $54 \times 120 \times 20 \text{ мм}^3$ и $600 \times 190 \times 20 \text{ мм}^3$ соответственно и просматриваются каждый двумя фотоумножителями типа XP-2020 через световоды из плексигласа, соединенные с узкими ($54 \times 20 \text{ мм}^2$ и $190 \times 20 \text{ мм}^2$) гранями сцинтилляторов и с фотоумножителями.

Известно, что временной разброс сигналов с ФЭУ сильно зависит от стабильности разности потенциалов между катодом и первым динодом^{18/}. Поэтому в схеме делителя напряжения ФЭУ эта разность стабилизировалась с помощью кремниевых стабилитронов.

Выходные сигналы с каждого ФЭУ с помощью пассивного делителя подаются на вход зарядо-цифрового преобразователя (~35% от полной амплитуды сигнала) и на вход формирователя-дискриминатора (~65%). Сигналы с формирователей служат для выработки триггера и используются в качестве стартовых (от счетчика С0) или стоповых (от счетчика С4) сигналов во время-цифровых преобразователях.

Таким образом, время пролета частицы измеряется с помощью двух независимых каналов, образуемых парами ФЭУ, каждая из которых просматривает оба счетчика, С0 и С4; одновременно регистрируется информация об амплитудах сигналов от всех четырех времяпролетных ФЭУ. Полусумма обоих измерений времени пролета не зависит от места прохождения частицы через сцинтилляторы. Достигнутое при этом временное разрешение составило около 800 пс (полная ширина распределения на половине высоты).

Использование формирователей, работающих по схеме порогового дискриминатора, приводит к известному временному дрейфу выходного сигнала в зависимости от величины амплитуды входного сигнала. Влияние этого дрейфа на времяпролетные измерения можно уменьшить, вводя в эти измерения поправки, связанные с амплитудами сигналов от

стартовых и стоповых счетчиков. Временное разрешение, полученное с использованием указанных поправок, составило около 500 пс для реальных экспериментальных условий.

С помощью установки МАСПИК-2 в последнее время проведено несколько сеансов работы на синхрофазатроне ОИЯИ на выведенных пучках дейтронов и протонов. В частности, выполнены измерения спектров вторичных протонов и дейтронов, испущенных под углом 140 мрад во взаимодействиях дейтронов с ядрами водорода, дейтерия и углерода при начальном импульсе дейтронов 9 ГэВ/с. Измерения перекрывают как область спектра, соответствующую упругому и неупругому рассеянию дейтронов, так и ту область, вклад в которую дают в основном протоны от развала налетающих дейтронов. Эти данные в настоящее время обрабатываются.

Литература

1. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. ЯФ, 1978, 27, с.1027.
2. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. Nucl. Phys., 1978, A305, p.404.
3. Ажгирей Л.С., Алавердян Г.Б., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Лыкасов Г.И., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. ЯФ, 1978, 28, с.1005.
4. Azhgirey L.S., Ignatenko M.A., Ivanov V.V., Kuznetsov A.S., Mescheryakov M.G., Razin S.V., Stoletov G.D., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N. Nucl. Phys., 1978, A305, p.397; ЯФ, 1978, 28, с.124.
5. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Разин С.В., Столетов Г.Д. ЯФ, 1978, 28, с.1017.
6. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Мещеряков М.Г., Пак А.С., Разин С.В., Столетов Г.Д., Тарасов А.В., Цэрэн Ч. ЯФ, 1979, 30, с.1578.
7. Azhgirey L.S., Razin S.V., Tarasov A.V., Uzhinsky V.V. JINR, E2-12683, Dubna, 1979.
8. Arnold R.G., Chertok B., Dally E., Grigorian A., Gordan C., Shütz W., Zdarko R., Martin F., Macking B. Phys Rev. Lett., 1975, 35, p. 776.

9. Collins J.C., Perry M.J. Phys. Rev. Lett., 1975, 34, p. 1353.
10. Chodos A., Jaffe R.L., Johnson K., Thorn C.B., Weisskopf V.F. Phys. Rev., 1974, D9, p. 3471.
11. Squires E.J. Rep. Prog. Phys., 1979, 42, p.1187.
12. Jaffe R.L. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.195.
13. Wong C.W., Liu K.F. Phys. Rev. Lett., 1978, 41, p. 82.
14. Tsai S.Y. Prog. Theor. Phys., 1980, 64, p.1710.
15. Ажгирей Л.С., Будкин Л.В., Взоров И.К., Жмыров В.Н., Жмырова Т.Ф., Иванов В.В., Игнатенко М.А., Кузнецов А.С., Разин С.В., Самойлов В.Н., Столетов Г.Д. Материалы X междунар. симпозиума по ядерной электронике. Дрезден, 1981. т.1, с.287.
16. Борейко В.Ф., Будяшов Ю.Г., Валуев Ю.М., Гребенюк В.М., Зинов В.Г., Краснородов Б.С. ОИЯИ, Р13-12334, Дубна, 1979.
17. Антхов В.А., Ыонг Дао Ви, Динель Э., Журавлев Н.И., Игнатьев С.В., Ле Зон Пхир, Нгуен Мань Занг, Сидоров В.Т., Синаев А.Н., Стахин А.А., Чуринов И.Н. ОИЯИ, IO-80-650, Дубна, 1980.
18. Binon F., Bricman C., Duteil P., Gouanere M., Jausen J., Lagnaux J.P., Peigneux J.P., Sillou D., Spighel M., Stroot J.P., Vilain P. Nucl. Instr. and Meth., 1978, 153, p.409.

УСТАНОВКА "РЕЗОНАНС", ЕЁ ВОЗМОЖНОСТИ И БЛИЖАЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ РАБОТ ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

А.А. Аскарходжаев¹, В.А. Беляков, Ю.Т. Борзунов, В.Ф. Вишневецкий, В.В. Глаголев, Л.Б. Голованов, Ю.В. Куликов, Р.М. Лебедев, М. Малы², Е.А. Маткшевский, А.П. Цвинева, Я. Черны², И. Чумпелик², С.С. Шиманский³

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Основой установки, которой дано название "Резонанс", является стримерная камера с жидководородной мишенью, расположенная в магнитном поле напряженностью ~ 11 кГс. Частично она уже была описана ранее^{1/2}. Недавно установка была перебазирована на новый канал, по которому будут транспортироваться ускоренные протоны и ядра, выведенные из ускорителя, и вторичные частицы, P^\pm - и K^\pm - мезоны, от внешней мишени. При этом она была в значительной мере развита и усовершенствована. В данное время установка готовится к запуску. Её фотография представлена на рис.1, компоновка основных частей (в плане) - на рис.2.

Импульсы высокого напряжения для камеры вырабатываются 14-каскадным генератором Аркадьева-Маркса (ГИИ), зарядка которого осуществляется стабилизированным выпрямителем на 55 кВ. Нестабильность напряжения сети, питающей выпрямитель, $\leq 0,5\%$. Формирование импульсов осуществляется с помощью двойной линии типа *Volumlein*, рассчитанной на импульсы с амплитудой до 850 кВ, шириной 8 нс и временем нарастания ~ 2 нс. На стримерную камеру импульсы подаются по волноводу, форма которого меняется от круглой, коаксиальной (на выходе формирующей линии) к прямоугольной с плоским внутренним электродом - полосковой линии. Плоскости электродов линии расположены вертикально. Так немного проще вводить пучок в камеру и снабжать мишень жидким водородом, кроме того, это выгодно и по ряду других причин.

Полосковая линия одновременно является частью и конструктивной основой стримерной камеры. Рабочая (чувствительная) область её (130 x 80 x 48 см³) составляет часть объема линии, выделенного замкнутыми по контуру стенками из пенополиуретана (в другом варианте - из винилпласта), зажатыми между внутренним (под напряжением) и внешним-

1. Ташкентский государственный университет.
2. Физический институт ЧСАН (Прага).
3. Институт физики высоких энергий (Алма-Ата).

ми (заземленными) электродами, который заполнен неон или неон-гелиевой смесью. Давление поддерживается на уровне ~ 3 см водяного столба выше атмосферного.

Чтобы уменьшить время "памяти" камеры до 2-3 мкс, в неон, как обычно, вводится примесь азота (SF_6). Это позволяет довести загрузку до 10^6 частиц в цикле. Отметим, что в этом случае, если камера запускается достаточно эффективным триггером, процессы, имеющие сечение $\sim 10^{-33}$ см², будут регистрироваться каждые несколько часов. В ряде случаев загрузка может быть ещё более увеличена.

Очистка газа, дозированный ввод примеси и поддержание давления газа осуществляются простой автоматизированной системой.

Устройство жидководородной мишени и расположение её в камере подробно описаны ранее^{/2/}. Питание мишени жидким водородом будет осуществляться путем конденсации газообразного водорода в конденсаторе, охлаждаемом жидким водородом. Такой способ позволяет работать с минимальным количеством водорода внутри камеры, что, как и использовавшийся ранее метод^{/2/}, значительно увеличивает безопасность работы по сравнению со случаем питания от промсуда^{/3/}. В камеру, разумеется, можно ввести мишень из твердого вещества.

Фотографирование следов в камере производится стереофотограмметрической системой (стереофотоаппаратом) с двумя парами объективов МИР-I через вырезы в электродах, затянутых сетками из проволоки (нержавеющая сталь) диаметром 0,05 с шагом 0,5 мм. Стереофотоаппарат расположен внутри сквозного отверстия в полюсе и ярме магнита. Объем между камерой и фотоаппаратом изолирован от атмосферы, но (через сетки) сообщается с рабочим объемом камеры. Промежуточных оптических сред между ними нет, нет, следовательно, и связанных с ними потерь света и погрешностей.

Фокусные расстояния объективов $F = 37,4$ мм, база фотографирования (поперек и вдоль пучка) - 320 мм и расстояние фотографирования - 1230 мм. Масштаб $M \approx 0,033$. Необходимая глубина резкости обеспечивается при $d/f = 1/4$. Пленка - 50-миллиметровая, без перфорации.

Для определения констант оптической системы разработан способ, который позволяет относительно просто получать большие точности^{/4/}. По оценкам, при воспроизведении следов в пространстве ошибки ΔX и ΔY ожидаются на уровне $\leq 0,3$ мм, относительная ошибка в импульсах по кривизне в области ≤ 3 ГэВ/с $\frac{\Delta p}{p} \leq 2\%$.

об исследуемых процессах будет получаться также в виде сигналов от электронной части установки, записанных на магнитную ленту. Для их записи будет использоваться система, созданная на основе микропроцессоров.

В общем в установке "Резонанс" будет осуществляться сочетание основных положительных качеств пузырьковых камер и электроники: практически полная изотропия и 100%-ная эффективность (как у камер), управляемость и большие загрузки (как у электроники), большой объем информации. Все это дает ту скорость набора экспериментального материала и тот уровень достоверности, которые необходимы для количественных исследований сложных по топографии редких процессов.

Большая часть физической программы будет выполняться с помощью годоскопа из черенковских счётчиков полного поглощения. Это устройство придает установке новое качество — способность регистрации и измерений импульсов γ - квантов и, как следствие, сильно расширяет область ее использования. Весьма интересной представляется возможность регистрации распада K^+ -мезонов, остановившихся в радиаторах, по радиационным модам, не сразу после остановки, а со сдвигом во времени, чтобы исключить имитацию, вызванную, например, γ -квантами от распада Π^0 . Тем самым можно надежно выделить случаи рождения K^+ - мезонов и, следовательно, возникших с ними частиц со странностью - 1. Такой, K^+ - мезонный триггер обеспечивает возможность выполнения ряда важных исследований. В том числе:

1. Поиски шестикварковых странных дибарионов, существование которых предсказано на основе современных представлений о кварк-глюонных мешках ^{5,6/}.

Вопрос о кварк-глюонных мешках, или о силах, удерживающих кварки, как известно, является одним из ключевых для квантовой хромодинамики и потому представляется актуальным. Поиски ведутся давно, получено много указаний, но надежных данных нет. Очень вероятно, что это следствие неадекватности цели и экспериментальных средств. Отмеченное выше сочетание качеств, по-видимому, делает стримерную камеру оптимальным прибором для решения данной задачи.

Для поисков можно использовать жидководородную или любую другую мишень и облучать её ускоренными протонами и ядрами или вторичными Π^{\pm} - и K^{\pm} - мезонами. Отметим, что полученный для этого экспериментальный материал может быть использован для решения многих других вопросов, связанных с процессами образования частиц со странностью - 1.

2. Измерения поляризации и асимметрии Λ -гиперонов с большими поперечными импульсами, образованных поляризованными дейтронами.

Интерес к этому вопросу обусловлен тем, что барионы и, в частности, Λ - гипероны с большими поперечными импульсами рождаются в столкновениях двух кварков и несут информацию о сталкивающихся

кварках. Полученный для этого экспериментальный материал может быть использован для решения первой и сопутствующих ей задач.

3. Решение вопроса о кумулятивном рождении η - и ω -мезонов. Это, в частности, позволит проверить динамические свойства сохраняющихся квантовых чисел с целью выяснения роли мультикластеров (виртуальных состояний типа кваркового мешка с барионным числом $B \geq 2$) в процессах кумулятивного образования частиц. В области фрагментации налетающего ядра или ядра-мишени ожидается существенное увеличение выхода векторных мезонов с ростом кумулятивности (пропорционально B^2). Экспериментальные данные будут иметь принципиальное значение для понимания кварковой структуры элементарных частиц^{/7/}.

4. Решение вопроса о существовании изобары 5/2.

Весьма веское указание на её существование получено в ЛБЭ с помощью водородной камеры, облученной квазимонохроматическими нейтронами^{/8/}. Тем не менее для доказательства представляется необходимым найти соответствующие пики в спектрах эффективных масс для каждого или хотя бы нескольких изотопических состояний и каналов распада этой изобары. Относительные вероятности распадов по всем возможным каналам сильно различаются, распады большей частью идут с η^0 -мезонами^{/9/}. Провести такой анализ с помощью пузырьковой камеры либо электроники трудно.

Другая триггерная система и связанная с ней группа работ имеют целью эксклюзивные исследования $d p$ - взаимодействий с выходом кумулятивных протонов. Постановка соответствующего эксперимента подробно описана^{/10/}.

Вообще говоря, инклюзивные спектры кумулятивных протонов измерялись, однако для выяснения связи наблюдаемых эффектов с короткодействующими корреляциями, волновой функцией на малых расстояниях, с проявлением шестикварковой структуры дейтрона необходимо иметь информацию о событиях в целом в 4π - геометрии. Такую возможность и дает стримерная камера с жидководородной мишенью, облучаемая дейтронами, ускоренными до 9-10 ГэВ/с. Кумулятивные протоны будут выделяться с помощью анализирующего магнита, газового порогового черенковского счетчика и времяпролетного детектора.

Изучаться будут пространственные и зарядовые корреляции и эффективные массы комбинаций вторичных частиц. В случае облучения поляризованными дейтронами экспериментальный материал будет использоваться для решения вопроса о проявлении шестикварковой структуры дейтрона^{/11/} и ряда других исследований.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А.М.Балдину, С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову, А.В.Ефремову, А.Г.Зельдовичу, В.А.Матвееву и Ю.А.Симонову за обсуждения и советы, Г.П.Тюпиковой, А.Н.Зубареву, В.Л.Мазарскому, В.Ф.Чумакову и К.Яшке за помощь в создании установки.

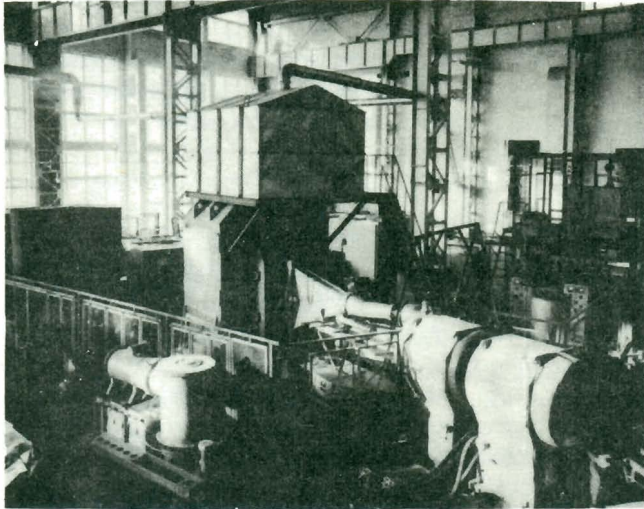


Рис. 1. Установка "Резонанс".

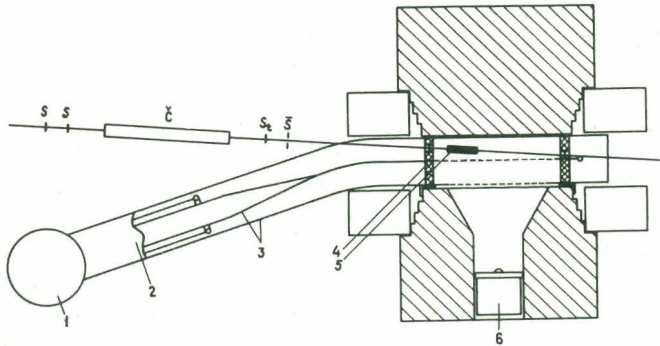


Рис. 2. Компонировка основных частей установки (в плане): 1-ГИН, 2-линия формирования импульса высокого напряжения типа *Blumlein*, 3-волновод, 4-корпус камеры, 5-мишень, 6-фотоаппарат.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. В.Ф.Вишневский, А.А.Аскарходжаев. ОИЯИ,Р13-6703,Дубна,1972; ПТЭ, 1973, №5, стр. 57.
2. Ю.Т.Борзунов,В.Ф.Вишневский,Л.Б.Голованов.ОИЯИ,13-80-30,Дубна, 1980.
3. Ю.Т.Борзунов и др. ОИЯИ,Р8-5212,Дубна,1970.
4. Ф.К.Алиев,А.А.Аскарходжаев,В.Ф.Вишневский.ОИЯИ,13-81-33,Дубна, 1981.
5. R.L.Jaffe. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p195.
6. A.Aerts et al. Phys.Rev., 1978, D17,p260.
7. A.M.Baldin, S.B.Gerasimov. JINR, E2-11804, Dubna, 1978.
8. А.Абдваллеев и др. ОИЯИ,Р1-82-241,Дубна,1982.
9. В.Л.Льбовиц.ОИЯИ,2-1291,Дубна,1980.
10. В.Ф.Вишневский,В.В.Глаголев.ОИЯИ,1-80-361,Дубна,1980.
11. А.Р.Kobushkin, L.Vizireva. ГТР-81-108Е, Kiev, 1981.

100-САНТИМЕТРОВАЯ ВОДОРОДНАЯ ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА И ИССЛЕДОВАНИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛЕГКИХ ЯДЕР С ВОДОРОДОМ

В. В. Глаголев, Р. М. Лебедев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Начиная с 1972 года 100-сантиметровая водородная пузырьковая камера (ВПК-100) работает в пучках релятивистских ядер \sqrt{I} .

ВПК-100 имеет следующие основные физико-технические характеристики: объем жидкого водорода составляет 180 литров, рабочая температура - $(28,3 \pm 0,03)^{\circ}\text{K}$, давление в минимуме кривой расширения - $3,7 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, плотность водорода - $(0,0584 \pm 0,0001) \text{ г/см}^3$, время чувствительности к заряженным частицам - 4 мс. Расширение водорода производится естественным образом за счет энергии, накопленной в сжатой жидкости, за время 50 мс. Автоколлимационная система освещения обеспечивает размеры рабочего объема $(36 \times 35 \times 30) \text{ см}^3$. Количество вещества на пути пучка в камере до входа в рабочий объем: 0,7 мм железа и 40 см жидкого водорода.

Фотографирование производится четырьмя фотокамерами, расположенными в углах прямоугольника $(500 \times 310) \text{ мм}^2$, на четыре независимые пленки шириной 50 мм. В одно поле с событием на пленку фотографируется 17 крестов, нанесенных на холодный иллиминатор камеры, и до 6 крестов, задающих координатные системы фотокамер. Одновременно на пленки фотографируется стандартная служебная информация: стоп-марки Брэннера, двоичные коды Грея с записью номера экспозиции, снимка и кресты ориентирования снимка на столе

Магнитное поле в средней плоскости камеры составляет $(1,858 \pm 0,0009)$ тесла, $\partial H_z / \partial z = 0,0047$ тесла/см. В программах обработки событий поле задается в виде полинома $B_z = C_{ijk} x^i y^j z^k$ с двадцатью девятью коэффициентами C_{ijk} , получающимися при подгонке полинома к таблице измеренных значений H_z с учетом симметрии поля.

Важным фактором, влияющим на точность измеренных изображений следов в водородной камере, является величина динамических дисторсий, обусловленных движением жидкого водорода. В ВПК-100 радиус ложной кривизны вдоль оси камеры меняется с 24000 м при задержке фотографирования 1 мс до 3000 м при задержке 2 мс.

Оптика ВПК-100 обеспечивает достаточно высокую точность восстановления пространственных координат в камере: Δx , $\Delta y = 70$ микрон, $\Delta z = 2 \sqrt{B} \cdot \Delta x \sim 400$ микрон, где $B = 500$, $\mathcal{D} = 1575$.

Достаточно однородное магнитное поле, малые динамические дисторсии и хорошее пространственное разрешение позволили нам в конкретных экспериментах определять импульсы заряженных частиц при 5 ГэВ/с и длине измеренного следа 50 см с ошибкой 2% (включая ошибку за счет многократного кулоновского рассеяния), а при длине следа 30 см — 4%. Для вторичных частиц с импульсом 2 ГэВ/с и при длине следа 30 см полная ошибка в импульсе меньше 2%/2^{1/2}. При этом для двух- и трехчастичных комбинаций заряженных частиц достигается разрешение по эффективным массам (5 — 10) МэВ, а в случае, если в комбинации содержится нейтральная частица, разрешение лежит в интервале (12 — 13) МэВ^{1/2}.

В настоящее время реконструируются механизм изменения давления в камере и управляющие им системы с тем, чтобы обеспечить более холодные режимы работы камеры и возможность двукратного сбрасывания за один цикл ускорителя.

В течение ряда лет на ВПК-100 в рамках сотрудничества Варшава-Дубна-Кошице-Москва-Страсбург-Тбилиси проводились исследования взаимодействий легких ядер (α — 170000 фотографий при 3,33 ГэВ/с, ${}^4\text{He}$ — 280000 фотографий при (8,56 и 14) ГэВ/с, ${}^3\text{He}$ — 120000 фотографий при 14 ГэВ/с). Изучались: топологические сечения, выход пионов и фрагментов ядер, особенности отдельных реакций^{3/}.

В частности, в реакции $d p \rightarrow p p n$ (условно $p_p p n$, $p p n_s$, где индекс s означает частицу-спектатор) при малых переданных импульсах наблюдались сильные пространственные корреляции, связанные с $p n$ -взаимодействием в конечном состоянии.

Особенности, наблюдавшиеся для больших импульсов спектаторов,

удалось объяснить в модели с промежуточной Δ -изобарой. События, сопровождаемые выходом частиц-спектаторов в заднюю полусферу с большим импульсом p_s и малыми переданными 4-импульсами, давали максимум вблизи суммы масс Δ -изобары и нуклона^{4/}, рис. 1, и соответственно большую величину $(N_p/N_n \sim 5)^{5/}$, рис. 2. При этом значительный вклад дают каналы с обменом медленными Δ^{++} и Δ^+ , соответствующие перезарядке лидирующего протона в нейтрон. Вклад такого рода эффектов повышает сечение $d p \rightarrow p p n$ перезарядки. Анало-

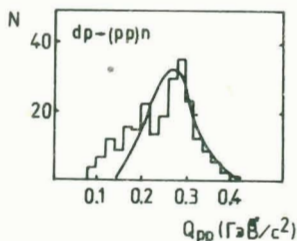


Рис. 1. Распределение по $Q_{pp} = M_{pp} - 2M_p$.

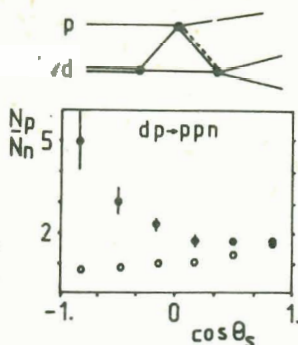


Рис. 2. Отношение выходов протонов и нейтронов для $X > 0,5$ и $X < 0,5$ в зависимости от угла вылета в реакции $dp-ppn$.

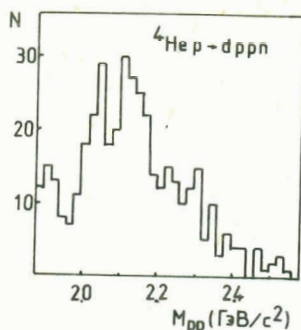


Рис. 3. Распределение по эффективным массам двух протонов с импульсами выше 300 МэВ/с из реакции ${}^4\text{He} p-dppn$.

гичная картина наблюдается и в реакции ${}^4\text{He} p-dppn$ ^{/6/}, если взять соответствующие перезарядке события, в которых нейтрон является самой быстрой из частиц в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$.

На рис.3 показан спектр эффективных масс двух протонов. Описание распределения функцией Брайта-Вигнера дает $M_{pp} = (2120 \pm 10)$ МэВ, $\Gamma = (150 \pm 40)$ МэВ. Нельзя также исключить структуру в виде двух более узких максимумов: $M_1 = 2040$ МэВ ($\Gamma = 30$ МэВ), $M_2 = (2140 \pm 15)$ МэВ, $\Gamma = (70 \pm 30)$ МэВ. Как в dp -, так и в ${}^4\text{He} p$ -взаимодействиях эффект связан с взаимодействием в конечном состоянии виртуальной Δ -изобари с нуклоном.

Отметим, что дибарсионные состояния с массами 2040 и 2060 МэВ предсказывались соответственно как дикварк - квадрикварковая структура шестикварковой системы^{/7/} и как низколежащие состояния полос дибарсионного резонанса^{/8/}.

Состояние с массой 2160 МэВ рассматривалось в^{/9/} в рамках шестикварковой модели менков.

В обсуждаемых экспериментах полная энергия нуклон-квасинуклонного взаимодействия была близка к области резонансного выхода изобар. Поэтому впоследствии камера экспонировалась в пучке ${}^3\text{He}$ максимально возможного на синхротронном импульсе - 4,5 ГэВ/с на нуклон^{/10/}. Мы надеемся, что в этом случае будет легче понять природу наблюдаемых особенностей.

В связи с ускорением на синхрофазотроне поляризованных дейтронов появляются новые возможности для выбора моделей, позволяющих описать результаты корреляционных опытов в эксклюзивной постановке.

Планируется проведение экспозиций ВПК-100, а также установки "резонанс" (стримерная с внутренней жидководородной мишенью) с отбором событий, сопровождающихся выходом кумулятивных протонов 11 , в пучке поляризованных дейтронов.

Отметим, что расположение ВПК-100 в специальном корпусе позволяет транспортировать к ней выведенные из ускорителя пучки ядер с импульсом 3,5 ГэВ/с на нуклон, а также формировать от внешней мишени пучки ядер с импульсом до 4,5 ГэВ/с на нуклон.

Литература

1. Aladashvili B.S. et al, Nucl. Instr. Methods, 1975, v.129, n1, p.109.
2. Вальтер М. и др. ОИЯИ, I-7153, Дубна, 1973;
Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, I3-5930, Дубна, 1971; ОИЯИ, I-4817, Дубна, 1969.
3. Glagolev V.V. et al, Phys. Rev., 1978, C18, p.1382 ;
Aladashvili B.S. et al, Acta Phys. Polon., 1976, VB7, N10, p.701 ;
Glagolev V.V. et al, Acta Phys. Slov., 1981, V31, N1, p.29.
4. Aladashvili B.S. et al, Nucl. Phys., B86, 1975, p.461 .
5. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, PI-I2907, Дубна, 1979.
6. Glagolev V.V. et al, (9th Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Versaieles, France, 6-10 July 1981 .
7. Lichtenberg D.B., Lett. Nuovo Cimento, 23, 1978, p.339 .
8. Mac Gregor M.H., Phys. Rev. Lett., 1979, 42, p.1724 .
9. Molders P.J. et al, Phys. Rev., 1980, D21, p.2653 .
10. Буздавина Н.А. и др. ОИЯИ, I-81-530, Дубна, 1981.
11. Винковский В.Ф., Глаголев В.В. ОИЯИ, I-80-361, Дубна, 1980.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ НА 2-МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЕ

М.И. Соловьев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Над изучением проблемы взаимодействий релятивистских ядер с легкими и тяжелыми ядрами с помощью 2-м пропановой пузырьковой камеры работают физики из Алма-Аты, Баку, Белграда, Будапешта, Бухареста, Варшавы, Варны, Дубны, Еревана, Кракова, Кишинева, Ленинграда, Лейпцига, Москвы, Праги, Самарканда, Софии, Ташкента, Тбилиси, Улан-Батора. Здесь будут кратко сформулированы некоторые результаты этих работ.

1. Экспериментальная установка

Эксперименты по изучению взаимодействий адронов и ядер с легкими и тяжелыми ядрами проводятся на 2-м пропановой пузырьковой камере^{1/}. Схема работающей в настоящее время камеры показана на рис. 1а). Из схемы видно, что её рабочий объем фотографируется раздельно двумя оптическими системами с небольшим перекрытием около дна камеры. Фактически мы имеем как бы две камеры. Это конструкторское решение было продиктовано тем, что камера создавалась в 1961-1963 годах когда промышленность не делала больших оптических стекол.

Для исследования адронов высоких энергий, например пионов 40 ГэВ/с или протонов 10 ГэВ/с, нами используются обе половины камеры, для исследования релятивистских ядер, таких, как углерод, как правило, — лишь первая половина. Продолжение следов и их сшивание прогноза неэффективно, т.к. в ядро-ядерных взаимодействиях события имеют большие множественности и большие углы разлета частиц. Просмотр и отбор событий, а также измерения координат следов в двух независимых половинах камеры требуют вдвое больше оборудования и времени.

В связи с этим в настоящее время проводится установка. Схема камеры после реконструкции показана на рис. 1б). В новом варианте рабочий объем камеры увеличится с 500 до 800 литров за счёт изменения систем расширения и освещения. Магнитное поле будет в тех же пределах: около 15 кЭ. Внутри рабочего объема камеры также предусматривается размещение мишеней из разных материалов. Камера сможет работать как на чистом пропане (C_3H_8), так и на фреоне-13

(C, F, Br) или их смесях в зависимости от условий решаемой задачи.

Каждый из 4 объективов оптической системы будет фотографировать весь рабочий объем камеры. Эффективность установки существенно возрастает.

Расположение 2-м пропановой камеры на пучке релятивистских ядер от синхрофазотрона показано на рис.2.

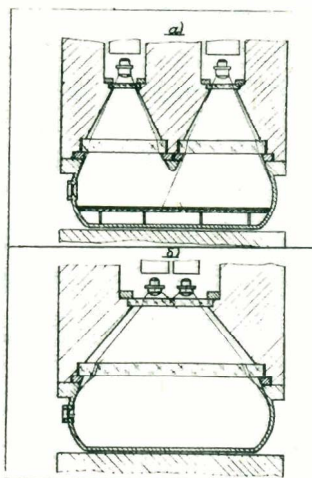


Рис.1.

Схема фотографирования 2-м пропановой пузырьковой камеры:

- а) ТПК-500
- б) ТПК-2М

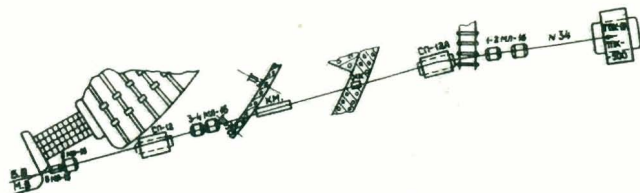


Рис.2.

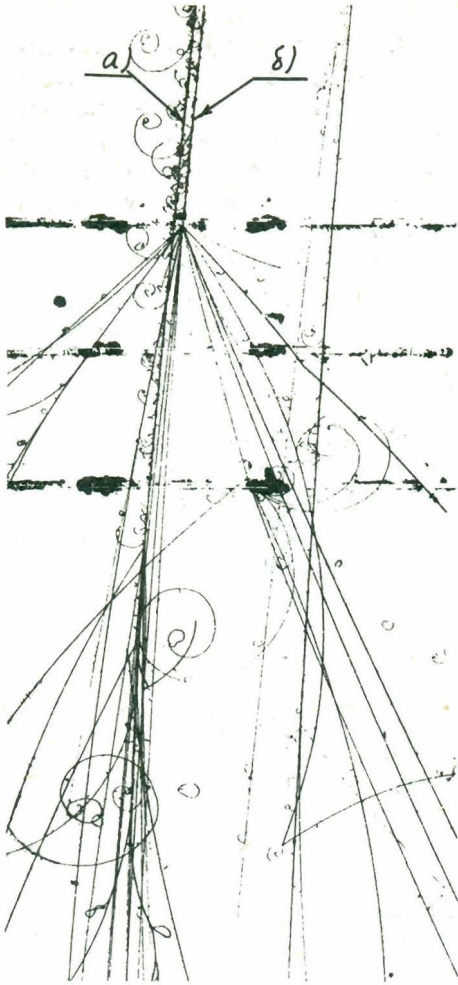
Схема расположения камеры на канале №34 синхрофазотрона.

Пример взаимодействия ядра углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с с ядрами углерода и тантала показан на рис.3. Это фотография передней части камеры, где размещены 3 пластинки из тантала по 1 мм каждая на расстоянии 93 мм друг от друга.

Характерная особенность релятивистских ядер — это повышенная способность к образованию δ -электронов ($n_{\delta} \sim z^2$) на пути движения.

По числу δ -электронов на единице длины можно определить зарядность ядра или фрагмента.

Рис.3.



Фотография взаимодействий ядер углерода с ядрами:

- а) углерода из молекулы пропана;
- б) тантала - в первой пластинке.

II. Некоторые результаты исследований по релятивистской ядерной физике

I. В ПС - взаимодействиях при 40 ГэВ/с нами^{1/2/} установлено независимое образование кумулятивных пионов и протонов, определены их сечения, а также величина кумулятивности $n_c = \frac{E_i - P_i \cos \theta_i}{m_N}$, при которой проявляется смена режима взаимодействия. Для пионов она оказалась равной 0,6, а для протонов 1,2. Получены общие характеристики вторичных частиц.

В настоящее время исследуются кумулятивные рС-и рТа-взаимодействия при энергии налетающих протонов 10 ГэВ.

2. Начато изучение образования Υ - квантов и нейтральных странных частиц во взаимодействиях релятивистских ядер дейтерия и углерода с танталом при 4,2 ГэВ/с^{1/3}. Пока это единственные данные при таких энергиях.

К настоящему времени обработано лишь 26 тыс. фотографий dTa-и 90 тыс. cTa - взаимодействий. Статистика пока невелика. В таблице приведены средние множественности Π^0 , Λ -и K^0 - частиц. (Π^0 восстановлены по Υ -квантам).

Таблица. Средние множественности Π^0 , Λ -и K^0 - частиц

Реакция	N	$\langle W^{geom} \rangle$	$\langle W \rangle$	$\langle n \rangle$
d Ta $\rightarrow \Upsilon + \dots$	249	8,78 \pm 0,40	12,0 \pm 1,7	1,1 \pm 0,2
c Ta $\rightarrow \Upsilon + \dots$	606	8,45 \pm 0,26	11,6 \pm 0,9	3,8 \pm 0,4
d Ta $\rightarrow \Lambda + \dots$	10	1,05 \pm 0,02	1,8 \pm 0,2	0,013 \pm 0,006
c Ta $\rightarrow \Lambda + \dots$	31	1,08 \pm 0,03	2,0 \pm 0,2	0,046 \pm 0,010
d Ta $\rightarrow K_s^0 + \dots$	5	1,00 \pm 0,01	1,6 \pm 0,2	0,006 \pm 0,003
c Ta $\rightarrow K_s^0 + \dots$	18	1,02 \pm 0,01	1,7 \pm 0,2	0,023 \pm 0,007

Из анализа средних характеристик можно сделать вывод: переход к более тяжелым ядрам-снарядам приводит к увеличению средних множественностей как Π^0 , так Λ и K^0 . Например, средняя множественность Λ -гиперонов в ~ 15 раз выше для cTa-взаимодействий, чем для pp-взаимодействий при близких энергиях (3,7 ГэВ/с).

В событиях с образованием Λ в cTa-столкновениях средняя множественность оказалась равной 35 \pm 3, в том числе для отрицательных частиц (т.е. пионов) 4,8 \pm 0,6. Эти значения существенно превышают средние множественности заряженных частиц для всех cTa-взаимодействий: $\langle n_+ \rangle = 21,2 \pm 0,6$; $\langle n_- \rangle = 3,4 \pm 0,2$.

Распределения по P_{\perp} и P_{\perp}^p - показывают, что около половины ($\sim 40\%$) Λ - гиперонов лежит вне пределов кинематически разрешенной области для NN-столкновений, а средний поперечный импульс Λ из cTa $\langle P_{\perp} \rangle = 0,49 \pm 0,03$ ГэВ/с близок к $\langle P_{\perp} \rangle$ для pp-столкновений при 200 ГэВ/с.

Можно сделать вывод, что процессы с образованием Λ - гиперонов в cTa-взаимодействиях более "центральные", чем "средние" cTa-столкновения.

3. Проводился поиск сверхплотных ядер^{1/4}, могущих образоваться в ядро-ядерных столкновениях при релятивистских энергиях. Для

этих целей был предложен и реализован новый метод, заключающийся в необычном режиме работы пузырьковой камеры и позволяющий эффективно регистрировать запаздывающее излучение в диапазоне времен жизни от 2 до 1000 мс. Мишени из С, С_n, N_i, Р_e и Та, расположенные в рабочем объеме камеры, облучались короткими "вспышками" больших потоков протонов с импульсами 1,90; 3,35; 9,86 ГэВ/с, ядер гелия с импульсом 0,95 ГэВ/с \mathcal{N} и ядер углерода с импульсом 3,36 ГэВ/с \mathcal{N} .

В этих экспериментах установлены верхние границы сечения образования возбужденных ядер на уровне $5 \cdot 10^{-33} + 10^{-28} \text{ см}^2$.

4. На статистике более 8000 событий проведено измерение сечения стриппинговых фрагментов ^{/5/}. Для фрагментов с $Z = 5$ и 6 замечено $\sim 10\%$ -ное увеличение сечения вблизи от места образования фрагмента.

5. Установлено, что в центральных СС-взаимодействиях ^{/5/} в среднем сталкиваются 15 нуклонов. Протоны и пионы из этих событий в распределениях по квадрату поперечного импульса выходят далеко за кинематический предел NN -столкновений, что говорит о существенном вкладе в многонуклонные взаимодействия кумулятивного образования частиц.

6. Изучаются мультикварковые резонансные состояния ^{/6/}.

7. Получены общие характеристики для взаимодействий p, d, He, C с p, C и Та, т.е. средние множественности заряженных частиц, неупругие сечения, размеры областей взаимодействия, угловые и импульсные распределения, распределения по скоростям и др.

IV. Дальнейшие направления исследований

1. Продолжить набор статистики для изучения центральных и кумулятивных взаимодействий с образованием как обычных, так и странных частиц.

2. Для сравнительного анализа выполнить специальные облучения камеры протонами с $p = 4,2$ ГэВ/с и дейтронами с $P = 4,2$ ГэВ/с \mathcal{N} .

3. Осуществить изучение взаимодействий более тяжелых ядер, таких, как неон-22 и др., с легкими и тяжелыми ядрами.

4. Рассмотреть вопрос о работе с поляризованными дейтронами.

5. Проводить анализ накапливаемого на лентах суммарных результатов экспериментального материала и его сравнение с теоретическими моделями.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Р. Balandin et al. NIM, 1963, 20, p.110.
2. А.И. Аношин, А.М. Балдин и др. ОИЯИ, ЕИ-82-352, Дубна, 1982.

3. Г.Н.Агакишиев и др. Доклад на XXI Международной конференции по физике высоких энергий, Париж, 1982. ОИЯИ, Д1-82-445, Дубна, 1982.
4. А.Абдувалиев и др. ЭЭФ, 1979, 77, вып. 1(7), с.20;
ЭЭФ, 1981, 81, вып. 4(10), с.1158.
5. Г.Н.Агакишиев и др. Доклад на XXI Международной конференции по физике высоких энергий, Париж, 1982. ОИЯИ, Е1-82-510, Дубна, 1982.
6. Б.А.Шахбазян . Доклад на XXI Международной конференции по физике высоких энергий, Париж, 1982. ОИЯИ, Е1-82-446, Дубна, 1982.
7. Н.Ангелов и др., ЯФ, 1980, 81, с.411.
Н.Ангелов и др., ЯФ, 1981, 83, с.1046.
Г.Н.Агакишиев и др. ОИЯИ, Р1-81-176, Дубна, 1981.
Г.Н.Агакишиев и др. ОИЯИ, Е1-81-470, Дубна, 1981.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ И УСТАНОВКА ДИСК-3

В.С.Ставинокий

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Экспериментальные исследования ядро-ядерных столкновений ведутся в двух основных направлениях.

Одно из них - это исследование процессов развала ядер на составные нуклоны с импульсом менее 300 МэВ/с. Для этих процессов характерна малая передача импульса нуклонам ядра, что определяет большую вероятность акта взаимодействия, следовательно, приводит к многократным взаимодействиям и обуславливает малую прозрачность самого ядра:

$$E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} \approx A^{2/3}$$

С другой стороны, в настоящее время широко исследуются ядро-ядерные столкновения $1/\bar{p}$, для которых характерны большие передачи продольного либо поперечного импульса.

Процессам этого рода присуща специфическая усиленная A -зависимость объемного типа

$$E \frac{d\sigma}{d\bar{p}} \sim A^4,$$

впервые обнаруженная в экспериментах на синхрофазотроне Дубны $^{2/}$ (эффект Дубны).

При изучении взаимодействий с большой передачей импульса ($>0,7$ ГэВ/с) для описания жестких процессов рассеяния в качестве подструктуры протяженных адронов используются кварки (партоны).

В кварк-партонной теории динамика взаимодействия адронов определяется сечением рассеяния кварков-конституентов из сталкивающихся адронов и вероятностью найти в этих адронах кварки с импульсами X_i , P_i , где P_i - импульс адрона. Эта функция вероятности $G(X)$ - структурная функция адрона. Процессы с передачей продольного импульса одного нуклона ядра называются кумулятивными ($X > 1$ в масштабе нуклон-нуклонных взаимодействий).

Таким образом, процессы кумулятивного типа дают экспериментальную информацию о структурной функции ядра^{/3/}.

Экспериментальные данные

Как будет видно из дальнейшего изложения, речь пойдет об экспериментальных данных, полученных методиками

- а) спцинтилляционных и черенковских детекторов;
- б) искровых камер;
- в) ядерных фотоэмульсий.

Процессы с малыми передачами импульса

В этой области накоплен большой объем экспериментальной информации от данных по первой ядерной реакции Резерфорда до многочисленных экспериментальных данных, полученных на ускорителе в Беркли.

В настоящий момент мы выделяем в этом направлении наиболее яркие, на наш взгляд, факты, полученные в ОИЯИ (Дубна) и ИТЭФ (Москва).

1. Полный развал ядра

Как следует из работ группы К.Д.Толстого^{/4/}, под действием протонов больших энергий ($10+200$ ГэВ) тяжелое ядро (Pb, Au) в заметном проценте случаев (несколько процентов для событий с числом вторичных треков $> Z/2$) испытывает развал на составляющие нуклоны. Есть случаи, когда при взаимодействии протона с ядром свинца наблюдается 82 трека заряженных частиц. При облучении тяжелых ядер ядрами гелия и углерода процент таких событий резко возрастает (до 20%).

2. В области кинематики фрагментации ядра энергетический спектр нуклонов имеет экспоненциальный вид, причем параметр спектров, называемый "температурой" (средняя энергия излученных нуклонов) не зависит от множественности рожденных нуклонов^{/5/}.

3. Коррелятор

$$R = \frac{G_{in} (E_1 E_2 \frac{d^2 \sigma}{dP_1 dP_2})}{(E_1 \frac{d\sigma}{dP_1}) (E_2 \frac{d\sigma}{dP_2})},$$

т.е. отношение вероятности рождения двух нуклонов к произведению вероятностей независимого рождения, превышает единицу и равен примерно 1,6. Причем величина коррелятора не зависит от атомного веса фрагментирующего ядра (A), не зависит от типа и импульса возбуждающего ядра^{/5/}.

4. При изучении "узких корреляций" в рождении протонев скими импульсами авторы пришли к выводу, что форма излучающей области имеет вид "трубки", "вырезаемой" первичной частицей в ядре^{/6/}.

5. Инклюзивное сечение рождения протонев на ядрах-изотопах не зависит от нейтронного избытка^{/7/}, и сечение рождения нейтронев не

зависит от протонов ядра $^{A/Z}$, что подтверждает на первый взгляд простой факт развала ядра на составляющие нуклоны.

Процессы с большими передачами продольного импульса - кумулятивные процессы

В этом направлении исследований получен большой экспериментальный материал $^{9/}$. Это в основном данные электронных экспериментов по инклюзивным сечениям рождения пионов и каонов. Измерены энергетические спектры (от 0,2 до 1,4 ГэВ) для разных углов эмиссии (от 50° до 180°) при облучении ядер $D, He, Li, ^{6,7}Be, C, Mg, Al, Si, Fe, ^{54,56}Ni, ^{58,64}Cu, Zn, Sn, ^{112,114,124}Sb, ^{147}Sm, ^{182,186}W, Pb, U$ протонами с импульсом 9 и 400 ГэВ/с или дейтронами с импульсом 9 ГэВ/с, а также пионами с импульсом от 1,0 до 40 ГэВ/с. Детальные исследования этого процесса при импульсе первичных протонов меньше 5 ГэВ/с приведены в работе Шрёдера и др. $^{10/}$

Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям, нормированным на атомный вес ядра при энергии первичных протонов 9 и 400 ГэВ, описываются одной зависимостью вида

$$\frac{1}{A} E \frac{d^2 \sigma}{d^2 \Omega d q} = C \exp \left\{ - \frac{\chi(X)}{II} \right\} \mathcal{Y}(q_1^2),$$

где X - масштабная бёркеновская переменная $^{11/}$, зависящая от импульса угла эмиссии инклюзивной частицы, а также (хотя и слабо) от её массы и первичной энергии. В системе координат фрагментирующей частицы минимально возможная масса фрагментирующей мишени $^{11/}$ приблизительно равна:

$$\chi \approx \frac{E - q_1}{m_0},$$

где q_1 - предельный импульс рожденной частицы, E - её энергия и m_0 - масса нуклона. Зависимость от поперечного импульса рожденной частицы $\mathcal{Y}(q_1^2)$ аппроксимируется функцией

$$\mathcal{Y}(q_1^2) = 0,1 + 0,9 \exp \left\{ - 2,7 q_1^2 \right\}. \quad (2)$$

На рисунке 1 (первичная энергия 9 ГэВ) и 2 (400 ГэВ) приведены величины

$$\frac{\mathcal{Y}(q_1^2)}{A} \frac{1}{E} \frac{d^2 \sigma}{d^2 \Omega d q}$$

в зависимости от X для всех вторичных частиц (π^+ , π^- , K^+ , K^- , \tilde{p}). Символами (o) показаны сечения для π^+ -мезонов, (*) - для K^+ , (■) - для K^- - мезонов и (◇) - для \tilde{p} . Как видно из рисунков, эти зависимости в первом приближении одинаковы, причем $C = 50 \pm 100$ (мб ГэВ (ГэВ/с)) $^{-3}$ ср $^{-1}$,

$$\langle X \rangle = 0,13 + 0,14.$$

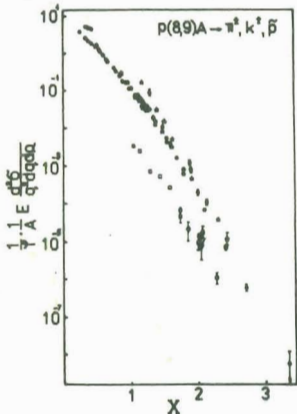


Рис. 1

В модели мягкой адронизации кварков $^{3/}$ приведенные на рисунках 1 и 2 данные с точностью до константы

соответствует структурной функции ядра. Первая попытка получить явный вид кварк-партонной структурной функции из конкретной модели содержится в работе Дара и сотрудников^{/12/}.

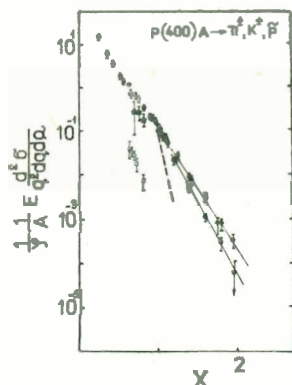


Рис.2

Таким образом, найденный универсальный параметр экспоненциальной функции $\langle X \rangle$ характеризует средний предельный импульс кварковой степени свободы ядра. Его значение ($\langle X \rangle \approx 0,13 + 0,14$) совпало с аналогичной величиной (предсказано теоретически А.М.Бадлиным^{/3/}) в глубоконеупругом рассеянии мюнов при переданных импульсах более $100 (\text{ГэВ}/c)^2$, полученной в эксперименте ЦЕРН-ОИЯИ $N_A - 4^{/13/}$.

На рисунке 3 показана зависимость показателя степени $n(X)$ в A -зависимости типа $E \frac{d^2 \sigma}{d^2 \Omega} = A^{n(X)}$ от масштабной переменной X .

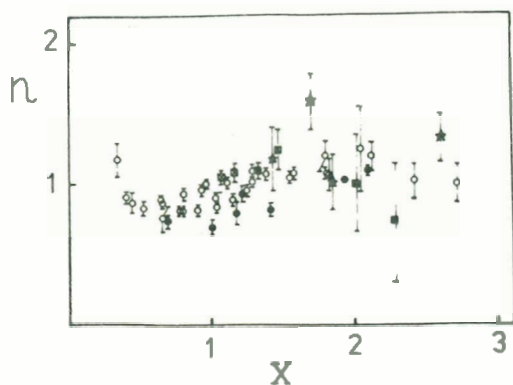


Рис.3

На рисунке приведены данные как для dA (o), так pA -взаимодействий (e) для рождения пионов и каонов (m) - для K^- и (★) - для K^+ . Для $X > 1$, т.е. в кумулятивной области переменных, показатель $n \approx 1$.

универсальной зависимости инклюзивных сечений, определяемой структурной функцией ядра $S_A(x) = \exp\{-x/\langle X \rangle\}$, следует простые эмпирические закономерности для инклюзивных спектров, подтвержденные в эксперименте^{/9/}.

а) Для легких частиц спектр имеет экспоненциальный вид :

$$E \frac{d^2 \sigma}{d^2 \Omega} = C \exp\left\{-\frac{x}{T_0}\right\}, \text{ причем}$$

б)
$$T_0 = \frac{T_{00}}{1 - \cos \theta}$$

в)
$$T_0 \approx T_{00} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0}\right), \text{ где } \gamma_0 - \text{ лоренц-фактор первичного протона.}$$

Таким образом, соотношение (I) описывает все основные закономерности инклюзивного рождения кумулятивных частиц.

В настоящее время создается установка для изучения корреляций в кумулятивном рождении частиц.

На рисунке 4 приведена схема установки. Корреляционное плечо I (КП-I) представляет из себя старую установку ДИСК с увеличенным в три раза телесным углом. Параметры других плеч приведены в таблице:

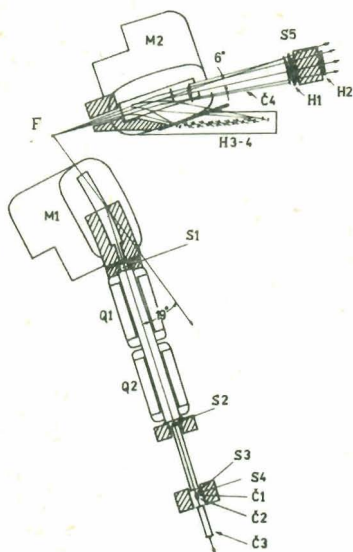


Рис. 4

	$\Delta Q(P_0)$	$\Delta P/P_0$	$\frac{min}{P} \frac{max}{P}$	число каналов
КП-I	$0,6 \cdot 10^{-3}$	0,10	0,1 + 1,7	1
КП-2	$1,6 \cdot 10^{-2}$	1,2	0,05 + 0,8	8
КП-3	$1,6 \cdot 10^{-2}$	0,17	3,9 + 4,6	4

Установка работает на линии с вычислительной машиной ЕС-1040. Время приема одного полезного события-40 мкс. Первичная интенсивность протонов $\sim 5 \cdot 10^{11}$. Минимальный уровень инклюзивных сечений на нуклон фрагментирующего ядра, доступный для изучения на установке, $\sim 10^{-36}$ см² на единицу фазового объема.

Физическая программа исследований

I. Измерение коррелятора

$$R = \frac{\sigma_{in}(E_1 E_2 \frac{d^2 \sigma}{dP_1 dP_2'})}{(E_1 \frac{d\sigma}{dP_1}) (E_2 \frac{d\sigma}{dP_2})}$$

для кумулятивного рождения частиц с помощью трехплечевой установки.

- Измерение сечений рождения ρ^0 - мезона (ожидаемая статистика ~ 1000 событий в сутки).
- Измерение сечений рождения Δ - изобар (ожидаемая статистика ~ 5000 событий в сутки).
- Измерение вероятности кумулятивного рождения "очарованных" частиц, $M_{CC} \approx 3,1$ ГэВ (ожидаются ~ 40 событий в сутки, если сечение рождения "очарованных" частиц ($M_{CC} \sim 3,1$) подчиняется универсальной X-зависимости).

Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике (1971), № 1, с.35;
А.М. ЭЧАЯ (1977), т.8, вып.3, с.429.
2. Baldin A.M. et al. JINR E1-8054 (1974).
Балдин А.М. и др. Ядерная физика (1975), т.21, вып.5, с.1008.
3. Baldin A.M. Preprint JINR, E1-80-545, Dubna (1980).
4. Tolstov K.D. Z.Phys.A. Atom and Nuclear, 301, 339-6342 (1981).
5. Арефьев А.В. и др. Препринт ИТЭФ - 109, М (1975);
Охрименко Л.С. и др. Препринт PI - 9806, Дубна (1976);
Балков и др. Препринт ИТЭФ - 103, М (1976).
6. Власов А.В. и др. Препринт ИТЭФ - 53, М (1981).
7. Балдин А.М. и др. В кн.: IV Международный семинар по проблемам
физики высоких энергий, Дубна Д1, 2-9224
(1975).
8. Балков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ - 4, М (1982).
9. Ставицкий В.С. ЭЧАЯ, т.10, вып.5, с.949 (1979).
Бургов Н.А. Препринт ИТЭФ - 175, М (1978);
Nikiforov N.A. Phys.Rev.C, v.22, N 2, p.700 (1980);
Аношин А.И. и др. Препринт ОИЯИ PI - 12425, Дубна (1979);
Ставицкий В.С. В кн.: VI Международный семинар по проблемам
физики высоких энергий, Дубна, Д1,
2-81-728, стр.205 (1981).
- Балдин А.М. и др. Сообщения ОИЯИ, I - 82 - 28, Дубна (1982);
Stavinsky V.S. Proceeding Intern.Confer. on Extreme States in
Nuclear Systems, v.2, p.126 (1980).
10. Schroeder et al. Phys.Rev.Lett, v.43, N 24, p.1787 (1979).
11. Ставицкий В.С. Сообщения ОИЯИ, P2 - 80 - 767, Дубна (1980).
12. Berlud G. et al. Phys.Rev.D, v.22, N 7, p.1547 (1980).
13. Савин И.А. В кн.: VI Международный семинар по проблемам
физики высоких энергий, Дубна Д1, 2-81-728,
стр.223 (1981).

СПЕКТРОМЕТР КУМУЛЯТИВНЫХ АДРОНОВ НА ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ УСКОРИТЕЛЯ

И.М.Беляев, В.К.Бондарев, О.П.Гавришук, Л.С.Золин, О.Ю.Кульпина, А.Г.Литвиненко, В.В.Лобанов, А.И.Манятовский, Н.С.Мороз, М.Пенця, В.Г.Перевозчиков, В.С.Ставинский, А.Н.Хренов, Ю.А.Ягуненко

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В настоящее время проведены экспериментальные исследования кумулятивного образования частиц в протон-ядерных взаимодействиях при энергии протонов $5 + 10$ ГэВ (ОИЯИ, ИТЭФ) /1,2/ и 400 ГэВ (Батавия, США) /3/. Полученные данные свидетельствуют о том, что режим предельной фрагментации наступает при энергии протонов ~ 5 ГэВ /4/. Однако имеющийся существенный разрыв от 10 до 400 ГэВ в исследовании энергетической зависимости кумулятивных процессов требует их детального изучения в этом интервале энергий.

Исследования инклюзивных спектров кумулятивных частиц в интервале энергий первичных протонов (E_p^0) от 10 + 15 до 70 ГэВ предлагается использовать регистрацию вторичных частиц при непрерывном обросе пучка на внутреннюю мишень ускорителя ИФВЭ (Серпухов) в нарастающем магнитном поле (рис.1). Это дает возможность исследовать энергетическую зависимость в широком диапазоне энергии в условиях неизменной геометрии с исключением влияния временной нестабильности регистрирующей аппаратуры на результаты измерений. Для проведения импульсного анализа вторичных частиц предлагается использовать магнитный диполь, расположенный на небольшом расстоянии от мишени (~ 2 м), что позволяет обеспечить достаточно высокий аксептанс установки ($0,3 + 1 \cdot 10^{-3}$ ср) и в отсутствие нелинейных магнитных элементов проводить импульсный анализ вторичных частиц одновременно во всем практически доступном по сечениям интервале энергий регистрируемых частиц ($E_x^0 \sim 0,2 + 1$ ГэВ). Одновременность измерения по двум переменным (E_p^0 и E_x) должна позволить уменьшить систематические ошибки измерения, что важно для выяснения точности скейлингового поведения кумулятивного образования частиц при высоких энергиях.

Описание экспериментальной установки

Для решения указанной физической задачи, которая экспериментально сводится к измерению инклюзивного выхода адронов в интервале энергий

вторичных частиц $0,2 + 1$ ГэВ под углами $> 90^\circ$, предлагается использовать одноплечевой магнитный спектрометр на внутренней мишени ускорителя ИФВЭ. Компоновка спектрометра применительно к данной задаче изображена на рис.2. Спектрометр размещается в кольцевом зале ускорителя на прямолинейном промежутке длиной 4,5 м. Мишень устанавливается в конце (по ходу пучка) прямолинейного промежутка и представляет собой тонкую нить (диаметром $20 + 100$ мкм), которая вводится в контакт с внутренним пучком ускорителя с помощью стандартного мишенного устройства. Пучок вторичных частиц выводится через тонкое окно в камере ускорителя (титановая фольга толщиной 70 мкм) под углом 158° относительно направления внутреннего пучка ускорителя. Анализирующий магнит ЭМ-I имеет магнитный зазор с размерами $1540 \times 140 \times 280$ мм³ с максимальным значением магнитного поля в режиме статического питания 0,36 тесла. Состав детектирующей аппаратуры спектрометра следующий (рис.2):

1. Сцинтилляционные счетчики S_1 и S_2 , входящие в схему триггера установки и обеспечивающие времяпролетный и $\Delta E/\Delta X$ анализ.
2. Мониторные счетчики M , контролирующие величину сброса ускоренного пучка протонов на мишень.
3. Дрейфовые камеры ДК1 + ДК4, фиксирующие траекторию регистрируемых заряженных частиц.
4. Черенковский счетчик C_1 из оргстекла, сигналы которого используются для идентификации типа заряженных частиц.
5. Пороговый газовый черенковский счетчик C для выделения π - мезонов с импульсом $> 0,7$ ГэВ/с.

Регистрация и анализ данных осуществляется с помощью электроники, выполненной в стандарте КАМАК и работающей на линии с ЭВМ СМ-4. Регистрирующая электроника размещена в домике экспериментаторов в измерительном павильоне ускорителя и связана с детекторами, расположенными в кольцевом зале ускорителя, кабельной трассой длиной 100 м.

Для обеспечения стабильного сброса пучка на мишень используется система обратной связи, преобразующая сигнал с монитора вторичных частиц в потенциал, управляющий частотой ускоряющего напряжения и, следовательно, радиусом равновесной орбиты ускоряемого пучка. Тем самым задается необходимая степень перекрытия мишени - нити с пучком протонов и обеспечивается заданный уровень сброса.

Спектрометрирование вторичных частиц. Время экспозиции

Анализ вторичных частиц по импульсу и заряду осуществляется с помощью системы дрейфовых камер и анализирующего магнита с прямоугольным зазором. Для оценки разрешающей способности по импульсу исполь-

зовано значение пространственной разрешающей способности дрейфовых камер $\sigma = 150$ мкм, полученное в условиях эксплуатации камер при больших нагрузках ($\geq 10^5$ част/сек/нить) в кольце ускорителя. Определяющий вклад в импульсное разрешение вносит многократное рассеяние в веществе камер и газе. Между камерами ДК2 и ДК3 частицы проходят в атмосфере гелия. Импульсное разрешение в жесткой части спектра может быть улучшено путем повышения значения магнитного поля и ценой уменьшения акцептанса. Данные по импульсному разрешению и акцептансу установки приведены в таблице I.

Идентификация вторичных частиц с выделенным знаком и импульсом, прошедших счетчики S_i , C_i , достигается путем измерения следующих характеристик частиц:

1. Времени пролета на базе $S_1 - S_2$;
2. Ионизационных потерь частиц в сцинтиляторе (dE/dx - анализ);
3. Интенсивности черенковского излучения частиц в радиаторе C_i - счетчика;

Т а б л и ц а I

Импульс вторичных частиц (π^\pm)	0,3 ГэВ/с	1 ГэВ/с
Индукция в зазоре анализирующего магнита	1 кгс	1 кгс
Угловое разрешение дрейфовых камер (на базе 400 мм)	0,4 мрад	0,4 мрад
Угол многократного рассеяния в веществе камер	3,0 мрад	0,9 мрад
Ошибка в определении импульса	3,5 %	4,0%
Акцептанс (ср)	$0,3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$

Т а б л и ц а 2

Энергия π -мезонов T (МэВ)	Число регистр. событий в час на импульсный интервал $\Delta p/p = 0,03$	Необходимое время экспозиции при стат. точности 20%, $\Delta p/p = 0,03$ и $\Delta E_D^0 = 5$ ГэВ.
300	120.000	-
500	2500	-
700	25	5 час
900	0,25	500 час

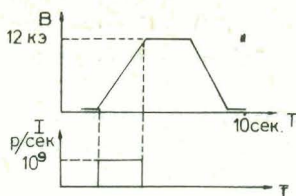


Рис.1. Изменение магнитного поля и время сброса пучка на мишень в цикле ускорения.

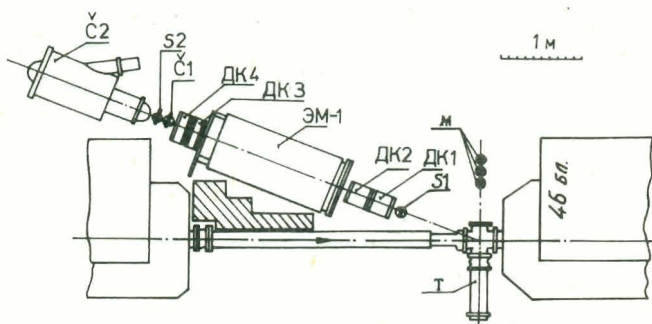
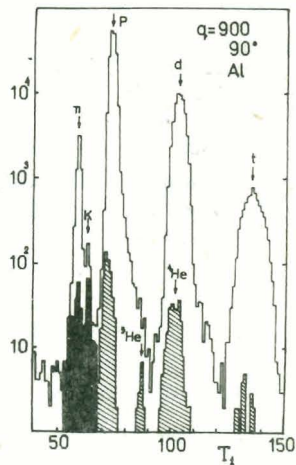


Рис.2. Схема экспериментальной установки в кольцевом зале ускорителя У-70.

Рис.3. Времяпролетный спектр частиц (π^+ , K^+ , p , d , t , ^3He , ^4He) с импульсом 900 Z (МэВ/с) и углом эмиссии 90° (Al -мишень). Спектры двухзарядных частиц (заштрихованы) получены при использовании критерия dE/dx . Использование антисовпадений от черенковского счетчика на твердом радиаторе позволяет выделить K^+ -сигнал (зачернено).



4. Наличие сигнала в газовом пороговом черенковском счетчике \tilde{C}_2 .

Для измерений используется разработанная в Лаборатории высоких энергий техника времяпролетной и зарядовой спектрометрии. Возможности данной методики иллюстрируются рис.3-5, где показаны время -

пролетные и dE/dx спектры, полученные на установке ДИСК в экспериментах по исследованию кумулятивного образования частиц на выведенном пучке протонов синхрофазотрона ОИЯИ.

Оценка необходимого времени экспозиции может быть сделана на основании данных по инвариантным сечениям инклюзивного выхода вторич-

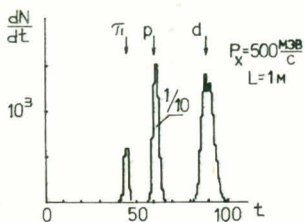
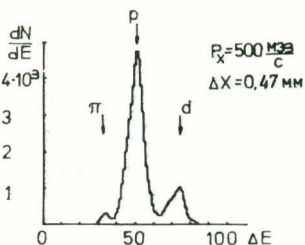
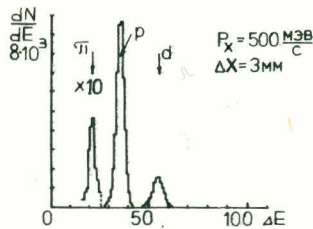


Рис. 4. Времяпролетный спектр вторичных частиц при импульсе 500 МэВ/с и пролетной базе 1 м.



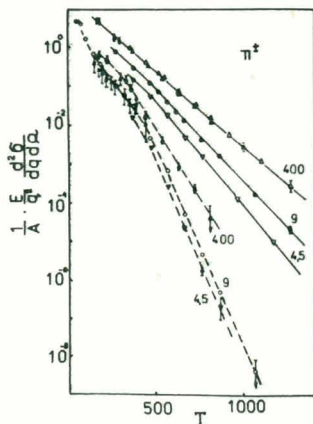
а)



б)

Рис. 5. (а, б) dE/dx -спектры вторичных частиц, полученные с помощью счетчиков с толщиной сцинтиллятора 0,47 мм и 3 мм (б).

Рис. 6. Инклюзивные спектры частиц (\mathcal{N}^{\pm}) для углов регистрации 90° (—) и 168° (---) при энергии первичных протонов 4,5, 9 и 400 ГэВ.



ных частиц под большими углами, полученными на установке ДИСК ЛВЭ/5/ (рис.6). В таблице 2 приведены значения ожидаемой скорости набора событий при сбросе на мишень 10^9 протонов/сек в нарастающем магнитном поле ускорителя ИФВЭ ($dE/dt \approx 26$ ГэВ/сек). В предлагаемой постановке эксперимента набор статистики ведется одновременно в диапазоне энергий ускоренных протонов от $E_p^0 = 10 + 15$ ГэВ до $E_p^0 = 70$ ГэВ для вторичных частиц обоих знаков.

Аппаратурное развитие спектрометра (многотрековая регистрация, введение второго плеча) предоставит возможность более детального изучения динамики кумулятивного образования частиц в таких процессах, как кумулятивное рождение векторных мезонов, интерференция тождественных частиц, кумулятивное рождение частиц с тяжелыми кварками.

Л и т е р а т у р а

1. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ (1979), т.10, вып.5, с.949.
2. Н.А.Бургов и др. Препринт ИТЭФ-175 (1978).
3. N.A.Nikiforov et al. Phys.Rev.C., No2, vol.22 (1980), p.700.
4. А.М.Балдин. ЭЧАЯ (1977), т.8, вып.3, с.429.
5. В.С.Ставинский. В кн. VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Д I, 2-81-728, Дубна (1981), стр.205.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА ГИБС

В. Т. Матвишин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В создании спектрометра гибридного типа на основе большой стримерной камеры и проволочных координатных детекторов (установка ГИБС), позволяющего с достаточной точностью анализировать продукты фрагментации ядра-мишени и релятивистские частицы, участвуют специалисты ряда институтов стран-участниц ОИЯИ.

Спектрометр предназначен как для продолжения исследований, начатых на двухметровой стримерной камере СКМ-200^{1-2/}, так и для постановки новых экспериментов. Важным и перспективным направлением является продолжение исследований столкновений релятивистских ядер при малых прицельных параметрах (центральные взаимодействия), в частности, рождения странных частиц, античастиц, кумулятивных процессов во взаимодействиях неона и аргона с тяжелыми мишенями. Новым направлением является запланированное эксклюзивное исследование протон-дейтронных взаимодействий при 10 ГэВ/с, сопровождающихся образованием кумулятивных протонов. В то же время спектрометр достаточно универсален, чтобы на нем можно было решать и другие задачи, он рассчитан на длительную эксплуатацию в различных экспериментах.

Основные разработки по стримерному комплексу связаны с повышением точности трековых измерений, расширением экспериментальных возможностей, а также повышением надёжности и уровня автоматизации установки. Создание спектрометра в полном объеме по проекту предполагается завершить к концу пятилетки. Однако чтобы ускорить начало физических исследований, было решено осуществить реализацию проекта поэтапно, таким образом, что после завершения первого этапа (ориентировочно — середина 1983 года) будут возможны эксперименты на основном детекторе-стримерной камере. Ниже приведены краткие характеристики основных узлов и параметры установки, которые предполагается получить на первом этапе и после завершения проекта в целом.

Стримерная камера. Размеры чувствительного объема камеры определяются размерами полюсных наконечников анализирующего магнита ИСП41, поэтому они такие же, как были на СКМ-200: $1,9 \times 0,8 \times 0,6 \text{ м}^3$. Однако новая конструкция камеры существенно отличается от прежней, прежде всего тем, что в ней можно будет устанавливать и поддерживать давление рабочего газа на заданном уровне в диапазоне $0-0,5 \text{ МПа}$ независимо от атмосферного давления. Для этого корпус камеры устанавливается в герметичном кожухе-экране.

Вероятность фоновых взаимодействий, рассеяния или поглощения продуктов взаимодействия сведена к минимуму. Содержание вещества в стенках камеры не превышает 1 г/см^2 , в стенках кожуха - 1 г/см^2 . На первом этапе рабочее давление в камере - атмосферное и при необходимости можно уменьшить толщину стенок кожуха или установить детекторы между стенками кожуха и камеры. Для прохождения пучка в стенки кожуха и камеры вмонтированы лавсановые окна толщиной около $0,1 \text{ м}$. Кроме того, подведение высоковольтного импульса к электродам камеры осуществлено таким образом, чтобы освободить зону вблизи пучка. Поэтому детекторы триггерных устройств или пропорциональные камеры можно ставить в непосредственной близости от стримерной камеры (на $2-5 \text{ м}$ ближе, чем в случае СКМ-200).

В рабочий объем камеры можно вводить твердые, в том числе металлические мишени. Диаметр металлической мишени - 30 мм , толщина - $0,1-1 \text{ г/см}^2$. Место ее установки обусловлено требованиями эксперимента, чаще всего это $500-600 \text{ мм}$ от передней стенки камеры. Разрабатывается также криогенная мишень с водородом или дейтерием. Например, для протон-дейтронного эксперимента длина мишени - 20 см ($3,3 \text{ г/см}^2$ дейтерия), толщина лавсановых окон ($0,2-0,6 \text{ мм}$), боковых стенок - $(1,2-4,4) \cdot 10^{-3}$ радиационных длин в зависимости от рабочего давления в камере.

Стримерная камера размещена в зазоре магнита ИСП41, который на установке СКМ-200 обеспечивал поле $\sim 0,8 \text{ Т}$. При этом точность измерения импульсов частиц в камере составляла $3-5\%$ ^{1/2} (для протонов с $p = 4,5 \text{ ГэВ/с}$). В настоящее время проведены работы по увеличению тока в магните в $1,5-2$ раза. Новая конструкция камеры позволила на 15% уменьшить межполюсный зазор. Эта реконструкция магнита обеспечит значительное увеличение магнитного поля ($1,2-1,5 \text{ Т}$) и соответственно повышение точности измерения импульсов частиц.

Фотографирование камеры производится четырьмя объективами на плёнку шириной 50 мм через сетчатые электроды, шахту в магните и стекло, закрывающее герметизирующий конус, установленный в шахте.

Для установки ГИБС разрабатываются специальные фотограмметрические светосильные объективы, у которых сведены к минимуму потери света на краях и дисторсия. Масштаб изображения $I+20 - I+25$, стереобаза съемки - 500мм при расстоянии 2300мм. Предполагается, что снимки с камеры будут пригодны для обработки на НРД. До завершения работ по созданию новой стереоголовки можно использовать имеющуюся с объективами ОКС-5-50 (база - 400 мм, масштаб $I:40$).

Высоковольтный импульсный генератор. Для сокращения размеров стримеров и повышения их яркости проектом предусматривается существенное увеличение амплитуды высоковольтного импульса до $I,5МВ$, которое связано с разработкой нового генератора. Поэтому на первом этапе будет использован имеющийся генератор с амплитудой выходного импульса 450-500 кВ (длительность - $I0нс$). Частота срабатывания генератора - I раз в цикл ускорителя. Особое внимание уделяется стабилизации параметров импульса и максимальному сокращению потерь ускорительного времени при проведении наладочных и ремонтных работ.

С помощью системы газообеспечения можно будет вакуумировать объем камеры, заполнять его рабочим газом и поддерживать время памяти камеры на заданном уровне: $3-5мкс$ при интенсивности пучка $I0^5$ частиц/цикл. В качестве рабочего газа на первом этапе использованы неон, гелий и их смеси с малой добавкой электроотрицательных примесей.

Разрабатывается система контроля за параметрами пучка, включающая 4-5 пропорциональных камер размером $I40xI40мм^2$. Проектом предусматривается также разработка автоматизированного контрольно-управляющего комплекса на базе ЭВМ, который войдет в строй позднее и позволит существенно повысить уровень автоматизации спектрометра. Совершенно необходимой является и система контроля за выходом регистрируемых событий, позволяющая осуществлять непрерывное наблюдение картины взаимодействия в камере на экране дисплея с помощью телекамеры на ПЭС-структурах и ЭВМ.

Установка ГИБС будет размещена на выведенном пучке синхрофазотрона (корп.205, канал 6В). Для спинтилляционных счётчиков и пропорциональных камер, с помощью которых определяются заряд и направление частиц пучка, выделена зона длиной 7м от бетонной защиты до магнита ИСП4I. Пучок проходит на высоте 80мм над центральной плоскостью вблизи её продольной оси.

Триггер отбора центральных взаимодействий ядер основан на отсутствии в зоне стриппинга ядра-снаряда быстрых фрагментов и нейтронов. Угол вылета фрагментов, образовавшихся в результате взаимодействия, небольшой, поэтому детекторы размером $400x400мм^2$ размещены сравни-

тельно далеко от мишени (4-5м). Эксперимент^{/3/} показал, что такой отбор центральных взаимодействий дает существенный выигрыш (10-100 раз) в скорости набора статистики по сравнению с неуправляемыми системами.

Сигнал запуска стримерной камеры в протон-дейтронном эксперименте будет вырабатываться системой опциллиационных счётчиков, выделяющей по пробегу кумулятивные протоны с импульсом 0,3-0,63 ГэВ/с, летящие из мишени назад в пределах телесного угла величиной около 0,5 стерadians. Расчёты с использованием экспериментальных данных^{/4/} показывают, что частота полезных запусков камеры составит 80% от числа циклов ускорителя.

Таблица I
Сравнительные характеристики установки СКМ-200 и спектрометра ГИЭС (проект)

№ п/п	Параметры или системы	СКМ-200	ГИЭС
I	Рабочий объем	1,9x0,8x0,6м ³	1,0x0,8x0,6м ³
2	Высоковольтный импульс амплитуды	450-500кВ	I-I,5МВ
	длительность	10нс	2-4нс
3	Газ-наполнитель	Ne, (He)	Ne, He и их смеси
4	Время памяти	3-5 · 10 ⁻⁶ с	3-5 · 10 ⁻⁶ с
5	Напряженность магнитного поля	0,8Т	1,2-1,5Т
6	Точность в определении: импульса	3-4%	1%
	угла	2 · 10 ⁻³ рад	0,5 · 10 ⁻³ рад
	(α - частицы 18 ГэВ/с)		
7	Быстродействие	1 раз в цикл синхрофазотрона	с частотой работы бустера УКТИ
8	Размеры снимка события	48x25мм ²	48x100мм ²
9	Система сменных мишеней	ядерно-чистые (металлические) газовая	ядерно-чистые, газовые, жидководородная и дейтериевая
10	Система пучкового триггера	идентификация по заряду до $Z=10$	то же до $Z=20$
11	Система контроля за выходом регистрируемых событий	-	на базе твердотельных телекамер
12	Система контроля и управления камерой	контроль газового и электрического режи-	контроль и управление камерой на базе ЭВМ

№ III	Параметры или системы	СКМ-200	ГИБС
I3	Повышение точности измерений высокоэнергичных частиц, расширение возможностей триггерной камеры	-	пропорциональные камеры

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Абдурахимов А.У. и др. ПТЭ, 1978, № 5, с.53.
2. Аникина М. X. et al. Phys. 1981, с.9, р.106.
3. Skwed R. Proceedings V th. Conf. High. Energy Heavy Ion Study, Berkeley, May 18-22, 1981, LBL 12-652, Berkeley, 1981, p.371.
4. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р-III68, Дубна, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КУМУЛЯТИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ НА УСТАНОВКЕ "ФОТОН"- "МАССЕР"

В.В.Архипов, П.Ж.Асланян, Р.Г.Аствацатуров, В.М.Изъюров,
И.Иоан, В.А.Квливидзе, В.А.Крамаренко, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов,
С.Н.Пляшкевич, М.Н.Хачатурян, А.Г.Худавердян, А.С.Чвыров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дается описание многоцелевого черенковского масс-спектрометра ЛВЭ. Приводятся параметры аппаратуры и основные экспериментальные результаты.

В работе приведены характеристики установки "Массер-130", которая является дальнейшим развитием установки "Фотон", а также программа первых физических исследований на ней.

Среди широкого круга проблем физики кумулятивных процессов представляет большой интерес изучение кумулятивной генерации резонансов и в первую очередь векторных мезонов (ρ , ω и т.д.) в связи с возможностью наблюдения в указанных процессах динамических свойств сохраняющихся квантовых чисел, предсказанных в работе А.М.Балдина и С.Б.Герасимова ^{/1/}. Согласно калибровочному принципу описания взаимодействий ^{/2/} локальное обобщение внутренних адронных симметрий приводит к безмассовым векторным полям, константы связи которых должны удовлетворять условию универсальности, т.е. должны быть пропорциональны соответствующим квантовым числам. Вслед за Сакураи ^{/3/} стало общепринятым отождествлять поля ρ , ω - и ϕ - мезонов с теми калибровочными полями, константы связи которых должны быть пропорциональны соответствующим компонентам изоспина и линейной комбинации квантовых чисел B и U .

Распространение идей универсальности на процессы кумулятивной генерации векторных мезонов представляет интерес по двум причинам. Во-первых, с точки зрения дополнительной проверки динамической симметрии, во-вторых, как способ выяснения в процессах кумулятивного образования частиц роли мультибарийонных кластеров (т.е. виртуальных

состояний типа кваркового "мешка" с барионным числом $B \geq 2$). Ожидаемый эффект заключается в том, что в области фрагментации налетающего ядра (или ядра-мишени) должно наблюдаться существенное увеличение выхода векторных мезонов с ростом кумулятивности. Этот эффект, по-видимому, сильнее всего будет проявляться для ω -мезонов из-за относительно большой величины константы связи ωNN .

Кривая б) на рис. I иллюстрирует динамические свойства барионного заряда в области кумулятивной генерации ω -мезонов.

Экспериментальное исследование кумулятивного рождения Π^0 -, η^0 - и ω -мезонов ^{4,5/} было проведено на пучке отрицательных пионов с импульсом 3,8 ГэВ/с протонного синхротрона ОИЯИ в реакциях

$$\Pi^- \text{C} \Pi^0(180^\circ)X, \quad \Pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (1)$$

$$\Pi^- \text{C} \left\{ \begin{array}{l} \eta^0 \\ \omega \end{array} \right\} (180^\circ)X, \quad \left\{ \begin{array}{l} \eta^0 \rightarrow \gamma\gamma \\ \omega \rightarrow \pi^0\gamma \end{array} \right\} \quad (2)$$

Экспериментальная аппаратура (см. рис. 2, а также ^{6/}) включает: 1) пучковые детекторы, состоящие из сцинтилляционных счётчиков СИ-3 и шести однокоординатных пропорциональных камер ПК1-6; 2) детектор γ -квантов и электронов, состоящий из магнитоотриксционных искровых (ИК), сцинтилляционных годоскопических счётчиков (СГ) и многоканального черенковского спектрометра полного поглощения (С).

32-двухкоординатные проволочные камеры с общим числом проволок 64 тысячи используются для измерения направления γ -квантов (электронов).

Камеры разделены на 2 идентичных плеча по 16 камер в каждом и группируются по четыре. Между группами из четырёх камер размещены медные конверторы суммарной толщиной 1,2 рад.ед. Первая от мишени группа камер используется для идентификации заряженной частицы. Четыре сцинтилляционных годоскопа (СГ1-10 и СГ11-20, СГ21-30 и СГ31-40), состоящие из 40 элементов площадью 4м^2 , располагаются между искровыми камерами и черенковскими гамма-спектрометрами и позволяют увеличить эффективность запусков установки и производить временную и пространственную селекцию событий.

Энергия гамма-квантов измеряется с помощью 90 черенковских гамма-спектрометров из свинцового стекла площадью 3м^2 (С45 и С46-90). Спектрометры работают независимо и группируются по 45 в каждом из двух направлений. Радиатор спектрометра имеет гексагональную форму с диаметром вписанной окружности 17,5 см. Длина радиатора-35 см (14 рад.ед.). В интервале энергий 2-4 ГэВ энергетическое разрешение спектрометров ($FWHM$) хорошо описывается выражением

$$(\Delta E/E)\% \leq 0,7 + 9,2/\sqrt{E} \quad (3)$$

E - энергия электронов в ГэВ.

Экспериментальное разрешение по эффективной массе (F_{WHM}) в интервале энергий 0,3-4,0 ГэВ/с удовлетворяет соотношению

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)\% \approx \frac{17,6}{\sqrt{E}} \quad (4)$$

Установка работает на линии с ЭВМ и полностью автоматизирована.

Экспериментальные данные об инвариантных сечениях $E \cdot \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3}$ выходя Π^0 - мезонов в интервале углов 160° - 180° в зависимости от кинетической энергии T (реакция (1)) приведены на рис.3. Параметризация сечения с помощью функции

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = A \cdot \exp(-T/T_0) \quad (5)$$

позволяет определить величины, характеризующие наклон экспоненты $T_0 = 61 \pm 4$ МэВ и сечения при $T=0$: $A = 212 \pm 63$ (мб·ГэВ/(ГэВ/с)³). Для $\langle Q \rangle$ - среднего числа нуклонов в объеме кумуляции - получено значение, равное $0,16 \pm 0,01$. Этот результат является независимым подтверждением поразительной универсальности параметра $\langle Q \rangle = -\frac{d \ln E \cdot (d^3\sigma/d\vec{p}^3)}{dQ}$, описывающего квазипартоновые структурные функции ядер.

Для реакции (2) измерены верхние границы инвариантных сечений. Эти результаты представлены в таблице.

(МэВ)	50	150	250
$\frac{M\sigma \cdot \Gamma_{\text{ЭВ}}}{(\Gamma_{\text{ЭВ/с}})^3}$	$\leq 9,7$	$\leq 1,4$	$\leq 0,54$
(МэВ)	177	257	
$\frac{M\sigma \cdot \Gamma_{\text{ЭВ}}}{(\Gamma_{\text{ЭВ/с}})^3}$	$< 0,26$	$\leq 0,15$	

Модернизация существующей установки ("Массер-130") имеет целью существенно улучшить основные параметры установки "Фотон". Новый аппаратный комплекс, в котором будут использованы пропорциональные камеры (до 20 тысяч проволочек) и черенковские спектрометры-конверторы, позволит с высокой эффективностью (~100%) и координатной точностью $\sigma_{\text{р}} = 0,5$ мм регистрировать два и более γ - кванта в условиях больших потоков частиц на мишень (до 10^7 частиц/сек).

Одной из первоочередных задач является проблематика, связанная с поиском и исследованием процессов кумулятивного образования тяжелых нейтральных резонансов. Эти исследования позволяют выяснить роль мультибарионных кластеров в реакциях кумулятивного образования

Рис. 1. Отношение выходов ω - и η - мезонов ($R_{\omega/\eta}$) в зависимости от импульса мезона в л.с.к.

Кривая а) соответствует $V^2=1$. Кривая б) соответствует $V^2=4$ и иллюстрирует динамические свойства барийного заряда.

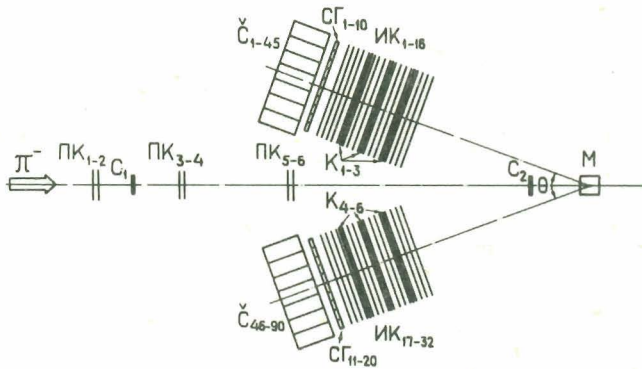
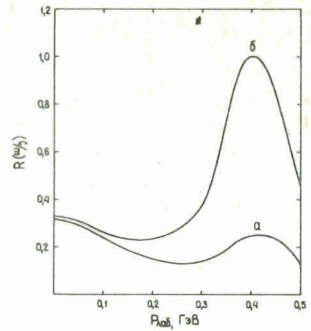


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: С - сцинтилляционные счетчики, СГ - годоскопические сцинтилляционные счетчики, ПК - пропорциональные камеры, ИК - проволочные искровые камеры, К - конвертеры, М - мишень, Ч - черенковские гамма-спектрометры.

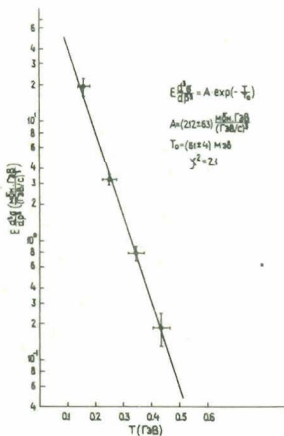


Рис. 3. Инвариантные сечения ($E \cdot \frac{d^3N}{d^3p^3 dt}$) выхода Π^0 -мезонов в зависимости от их кинетической энергии T .

частиц, изучить зависимости сечений кумулятивных процессов от ароматов и проверить ряд теоретических предсказаний, основанных на кварковой модели ¹⁷¹.

1. Baldin A.M., Gerasimov S.G. JINR, E-2-22804, Dubna.
2. Yang C.N., Mills R.L. Phys.Rev. 1954, 96, p.191.
3. Sakurai J.J. Ann.Phys.NY, 1960, 11, p.1.
4. Р.Г.Аствацатуров и др. ОИЯИ, IO-7960, Дубна, 1981.
5. В.В.Архинов и др. ПТЭ, 1979, № 4, с.57.
6. С.А.Аверичев и др. ПТЭ, 1979, № 4, с.57.
7. Anisovich V.V. Shekhter V.M. Nucl.Phys.Ser.B., 1973, v.55, p.455.

РАЗВИТИЕ УСТАНОВКИ АЛЬФА-ЗС ДЛЯ ПОИСКА
МНОГОВАРКОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЁТКИХ ЯДЕР И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬ-
ТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.Г.Аблеев¹, Л.Антонов², Т.И.Волобуева, Г.Г.Воробьев, Л.Визирева³,
Л.Б.Голованов, Х.Димитров², С.А.Запорожец, А.П.Кобушкин⁴,
П.К.Маньяков, Е.А.Матиевский, Д.К.Никитин⁵, А.А.Номофилов,
А.Н.Парфёнов, Н.М.Пискунов, В.П.Пугачевич, И.М.Ситник,
Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, А.Филипповски⁶, Е.В.Черных,
В.И.Шаров, К.Янев².

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

1. В соответствии с утверждённым в 1981 г. проектом в ЛВЭ ОИЯИ создаётся в корпусе 205 синхрофазотрона двухплечевой магнитный спектрометр для поиска и исследования на пучке релятивистских ядер (α, d, p) сверхплотных мультикварковых состояний (α^*, t^*, d^*). Есть основания утверждать ^{1/1}, что их обнаружение явилось бы демонстрацией цветовой степени свободы ядерной материи. Особый интерес представляет, по-видимому, поиск возбужденных состояний α^* с барионным числом, равным четырём, для которого нижайший уровень возбуждения ^{1/1} (~ 1 ГэВ) весьма сильно отличается от нижайших уровней возбуждения с барионными числами два и три (~ 300 МэВ).

Методика исследования спектра эффективных масс $d\bar{d}$ и поиска узких особенностей в этом спектре, описанная в проекте, по существу не изменяется при использовании разных доступных типов возбуждения альфа-частицы (например, дифракционного $\alpha A \rightarrow \alpha' X$, рассмотренного ниже, или реакции $d\bar{d} \rightarrow \alpha^* \rightarrow t\bar{p}$ при резонансных энергиях).

Двухплечевая система даст возможность измерения эффективных масс с погрешностью < 20 МэВ. Это обеспечивается измерением импуль-

1) НИИЯФ МГУ (Москва).

2) Центральная лаборатория автоматизации и научного приборостроения БАН (София).

3) Высший химико-технологический институт (София).

4) ИТФ (Киев).

5) ФТИ (Душанбе).

6) ИЯИ (Варшава).

сов $\vec{P}_{1,2}$ регистрируемых частиц и времён их пролёта с помощью бес-
 фильмового магнитного спектрометра (рис. 1).

Возможность поиска α^* при полной интенсивности пучка $\sim 10^{10}$ /цикл
 при сечениях возбуждения σ^* до $\sigma_{\alpha \rightarrow \alpha^*} \sim (10^{-33} - 10^{-34}) \text{ см}^2$ опреде-
 ляется: а) удачной геометрией опыта, когда продукты распада регист-
 рируются при наиболее вероятных углах разлёта $\vartheta_{I2} \sim 0,5$ рад; б) жёст-
 ким аппаратным отбором (до передачи на ЭВМ) нужных событий с помо-
 щью триггера на основе специального крейта - контроллера, который
 обрабатывает временную и амплитудную информацию со счётчиков и кон-
 тролирует баланс импульсов регистрируемых частиц с помощью супербыст-
 рых процессоров, сопряжённых с ПК; в) малым уровнем физического фона
 и фона случайных совпадений.

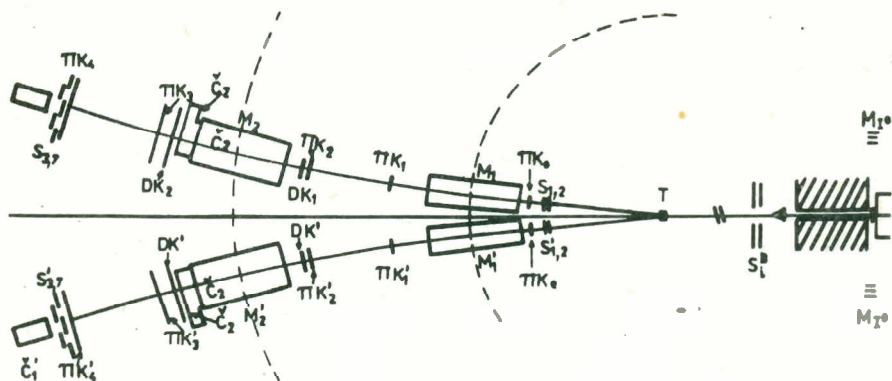


Рис. 1. Схема двухплечевой установки АЛФА-ЗС в корпусе 205 синхро-
 фазотрона (ПК - пропорциональные; ДК - дрейфовые камеры, Ч - черен-
 ковские счётчики, $S'_{1,2} - S_{3,7}$ - времяпролётные годоскопы).

Двухплечевая установка АЛФА-ЗС позволит провести и ряд других
 исследований, направленных на изучение многокварковых примесей в яд-
 рах (опыты на пучке поляризованных дейтронов и др.).

Состояние работ по проекту АЛФА-ЗС: в основном создана докумен-
 тация по размещению двухплечевой установки в корп.205; в соответствии
 с рис. 1 установлены магниты (пары СП94 и СП12), сданы заказы на H_2 -
 и D_2 -мишени (с реконденсацией гелием), а также на систему поворота
 магнитов относительно центра мишени. Для одного плеча имеется ашпа-
 ратура на линии с ЭВМ ЕС-1010. С её помощью проведены измерения
 одночастичных спектров фрагментации $d \rightarrow p$, $\alpha \rightarrow t$ под углом 0° на
 углеродной мишени, в которых использовались высокоинтенсивные пучки
 (до $2 \cdot 10^{10}$ /цикл) дейтронов и α -частиц; исследована реакция глубоко-
 неупругого рассеяния дейтронов. Результаты этих исследований в одно-

плечевой геометрии – рис.2(см.п.2 доклада)дали возможность оценить параметры б-кваркового состояния в дейтроне; обнаружена особенность в спектрах $d \rightarrow p$ фрагментации на С- и CH_2 -мишенях, которая может быть интерпретирована как проявление дибарионного резонанса с массой в области $2 + 2,2 \text{ ГэВ}/c^2$. Это является дополнительным обоснованием как теоретических предсказаний и методической стороны проекта, так и необходимости своевременной (в течение I года) подготовки следующего этапа исследований в двухплечевой, хотя бы упрощённой, геометрии опытов на пучке поляризованных дейтронов.

2. Сведения об экзотических состояниях ядерной материи (много-кварковых мешках и т.п.) можно почерпнуть, изучая поведение волновых функций лёгких ядер (дейтрона, альфа-частицы) при малых межнуклонных расстояниях ^{1/2/}. Определить поведение волновой функции ядра на малых расстояниях можно, измеряя при малых поперечных импульсах зависимость инвариантного дифференциального сечения для фрагментов от их импульсов в кумулятивной области ^{1/3/}.

Для измерения выхода продуктов фрагментации релятивистских ядер дейтерия при малых поперечных импульсах был модифицирован спектрометр "АЛФА" ^{1/4/} (см. рис. 2, где $S1 + S4$; $K1 + K3$; $S1, A$ – сцинтилляционные счётчики; $C1, C2$ – пороговые черенковские счётчики; $T1 - T3$ – мониторные телескопы; $PC1-PC9$ – многопроводочные пропорциональные камеры с шагом намотки 2 мм).

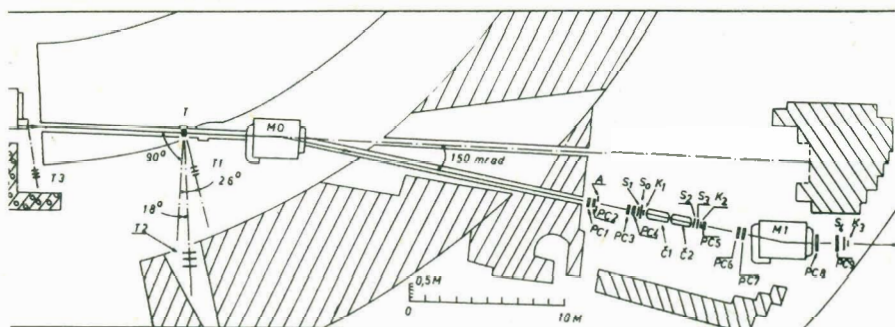


Рис. 2. Схема расположения аппаратуры в эксперименте по исследованию реакции $\alpha A \rightarrow pX$; $dA \rightarrow dX$.

Пучок релятивистских ядер дейтерия падает на мишень Т, расположенную на тракте медленного вывода синхрофазотрона. Продукты фрагментации, возникшие в результате взаимодействия дейтронов в мишени, выводятся отклоняющим магнитом МО на ось детекторов установки, которая определяется сцинтилляционными счётчиками $S1, S2, S3$. Изме-

нием величины поля в МО осуществляется переход от одного измеряемого участка импульсного спектра продуктов фрагментации к другому. Для обеспечения постоянства импульсного аксептанса установки поле в анализирующем магните М1 меняется пропорционально полю в МО. Аппаратура установки, работающей на линии с ЭВМ ЕС-1010, позволяла: определить сорт частиц (дейтроны или протоны); измерить импульс частицы, угол вылета ее из мишени и координаты (X, Y) точки взаимодействия частицы в мишени; осуществить мониторинг пучка дейтронов, падающего на мишень из углерода или полиэтилена. Оперативный контроль за стабильностью режима облучения мишени осуществлялся путём обмена информацией между ЭВМ установки и ЭВМ системы медленного вывода пучка из синхрофазотрона.

Данная постановка эксперимента позволила: во-первых, работать при интенсивностях пучка релятивистских ядер вплоть до $2 \cdot 10^{10}$ частиц/цикл (при длительности излучения $0,3 \pm 0,4$ сек) и обеспечить разумную скорость набора полезных событий даже при работе вблизи кинематического предела; во-вторых, путём варьирования интенсивности первичного пучка в пределах $5 \cdot 10^8 + 2 \cdot 10^{10}$ частиц/цикл держать приемлемую загрузку детекторов установки в диапазоне $(0,5+1,0) \cdot 10^6$ частиц/сек во всём импульсном интервале измерений. Точность измерения импульса $\Delta p/p \sim 0,4\%$; точность определения координат места взаимодействия в мишени $b_x \approx b_y \approx 10$ мм; точность определения угла θ_x вылета из мишени $b_{\theta_x} \approx 0,8$ мрад; импульсный аксептанс установки $\sim 0,09$.

Среди полученных в последнее время на модифицированном одноплечевом спектрометре АЛФА-ЗС ^{/4/} отметим следующие результаты ^{/5/}, касающиеся природы дейтрона:

а) Измерено инвариантное сечение реакции $dC \rightarrow dX$ в интервале импульсов регистрируемых дейтронов от 6,2 ГэВ/с до 8,6 ГэВ/с при угле наблюдения θ лаб. < 7 мрад и импульсе падающего дейтрона 8,9 ГэВ/с. Поведение измеренных сечений характеризуется быстрым убыванием при передачах $|t| < 0,2$ ГэВ²/с², которое сменяется выходом на "плато" при $|t| > 0,2$ ГэВ²/с² (рис. 3).

Полученные данные согласуются с результатами работ, выполненных при меньших энергиях и углах наблюдения 43,6 мрад и 103 мрад ^{/6/}. Данные работы указывают на то, что "плато" простирается вплоть до 2,5 ГэВ²/с².

В свете результатов работ ^{/7/} можно предположить, что при интерпретации полученных данных в области $|t| \sim 0,2$ ГэВ²/с² необходимо учитывать кварковую структуру дейтрона и мишени.

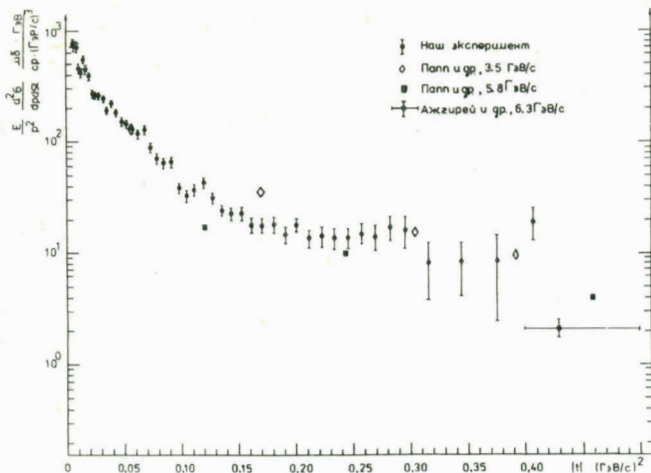


Рис. 3.
Инвариантное сечение реакции $dC \rightarrow \alpha X$ при $p_\alpha = 8,9$ ГэВ/с в зависимости от квадрата переданного 4-импульса t .

б) Измерен импульсный спектр протонов с углами вылета $\vartheta \leq 0,4^\circ$ в реакциях $dC \rightarrow pX$; $dCH_2 \rightarrow pX$ при импульсе падающего дейтрона 8,9 ГэВ/с. Данные описываются теорией Глаубера-Ситенко с использованием волновой функции дейтрона в гибридной модели [8], включающей $6q$ - состояние. Расчёт без учёта этого состояния даёт заниженные значения сечений в области $p^* > 200$ МэВ/с (импульс протона в системе покоя дейтрона) - рис. 4. По результатам подгонки расчёта к данным определены параметры $6q$ - состояния в дейтроне (в качестве волновой функции выбиралась функция для парижского потенциала).

Мишень	вероятность $6q$ -примеси	τ_{6q} (Фм)	относительная фаза NN и $6q$
C	$(4,3 \pm 0,4)\%$	$0,95 \pm 0,05$	$82^\circ \pm 6^\circ$
CH ₂	$(5,4 \pm 0,6)\%$	$0,99 \pm 0,04$	$95^\circ \pm 7^\circ$

В области импульсов протонов (280 + 430) МэВ/с (в системе покоя дейтрона), которая не использовалась при определении параметров $6q$ - состояния, обнаружена узкая особенность (рис. 5). Её можно интерпретировать как рождение дибарионного резонанса в процессе: $d+N \rightarrow d^*+N, p+N$ с массой $(2,14 \pm 0,01)$ ГэВ/с² и шириной $\Gamma = (80 \pm 10)$ ГэВ/с². Как нам кажется, она не может быть обусловлена проявлением треугольной диаграммы с Δ - изобарой в промежуточном состоянии по следующим причинам:

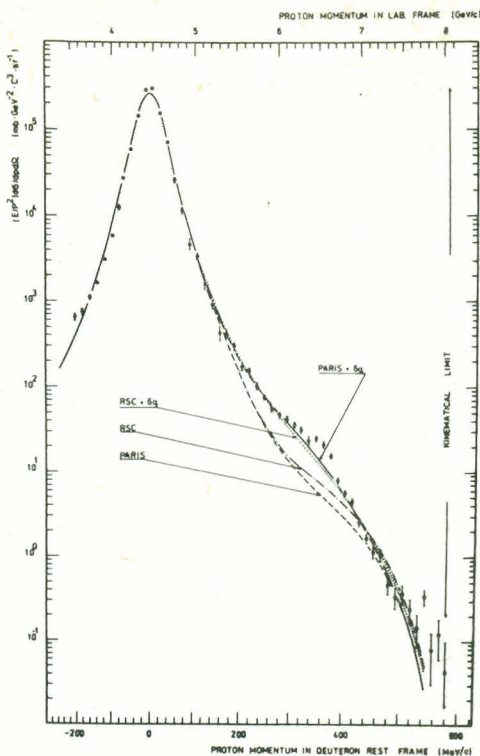
- максимальный вклад от этой диаграммы должен наблюдаться при $P =$

Рис. 4

Инвариантное сечение
реакции $dC \rightarrow dX$
при 8,9 ГэВ/с.

Кривые - расчёт по гибридной модели дейтрона с двухнуклонными волновыми функциями парижского потенциала (сплошная) и Рейда с мягким кором (пунктирная).

Штриховая и штрихпунктирная линии - расчёт без учёта $6q$ -добавки с ВФД (PARIS и RSC соответственно).



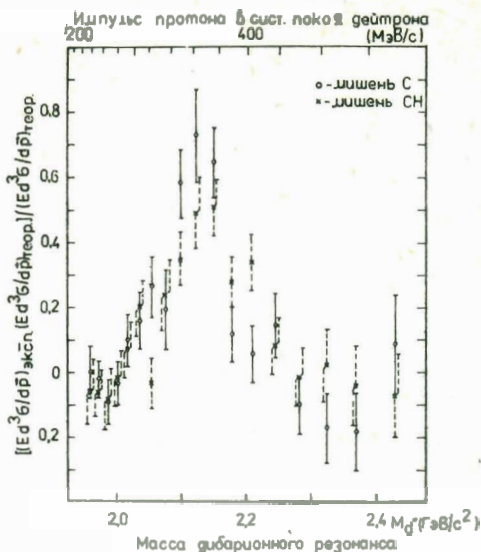
390 МэВ/с, в то время как экспериментально наблюдаемый максимум соответствует $P^* = 360$ МэВ/с;

- узость наблюдаемой особенности нельзя объяснить вкладом треугольной диаграммы;
- отношение сечений, измеренных на С- и CH_2 -мишенях, не согласуется с величиной, которая следует из изотопической инвариантности для механизма с треугольной диаграммой.

Говоря о самых близких перспективах исследований на установке "АЛБФА - ЗС", отметим, что они связаны с изучением различных эффектов, предсказываемых в работах [8,9,10], в опытах с пучками релятивистских поляризованных дейтронов. Например, исследование фрагментации поляризованных дейтронов в протоны [8] может оказаться довольно хорошим источником информации о кварковой структуре волновой функции дейтрона (ВФД) на малых расстояниях.

Рис. 5

Особенность в спектре протонов на участке $295 \text{ МэВ/с} \leq \beta \leq 378 \text{ МэВ/с}$, исключённом из фита при определении параметров β_2 - состояния.



ЛИТЕРАТУРА

1. Матвеев В.А. В кн: Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2 - I2036, Дубна, 1979.
2. Baldin A.M., in: *Progress in Particles & Nuclear Physics*, 1980, 4, p.95; Bergström L., Fredriksson S., *Rev.Mod.Phys.*, 1980, 52, p. 675 и ссылки в этом обзоре.
3. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. ЭЧАЯ, 1980, II, №3, с. 571.
4. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, I3 - 81 - 782, Дубна, 1981.
5. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, I - 82 - 278, Дубна, 1982; Ableev V.G. et al., in: *Abstracts of Contributed Papers to the 9th Int. Conference on High Energy Phys. & Nucl. Structure, Versailles*, 1981, p.70; Ableev V.G. et al., *JINR*, E1-82-377, Dubna, 1982.
6. Papp J., LBL-3633, 1975.
7. Мещеряков М.Г. в кн: Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-81-728, Дубна, 1981, с.260; Доркин С.М. и др. ОИЯИ, P2-82-81, Дубна, 1982.
8. Kobushkin A.P., Vizireva L. Preprint ITP-81-108E, Kiev, 1981.
9. Kondratyuk L.A. et al. Preprint ITP-120, Moscow, 1980.
10. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л., ЯФ, 1978, 27, с. 1361.

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ И ЦЕНТРАЛЬНЫЕ ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ
ПРИ 4,2 ГэВ/с·НУКЛОН

А.П.Гаспарян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

I. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение ядер до высоких энергий^{/1/} создало качественно новые условия для экспериментальных исследований в ядерной физике. С одной стороны, это связано с методическими преимуществами. При периферическом столкновении пучкового ядра с мишенью образуются релятивистские фрагменты, которые имеют практически то же направление и ту же скорость, что и первичное ядро. Здесь возникает удобная методическая возможность для измерения времен жизни возбужденных фрагментов от налетающего ядра, их сечений взаимодействия, изучения свойств короткоживущих изотопов, гиперфрагментов, создания уникальных пучков и т.д. Происходит как бы временная развертка в пространстве с растяжкой на релятивистское увеличение времени протекания процесса.

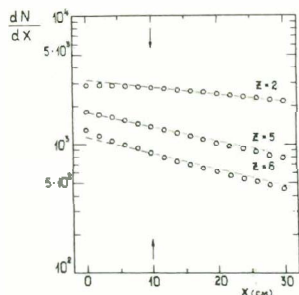
С другой стороны, ядро-ядерные взаимодействия высоких энергий при малых параметрах столкновения позволяют реализовать существенно многонуклонное взаимодействие, при котором в ядерном объеме создается значительное число источников рождения частиц. Большое значение представляет изучение процесса формирования наблюдаемых на эксперименте частиц в зависимости от степени многонуклонности столкновения.

В данной работе представлены некоторые экспериментальные результаты, полученные в последнее время сотрудничеством по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры ОИЯИ с внутренней танталовой мишенью, экспонированной в пучках протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода при 4,2 ГэВ/с/нуклон.

2. СЕЧЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ

В недавних экспериментах^{/2-5/} было наблюдеено увеличение сечения взаимодействия вторичных стриппинговых фрагментов ядер-снарядов с зарядом $Z \geq 3$ в столкновениях с ядрами фотомульсии. Утверждается, что на первых сантиметрах от источника фрагментов сечения взаимодействия фрагментов заметно больше ожидаемых. Авторы^{/5/} делают вывод о том, что эффект исчезает при первичной энергии ~ 1 ГэВ/нуклон. В работе^{/6/} эффект не наблюдался. Исследования в этом направлении начались^{/7/} в 50-х годах, однако до сих пор экспериментальная ситуация неоднозначна. Нами ранее было проведено исследование^{/8/} этого явления на снимках с 2-метровой пропановой камеры. Анализ материала показал, что имеются значительные методические трудности, связанные с наложением следов и звезд от разных фрагментов, образованных в одном и том же первичном взаимодействии.

В этой работе представлены экспериментальные данные по взаимодействию фрагментов с зарядом $Z=5,6$. Заряд фрагментов идентифицировался по плотности δ -электронов и путем оценки суммарного заряда стриппинговых фрагментов в первичной и вторичных звездах^{/8/}.



непроявившихся
фрагментов
зависимости от расстояния
от первичной звезды.

На рис. I представлена зависимость числа непроявившихся фрагментов от расстояния X от первичной звезды, т.е. скорость выбивания фрагментов в зависимости от толщины мишени. Зависимость для двухзарядных фрагментов взята из предыдущей работы^{/8/} и соответствует в 4 раза меньшей статистике первичных взаимодействий. Стрелками указана граница, левой которой, при $X < 10$ см, возможны методические искажения. Штриховые линии соответствуют ожидаемому выбиванию фрагментов, которое оценивалось на основе экспериментальных сечений взаимодействия в пропане^{/9/} пучковых протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода. Линии нормированы на наблюдаемое число фрагментов на расстоянии $X=10$ см от первичной звезды. Для шестизарядных фрагментов наклон линии соответствует экспериментальному сечению взаимодействия пучкового углерода с пропаном, т.е. показывает максимально возможный наклон для невозбужденных шестизарядных фрагментов. Линии для двух- и шестизарядных фрагментов проведены с учетом небольших коррекций к экспериментальным сечениям взаимодействия пучковых ядер гелия и углерода с пропаном.

Из данных рис. 1 следует, что сечения взаимодействия фрагментов углерода с зарядами $Z \approx 5,6$ на $\sim 10\%$ больше ожидаемой величины. Этот факт говорит, по-видимому, о вкладе в сечение возбужденных фрагментов со временем жизни $\tau \gg 10^{-10}$ с, размер которых становится больше, чем в основном состоянии.

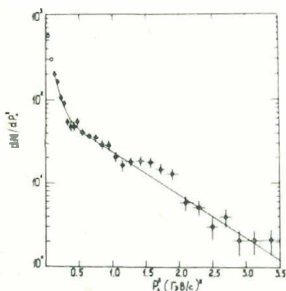
Здесь следует отметить, что для определения отклонений величин сечений от ожидаемых для фрагментов, находящихся в основном состоянии, целесообразно использовать мишень с минимальным атомным весом. Известно, что неупругие сечения взаимодействия двух ядер определяются в основном суммой их геометрических размеров. С этой точки зрения ядра фотоаульсии по сравнению с пропаном (C_3H_8) слишком велики для наблюдения небольших изменений размеров фрагментов.

3. МНОГОНУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

а) Центральные столкновения СС

К центральным многонуклонным столкновениям относились случаи взаимодействия, удовлетворяющие следующим критериям отбора: а) в событии нет спектаторных фрагментов налетающего ядра углерода с зарядом $Z \geq 2$, б) число однозарядных стриппинговых фрагментов $n_s \leq 2$, в) суммарный заряд вторичных частиц $Q > 7$. Было просмотрено 12000 событий взаимодействия углерода с пропаном и найдено 876 случаев, удовлетворяющих этим критериям. Экспериментальные оценки показали, что в таких событиях в среднем взаимодействует 15 нуклонов с шириной распределения $\sigma = 2$. Отобранные многонуклонные СС-столкновения удовлетворяли приближительной симметрии, что позволило получить экспериментальные характеристики вторичных протонов в широком импульсном интервале $P_p \geq 150$ МэВ/с.

На рис. 2 представлено распределение по квадрату поперечного импульса протонов, попадающих одновременно по двум переменным, поперечному импульсу протона P_\perp и быстрой



$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_\perp}{E - P_\perp}$, за кинематический предел NN -взаимодействия. Видно, что кумулятивные протоны образуются вплоть до поперечных импульсов $P_\perp^2 \sim 3$ (ГэВ/с)². Свет-

Рис. 2. Распределение по квадрату поперечного импульса протонов, попадающих в системе координат (p_\perp, y) за кинематический предел для NN -взаимодействия.

лыми кружками показаны точки, для которых существен вклад процессов фрагментации ядер. Экспериментальные точки аппроксимировались суммой двух экспонент:

$$\frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A e^{-a P_{\perp}^2} + B e^{-b P_{\perp}^2}. \quad (1)$$

Результат аппроксимации показан сплошной линией, $\chi^2/N = 1,07$. Величины наклонов оказались равными $a = (11,8 \pm 2) (\text{ГэВ}/c)^{-2}$, $b = (1,2 \pm 0,1) (\text{ГэВ}/c)^{-2}$. Из рис. 2 отчетливо виден излом в распределении вблизи $P_{\perp}^2 \sim 0,5 (\text{ГэВ}/c)^2$. Возможно, что в окрестности $P_{\perp}^2 \sim 1 (\text{ГэВ}/c)^2$ проявляется структура в распределении.

Обращает на себя внимание малая величина наклона второй экспоненты $\sim 1 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$. Такая величина наклона соответствует процессу образования протонов в жестких столкновениях.

б) Взаимодействие с тяжелым ядром

Аналогичное явление наблюдалось для кумулятивных протонов, образованных при взаимодействии ядер дейтерия, гелия и углерода с танталом. Величины наклонов второй экспонент оказались равными: $b = (1,42 \pm 0,09) (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ для $d\text{Ta}$ -взаимодействий и $b = (1,19 \pm 0,04) (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ для $C\text{Ta}$ -столкновений. Теоретические расчеты по дубненской модели ДКМ⁺⁺ не согласуются с этими экспериментальными данными.

Рис. 3 приведена A -зависимость выхода протонов с квадратом поперечного импульса в интервалах $(0,5-1,0) (\text{ГэВ}/c)^2$ - треугольники с $P_{\perp}^2 \geq 1 (\text{ГэВ}/c)^2$ - кружки. Линии соответствуют аппроксимации экспериментальных точек степенной зависимостью

$$\sigma = c A^{\alpha}, \quad (2)$$

где A -атомный вес налетающих ядер. Величина параметра для первого интервала $P_{\perp}^2 = (0,5-1,0) (\text{ГэВ}/c)^2$ оказалась равной $1,07 \pm 0,02$, а для $P_{\perp}^2 \geq 1 (\text{ГэВ}/c)^2 = 1,17 \pm 0,03$. Аппроксимация проводилась с фиксацией первой точки. Видно, что

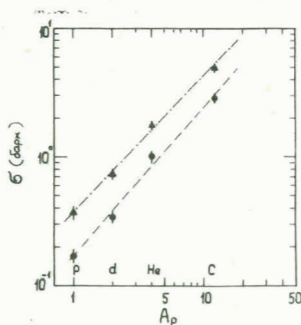


Рис. 3. A -зависимость выхода протонов с квадратом поперечного импульса в интервалах $P_{\perp}^2 = (0,5-1,0) (\text{ГэВ}/c)^2$ - треугольники и $P_{\perp}^2 \geq 1 (\text{ГэВ}/c)^2$ - кружки.

с увеличением поперечного импульса A -зависимость становится несколько круче, а само значение $\alpha \geq 1$.

Таким образом, в многонуклонных столкновениях ядер ярко проявляется процесс кумулятивного образования частиц.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поиск проявления кварковых степеней свободы во взаимодействиях ядер высоких энергий представляет собой фундаментальную задачу. Возможно, что в многонуклонных столкновениях с некоторой вероятностью реализуется кварковая плазма. Существование такого состояния вещества можно зарегистрировать по изменению выхода рожденных частиц в зависимости от среднего числа взаимодействующих нуклонов^{II}. Если происходит перемешивание кварков из разных NN -взаимодействий ядроядерного столкновения, т.е. реализуется кварковая плазма, то существенную роль будет играть биномиальный коэффициент, зависящий от числа кварков в плазме, необходимых для образования наблюдаемой на эксперименте частицы.

Например, при энергиях ускорителя ЛВЭ выход K^- -мезонов подавлен в 10 раз по сравнению с выходом K^\pm -мезонов. Если реализуется кварковая плазма, то выходы K^\pm -мезонов при фиксированной первичной энергии будут сближаться с увеличением многонуклонности столкновения. Выходы антипротонов будут увеличиваться быстрее, чем в случае \square пропорциональной зависимости от среднего числа взаимодействующих нуклонов. Это явление интересно исследовать в зависимости от первичной энергии, т.к. возможность реализации кварковой плазмы зависит от размера зоны формирования частиц из кварков.

Постановка такого эксперимента не требует какого-то специального оборудования. Исследование может быть проведено с помощью одноплечевого спектрометра с набором стандартных элементов для регистрации и идентификации частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ПТЭ, 1971, 3, с.29; ОИЯИ, Р9-5442, Дубна, 1970.
2. Friedlander E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 45, p.1084.
3. Jain P.L. and Das G. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.305.
4. Barber H.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.856.
5. Aggarwal M.M. et al. Phys.Lett. B., 1982, 112, p.31.
6. Freier P.S., Waddington C.J. Astrophys. Space.Sci., 1975, 38, p.419.

7. Judek B. Can. J. Phys., 1968, 46, p.343; Gleghorn T.F. et al. Can. J. Phys. Suppl., 1968, 46, p.572.
8. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, Р1-81-79, Дубна, 1981.
9. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, I-12114, Дубна, 1979; Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, I-12797, Дубна, 1979.
10. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ОИЯИ, Р2-10431, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.658.
11. Гаспарян А.П. ОИЯИ, Р2-80-388, Дубна, 1980.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И А-ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПРОТОНОВ, ВЫБИВАЕМЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 640 МэВ ИЗ ЯДЕР

Р.Я.Зулькарнеев, Р.Х.Кутуев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Наиболее реалистические и детально разработанные модели кумулятивного образования частиц в процессах типа

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

предсказывают значительную поляризацию у выбиваемых частиц^{/1,2/} при значениях переменной $\epsilon = (\vec{P}_I \vec{P}_{II}) / m_I m_{II} > 3,7$, где $\vec{P}_I(\vec{P}_{II})$ и $m_I(m_{II})$ — 4-импульсы и массы частиц I(II) соответственно.

Экспериментальная проверка этих предсказаний еще не проведена вследствие скудости опытных данных, их противоречивости и сложности измерений. Вместе с тем для большей полноты сопоставлений было бы полезным располагать экспериментальной информацией об энергетической зависимости этой поляризации, в частности и при меньших значениях инварианта ϵ .

Такая предкумулятивная область энергий, например с $\epsilon \approx 2$,⁴ отражая основные черты кумулятивных процессов, проявляющиеся при более высоких энергиях, и представляя также самостоятельный интерес, вполне доступна изучению на синхротронных и мезонных фабриках.

Измерения такого рода были начаты в ЛЯП при энергии падающих протонов 640 МэВ. Первые результаты по угловой зависимости поляризации вторичных протонов, усредненных в интервале импульсов (470–700) МэВ/с были опубликованы в работах^{/3/}. В настоящем докладе сообщаются более подробные данные о зависимости этой поляризации от импульса кумулятивных протонов и массового числа ядра-мишени.

Измерения были выполнены на установке, описанной ранее в^{/4/}. Разделение частиц производилось по времени их пролета и энергии, поглощенной в большом кристалле $Na J(Tl)$. Анализ спинового состояния протонов велся методом их повторного рассеяния на угол $120 \pm 1^\circ$ на углеродной мишени с известными анализирующими свойствами^{/4/}. Суммарная систематическая погрешность измеренных асимметрий, включая и

неопределенности, связанные с разделением протонов на фоне Π -мезонов, e^{\pm} и D_2 , не превышала $0,02 \pm 0,02$.

Инклюзивная поляризация протонов была измерена под 5 углами (от 58° до 150° л.с.) с углеродной мишенью и под углами 90° и 130° для ядер Be , Al и Pb . Результаты измерений приведены в таблице I и иллюстрируются рисунком I. Эти данные показывают, что поляризация протонов, испущенных в переднюю полусферу, невелика, отрицательна и сравнительно слабо зависит от энергии выбитых протонов. При углах 90° и 110° (т.е. уже в кинематически запрещенной области) она практически отсутствует и далее снова возникает с ростом угла. Обращает на себя внимание тот факт, что она заметно отличается от нуля у достаточно энергичных протонов.

Таблица I

Интервал T, МэВ	I20-I25	I25-I40	I40-I65	I65-I95	I95-235	\bar{P} л.с.
Поляризация $P, \%$	$0,4 \pm 3,2$	$-5,3 \pm 2,0$	$-6,6 \pm 1,8$	$-10,0 \pm 1,5$	$-18,0 \pm 4,0$	$57,5$
	$-2,6 \pm 3,8$	$-2,9 \pm 2,4$	$-6,4 \pm 2,0$	$-7,3 \pm 2,0$	$-19,5 \pm 4,0$	70
	$3,8 \pm 2,8$	$-2,8 \pm 2,8$	$2,6 \pm 2,7$	$-0,1 \pm 2,3$	$-2,8 \pm 3,2$	90
	$-1,1 \pm 3,7$	$4,5 \pm 5,0$	$3,2 \pm 4,0$	$4,8 \pm 5,9$	$-2,6 \pm 7,5$	110
	$0,4 \pm 7,4$	$-4,1 \pm 5,3$	$9,6 \pm 4,5$	$14,8 \pm 5,2$	$22,6 \pm 6,9$	130
	$-16,0 \pm 10,8$	$-1,0 \pm 7,6$	$4,3 \pm 7,3$	$15,5 \pm 9,8$	$12,4 \pm 9,3$	150

Экспериментальные зависимости поляризации протонов от атомного числа ядра-мишени A представлены на рис.2. Видно, что поляризация монотонно падает с ростом A .

Анализ наблюдаемых зависимостей позволяет заключить, что в соответствии с общими предсказаниями работ^{/1,2/} поляризация четко зависит от угла испускания кумулятивных протонов. Правда, при исследуемой энергии мы не наблюдаем максимума для P под углом 90° л.с., ожидаемого согласно^{/1,2/}, однако, по-видимому, наши данные не противоречат существованию максимума, смещенного в область углов $\sim 130^{\circ}$ л.с., поскольку поляризация протонов под углом 150° имеет тенденцию к падению, а под углами, близкими к 180° л.с., должна кинематически обращаться строго в нуль.

Зависимость поляризации от кумулятивного числа Q не против-

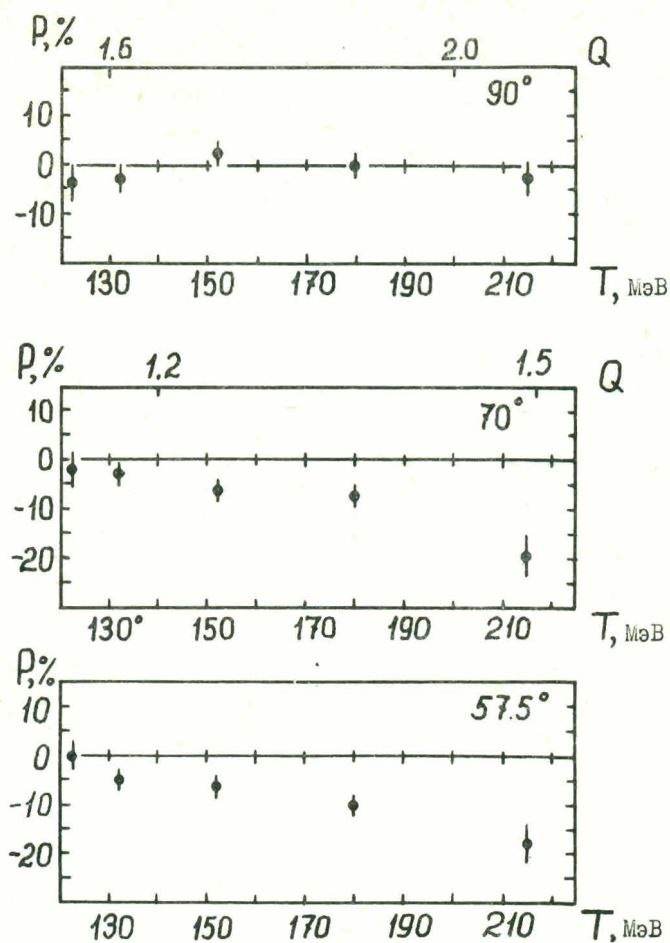
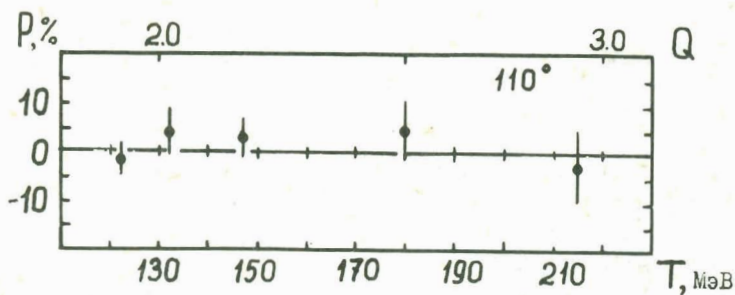
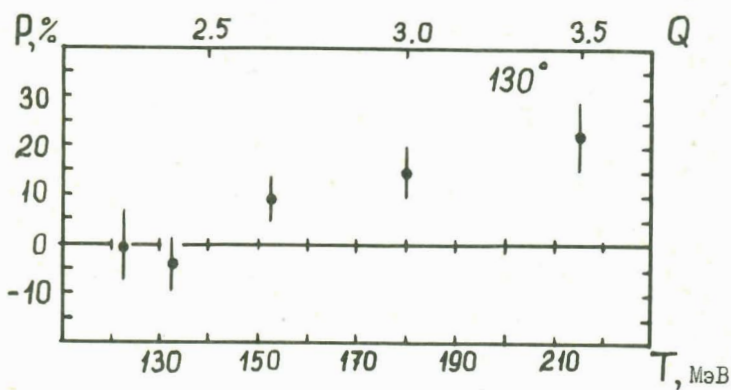
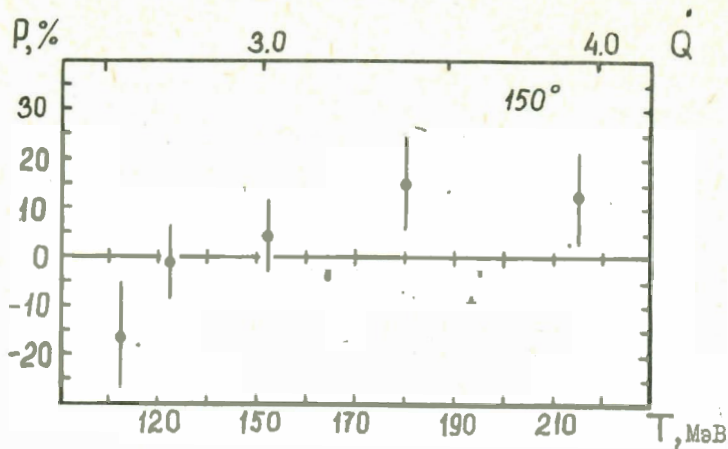


Рис. I. Зависимость параметра P - поляризации инклюзивно регистрируемых протонов, испущенных под углами $57,5^\circ$ - 150° л.с., от их кинетической энергии T . По верхней шкале абсцисс отложено соответствующее кумулятивное число Q .



Продолжение рисунка I.

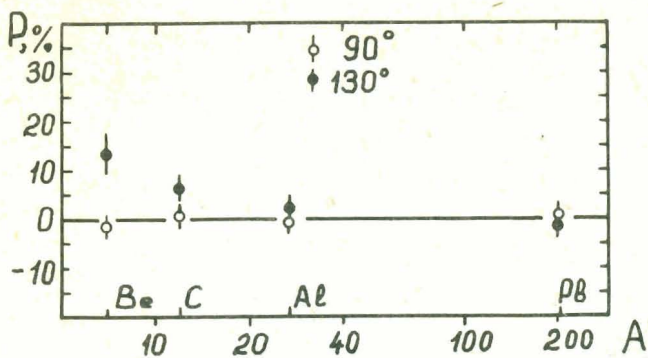


Рис. 2. Зависимость поляризации $P(90^\circ)$ и $P(130^\circ)$ от массового числа A ядра-мишени. Величины $P(\uparrow)$ получены арифметическим усреднением в интервале энергий протонов (120-235) МэВ.

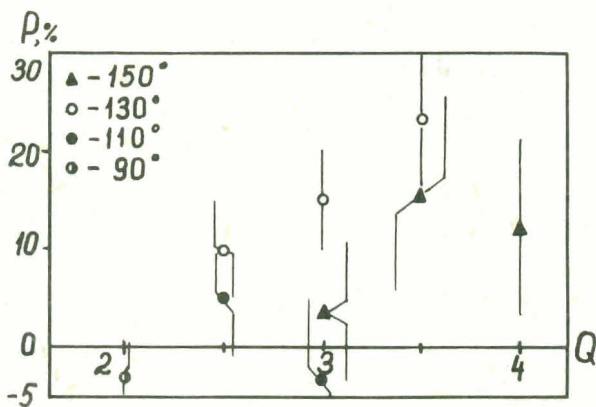


Рис. 3. Зависимость P от кумулятивного числа Q .

речит слаболинейной в области $Q = 2,5-4$, и ее можно пренебречь в пределах ошибок измерений (см.рис.3).

Наши данные указывают на явно бóльшую степень поляризации протонов, выбитых из легких ядер (Be, C), чем выбитых из средних и тяжелых. Этот факт не соответствует предсказываемой независимости поляризации от типа ядра-мишени. Однако, на наш взгляд, это расхождение может носить лишь кажущийся характер. Действительно, можно указать на экспериментальные факты^{5,6/}, согласно которым аналогичная форма зависимости поляризации (быстрый спад в области легких ядер и практически постоянство в области тяжелых ядер) наблюдается и для протонов с энергиями $T \geq 400$ МэВ, квазиупруго выбиваемых из различных ядер.

Причиной такого поведения поляризации в зависимости от массового числа ядра-мишени, как отмечено в^{5/}, может явиться деполяризация протонов ядерным веществом в процессе их вылета из ядра. Ожидается, что этот эффект будет заметнее для еще более мягких протонов. Отсюда следует заключить, что наблюдаемые нами экспериментальные зависимости поляризации кумулятивных протонов от массового числа ядер-мишени, не исправленные с учетом этой деполяризации, могут и не иметь достаточного отношения к истинному механизму возникновения кумулятивной поляризации у протонов.

Подводя итог этому рассмотрению, можно заключить, что полученные нами в предкумулятивной области энергий данные об инклюзивной поляризации протонов не противоречат предсказаниям, сделанным на основе модельных соображений для области предельной фрагментации ядер. Однако точности наших измерений и область исследованной энергии недостаточно высоки, и необходимо продолжение измерений при более высоких энергиях, желательно с лучшими статистическими точностями.

Литература

1. Ефремов А.В. ЯФ, 1978, 24, с.1208; 1978, 28, с.166.
2. Baldin A.M. Proc. of the 1981 CERN-JINR School of Physics, CERN 82-04, Geneva, 1982, p.1.
3. Зулькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х. Муртазаев Х. ЯФ, 1980, 32, 889-892.
4. Власов Н.В., Зулькарнеев Р.Я., Кузьмин Н.А., Кутуев Р.Х., Муртазаев Х. ПТЭ, № 5, 34-37, 1981.
5. Власов Н.В., Зулькарнеев Р.Я., Кутуев Р.Х., Муртазаев Х. Сообщения ОИЯИ, PI-9759, 1976.
6. Надеждин В.С., Петров Н.И., Сатаров В.И. Сообщения ОИЯИ, PI-80-309, Дубна, 1980.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ПУЧКА ДЕЙТРОНОВ

Б.М. Головин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Интенсивное развитие релятивистской ядерной физики ставит на очередь экспериментальное определение поляризационных состояний пучков нуклидов, как полученных с помощью поляризованных источников, так и образованных в исследуемых реакциях. В частности, значительный интерес представляет сейчас измерение поляризационных состояний пучков дейтронов высоких энергий.

Практически все современные способы определения поляризации адронов основаны на изучении тех или иных особенностей взаимодействия исследуемых частиц с мишенью-анализатором поляризации. Будем полагать, что и в нашем случае для определения поляризационного состояния дейтронного пучка используется бинарная реакция



протекающая с сохранением четности. Спин неполяризованной мишени произволен.

Задачу рассматриваем в правой системе координат XOZ с фиксированной (например, горизонтальной) плоскостью XOZ и с осями, направленными OZ - по импульсу частиц исследуемого пучка, OY - по нормали к плоскости XOZ .

В общем случае поляризационное состояние пучка дейтронов описывается восемью параметрами. Если в качестве спиновых операторов использовать сферические тензоры T_{JM}^* с индексами $1 \leq J \leq 2S_d$, $-J \leq M \leq J$, то поляризация дейтронов будет задаваться параметрами t_{10} , t_{11} , t_{1-1} , t_{20} , t_{21} , t_{2-1} , t_{22} , t_{2-2} , представляющими собой математические ожидания этих тензоров.

Ниже будем пользоваться следующими комбинациями величин t_{JM}^* :

$$t_{10}, t_{11}^{(\pm)} = t_{11} \pm t_{1-1}, t_{20}, t_{21}^{(\pm)} = t_{21} \pm t_{2-1}, t_{22}^{(\pm)} = t_{22} \pm t_{2-2}.$$

Вместо анализирующих способностей $T_{JM, km}^*$ реакции (I) с индексами JM и km , определяющими поляризацию пучка и поляризацию мишени соответственно, введем их комбинации $A(J0, k0) = T_{J0, k0}^*$.

$$S(j, m, k, m) = T_{j, m, k, m}^* + T_{j, -m, k, -m}^* \quad , \quad D(j, m, k, m) = T_{j, m, k, m}^* - T_{j, -m, k, -m}^* .$$

Полагаем, что все анализирующие способности нам известны. При использовании неполяризованной мишени ($k = m = 0$) $A(10, 00) = S(21, 00) = D(11, 00) = D(22, 00) = 0$ и дифференциальное сечение реакции (1) можно записать в виде

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \{ 1 + S_1 \} , \quad (2)$$

где $I_0(\theta)$ - сечение рассеяния неполяризованного пучка на неполяризованной мишени, которое мы считаем известным,

$$S_1 = t_{20} A(20, 00) + \frac{1}{2} [t_{11}^{(+)} S(11, 00) + t_{21}^{(-)} D(21, 00)] \cos \varphi + \frac{1}{2} [t_{22}^{(+)} S(22, 00)] \cos(2\varphi) - \frac{1}{2} [t_{11}^{(-)} S(11, 00) + t_{21}^{(+)} D(21, 00)] \sin \varphi - \frac{1}{2} [t_{22}^{(-)} S(22, 00)] \sin(2\varphi) . \quad (3)$$

Выполнив анализ азимутальной зависимости S_1 , мы определим поляризационные параметры t_{20} , $t_{22}^{(+)}$, $t_{22}^{(-)}$, но не сможем разделить $t_{11}^{(+)}$ и $t_{21}^{(-)}$, $t_{11}^{(-)}$ и $t_{21}^{(+)}$. Кроме того, сечение (2) вообще не зависит от параметра t_{10} .

В некоторых случаях дополнительная информация для разделения $t_{11}^{(+)}$ и $t_{21}^{(-)}$ может быть получена при различных θ - зависимостях $S(11, 00)$ и $D(21, 00)$ из угловой зависимости сечения (2).

Общий способ /1,2/ получения недостающих соотношений между $t_{j, m}$ основан на проведении дополнительного опыта с поворотом вектора спина дейтронов в магнитном поле перед анализирующим рассеянием его на той же мишени. В этом случае новое поляризационное состояние пучка определится соотношением

$$t'_{j, m} = \sum_{m'} t_{j, m'} D_{m', m}^j(\chi) ,$$

а сечение анализирующего рассеяния будет иметь вид (2,3) с $t_{j, m}$, замененным на $t'_{j, m}$.

Недостатком этого метода является необходимость поворота пучка дейтронов высокой энергии на довольно большой угол. Очевидно, что системы, осуществляющие такой поворот, громоздки и дороги. Такая постановка опыта особенно невыгодна в том случае, когда источником исследуемых дейтронов служит ядерная реакция с широким распределением углов их вылета.

Другой подход к определению поляризационного состояния дейтронов основан на использовании поляризованной мишени в качестве анализатора поляризации /3/. Мы рассмотрим лишь мишень со спином $S_0 = 1/2$ как из соображений простоты описания, так и из-за того, что поляризо-

ванные водородные мишени стали уже обычным оборудованием ускорительных лабораторий.

Поляризацию анализирующей мишени зададим параметрами

$$\tau_{10} = \mathcal{P}_z, \quad \tau_{11}^{(+)} = \tau_{11} + \tau_{1-1} = -i\sqrt{2} \mathcal{P}_y, \quad \tau_{11}^{(-)} = \tau_{11} - \tau_{1-1} = -\sqrt{2} \mathcal{P}_x.$$

Полагаем, что мы можем поляризовать мишень по любому из направлений $\pm(X, Y, Z)$ и величина поляризации нам известна.

Сечение реакции (I) в этом случае примет вид

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \{ 1 + S_1 + \tau_{10} S_2 + \tau_{11}^{(+)} S_3 + \tau_{11}^{(-)} S_4 \}, \quad (4)$$

где S_1 совпадает с (3),

$$\begin{aligned} S_2 = & \tau_{10} A(10, 10) + \\ & + \frac{1}{2} [\tau_{11}^{(-)} D(11, 10) + \tau_{21}^{(+)} S(21, 10)] \cos \varphi + \frac{1}{2} [\tau_{22}^{(-)} D(22, 10)] \cos(2\varphi) - \\ & - \frac{i}{2} [\tau_{11}^{(+)} D(11, 10) + \tau_{21}^{(-)} S(21, 10)] \sin \varphi - \frac{i}{2} [\tau_{22}^{(+)} D(22, 10)] \sin(2\varphi), \end{aligned} \quad (5)$$

S_3 и S_4 - имеют структуру, сходную с S_2 , но в их азимутальную зависимость входят также слагаемые с $\sin(3\varphi)$, $\cos(3\varphi)$.

Предположим для определенности, что измерения сечения (4) проведены с поляризациями мишени $\tau = \pm \tau_{10}$. Комбинируя результаты этих измерений и выполнив анализ их азимутальной зависимости, выделим слагаемые S_1 , S_2 и определим набор поляризационных параметров и их комбинаций τ_{10} , τ_{20} , $\tau_{22}^{(+)}$, $\tau_{22}^{(-)}$, $\tau_{11}^{(+)} S(11, 00) + \tau_{21}^{(-)} D(21, 00)$, $\tau_{11}^{(-)} S(11, 00) + \tau_{21}^{(+)} D(21, 00)$, $\tau_{11}^{(-)} D(11, 10) + \tau_{21}^{(+)} S(21, 10)$, $\tau_{11}^{(+)} D(11, 10) + \tau_{21}^{(-)} S(21, 10)$. Видно, что этот набор достаточен (при известных анализирующих способностях) для нахождения всех параметров поляризации исследуемого пучка.

В настоящее время, вероятней всего, к началу эксперимента анализирующие способности используемой реакции окажутся неизвестными. Для их определения, т.е. для градуировки поляриметра, лучше всего взять пучок дейтронов, генерированный поляризованным источником, так как поляризационное состояние такого пучка может быть определено известными способами ^{4/}. После ускорения таких частиц нужное для градуировки поляризационное состояние пучка может быть получено соответствующим его поворотом в магнитном поле.

Если в распоряжении экспериментаторов нет пучка с известной по-

ляризацией, то можно идти по пути создания поляризованного пучка дейтронов за счет упругого рассеяния неполяризованных дейтронов на каком-либо ядре. Определение поляризации полученного пучка 1I может быть выполнено на основе повторного рассеяния дейтронов на том же ядре и дополнительного опыта с изменением поляризационного состояния магнитным полем. К сожалению, параметры поляризации пучка определяются при этом, вообще говоря, неоднозначно.

Автор благодарен В.П.Джелепову за поддержку этой работы, Л.И.Лапидусу, Н.И.Петрову, Ю.А.Горнушкину за полезные обсуждения затронутых в ней вопросов.

Литература

1. J.Button, R.Mermod. Phys.Rev. 1960, 118, p. 1333.
2. W.Lakin. Phys.Rev. 1955, 98, p. 139.
3. Головин Б.М., Голубева М.Б., Горнушкин Ю.А. В кн.: Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981, с. 212. ОИЯИ, ДТ2-82-27. Дубна, 1982.
4. G.Igo et al. Phys.Rev.Lett., 1979,43, p. 425.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА УСТАНОВКЕ СКМ-200

Ю. Лукстиньш

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Двухметровый стримерный спектрометр ^{/1/} СКМ-200 облучался на синхрофазотроне в пучках ядер He, C, O, Ne при импульсе 4,5 ГэВ/с. В рабочем объеме камеры помещались тонкие мишени (0,2-0,3 г/см²) в широком диапазоне атомных масс A_T: Li, C, Al, Si, Cu, Zr, Pb. Мишенью служил и рабочий газ-неон. Использовались два типа триггера: 1) с отбором всех неупругих взаимодействий ядер; 2) с отбором центральных взаимодействий (ЦВ) при отсутствии заряженных фрагментов падающего ядра A_p (на части статистики-при отсутствии нейтронов) с углом вылета $\theta < 2-3^\circ$.

Измерения сечений неупругих взаимодействий ^{/2/}, выполненные в пучках ⁴He, ¹²C и ²²Ne со средней точностью около 5%, позволяют сделать следующие выводы:

1. Расчёты по модели Глаубера удовлетворительно согласуются с полученными экспериментальными данными.

2. Сечения неупругих взаимодействий ядер неплохо аппроксимируются формулой ^{/3/}, учитывающей зависимость перекрытия сталкивающихся ядер от их атомных весов:

$$\sigma_{\text{реac}} = 10\pi r_0^2 \left[A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - \beta (A_p^{-1/3} + A_T^{1/3}) \right]^2 \text{ мбарн,}$$

где $r_0 = 1,30$ (ферми), $\beta = 0,93$.

В ходе исследований множественного рождения Π^- -мезонов были получены распределения по множественности $P(n_-)$, средние множественности $\langle n_- \rangle$, дисперсии распределений $D = \langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2$, изучены их зависимости от A_p и A_T. Точность измерений $\langle n_- \rangle \sim 3-4\%$.

Для неупругих взаимодействий ⁴He + A_T и ¹²C + A_T обнаружено, что наши данные ^{/2/} хорошо согласуются с предположением о независимом взаимодействии нуклонов из A_p и A_T ^{/4/}; с расчётом по каскадной модели ^{/5/}, но расходятся с предсказаниями некоторых моделей коллективного взаимодействия ^{/6,7/}.

Анализ множественного рождения Π^- в центральных взаимодействиях (ЦВ) дает больше возможностей для проверки моделей взаимодействия. Наиболее характерные результаты наших исследований ^{/8,9/} в

пучках I_{2C} и I_{60} приведены на рис. I в виде зависимости $D \propto \langle n \rangle$. Видно, что при неупругих взаимодействиях $A_p + A_T$ распределения $P(n)$ шире (D больше), чем при соударениях $p-p$, для которых $D \approx \langle n \rangle$. Но для ЦВ найдено сужение распределений, они приближаются к распределению Пуассона, когда $D = \sqrt{\langle n \rangle}$. Установлено, что увеличение жесткости отбора ЦВ (например, путем включения счетчика нейтронов-спектаторов на антисовпадения или отбора ЦВ без фрагментов с проекционным углом вылета 4°) приводит к дальнейшему уменьшению относительной ширины распределений $D^2/\langle n \rangle$ с ростом A_p и A_T (0,7 для взаимодействий $I_{60}-Pb$).

Результаты не противоречат модели I_{10} / независимых нуклон-нуклонных взаимодействий сталкивающихся ядер, из которой следует, что в ЦВ $D \propto \sqrt{\langle n \rangle}$, и не согласуются с моделью I_{11} /, предполагающей коллективное взаимодействие и более быстрый рост ширины распределений ($D \sim \langle n \rangle$).

В работе I_{12} / указывается, что для широкого класса термодинамических моделей, как и в распределении Пуассона, $D^2 = \langle n \rangle$, однако неизвестно, какова точность этого предсказания и насколько ему противоречит $D^2/\langle n \rangle = 0,7-0,8$. Для исследования кинематических характеристик Π - мезонов было измерено более 15.000 звезд. Точность определения импульса в среднем - 3-4%, угла вылета - 5 мрад. Результаты, приведенные в работах I_{13}, I_{14} /, получены в пучках 4He , I_{2C} , ${}^{20}Ne$. При изучении зависимости поперечного импульса p_{\perp}^- от A_p и A_T материал был разбит на подгруппы: все неупругие взаимодействия, ЦВ и "периферические" столкновения ядер. На рис. 2 показаны основные свойства $\langle p_{\perp}^- \rangle$ - средних значений поперечного импульса:

- 1) $\langle p_{\perp}^- \rangle$ в ядро-ядерных взаимодействиях не зависит от степени центральности взаимодействия;
- 2) $\langle p_{\perp}^- \rangle$, по-видимому, не зависит от массы налетающего ядра до $A_p = 20$;
- 3) $\langle p_{\perp}^- \rangle$ слабо зависит от массы ядра-мишени, $\langle p_{\perp}^- \rangle = 230 \pm 10$ МэВ/с, до $A_p = 64$.

Эти данные расходятся с предсказанием I_{15} / термодинамической модели ($\langle p_{\perp}^- \rangle \approx 310$ МэВ/с) и модели когерентной трубки I_{16} /, в которой ожидается рост $\langle p_{\perp}^- \rangle$ с ростом A_p или A_T . При сравнении распределений по быстроте с расчетом по каскадной модели I_{15} / обнаруживается расхождение, проявляющееся наиболее заметно в области фрагментации тяжёлых (Cu , Pb) ядер-мишеней.

Для поиска ударных волн в ядрах исследовались угловые распределения медленных протонов в ЦВ $C+Cu$ и $C+Pb$. Аномалий, указываю-

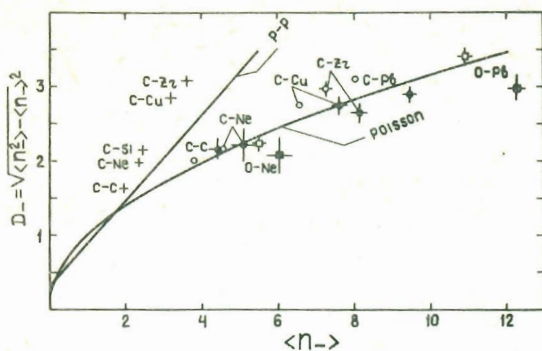


Рис.1. Зависимость дисперсии D от $\langle n \rangle$ для неупругих $I^2C + A_T$ взаимодействий (+), для ЦВ $I^2C + A_T$ (O) и $I^6O + A_T$ (□). ЦВ определяет $\theta_{ch} = 2^\circ$ (нет фрагментов с углом вылета до θ_{ch}), ●, ■ - $\theta_{ch} = 4^\circ$; кривая соответствует $D = \sqrt{\langle n \rangle}$ (распределение Пуассона); прямая $D \sim \langle n \rangle$ - из данных по p-p взаимодействию.

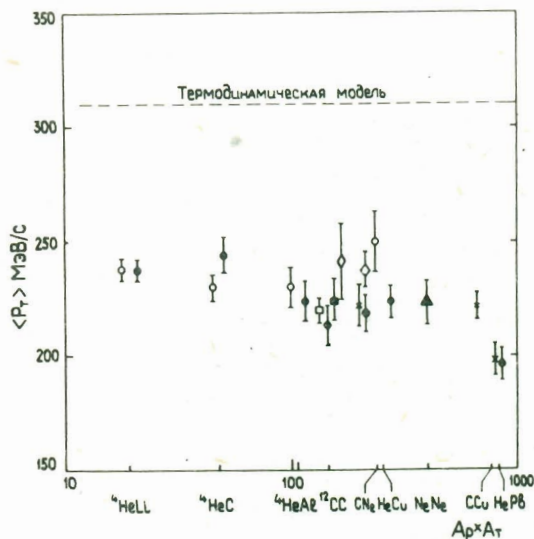


Рис.2. Средние значения поперечных импульсов Π^- мезонов $\langle p_T \rangle$: x - неупругие взаимодействия, O - периферические; ●, ■, □, ◇ - ЦВ с разной жесткостью отбора (подробно см. /8/, ▲ - $\text{Ne} + \text{Ne}$, число треков $N_{\pm} > 20$.

щих на возможное возникновение ударных волн, не найдено /16/. (Методика эксперимента не позволяла обнаружить пики на угловом распределении, если они обусловлены струями частиц с углом разлета $\sim 5^\circ$ - меньше разрешения счетчиков).

Проявлением сверхплотных состояний в ядрах могут быть их β - распады с большой энергией β - частиц ($E_\beta > 17$ МэВ). В миллисекундном диапазоне времен жизни такие распады не обнаружены /17/. В нашем эксперименте с использованием счётчиковой методики образование и β - распад аномальных ядер исследовались во взаимодействии $C + Pb$ при 4,5 ГэВ/с/А. Сечение образования β - радиоактивных ядер с временем жизни 20-1000 нс и энергией β - частиц $E_\beta > 20$ МэВ не превосходит $10^{-4} \sigma_{in}$.

Таким образом, в экспериментах на СКМ-200 не обнаружено проявления эффектов коллективного взаимодействия. На создаваемой установке ГИЭС, по-видимому, целесообразно исследовать корреляции и рождение странных частиц - эти процессы более чувствительны к количеству переданного импульса.

Автор благодарит Г.Л.Варденгу и С.А.Хорозова за помощь в подготовке настоящего доклада, а также А.А.Кузнецова и Э.О.Оконова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдурахимов А.У. и др. ПТЭ, 1978, № 5, с.53.
2. Aksinenko V.D. et al. Nucl.Phys., 1980, A348, p.518.
3. Neckman H.H. et al. Phys.Rev., 1978, с.17, p.1935.
4. Shabelsky Yu.M. Leningrad Nucl.Phys.Inst., preprint 464, Leningrad, 1979.
5. Гудима К.К. и Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, 27, с.658.
6. Afek Y. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.849.
7. Bialas A., Bleszynski M., Czyz W. Nucl.Phys., 1976, B111, p.461.
8. Anikina M.Kh. et al. Z.Phys., 1981, с.9, p.105.
9. Бартке Е. и др. ЯФ, 1980, 32, с.699.
10. Хорозов С.А. ОИЯИ, Р-2-80-146, Дубна, 1980.
11. Kalinkin B.N. et al., preprint HEPI 61-78, Alma-Ata, 1978.
12. Gyulassy M., Kaufman S.K. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.298.
13. Abdurakhimov A.U. et al. JINR, E1-12730, Dubna, 1979.
14. Abdurakhimov A.U. et al. Nucl.Phys.A., 1981, 362, p.376.
15. Hagedorn M., Rafelski J. Phys.Lett., 1980, B97, p.36.
16. Абдивалиев А. и др. ЖЭТФ, 1979, 77, с.20; 1981, 81, с.1153.

МУЛЬТИКВАРКОВЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Б.А.Шахбазян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Исследованы спектры инвариантных масс сорока девяти адронных систем, гиперзаряд, странность и барионные числа которых варьировались в пределах $0 \leq Y \leq 6$, $-2 \leq S \leq +1$, $0 \leq B \leq 6$. Резонансные пики обнаружены только в спектрах масс систем с гиперзарядом $Y \leq 1$. Аналогичное неравенство справедливо для всех установленных резонансов. Поэтому напрашивается правило отбора по гиперзаряду: "В слабых гравитационных полях гиперзаряд адронных резонансов не может превышать единицы - $Y \leq 1$ ". Это правило определяет условия и отбирает классы взаимодействий, приводящие к образованию адронов в слабых гравитационных полях, например в земных условиях. Если оно справедливо, то не исключено, что является следствием нового принципа симметрии.

Недавно появились ряд теоретических исследований мультикварковых состояний. Пики, найденные в спектрах масс систем с гиперзарядом $Y \leq 1$, находятся в хорошем согласии с предсказаниями работ /1/.

Приведенные ниже результаты были получены при помощи 55-см и 2-м пропановых камер. Первая из них была облучена π^- -мезонами с импульсом 4,0 ГэВ/с и нейтронами со средним импульсом 7,0 ГэВ/с, а вторая - релятивистскими ядрами ^{12}C с импульсом $pc=4,2$ ГэВ/н.

Технология обработки первичной информации и получения окончательных данных описана ранее /2/.

Λp -дибарионы ($I = 1/2$, $Y = 1$, $B=2$, $S=-1$)

На рис. 1 приведен спектр масс Λp из реакций $n^{12}\text{C} \rightarrow \Lambda(m p) X$; $m = 1, 2$. Модель, с помощью которой описывается спектр масс Λp , предполагает 1) справедливость импульсного приближения; 2) возникновение Λp -резонансов при прямых взаимодействиях Λ -гиперонов, родившихся во внутриядерных нейтрон-нуклонных столкновениях с близлежащими протонами внутри того же ядра. Наибольшим сечением в вы-

ранном диапазоне спектра масс обладает упругое рассеяние. Поэтому подбираемое сечение упругого рассеяния параметризовалось как сумма сечений Λp -рассеяния при низких энергиях в приближении эффективного радиуса, потенциального и резонансного рассеяния. Спектр масс и сечение упругого рассеяния подгонялись одновременно с помощью общего функционала $\chi^2_{\text{пр.д}}$. Число резонансов Λp варьировалось в пределах $N_{\text{рез}} = 0-17$. В верхней части рис.2 показана зависимость доверительного уровня от числа резонансов. Оптимум достигается в диапазоне $N_{\text{рез}} = 10-16$. Однако значимыми ($N_{\text{кр.ог}} \geq 5$) оказались только четыре пика, Λp 2092, 2183, 2256, 2354 MeV/c^2 , в разных диапазонах $N_{\text{рез}}$, что видно из нижней половины рис.2.

На рис. 1 черными кружками показана подогнанная гистограмма при $N_{\text{рез}} = 12$, пунктиром - суммарный фон. Доверительный уровень составляет $C.L. = 39,05\%$ в соответствии с $\chi^2_{57} = 59,36$. Пик при массе 2128 MeV/c^2 в нейтронном эксперименте незначим, тогда как в пionicном эксперименте значимость его очень высокая. Объяснение этому дано в /2/.

Одновременно и успешно подогнаны и сечения упругого Λp -рассеяния $\sigma_{\Lambda p}^{el}(p_\lambda)$, $0,1 \leq p_\lambda \leq 2,0$ GeV/c , измеренные в работах /3/. На рис. 3 крестами показаны эти сечения. Горизонтальные отрезки изображают интервалы, в пределах которых усреднялись импульсом Λ -гиперонов (100 и 200 MeV/c). Сплошными кривыми показаны сечения $\sigma_{\Lambda p}^{el Th}(p_\lambda)$, вычисленные в рамках модели при минимальном χ^2_{57} . Сечения, усредненные по изображенным на рисунке интервалам, т.е. $\langle \sigma_{\Lambda p}^{el Th}(p_\lambda) \rangle$, показаны кружками. Они-то и сравнивались с измеренными в /3/ сечениями по методу наименьших квадратов. Очевидно хорошее согласие эксперимента и расчета. В самом деле, превосходно описывается рассеяние Λp при низких энергиях. Спадающая часть, за которую ответствен пик 2092 MeV/c^2 обусловлена отрицательной длиной рассеяния. Очевидно и то, что в сечениях могут проявиться лишь те пики из спектра масс, ширины которых сравнимы с интервалами усреднения по импульсам. Так, пик Λp 2183 с шириной всего 3,7 MeV/c^2 в единицах массы обладает шириной 14,2 MeV/c в единицах импульса и полностью размывается при усреднении по интервалу 100 MeV/c , что и видно на рис.3. В то же время полные ширины пиков Λp 2256 и 2354 MeV/c^2 составляют 57,6 и 178,2 MeV/c соответственно, т.е. сравнимы с интервалом 100 MeV/c и четко проявляются в виде выбросов при соответствующих импульсах Λ -гиперона, подтверждая тем самым наш результат.

Еще одно подтверждение имеется в зарубежной работе /4/. Изучались спектры масс Λp из канала реакции $K^- D \rightarrow \Lambda p \pi^+ \pi^-$ при 0,150 GeV/c , как и у нас. Спектр масс Λp , перестроенный на интер-

МАСЫ РЕЗНАКОВ
 С НАИБОЛЬШИМИ
 ЗНАЧЕНИЯМИ СТИВОВ
 СГЛАЖАЮ МОДЕЛИ
 МЕШКОВ

2111	↑	2220	↑	2409	↑	2470	↑	2510	↑
2112	↑	2273	↑	2403	↑	2480	↑	2500	↑
2113	↑	2291	↑	2370	↑	2470	↑	2510	↑
2114	↑	2290	↑	2351	↑	2470	↑	2510	↑
2115	↑	2273	↑	2409	↑	2470	↑	2510	↑
2116	↑	2291	↑	2403	↑	2470	↑	2510	↑
2117	↑	2290	↑	2370	↑	2470	↑	2510	↑
2118	↑	2273	↑	2351	↑	2470	↑	2510	↑
2119	↑	2291	↑	2409	↑	2470	↑	2510	↑
2120	↑	2290	↑	2403	↑	2470	↑	2510	↑
2121	↑	2273	↑	2370	↑	2470	↑	2510	↑
2122	↑	2291	↑	2351	↑	2470	↑	2510	↑
2123	↑	2290	↑	2409	↑	2470	↑	2510	↑
2124	↑	2273	↑	2403	↑	2470	↑	2510	↑
2125	↑	2291	↑	2370	↑	2470	↑	2510	↑
2126	↑	2290	↑	2351	↑	2470	↑	2510	↑
2127	↑	2273	↑	2409	↑	2470	↑	2510	↑
2128	↑	2291	↑	2403	↑	2470	↑	2510	↑
2129	↑	2290	↑	2370	↑	2470	↑	2510	↑
2130	↑	2273	↑	2351	↑	2470	↑	2510	↑

НАИЛУЧШИЕ
 ПАРАМЕТРЫ

M = 2124.7 ± 0.2	↑	2354.3 ± 0.7	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
F = 1.8 ± 0.1	↑	2293.2 ± 0.3	↑	2480 ± 0.3	↑	2500 ± 0.3	↑
2145.0 ± 0.3	↑	4.6 ± 0.9	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2183.2 ± 0.6	↑	16.9 ± 2.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2205.4 ± 0.8	↑	2255.2 ± 0.4	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2224.0 ± 0.8	↑	2293.2 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2255.2 ± 0.4	↑	56.1 ± 5.0	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2282.2 ± 0.3	↑	2354.3 ± 0.7	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2427.1 ± 1.9	↑	2470 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2468.6 ± 2.2	↑	2470 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2486.6 ± 2.2	↑	2470 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2492.7 ± 1.9	↑	2470 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
2519.7 ± 1.4	↑	2470 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑
14.5 ± 4.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2470 ± 0.3	↑	2510 ± 0.3	↑

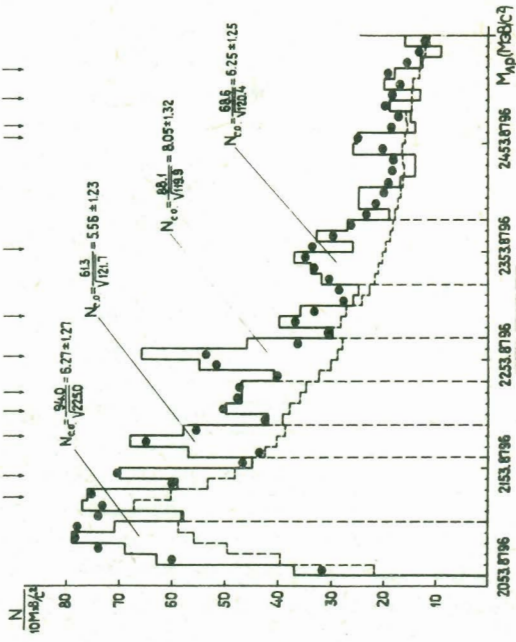


Рис. 1

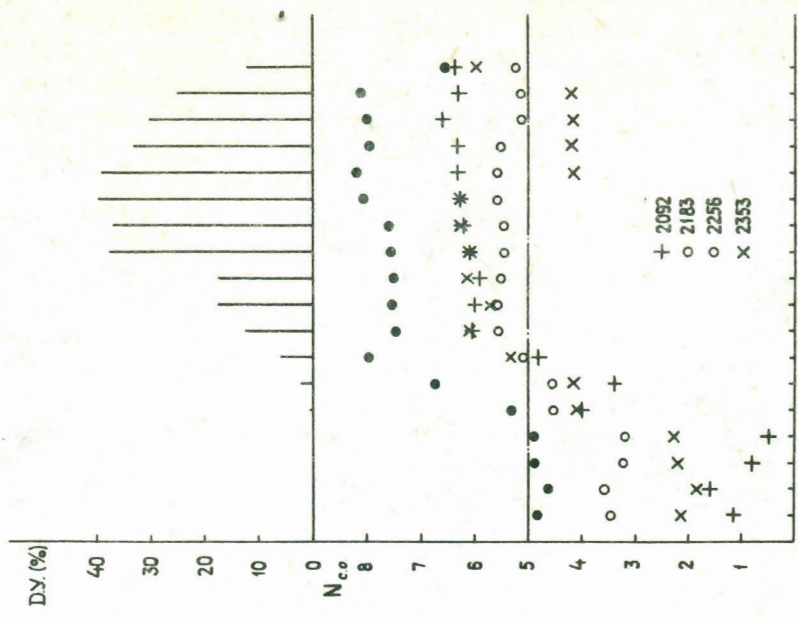
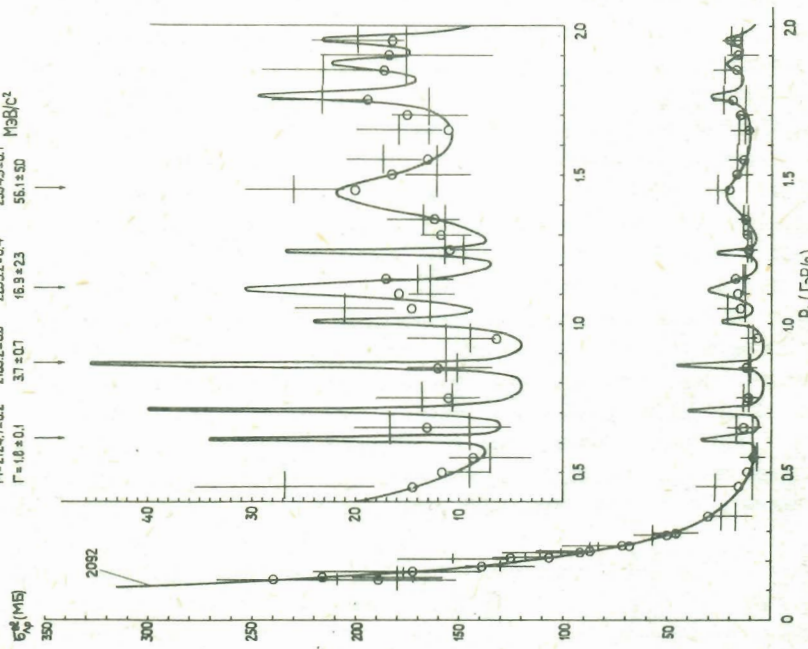


Рис. 2

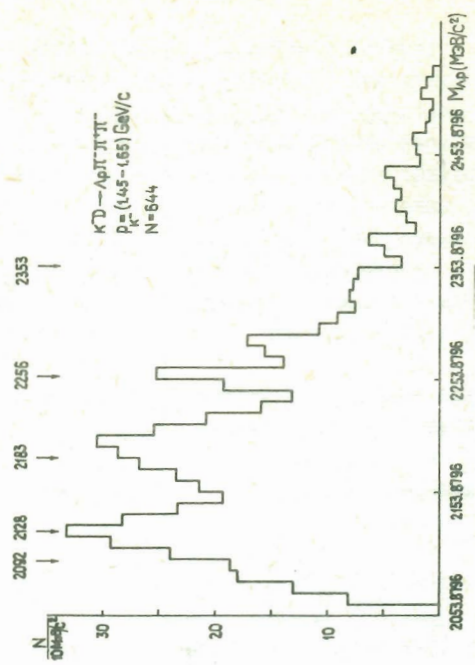
$M = 2124.7 \pm 0.2$ 2183.2 ± 0.6 2255.2 ± 0.4 2354.3 ± 0.7 $M_{Ap}(\text{MeB}/c^2)$
 $\Gamma = 1.8 \pm 0.1$ 37 ± 0.7 16.9 ± 2.3 56.1 ± 5.0



$P_A (\text{MeB}/c)$

FIG. 3

$KD \rightarrow ApT \rightarrow TIT$
 $P_A = (145 - 165) \text{ GeV}/c$
 $N = 644$



2053.8796 2153.8796 2253.8796 2353.8796 2453.8796 $M_{Ap}(\text{MeB}/c^2)$

FIG. 4

валы в 10 МэВ/с, показан на рис. 4. Четко видны пики 2128, 2183, 2256. Пики 2092 и 2354 отсутствуют ввиду ограничения импульса протона и малой первичной энергии ($p_{K-} = 1,45-1,65$ ГэВ/с) соответственно.

Обратимся теперь к спектру масс Λp из взаимодействий как первичных ионов ^{12}C ($p_{с=4,2}$ ГэВ/Н, 2-я камера), так и взаимодействий вторичных адронов (h^{\pm}) и ядерных фрагментов ($F^{(1+5)+}$) с пропаном (рис. 5). Несмотря на все разнообразие снарядов, их энергий и мишеней, четко видны пики 2128, 2183, 2256 МэВ/с². Пики 2092 и 2354 МэВ/с² отсутствуют ввиду ограничения на длину короткопробежных протонов и недостатка энергии соответственно. Для наблюдения последнего, достаточно широкого пика, помимо всего прочего нужна и большая статистика.

Таким образом, при высоких энергиях в спектре масс Λp проявляется пять пиков: Λp_{2092} , 2128, 2183, 2256, 2354 МэВ/с². Первый из них обусловлен отрицательной длиной рассеяния, второй — двухчастичным резонансом $I, 2/$, а остальные три резонанса, расположенные вдали от порогов, могут считаться хорошими кандидатами в шестикварковые резонансные состояния.

$\Lambda p \pi^{\pm}$ — дибарион ($I = 3/2, I/2, Y = 1, B = 2, S = -1$)

Простейший дибарионный резонанс с гиперзарядом $Y = 1$, претерпевающий трехчастичный распад, искался в спектрах эффективных масс из так называемых "нуклоноподобных" событий $/2/$. На рис. 6 приведены спектры масс $\Lambda p \pi^{\pm}$ с ограничениями, указанными на нем. Рассмотрены следующие фоновые процессы. 1) Фон от Λ, p, π^{\pm} , родившихся на различных стадиях внутриядерного каскада; имитировался при помощи спектра инвариантных масс случайных комбинаций Λ и π^{\pm} из другой выборки "нуклоноподобных" событий, без протонов с $p_p \leq 1,0$ ГэВ/с и с протонами из основной выборки нуклоноподобных событий. 2) Распределение фазовых объемов реакций $\Lambda N \rightarrow \Lambda p(m\pi)$; $m = 1, 2, 3, 4$, с ограничениями на импульсы частиц, принятыми в эксперименте. 3) Распределение фазовых объемов реакций $nN \rightarrow \Lambda pK(m\pi)$; $m = 1, 2, 3, 5$, с теми же ограничениями. В обоих последних видах фона имитировались спектры первичных частиц. Эти виды фона выражаются кривыми с максимумами, сдвинутыми в область меньших значений масс, чем для фона ОВЕ, что занижает значимость возможных резонансов. Анализ заключался в описании спектров масс при помощи комбинаций из различного числа брейт-вигнеровских резонансов и каналов фона. Каждая из компонент входила в функционал $\chi^2_{n_x}$ со своим весом-параметром, подлежащим определению наряду с массой и шириной резонанса. Для всех четырех спектров рис. 6 испытывались следующие пять гипотез.

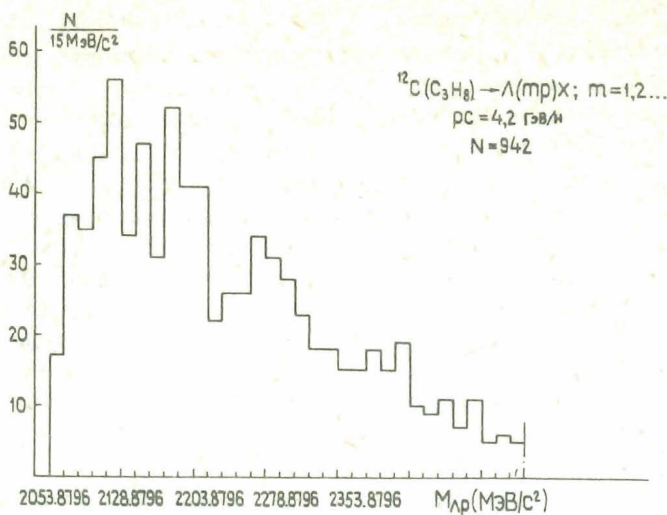


Рис. 5

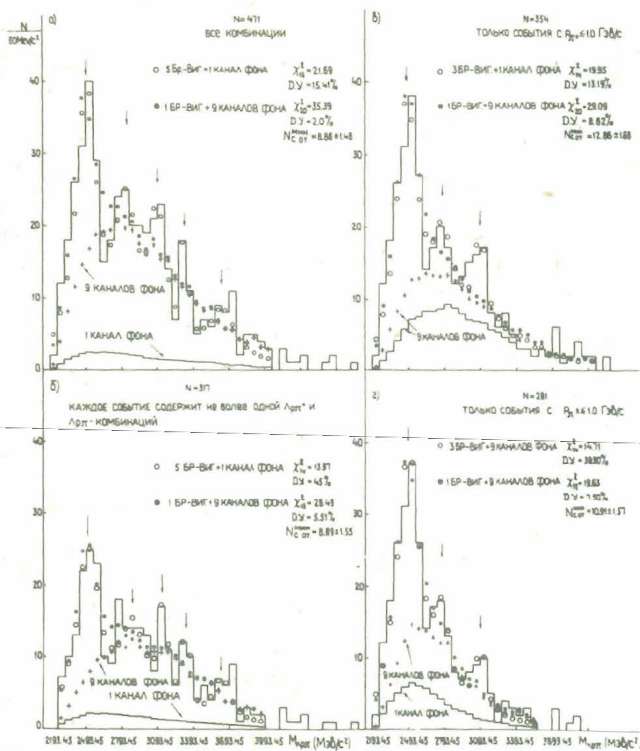


Рис. 6

- 1) Существует только девятикомпонентный фон, нет резонансов - гипотеза незначима.
- 2) Наблюдается лишь один резонанс, фон отсутствует - гипотеза незначима.
- 3) В спектрах 6 а) и б) наблюдается по пяти резонансов, а в 6 в) и г) - по три резонанса, фон отсутствует - гипотеза значима.
- 4) В спектрах 6 а) и б) наблюдается по пяти резонансов, а в спектре 3 г) - три резонанса на фоне Λ , ρ , π^+ из ядерного каскада; для спектра 6 в) испытывался случай с тремя резонансами на полном фоне - гипотеза значима.
- 5) Наблюдается только один резонанс на девятикомпонентном фоне - гипотеза значима.

По спектру 6 в), где при всех идентифицированных частицах выборки наименьшие, имеем один резонанс с параметрами, приведенными в таблице.

$\Lambda\pi^+\pi^+$ - барионы ($I=2, Y=0, B=1, S=-1$)

Спектр масс $\Lambda\pi^+\pi^+$, приведенный на рис.7, удалось опикать при помощи семи брейт-вингеровских резонансов, а также 1) фона в виде распределений фазовых объемов реакций $nN \rightarrow \Lambda p K(m\pi)$; $m = 1, 2, 3, 4$, и 2) фона от каскадного рождения рассматриваемых трех частиц. Наблюдается три значимых пика, параметры которых приведены в таблице. Положения этих пиков согласуются с массами, полученными по модели мешков. В спектре масс $\Lambda_{\frac{1}{2}^- \frac{1}{2}^-}$ также имеются пики, близкие к предсказанным.

Автор благодарит А.М.Балдина за поддержку и интерес к работе и М.И.Соловьева за помощь.

I. Странные дибарьоны - кандидаты в q_6 -состояния

I. $\Lambda\rho$ ($I=1/2, Y=1, B=2, S=-1$)

M (MeV/c ²)	Γ (MeV/c ²)	Значимость (N ст.откл.)	σ рожд. (мкб)	Предсказания модели мешков	
				M (MeV/c ²)	J ^P
2183,2 \pm 0,6	3,7 \pm 0,7	5,56 \pm 1,23	60,0 \pm 15,0	2169	1 ⁺
2255,2 \pm 0,4	16,9 \pm 2,3	8,06 \pm 1,32	85,3 \pm 20,0	2241	2 ⁺
2354,3 \pm 0,7	56,1 \pm 5,0	6,25 \pm 1,25	65,0 \pm 17,0	2353	2 ⁻

2. $\Lambda\pi^\pm$ ($I = 3/2, I/2, Y = 1, B = 2, S = -1$)

M (МэВ/c ²)	Γ (МэВ/c ²)	Значимость (N ст. откл.)	σ рожд. (мкбн)	Предсказания модели мешков M (МэВ/c ²) J ^P
2495,2 \pm 8,7	204,7 \pm 5,6	12,86 \pm 1,68	70,5 \pm 15,0	2500 0 ⁻ , 1 ⁻ , 2 ⁻

II. Странные экзотические барионы - кандидаты в $\bar{q}q^4$ -состояния

M (МэВ/c ²)	Γ (МэВ/c ²)	Значимость (N ст. откл.)	σ рожд. (мкбн)	Предсказания модели мешков M (МэВ/c ²) J ^P
1704,9 \pm 0,9	18,0 \pm 0,5	5,3 \pm 1,6	19,0 \pm 0,6	1710 1/2 ⁻
2071,6 \pm 4,0	172,9 \pm 12,4	10,3 \pm 1,5	88,0 \pm 27,0	2120 1/2 ⁻
2604,9 \pm 4,8	85,9 \pm 21,5	5,2 \pm 1,4	31,9 \pm 9,0	2615 3/2 ⁻

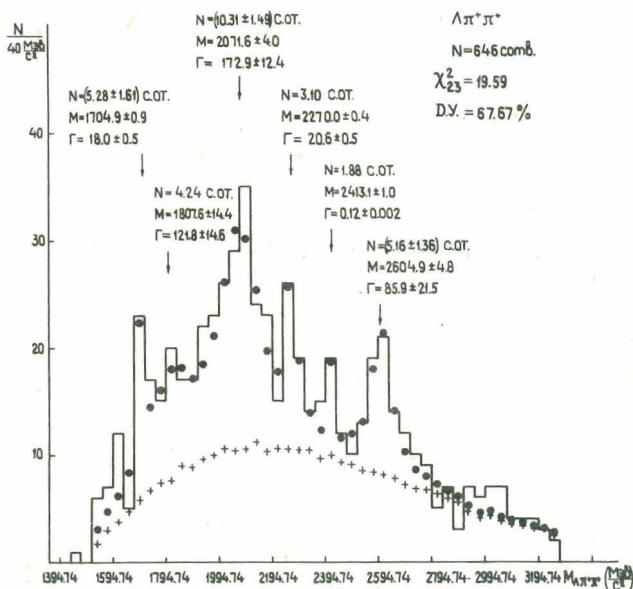


Рис. 7

Литература

1. Mulders P.J.D., Aerts A.Th.M., de Swart J.J., Phys.Rev., 1980, D21, p. 2653.
2. Shahbazian B.A. JINR E1-82-446, Dubna.
3. Kadyk J. et al., Nucl.Phys., 1971, B27, p. 13.
Alexander G., et al., Phys.Rev., 1968, vol. 173, p. 1452.
Sechi-Zorn B., et al., Phys.Rev., 1968, vol.175, p. 1735.
Hauptmann J.M., et al., Nucl.Phys., 1977, B125, p. 29-51.
4. Goyal D.P., Sodhi A.V., Phys.Rev., 1978, D18, p. 948.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ Λ -ГИПЕРОНОВ В ПУЧКАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЯДЕР И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНОВ

Э.О. Оконов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Благодаря сохранению странности в сильных взаимодействиях, гипе-
роны и каоны, рожденные в ядрах, не претерпевают значительного погло-
щения в адронном веществе. Эта особенность странных частиц открывает
широкие возможности использования их как "инструмента" исследования
ядро-ядерных (AA) взаимодействий, особенно на ранних стадиях этого
процесса, когда возможно образование сверхплотных состояний адронной
материи. Так, в работах^{1/} отмечалось, что образование подобных со-
стояний должно было бы привести к большому относительному выходу
странных частиц по сравнению с их относительным выходом в нуклон-нук-
лонных взаимодействиях (например, в pp-взаимодействиях). Недавно поя-
вились первые экспериментальные работы по исследованию рождения
 Λ -гиперонов в AA-взаимодействиях: в столкновениях ядер $Ar + KCl$
при $1,8 \text{ ГэВ}/A^{2/3}$ и ядер ${}^4\text{He} + {}^6\text{Li}$ при $3,67 \text{ ГэВ}/A^{3/4}$ (см. рис. 1),
причем во второй работе, выполненной с помощью стримерного спектро-
метра СКМ-200, были получены также первые данные о рождении K^0 -ме-
зонов. При этом было определено отношение выхода Λ (K^0)-частиц к
выходу Π -мезонов: $R_{\Lambda/\Pi} \approx \frac{N_{\Lambda}/N_{\Pi}}{N_{\Lambda}^0/N_{\Pi}^0}$. Однако, как было отмечено в^{2,3/},
строгое сравнение величин R для AA- и pp-взаимодействий требует уче-
та трудно оцениваемых факторов, по-разному влияющих на выход Λ (K^0)
и Π (разница в энергии сталкивающихся нуклонов с учетом их внутри-
ядерного движения, выделенность по заряду pp-системы). Поэтому по ре-
зультатам, полученным на СКМ-200^{3/}, было проведено сравнение (см. таб-
лицу 1) основных характеристик образования Λ (K^0)-частиц в центральных
взаимодействиях (ЦВ) ядер ${}^{12}\text{C} + N_e$ (${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$) при $3,67 \text{ ГэВ}/A$ с соот-
ветствующими данными для неупругих ${}^4\text{He} + {}^6\text{Li}$ -взаимодействий^{3/}, для кото-
рых определяющими являются независимые нуклон-нуклонные взаимодействия.
Это сравнение показывает, что в центральных ${}^{12}\text{C}N_e$ (${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$)-взаимодейст-
виях:

а) $R_{\Lambda, K}({}^{12}\text{C}N_e) > R({}^4\text{He} + {}^6\text{Li})$, однако это превышение не выходит за
пределы ошибок;

б) $\bar{P}_{\Lambda, K}({}^{12}\text{C}N_e + {}^{12}\text{C})_{\text{ЦВ}} > \bar{P}_{\Lambda, K}({}^4\text{He} + {}^6\text{Li})$.

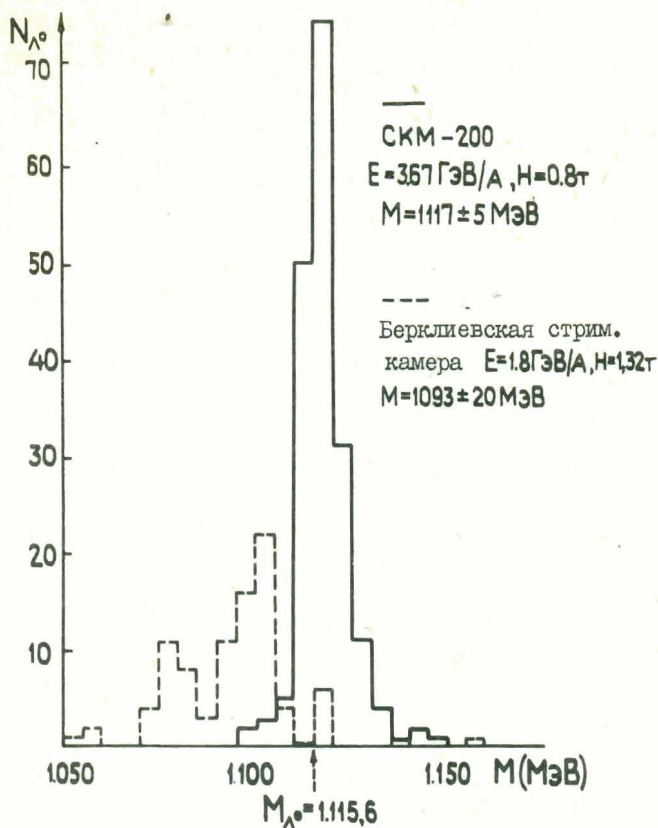


Рис. 1. Распределения по массам зарегистрированных Λ -гиперонов, характеризующие точности измерений и уровень систематических ошибок. На рисунке H — поле анализирующего магнита в тесла, стрелкой указано табличное значение массы Λ -частицы.

Таблица I

Рожденная частота	Измеренная величина	Центральные взаимодействия			Неупругое
		$I^2_C N_e$	$I^2_C I^2_C$	$I^2_C N_e I^2_C I^2_C$	
\bar{P}_1 МэВ/с	592 ± 46 $(3,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$	647 ± 80	611 ± 42	475 ± 25 $(2,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	
\bar{P}_2 МэВ/с	608 ± 70 $(2,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	495 ± 65	556 ± 46	386 ± 24 $(1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$	

Величины $\bar{P}_{1\Lambda}$ превышают также значение $\bar{P}_{1\Lambda} = 0,49 \pm 0,032$ ГэВ/с, полученное для ЦВ ядер $Ar+KCl$ при 1,8 ГэВ/А^{1/2}. Авторы работы^{1/2} считают, что значительные величины $P_{1\Lambda}$ не могут быть объяснены простым перерассеянием Λ -гиперонов в ядре. Причиной появления Λ - и K^0 -частиц с большими $P_{1\Lambda}$ может быть образование зоны повышенной плотности в области перекрытия ядер (как, например, в модели^{4/}). Однако проверки таких гипотез необходима большая статистика и количественные расчеты.

Оценка поляризации Λ -гиперона для ЦВ ^{12}CNe и $^{12}C^{12}C$ дает величину $\mathcal{P}_{\Lambda} = -0,11 \pm 0,28$ с ошибкой, обусловленной ограниченной статистикой (~ 90 событий). Этот результат не противоречит значению, полученному в работе^{1/2} на основании анализа ~ 60 событий: $\mathcal{P}_{\Lambda} = -0,10 \pm 0,05$, однако приведенная авторами статистическая ошибка, по-видимому, существенно занижена.

Изучение Λ в $A_p A_n$ -взаимодействии возбуждает особый интерес в связи с неожиданным обнаружением поляризации Λ -гиперонов, образовавшихся в pA_n -взаимодействии. Причем величина \mathcal{P}_{Λ} обнаружила слабую зависимость от A_T (для мишеней p, Be, Ca, Pt, Pb) и от энергии налетающего протона (в интервале $E_p = 24-400$ ГэВ), в то же время наблюдается заметный рост с увеличением $P_{1\Lambda}$ (начиная с $P_{1\Lambda} > 0,5$ ГэВ/с)^{5/}. Надо иметь в виду при этом, что процесс $\Sigma^{\pm} \rightarrow \Lambda + \pi$ существенно уменьшает наблюдаемую величину \mathcal{P}_{Λ} (на 50%+70%). Имеются попытки объяснить обнаруженную поляризацию \mathcal{P}_{Λ} в рамках кварковой модели^{5/}. Для понимания механизма ядерно-ядерных соударений представляет безусловный интерес дальнейшее изучение \mathcal{P}_{Λ} в $A_p A_n$ -взаимодействиях, особенно в ЦВ при $E_p \sim 4$ ГэВ/А, где больше половины Λ имеют $P_{1\Lambda} > 0,5$ ГэВ/с, в $\sim 10\%$ случаев $P_{1\Lambda} > 1$ ГэВ/с, а деполаризующий эффект от $\Sigma^{\pm} \rightarrow \Lambda + \pi$ не превышает 20%.

При исследовании зависимости \mathcal{P}_{Λ} (так же как и параметров P_{\perp} и $R_{\Lambda, K}$) от A_T (A_p) и от степени центральности соударений наиболее эффективным является использование управляемого трекового детектора типа установки ГИЭС (или бесфильмовой части этого спектрометра), снабженной триггерной системой отбора случаев рождения Λ -гиперонов^{6/}, причем эти исследования могут проводиться параллельно с изучением релятивистских гиперядер и странных резонансов.

Ускорение поляризованных дейтронов^{7/} значительно расширяет возможности изучения поляризованных явлений при рождении Λ . Эксперименты в пучках $d \uparrow$ помимо поляризации позволяют измерять также анализирующую способность и параметр деполаризации^{8/}, которые могут дать

^{8/} Определения этих параметров даны в работе^{8/}, в которой исследовалась поляризация Λ -гиперонов в пучке поляризованных протонов $p \uparrow$.

информацию о характере обменных сил и структуре взаимодействия. В отличие от P^{\dagger} использование d^{\dagger} дает возможность отбирать /9/ преимущественно периферические и центральные $d^{\dagger}A_{T}$ -соударения и тем самым выяснить, зависят ли эффекты поляризации от степени центральности соударений.

ЛИТЕРАТУРА

1. a) Strocker et al. Progr. in Part Nucl. Phys., 1980, pp. 135-195,
b) Chapline G. et al. Phys. Rev., 1973, 8, p. 4302,
c) Rordrup J. et al. Nucl. Phys., 1980, p. 519,
d) Rafelsky J. GSI-Scient Rep., 1980, p. 117.
2. Harris I. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, p. 229.
3. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, PI-82-333, Дубна, 1982.
4. Cugnon J. et al. Nucl. Phys., 1981, p. 505.
5. Bourreli C. et al. Phys. Rep., 1980, p. 98.
6. Оконов Э.О. ОИЯИ, BI-II423, Дубна, 1978.
7. Анищенко Н.Г. и др. Сообщение ОИЯИ, 9-82-I77, Дубна, 1982.
8. Lesnik A. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p. 770.
9. Аникина М.Х. и др. Z. Phys. C., 1981, 2, p. 105.

СИЛЫ КОНФАЙМЕНТА В ПРОЦЕССЕ ВЫБИВАНИЯ БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ
 ИЗ ЯДЕР В ЗАДнюю ПОЛУСФЕРУ

Б.З. Копелиович, Ф. Нидермайер

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В данной работе рассматривается новый механизм образования нуклонов, вылетающих в заднюю полушару, в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях, тесно связанный с явлением конфайнмента. Предлагаемая модель не претендует на описание всего эффекта, наблюдаемого в эксперименте, однако играет важную роль в объяснении механизма образования нуклонов с импульсами $P_L \gtrsim 0,5$ ГэВ/с.

Рассмотрим сначала простейший случай безмезонного процесса с вылетом протона назад в л.с. Налетающий протон может обмениваться цветом (например, глюоном) последовательно с каждым нуклоном дейтрона и после этого опять стать "белым" (см. рис. 1,2). Дейтрон в результате

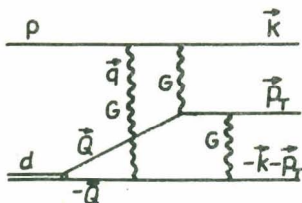


Рис. 1. Диаграмма с цветной перезарядкой для реакции $pd \rightarrow p_B p n$.

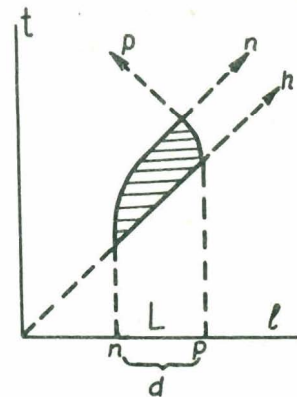


Рис. 2. Пространственно-временное описание реакции $hd \rightarrow p_B h n$. Пунктирные линии - синглеты по цвету, сплошные линии - цветные октетны.

перейдет в состояние со скрытым цветом, и силы конфайнмента, как будет показано ниже, могут сообщить одному из нуклонов импульс, направленный назад. Поскольку расстояние между нуклонами в дейтроне порядка 2 фм, то сразу возникает вопрос, возможно ли распространение цветных объектов на такие расстояния?

Рассмотрим этот процесс в модели цветной трубки^{/1-4/}, реализующей идею конфайнмента. После первой цветной перезарядки налетающего протона между ним и ядерным нуклоном образуется хромозлектрическое поле, которое формируется в трубку. Легко убедиться, что двум триплетным по цвету трубкам от разных кварковых пар энергетически выгодно слиться в одну, поперечное сечение которой в $\sqrt{3}$ раз больше, чем у триплетной трубки. Коэффициент натяжения такой трубки равен $\alpha = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\alpha_R} \approx 1,5 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм}^{-1}$, где $\alpha' \approx 0,9 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ - параметр наклона лидирующих реджеонных траекторий.

С вероятностью $W \approx 2\sqrt{3} \text{ фм}^{-2}$ на единице длины трубки за единицу времени рождаются две кварк-антикварковые пары или пара глюонов^{x)}, которые делят трубку на две части. Последовательные разрывы трубки приводят, как известно, к множественному образованию адронов, однако в рассматриваемом безмезонном процессе трубка не должна разорваться за время пролета между нуклонами ядра, находящимися на продольном расстоянии L . Вероятность этого равна $\exp(-WL m_N / \alpha)$. После второй перезарядки быстро движущийся конец трубки остановится, замкнувшись на ядерный нуклон, и тот с ускорением α/m_N начнет двигаться назад в л.с. В результате столкновения двух цветных нуклонов могут образоваться два белых нуклона, как показано на рис. 1.

Траектории всех нуклонов показаны на рис. 2 (на диаграмме время- t , продольная координата - l). Сплошными и пунктирными линиями изображены траектории соответственно цветных и белых объектов.

Легко вычислить, что импульс протона, вылетающего назад, равен

$$P_L = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha L} \left(\frac{2m_N + \alpha L}{\sqrt{m_N + \alpha L}} - \sqrt{\alpha L} \right). \quad (I)$$

Здесь считается, что импульс налетающего протона $p_0 \gg \alpha L$. Из (I) видно, что при $L \rightarrow \infty$ $P_L \rightarrow 3m_N/4$ - граничному значению импульса, разрешенному кинематикой данного процесса.

x) Соответствующий параметр для триплетной трубки $W = 2 \text{ фм}^{-2}$ дает хорошее описание множественного рождения адронов в e^+e^- - аннигиляции^{/4/}. Если пренебречь образованием глюонных пар, то параметр $W = 2\sqrt{3} \text{ фм}^{-2}$ позволяет хорошо описать импульсные спектры протонов в реакции $pp \rightarrow pX$ в области $x \approx 0,1 \div 0,5$.

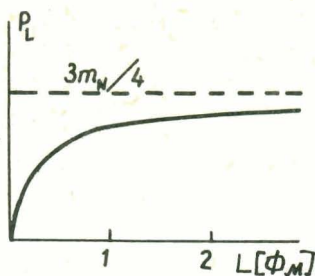


Рис. 3.

Продольный импульс протона, вылетающего в заднюю полушару, в зависимости от расстояния L между нуклонами дейтрона.

Зависимость $P_L(L)$ показана графически на рис. 3. Видно, что большие значения импульса P_L возникают при рассеянии протона на дейтроне с большим межнуклонным продольным расстоянием, что принципиально отличает излагаемый подход от модели короткодействующих межнуклонных корреляций ^{15/}.

Сечение вылета протонов в заднюю полушару можно оценить следующим образом. Сечение первой цветной перезарядки равно σ_{NN}^{in} . Вероятность второй цветной перезарядки имеет порядок величины относительной глауберовской поправки, т.е. $\sigma_{NN}^{in} \langle R^{-2} \rangle_d$, где $\langle R^{-2} \rangle_d$ – обратный среднеквадратичный радиус дейтрона.

Вероятность третьей цветной перезарядки – порядка единицы, поскольку мы уже зафиксировали конфигурацию дейтрона с нуклонами, находящимися на одинаковом прицельном расстоянии. Таким образом, инклюзивное сечение может быть записано в виде

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} = C \cdot B \exp(-B P_T^2) (\sigma_{NN}^{in})^2 |\Psi_d(L)|^2 \mathcal{D}(L) \left(\frac{dP_L}{dL}\right)^{-1} \quad (2)$$

Здесь C включает в себя безразмерные константы, $\Psi_d(L)$ – волновая функция дейтрона, нормированная условием

$$4\pi \int dL |\Psi_d(L)|^2 = \langle R^{-2} \rangle_d.$$

P_T и P_L – поперечная и продольная составляющие импульса p . Формфактор $\mathcal{D}(L)$ учитывает требование того, чтобы не родилась ни одна кварк-антикварковая пара

$$\mathcal{D}(L) = \exp\left\{-\frac{W m_N^2}{\alpha^2} \left[\frac{u^2}{2} + u - \frac{1}{2} \sqrt{1+u^2} - \frac{1}{2} \ln(u + \sqrt{1+u^2})\right]\right\} \approx \exp\left(-\frac{W m_N}{\alpha}\right), \quad (3)$$

где $u = \alpha L / m_N$.

Константу C и параметр наклона B можно оценить, вычислив диаграмму с трехглюонным обменом на рис. I.

Заметим, что аналогичные расчеты двухглюонных диаграмм дают весьма хорошее описание данных по дифракционным процессам на нуклонах $/2, 6, 7/$ и ядрах $/8, 9/$. Поскольку явление конфайнмента не учитывается в этих расчетах, они могут быть справедливы лишь для малых продольных расстояний L . Большие поперечные расстояния "обрезаются" формфакторами адронов.

Дифференциальное сечение процесса, изображенного диаграммой на рис. I, равно:

$$\frac{d\sigma}{d^2p_T d^2k} = (2\pi\alpha_s)^6 \left| \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \frac{d^2Q}{(2\pi)^2} \frac{\Psi_d(Q, L)}{q^2(\vec{q}+\vec{k})^2(\vec{q}+\vec{k}+\vec{p}_T-\vec{Q})^2} \times F_N(\vec{q}; -\vec{q}-\vec{k}) F_N(-\vec{q}; \vec{k}+\vec{p}_T+\vec{q}-\vec{Q}) F_N(\vec{q}+\vec{k}; \vec{Q}-\vec{k}-\vec{p}_T-\vec{q}) \right|^2 \quad (4)$$

Здесь $F(\vec{q}; \vec{k})$ - вершина испускания нуклоном двух глюонов с поперечными импульсами \vec{q} и \vec{k} , равная:

$$F_N(\vec{q}; \vec{k}) = \int |\Psi_N(b_i)|^2 \prod_{i=1}^3 d^2b_i \delta(\sum_{i=1}^3 b_i) \left\{ \exp[i\vec{b}_1(\vec{k}+\vec{q})] - \exp[i(\vec{b}_1\vec{k} - \vec{b}_2\vec{q})] \right\} = \exp\left[-\frac{(k+q)^2}{4\lambda^2}\right] - \exp\left[-\frac{(\vec{k}-\vec{q})^2}{4\lambda^2}\right]. \quad (5)$$

Здесь формфактор нуклона взят в гауссовой форме $F_N^{ch}(q) = \exp(-\frac{q^2}{\lambda^2})$, где λ^2 связана с зарядовым радиусом протона $\lambda^2 \approx 3,2 \text{ фм}^{-2}$. $\Psi_d(Q, L)$ - фурье-образ по прицельному параметру от волновой функции дейтрона

$$\Psi_d(Q, L) = \int \Psi_d(R) e^{i\vec{Q}\vec{b}} d^2b,$$

где $R = (\vec{b}, L)$.

Выражение (4) включает цветовой множитель $(1/27)^2$, вычисленный в нормировке $S_F t^{\alpha} t^{\beta} = 1/2 \delta_{\alpha\beta}$, а также комбинаторный фактор $(27)^2$, учитывающий перестановки кварков. Если налетает пион, то (4) следует умножать на $4/9$.

Функция $\Psi_d(Q, L)$ имеет резкую зависимость от Q , поэтому во всех выражениях под интегралом в (4) можно положить $Q=0$, а интеграл по d^2Q дает фактор

$$\int \frac{d^2Q}{(2\pi)^2} \Psi_d(Q, L) = \Psi_d(b=0, L).$$

После этого выражение (4) при $p_T = k = 0$ можно вычислить:

$$\frac{d\sigma}{d^2 p_T dk^2} = \frac{(2\pi\alpha_s)^2}{\lambda^8} N^2 |\Psi_d(L)|^2, \quad (6)$$

где $N = \frac{3}{2} (3\ln 3 - 4\ln 2) \approx 0,78$.

Интеграл по $d^2 k$ оценим, считая зависимость от k гауссовской с параметром наклона $B = d/dk^2 [\ln(d\sigma/dp_T^2 dk^2)]_{p_T=k=0}$.

Интеграл по $d^2 q$ в выражении для B логарифмически расходится, что объясняется недостаточно быстрым падением амплитуды при больших прицельных параметрах. Обрезав интеграл массой глюона Λ , получаем $B = I(\epsilon)/\lambda^2$, где

$$I(\epsilon) = \frac{1}{3} \left[1 + 2 \frac{E_i(-\epsilon) - 2e^\epsilon E_i(-2\epsilon)}{E_i(-\epsilon) - e^\epsilon E_i(-2\epsilon) + 3e^{2\epsilon} E_i(-3\epsilon)} \right] \quad (7)$$

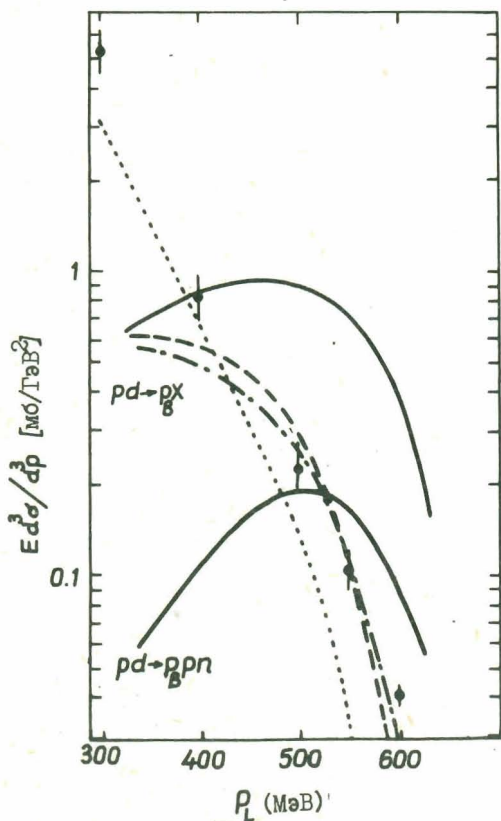


Рис. 4. Инвариантное сечение реакций

- $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 1,5 \text{ ГэВ/Фм}, \\ W = 3,5 \text{ Фм}^{-2}, \end{array} \right.$
- - $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 1,1 \text{ ГэВ/Фм}, \\ W = 3,5 \text{ Фм}^{-2}, \end{array} \right.$
- - - $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 1,5 \text{ ГэВ/Фм}, \\ W = 7 \text{ Фм}^{-2}, \end{array} \right.$

..... - вклад спектаторного механизма ^{5/}

Экспериментальные данные - из работы /10/.

Здесь $\epsilon = \Lambda^2 / \lambda^2$. При $\epsilon = 0,1$ наклон дифракционного конуса в упругом рассеянии хорошо соответствует экспериментальным данным. При этом значении ϵ $B \approx 2,6 / \lambda^2 \approx 20 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Зависимость сечения от P_T характеризуется тем же параметром наклона B , поэтому

$$\frac{dG}{dP_T^2} = 4\pi^2 \left(\frac{\alpha_s}{\lambda}\right)^6 \frac{N^2}{I} |\Psi_d(L)|^2 \exp(-I P_T^2 / \lambda^2). \quad (8)$$

При $L \rightarrow 0$ это выражение переходит в (2) и, поскольку

$$G_{NN}^{in} = 16\pi \ln 2 \alpha_s^2 / \lambda^2,$$

то

$$C = \left(\frac{N\alpha_s}{8I \ln 2}\right)^2 \approx 8 \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

Результат расчета по формуле (2) импульсного спектра протонов, вылетающих под углом 180° в реакции $pd \rightarrow ppn$, представлен на рис. 4. Видно, что максимум спектра находится в его жесткой части при импульсе $P_L \approx 0,5 \text{ ГэВ}/c$.

В инклюзивной реакции $pd \rightarrow pX$ система кварков налетающего протона может перейти не в протон, а в другое возбужденное состояние. Если считать, что двухглюонный обмен, которым моделируется померон, обладает приближенной факторизацией, то коэффициент C следует умножить на фактор $(1 + G_{NN}^{diff} / G_{NN}^{el}) \approx 1,4$. Кроме того, если даже трубка рвется, нуклон вылетит в заднюю полусферу с импульсом, который связан соотношением (1) с расстоянием L от места последнего разрыва трубки до второго нуклона дейтрона. Поэтому при фиксированном значении L нужно проинтегрировать по продольному межнуклонному расстоянию в дейтроне. Такой учет вклада разрывов трубок эквивалентен замене в выражении (2):

$$|\Psi_d(L)|^2 \rightarrow |\Psi_d(L)|^2 + \frac{W m_N}{\pi} \int_L^{\infty} |\Psi_d(e)|^2 de. \quad (10)$$

Сечение реакции $pd \rightarrow pX$, вычисленное с учетом поправок, внесенных в (2), показано на рис. 4. Там же показан вклад спектаторного механизма $^{15/}$, который следует добавить к вычисленному выше, а также экспериментальные данные $^{10/}$. Видно, что вклад рассмотренного здесь механизма по порядку величины соответствует экспериментальным

данным. Следует учесть, что в расчет не вводились какие-либо свободные параметры. В то же время значение коэффициента $\mathcal{L} = 1,5 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм}^{-1}$, полученное из наклона реджевских траекторий, следует рассматривать лишь как оценку. При $\mathcal{L} = 11 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм}^{-1}$ соответствующая кривая, показанная пунктиром, лучше согласуется с экспериментом.

В заключение сделаем несколько замечаний.

I. Помимо использования формы импульсного спектра можно предложить ряд других способов экспериментального выделения вклада механизма цветной перезарядки. Чувствительным методом является изучение поляризационных явлений. Третья цветная перезарядка ядерных нуклонов друг на друге происходит при импульсе порядка $\mathcal{L}L$, т.е. в среднем около $3 \text{ ГэВ}/c$. Этот импульс зависит лишь от импульса регистрируемого протона в соответствии с (I) и не зависит от энергии налетающего адрона. Поляризационные эффекты в упругом рассеянии при импульсе несколько ГэВ весьма велики. В данном случае, однако, рассеяние происходит с обменом цветом, и это вносит некоторые изменения в амплитуду. Амплитуда без переверота спина в упругом рассеянии связана с помероном и в основном мнимая. Та же амплитуда цветной перезарядки действительна, так как обусловлена обменом глюоном. Амплитуда с переверотом спина связана с вкладом ρ - и A_2 -реджеонов, которые в рассматриваемом случае должны быть цветными, т.е. двухкварковое состояние в t -канале, образующее реджеон, должно быть октетом по цвету. Амплитуда одноглюонного обмена такой двухкварковой системы в 8 раз меньше, чем в синглетном по цвету состоянии. По этой причине интерсепт цветных лидирующих реджеонов, вычисленный в главном логарифмическом приближении, в $1/\sqrt{8}$ раз меньше, чем белых реджеонов. Это приведет к тому, что разность фаз амплитуд без переверота и с переверотом спина, а следовательно, и поляризация уменьшается примерно в 3 раза по сравнению со случаем упругого рассеяния. Методически, видимо, проще всего выполнять эксперимент на поляризованной дейтериевой мишени и изучать асимметрию выхода кумулятивных протонов. Можно ожидать эффекта на уровне 10%.

Спектаторный механизм предсказывает малую и линейно убывающую с энергией падающего пучка поляризацию. Поэтому поляризационные эффекты должны наблюдаться лишь в жесткой части импульсного спектра.

Заметим, что большие поляризационные эффекты связаны с механизмом многократных перерассеяний на нуклонах ядра 11 , который может давать заметный вклад в сечение. Эта поляризация накапливается с увеличением числа перерассеяний, поэтому растет с увеличением A и может достигать величины порядка 100 %.

2. Множественность рожденных адронов в спектаторном механизме значительно больше, чем в механизме цветной перезарядки. Действительно, в последнем случае возможны лишь дифракционно-подобные пионы, рожденные благодаря возбуждению налетающего адрона, поскольку, как отмечалось, этот адрон остается белым после взаимодействия. Среднее число таких пионов порядка единицы. Среднее число пионов, связанных разрыву струны, также мало, так как второе слагаемое в (10) быстро падает с увеличением L .

3. В ядрах с $A > 2$ также возможно образование кумулятивных нуклонов при двукратной цветной перезарядке налетающего адрона на ядерных нуклонах. Импульс P_L выбитого назад нуклона при этом не превысит кинематической границы для дейтрона $3/4 m_K$. Можно показать, однако, что в процессе n -кратной цветной перезарядки внутри ядра, после которой налетающий адрон переходит в синглетное по цвету состояние, выбитый назад нуклон получает импульс P_L , величина которого достигает соответствующей кинематической границы $m_N(n^2-1)/2n$. Расчет спектра нуклонов, выбитых из тяжелых ядер, выходит за рамки настоящего доклада.

4. Спектр кумулятивных пионов в механизме цветной перезарядки также можно вычислить, если потребовать, чтобы при обмене цветом между нуклонами дейтрона рождался пион с $\alpha \approx 1$, т.е. рассмотреть процесс $p_c + n_c \rightarrow \pi + X$, где p_c, n_c - цветные нуклоны. Поскольку цветной N - реджеон, ответственный за этот процесс, имеет более низкий интерсепт по сравнению с белым N -реджеоном, импульсный спектр пионов должен круче падать при $x \rightarrow 1$, чем в спектаторном механизме. Поэтому вклад механизма цветной перезарядки вряд ли может быть выделен при наблюдении кумулятивных пионов.

Авторы глубоко признательны Ал. Б. Замолодчикову, Л.И. Лапидусу и М.Г. Рыскину за полезные обсуждения.

Литература

1. J.D.Bjorken, J.Kogut. Phys.Rev. D8 (1973), 1314.
2. F.Low. Phys.Rev. D12 (1975), 163.
3. A.Casher, H.Neuberger, S.Nussinov. Phys.Rev., D20 (1979), 179.
4. E.G.Gurvich. Phys.Lett., 87B (1979), 386.

5. L.L.Frankfurt, H.I.Strikman. *Phys.Rep.*, 76, No 4 (1981), 217.
6. J.P.Gunion, H.Serer. *Phys.Rev. D*15 (1977), 2617.
7. Левин Е.М., Рыскин М.Г. *ЯФ*, 1981, 34, с.421.
8. Замолодчиков Ал.Б., Копеллович Б.З., Лапидус Л.И. *Письма в ЖЭТФ*, 1981, 33, с.612.
9. G.Bersch et al. *Phys.Rev.Lett.*, 47 (1981), 297.
10. Балдин А.М. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-III168, Дубна, 1977.
11. Копеллович В.Б. *ЖФ*, 1977, 23, с.168.

СОУДАРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ПРОБЛЕМА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МЕЖДУ АДРОННОЙ И КВАРК-ГЛЮОННОЙ МАТЕРИЕЙ

М.И. Горюштин, Г.М. Зинovieв

Институт теоретической физики АН УССР, Киев

Проблема изучения фазового перехода (ф.п.) между адронной и кварк-глюонной (к.г.) материей является сейчас одной из самых актуальных задач физики высоких энергий. Наиболее перспективным путем создания к.г. плазмы в лабораторных условиях является, по-видимому, ее получение в процессах соударения тяжелых ионов с энергией несколько ГэВ на нуклон. Для исследования к.г. плазмы и ф.п. в этих процессах нам необходимо дать ответы на основные теоретические вопросы.

1. Какие плотности энергии \mathcal{E} и плотности барионного числа n_b достижимы в реалистических АА-соударениях?
2. Если формирование к.г. плазмы в АА-соударениях возможно, то каковы ее температура T и химический потенциал μ ?
3. Как происходит расширение и остывание к.г. плазмы?
4. Каковы экспериментальные сигналы о к.г. плазме?
5. Как осуществляется ф.п. в адроны?

В настоящее время по каждому из этих вопросов имеется уже довольно обширная литература [1], однако убедительных ответов на них пока нет.

I. $A + A = \text{К.Г. ПЛАЗМА}$!

Что касается первого вопроса, то сегодняшний ответ на него весьма оптимистичен и отражен в названии данного раздела.

Грубой оценкой для плотности энергии, выше которой реализуется состояние к.г. плазмы, является величина $1 \text{ ГэВ}/\text{fm}^3$. Посмотрим, как создать такую плотность энергии в центральных АА-соударениях (отбор центральных соударений можно осуществить по максимальной множественности вторичных частиц).

Простейшей картиной соударения двух тяжелых ядер является их полное перекрытие и остановка в системе центра масс [2,3]



Вся энергия двух сталкивающихся ядер $2AE_N^{c.m.} = 2Am_N\gamma$ (γ - лоренц фактор движущегося ядра в системе центра масс) выделяется в лоренц-сжатом объеме одного ядра V_A/γ . Тогда для плотности энергии и плотности барионного числа получаем:

$$\varepsilon = \frac{2Am_N\gamma}{V_A/\gamma} = 2n_0 m_N \gamma^2, \quad (1)$$

$$n_b = \frac{2A}{V_A/\gamma} = 2n_0 \gamma, \quad (2)$$

где $n_0 = A/V_A \approx 0,17 \text{ I/Фм}^3$ - нормальная плотность нуклонов в ядрах. При этом, как известно,

$$\gamma = \left(1 + \frac{\mathcal{K}}{2m_N}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

где \mathcal{K} - кинетическая энергия на нуклон в лабораторной системе.

Приведем некоторые значения ε и n_b как функций \mathcal{K} (ф-лы (1) (3)): $\varepsilon = 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$, $n_b = 3,5n_0$, $\mathcal{K} = 4 \text{ ГэВ}$;
 $\varepsilon = 2 \text{ ГэВ/Фм}^3$, $n_b = 5n_0$, $\mathcal{K} = 4,9 \text{ ГэВ}$.

Видно, что критическая плотность энергии 1 ГэВ/Фм^3 достигается при сравнительно небольших лабораторных энергиях и затем ε быстро растет с ростом \mathcal{K} (при $\mathcal{K} \gg m_N$ имеем $\varepsilon \approx n_0 \mathcal{K}$).

При высоких начальных энергиях такой эффективный механизм формирования к.г. плазмы вызывает, однако, серьезные сомнения. Из анализа данных по pp и pA высокоэнергетическим соударениям следует, что ожидаемая картина AA -соударений существенно иная: даже при лобовом соударении ядра должны пролетать одно через другое.

В работе ^{14/} был предложен новый оригинальный механизм формирования к.г. плазмы в AA -соударениях с энергией несколько десятков ГэВ на нуклон в системе центра масс. Результаты, полученные в ^{14/}, основаны на экспериментальных данных по pp -соударениям при высоких энергиях и некоторых, весьма правдоподобных предположениях. Следуя ^{14/}, сосредоточим свое внимание на области фрагментации ядра-мишени, используя для удобства рассуждений лабораторную систему. Налетающее ядро стимулирует рождение адронов, спектры которых получим из данных о pp -соударениях, считая, что $A+A$ эквивалентно A нуклон-нуклонным столкновениям. Большинство из рожденных частиц при высоких начальных энергиях имеет большие импульсы и формируется вне ядра-мишени. Существенно иначе, однако, ведут себя сравнительно медленные в лабораторной системе вторичные частицы. Можно сформулировать некоторые кинематические ограничения ^{14/} на импульсы вторичных частиц, гарантирующие то, что формирование этих частиц будет происходить внутри ядра. Эти частицы будут "застревать" в ядре-мишени, отдавая ему свою энергию и импульс. Вторым важным обстоятельством, обеспечивающим рост ε и n_b , является сжатие ядра-мишени в K_0 раз (в его новой системе покоя) после прохождения сквозь него ядра-снаряда.



Зная полную энергию E и импульс \vec{P} , выделившиеся в ядре-мишени, можно найти его новую массу $M = (E^2 - \vec{P}^2)^{1/2}$, а затем плотность энергии $\varepsilon = \frac{M}{\sqrt{A} K_0}$ и плотность барионного числа $n_b = n_0 K_0$.

Расчеты, проведенные в [4], показывают, что в области энергий на нуклон $E_{с.м.} = 30 + 70$ ГэВ/нукл. величины ε и K_0 слабо ($\sim 20\%$) меняются (это следует из приближенного скейлинга спектров вторичных адронов в области фрагментации) и имеют значения $\varepsilon \approx 2$ ГэВ/см³, $K_0 \approx 3,5$. При этом образовавшаяся в результате "разогревания" и сжатия ядра-мишени система движется в лаб. системе с лоренц-фактором $\gamma \approx 2$. Численное значение $\varepsilon = 2$ ГэВ/см³ говорит о том, что ядро превратилось в к.г. плазму!

II. СВОЙСТВА К.Г. ПЛАЗМЫ

Приведенные выше рассуждения являются достаточно серьезным аргументом в пользу возможности формирования к.г. плазмы в АА-соударениях при энергиях, разумных с точки зрения сегодняшних возможностей экспериментальной техники. Попробуем теперь дать описание свойств к.г. плазмы с начальными характеристиками

$$\varepsilon = 2 \text{ ГэВ/см}^3, \quad n_b = 3,5 n_0. \quad (4)$$

Грубые оценки времени существования к.г. плазмы показывают, что его вполне достаточно для установления термодинамического равновесия в системе (элементарные составляющие успевают испытать большое число взаимных соударений). Наше описание к.г. плазмы поэтому состоит в следующем. Введем (неизвестные пока) температуру и химические потенциалы к.г. плазмы и вычислим затем в формализме большого канонического ансамбля плотность энергии и плотность барионного числа. Приравняв полученные функции T и μ величинам (4), мы будем иметь уравнения для определения T и μ начального состояния.

Как в модели мешков, эффекты конфайнмента учтем введением феноменологической величины B в плотность энергии к.г. плазмы [2,3,5,6,7]. Вклад в термодинамические величины к.г. взаимодействий по теории возмущений составляет в интересующей нас области T и μ несколько процентов [5], и для упрощения вычислений будем им пренебрегать. Имеем тогда для плотности энергии

$$\varepsilon = \frac{8\pi^2}{15} T^4 + \sum_{i=u,d,s} \varepsilon_i + B, \quad (5)$$

где

$$\varepsilon_i = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp (p^2 + m_i^2)^{1/2}}{\exp[(\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu_i)/T] + 1} + (\mu_i \rightarrow -\mu_i) \quad (6)$$

и $g = 2 N_c = 6$.

Первое слагаемое в (5) отвечает вкладу в \mathcal{E} глюонов ($8 = N_c^2 - 1$). Величины m_i и μ_i — массы и химические потенциалы u -, d -, s -кварков (вклад более тяжелых кварков при интересующих нас условиях пренебрежимо мал). Отметим, что в (5) и (6) мы, как это всегда делается, учли все цветовые состояния кварков и глюонов. При этом игнорируется требование бесцветности допустимых состояний всей системы. Это обстоятельство мы обсудим позднее.

В дальнейшем мы будем пренебрегать массами u -, d -кварков по сравнению с величиной $\max(T, \mu)$. Для $m_q = 0$ величина $\mathcal{E}_q(6)$ вычисляется точно:

$$\mathcal{E}_q = \frac{7\pi^2}{20} T^4 + \frac{3}{2} T^2 \mu_q^2 + \frac{3}{4\pi^2} \mu_q^4. \quad (7)$$

Поскольку странность рассматриваемой системы равна нулю, нужно положить $\mu_s = 0$, а согласно оценкам ^{8/} примем $m_s \approx 280$ МэВ (равенство $\mu_s = 0$ может нарушиться из-за неодинаковой роли частиц, содержащих S и \bar{S} в формировании к.г. системы, однако этот эффект, по-видимому, мал).

Введем в рассмотрение плотности числа кварков и антикварков каждого сорта:

$$n_i(\bar{i}) = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp[(\sqrt{p^2 + m_i^2}(\pm) \mu_i)/T] + 1} \quad (8)$$

Разность числа кварков и антикварков каждого сорта $\Delta n_i = n_i - n_{\bar{i}}$ является сохраняющейся величиной (мы конечно, пренебрегаем слабыми взаимодействиями). Из (8) находим для u -, d -кварков⁸

$$\Delta n_q \approx n_q - n_{\bar{q}} = \mu_q T^2 + \mu_q^3 / \pi^2. \quad (9)$$

Плотность барионного числа системы определяется, очевидно, как

$$n_b = \frac{1}{3} (\Delta n_u + \Delta n_d). \quad (10)$$

Странные кварки не дают вклада в плотность барионного числа, поскольку мы приняли $\Delta n_s = 0$.

При соударении ядер урана ($Z=92$, $A=238$) имеем для начального состояния к.г. плазмы ($K_0=3,5$):

$$\Delta n_u = \frac{2Z + (A-Z)}{V_A/K_0} = \left(1 + \frac{Z}{A}\right) K_0 n_0 \approx 0,82 \text{ I/cm}^3. \quad (11)$$

$$\Delta n_d = \frac{Z + 2(A-Z)}{V_A/K_0} = \left(2 - \frac{Z}{A}\right) K_0 n_0 \approx 0,96 \text{ I/cm}^3. \quad (12)$$

Приравняв \mathcal{E} (5) начальной величине 2 ГэВ/cm^3 и Δn_u , Δn_d (9) начальным значениям (11), (12), получаем три уравнения для определения

⁸Обычно считают $\mu_u = \mu_d$ не делая различий между u - и d -кварками. Используя (9), мы хотим оценить влияние на кварковый состав плазмы того обстоятельства, что число нейтронов в тяжелых ядрах заметно превышает число протонов.

трех неизвестных: T, μ_u, μ_d . Решение этих уравнений (для B в (5) принимаем оценку $B=250 \text{ МэВ}/\text{см}^3$) дает:

$$T = 165 \text{ МэВ}, \quad \mu_u = 202 \text{ МэВ}, \quad \mu_d = 228 \text{ МэВ}. \quad (13)$$

С помощью (8) можно теперь найти число кварк-антикварковых пар в к.г. плазме (т.е. число $n_{\bar{q}}$). Для u - и d -кварков получаем

$$n_{\bar{q}}(T, \mu_q) = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp[(p + \mu_q)/T] + 1} \approx \frac{3 T^3}{\pi^2} \exp\left[-\frac{\mu_q}{T}\right] \quad (14)$$

В начальном состоянии (13) имеем

$$n_{\bar{u}} \approx 0,11 \text{ I}/\text{см}^3, \quad n_{\bar{d}} \approx 0,09 \text{ I}/\text{см}^3. \quad (15)$$

Из (14) видно, что присутствие большого числа кварков какого-либо сорта (большое Δn_{q_i} , следовательно, большое μ_{q_i}) приводит к статистическому подавлению $q\bar{q}$ -пар этого же сорта. Наличие в системе u, d нуклонных кварков затрудняет поэтому генерацию $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пар, но не мешает рождению $s\bar{s}$ -пар.

$$n_s(T) = n_{\bar{s}}(T) = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp[\sqrt{p^2 + m_s^2}/T] + 1} \approx \frac{3 T^3}{\pi^2} \left(\frac{m_s}{T}\right)^2 K\left(\frac{m_s}{T}\right). \quad (16)$$

Для $T = 165 \text{ МэВ}$ имеем

$$n_s = n_{\bar{s}} \approx 0,21 \text{ I}/\text{см}^3. \quad (17)$$

Из (15) и (17) видно, что (несмотря на наличие большой массы m_s) число странных пар превышает число легких $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пар.

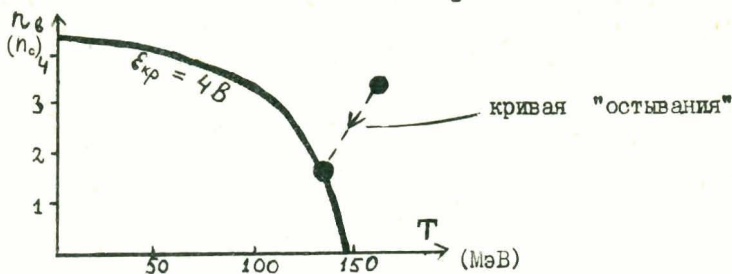
III. ОСТЫВАНИЕ К.Г. ПЛАЗМЫ

Расширение к.г. плазмы в принципе должно описываться уравнениями релятивистской гидродинамики. Эта задача, однако, весьма сложна (достаточно вспомнить, что к.г. система имеет в собственной системе покоя форму эллипсоида). Рассмотрим поэтому процесс расширения в упрощенном виде. А именно, будем считать, что на каждом этапе расширения имеет место глобальное термодинамическое равновесие. Состояние к.г. системы в каждом новом объеме легко находится тогда из условия сохранения полной энергии и сохраняющихся зарядов (это означает, что при расширении ξ и Δn_q уменьшается в одно и то же число раз). Отметим, что полная энтропия системы при этом несколько возрастает.

Как уже отмечалось, расширение к.г. плазмы происходит до некоторого критического значения плотности энергии $1 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$, после чего начинается переход к.г. материи в адронную. При выбранном нами значении B величина $\xi_{кр} = 1 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ отвечает равновесному значению плотности к.г. мешка $\xi_{кр} = 4 \text{ В}$: при этой критической плотности давление $P = \frac{1}{3} (\xi - B)$ кварков и глюонов внутри мешка в точности равно внешнему вакуумному давлению B . К.г. система прекращает расширение, - начинается на конечные адроны. Такая картина ф.п. адроны - кварки /5,6/ не совсем точна (см. раздел 5), но, по-видимому, разумна для оценки величин T и n_s в области ф.п.

Имея "критические" значения $\mathcal{E} = 1 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$, $\Delta n_u = 0,41 \text{ I}/\text{Фм}^3$, $\Delta n_d = 0,48 \text{ I}/\text{Фм}^3$, находим аналогично (I3), (I5) и (I7) для конечного состояния к.г. системы

$$T = 134 \text{ МэВ}, \quad \mu_u = 155 \text{ МэВ}, \quad \mu_d = 174 \text{ МэВ}, \\ n_{\bar{u}} = 0,06 \text{ I}/\text{Фм}^3, \quad n_{\bar{d}} = 0,05 \text{ I}/\text{Фм}^3, \quad n_{\bar{s}} = 0,09 \text{ I}/\text{Фм}^3.$$



Учет гидродинамического расширения к.г. системы приводит, очевидно, к тому, что плотность энергии падает быстрее, чем плотность барионного числа. Это означает, что при достижении критической кривой плотность барионного числа окажется несколько выше, а температура ниже, чем в случае пренебрежения гидродинамическим движением. Кроме того, разные элементы расширяющейся системы при $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{кр}$ имеют, вообще говоря, разные значения n_b , т.е. вместо одной точки конечного состояния на критической кривой $\mathcal{E} = 4B$ мы получаем некоторый конечный кусок этой кривой.

4. ДИАГНОСТИКА К.Г. ПЛАЗМЫ

Идея о том, что прямую информацию о к.г. плазме можно получить с помощью фотонов и лептонных пар, известна уже достаточно давно^{9,10}. Эти бесцветные частицы свободно покидают к.г. систему на всех этапах ее существования, и анализ их спектров может быть весьма полезным. Расчеты, непосредственно касающиеся обсуждаемой задачи АА-соударений, проводились, в частности, в работах^{3,11}.

Что касается спектров конечных адронов, то возможности обнаружения в них сигналов о к.г. плазме пока не совсем ясны. Прежде всего, как нам кажется, могут проявиться особенности поведения к.г. плазмы, связанные с наличием ненулевого барионного числа (этих особенностей не будет в центральной области быстрот, где даже в случае формирования к.г. плазмы имеем $n_b = 0$). Как мы уже видели, наличие ненулевых μ_u, μ_d приводит к неожиданным неравенствам $n_{\bar{s}} > n_{\bar{q}}$. В этой связи представляет интерес возможность наблюдения адронов, появляющихся в результате "испарения"¹² с поверхности расширяющейся к.г. системы. Аномально большую долю тут будут составлять странные частицы.

В критической точке (18) доля странных кварков на единицу барионного числа уже невелика. Если считать, что все S и \bar{S} , имеющиеся в к.г. плазме в момент ф.п. в адроны, примут участие в образовании странных адронов, то для числа странных частиц на один ядерный нуклон получаем оценку

$$\frac{n_s + n_{\bar{s}}}{n_b} \approx 0,6 \quad (19)$$

(отметим, что без формирования к.г. плазмы только за счет нуклон-нуклонных соударений сталкивающихся ядер мы должны были получить число K - мезонов в этой кинематической области, равное согласно оценкам $0,2$ /нукл./). При этом следует ожидать, что \bar{S} идут в основном на образование $K^+(u, \bar{s})$ - и $K^0(d, \bar{s})$ - мезонов, а S -на образование странных барионов (Λ, Σ, Ξ) /13/, так как $n_u \gg n_{\bar{u}}$ и $n_d \gg n_{\bar{d}}$ (некоторые другие аспекты, касающиеся странности, рассмотрены в работах /14/).

Малое число \bar{u} , \bar{d} в к.г. плазме означает, что большая часть \bar{S} - мезонов должна появиться от распада массивных барионных систем (в частности, барионных резонансов), а возможно, и массивных глюонных образований (глюболов). Число "прямых" \bar{S} - мезонов (образованных из q, \bar{q} к.г. плазмы) крайне мало, и определяющую роль играет промежуточная стадия массивных мешков-файрболов.

Отсутствие детальной картины превращения к.г. системы в адроны затрудняет анализ сигналов от к.г. плазмы по спектрам конечных адронов (возможно, образование большого числа странных барионов окажется наиболее ярким проявлением к.г. стадии). Это обстоятельство, с другой стороны, оставляет пока возможными самые смелые спекуляции. Так, в работе /15/ высказывалась идея, что все т.н. "аномальные" события в физике космических лучей являются следствием соударения тяжелых ядер и формирования к.г. плазмы.

Наконец, обратим внимание на кумулятивные явления /16/. Формирование к.г. файрбола с большой массой приводит, очевидно, к возможности образования конечных частиц вне кинематической границы нуклон-нуклонных соударений /17/. Здесь нам кажется наиболее интересным изучение кумулятивных фотонов и лептонных пар, испускаемых непосредственно из к.г. плазмы.

5. ПРОБЛЕМА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

АДРОНЫ \leftrightarrow КВАРКИ

Мы рассмотрим в этом разделе качественные следствия модели ф.п., развитой в работах /18/. Для упрощения изложения мы начнем со случая, когда барионное число отсутствует.

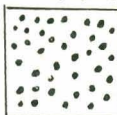
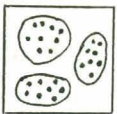
Модель /18/ позволяет дать единое аналитическое описание адрон-

ной фазы мешков и к.г. плазмы. При низкой температуре поведение системы определяется нижайшими адронными состояниями (π - мезон и т.д.). С ростом T увеличивается вклад массивных фибробольных состояний, и, наконец, при некоторой температуре T_c происходит ф.п. в к.г. плазму.

$$T \ll T_c$$

$$T \lesssim T_c$$

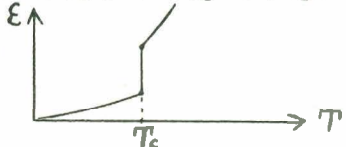
$$T > T_c$$



При $T > T_c$ плотность энергии имеет поведение соответствующее к.г. плазме. При $T \lesssim T_c$ получаются формулы для газа π - мезонов.

$$\epsilon = \sigma T^4 + B,$$

Наибольший интерес представляет, конечно, область температур $T \lesssim T_c$. Мы получаем в этой области газ массивных мешков, средняя масса которых остается ограниченной при $T \rightarrow T_c - 0$. При $T = T_c$ имеем скачок плотности энергии

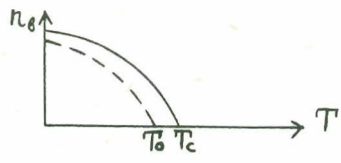


В данной задаче появляется еще одна характерная температура T_0 ($T_0 < T_c$). Это температура составляющих одного изолированного мешка, при которой давление этих составляющих уравнивается вакуумное давление B . В разделе II именно эту температуру мы приняли приближенно за температуру ф.п. (при $\mu_q = 0$).

Физическая картина эволюции к.г. системы, возникающей при соударении тяжелых ионов, представляется нам поэтому следующей. При остывании до критической температуры T_c к.г. плазма в результате ф.п. превращается в мешки - фиброболы. Этот ф.п. сопровождается скачкообразным уменьшением плотности энергии. Следующая стадия - это распад фиброболов на конечные адроны (эта стадия включает в себя и распады обычных резонансов, но не исчерпывается только ими). Здесь появляется новая температура T_0 , которая характеризует "внутренность" одного изолированного мешка с большой массой и определяет спектры адронов от его распада. Именно T_0 , а не T_c соответствует т.н. температуре Хагедорна.

С учетом барионного числа мы получаем вместо двух точек T_c и T_0

две кривые



Сплошная кривая - кривая ф.п., пунктирная соответствует условию равновесия $\rho(T, n_q) = \bar{V}$ изолированного к.г. мешка.

При статистическом описании к.г. систем важно правильно учесть цветные степени свободы кварков и глюонов. Обычный подход состоит в умножении числа внутренних состояний кварков на $N_c = 3$ и глюонов на $N_c^2 - 1 = 8$. Это означает суммирование (с одинаковым весом) по всем цветовым состояниям к.г. системы. Согласно гипотезе удержания цвета такой подход, однако, не верен: наблюдаемыми могут быть только бесцветные состояния (синглеты $SU(N_c)$ - группы). В частности, бесцветными должны быть все допустимые состояния к.г. системы, получаемой при разогревании и сжатии ядра урана. Проблема удержания цвета, однако, выходит за рамки теории возмущений. Феноменологический же учет эффектов конфайнмента путем введения параметра \bar{V} оказывается слишком грубым и не различает цветных и бесцветных состояний. На данном уровне рассмотрения нам представляется поэтому необходимым считать требование бесцветности допустимых к.г. состояний системы дополнительным постулатом, реализация которого может быть осуществлена чисто теоретико-групповыми методами. Такая программа реализована нами в работе ^{/19/}. Основные выводы проведенного рассмотрения состоят в следующем:

а) Выделение только бесцветных состояний к.г. плазмы дает поправки к термодинамическим формулам. Эти поправки существенны для небольших к.г. систем и исчезают в пределе, когда объем системы $V \rightarrow \infty$.

б) Выделение бесцветных состояний к.г. мешков оказывает решающее влияние на характер и саму возможность ф.п. в модели ^{/18/}. Приведенная выше картина ф.п. сформулирована с учетом требования бесцветности к.г. мешков.

Мы хотим завершить наше рассмотрение двумя замечаниями. Во-первых, несомненно, состояние к.г. плазмы имеет более сложную структуру, чем та, которой мы ограничились в данном докладе. Так, имеются указания ^{/20/}, что помимо ф.п. деконфайнмента должен происходить еще один т.я. киральный ф.п. при $T = T_{\text{кир}} > T_c$ (предположительно $1,3 T_c$ ^{/21/}). Во-вторых, состояния к.г. плазмы возможно, реализуются не только при соударении ядер, но и при соударении адронов высоких энергий, причем сигналы этой к.г. плазмы уже, по-видимому, наблюдались ^{/9, 10, 12, 22/}, необходимо только их правильно понять.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reprints on Very High Energy Collisions of Nuclei for the Bielefeld Workshop of Quark Matter Formation and Heavy Ion Collisions, ed. by W. Willis. March 1982, CERN.

2. Chin S.A. Phys.Lett., 1978, 78B, p.552.
3. Domokos G., Goldman J.I. Phys.Rev., 1981, D23, p.203.
4. Anishetty R., Koehler P., McLerran L. Phys.Rev., 1980, D22, p.2793.
5. Горенштейн М.И. 1981, ЯФ, 34, с.1604.
6. Hagedorn R., Rafelski J. CERN, TH-2969, Geneva, 1980.
7. Kuti J. et al. Phys.Lett., 1980, 95B, p.75.
8. Rafelski J. Preprint UFTP 52/1981, Frankfurt am Main, 1981.
9. Feinberg E.L. Nuovo Cim., 1976, 34A, p.391.
10. Shuryak E.V. Phys.Lett., 1978, 78B, p.30.
11. Kajantie K., Miettinen H.I. Z.f.Physik, 1981, C9, p.341.
12. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M., Shelest V.P. Phys.Lett., 1976, 60B, p.283.
13. Anchishkin D.V., Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. Phys.Lett., 1982, 108B, p.47.
14. Rafelski J., Danos M. Phys.Lett., 1980, 97B, p.279.
15. Rafelski J., Muller B. Preprint UFTP 69/1982, Frankfurt Main, 1982.
16. Halzen F., Liu H.C. Preprint MAD/PH/25, Madison, 1981.
17. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
18. Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. Phys.Lett., 1977, 67B, p.100.
19. Gorenstein M.I., Petrov V.K., Zinovjev G.M. Phys.Lett., 1981, 106B, p.327.
20. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Петров В.К., Шелест В.П. Препринт ИТФ-82-101Е.
21. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Могилевский О.А., Петров В.К. Препринт ИТФ-82-107Е.
22. Shuryak E.V. Phys.Lett., 1981, 107B, p.103.
23. Pisarski R.D. Phys.Lett., 1982, 110B, p.155.
24. Engels J., Karsch F., Satz H. Preprint BI-TP 82/8, Bielefeld, 1982.
25. Shuryak E.V., Zhirov O.V. Phys.Lett., 1980, 89B, p.253.

Ответственные за выпуск сборника
В.К.Лукьянов, В.В.Буров.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1982 года.

Редактор Н.Н.Зрелова, Макет Р.Д.Фоминой.
Э.В.Ивашкевич.

Подписано в печать 23.08.82.
Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 11,48.
Тираж 350. Заказ 31730.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.