

СЗ43е2(04)
Н-884

**НУКЛОТРОН
И
РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА**

**Проблематика исследований
и методика эксперимента**

**Дубна
1974**

Сборник подготовлен к печати редакционной комиссией
в составе:

А. М. Балдин - председатель,

А. Л. Любимов- зам.председателя,

А. А. Кузнецов- зам.председателя,

В. А. Никитин,

В. Ф. Никитина.

Ответственный за выпуск сборника - А. Л. Любимов.

Оглавление

	Стр.
От редакционной комиссии	5
А.М.Балдин. О развитии ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ и исследованиях по релятивистской ядерной физике.....	7
А.Д.Кириллов, И.Н.Семеновкин. Нуклотрон. Основные характеристики и пучки	17
Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. К изучению множественной генерации адронов в столкновениях релятивистских ядер	24
В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. Взаимодействие релятивистских составных систем	32
А.Б.Мигдал. Псионная конденсация и возможное существование аномальных ядер	32
В.М.Колыбасов. Исследование поляризационных эффектов в прямых ядерных реакциях при высоких энергиях	33
В.Д.Тонеев. Об изучении механизмов неупругих столкновений двух ядер.....	40
Р.А.Эрамян. Изучение возбужденных состояний гиперядер	41
А.И.Титов. Прямые ядерные реакции с релятивистскими ионами..	42
С.М.Елисеев. О возможности использования ионов высоких энергий в физике элементарных частиц и атомного ядра	44
Л.А.Кондраткич, И.И.Левинтов. Пучок ядер высокой энергии как источник поляризованных нуклонов	47
В.Л.Любонин. О некоторых возможных опытах с поляризованными дейтронами	60
Г.А.Лексин. Некоторые возможные эксперименты с ядрами высоких энергий	62
П.Зелинский. Заметки к программе исследований на нуклотроне ..	65
М.Г.Шаfranова. Поиск и изучение ядерных систем с возбуждением адронного типа	71
М.И.Подгорецкий. О некоторых возможных экспериментах на нуклотроне	81
В.Г.Гришин. Некоторые соображения по поводу физических исследований на нуклотроне	83

Б.А.Шахбазян, П.П.Темников, А.А.Тимонина. Перспективы исследований гиперонов и многобарийонных резонансов при столкновениях релятивистских ядер	85
В.В.Глаголев. Эксперименты по изучению реакций выбивания на пучках нуклотрона	101
Э.О.Оконов. Возможные исследования на нуклотроне с помощью установки СКМ	104
Ю.А.Троян. Возможные эксперименты с монохроматическими нейтронами	123
Ю.А.Троян. О возможности использования 2-метровой пропановой камеры для исследований на нуклотроне	127
И.М.Граменицкий. О возможности использования существующих жидководородных камер	131
В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев. О целесообразности создания жидководородной пузырьковой камеры	134
М.Д.Шафранов. Быстроциклические водородно-пузырьковые камеры ...	140
Из доклада И.А.Савина. Соображения по поводу планов развития электронных методов исследований и создания в ЛВЭ электронных установок для экспериментов на ускорителях	151
Ю.В.Заневский. Тенденции развития бесфильмовых камер	158
А.Л.Любимов. Универсальный двухступенчатый спектрометр	162
М.Н.Хачатурян. Исследование процессов генерации векторных мезонов и частиц электромагнитной природы на ускорителе релятивистских ядер	166
В.П.Джелепов, О.В.Савченко, А.И.Рудерман, Г.В.Макарова. Возможности использования пучков релятивистских ядер в медицине	171
Н.И.Рыжов, Б.С.Федоренко. Перспективы использования нуклотрона в космической биологии	201

Настоящий сборник содержит физическое обоснование целесообразности предложения о создании ускорителя релятивистских ядер — нуклотрона. В сборнике указаны направления исследований, которые станут возможными или же смогут получить существенное развитие в случае запуска этого ускорителя. Рассматривается также ряд предлагаемых конкретных экспериментов.

Проблематике возможных исследований на нуклотроне был посвящен ряд семинаров и совещаний. Наиболее широко эти вопросы обсуждались на совместном совещании Лаборатории высоких энергий и Лаборатории теоретической физики ОИЯИ в Дубне 3–4 июня 1974 года. Материалы этого совещания и положены в основу настоящего сборника.

Сборник открывается вступительным докладом А.М.Балдина. на этом совещании, содержащим общие аргументы о необходимости создания нуклотрона и краткий обзор возможных исследований по релятивистской ядерной физике.

В докладе И.Н.Семенюшкина и А.Д.Кириллова приводятся ожидаемые основные характеристики нуклотрона и описания системы его пучков.

Далее следуют доклады физиков-теоретиков, как специалистов по физике элементарных частиц, так и специалистов по физике ядра. Затем — доклады физиков-экспериментаторов, посвященные возможным экспериментальным исследованиям на нуклотроне.

Тексты доклада В.А.Матвеева, Р.М.Мурадяна и А.Н.Тавхелидзе, а также доклада А.Б.Мигдала на семинаре Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в сборнике не приводятся, даны только ссылки на соответствующие этим докладам опубликованные работы авторов.

В сборнике рассматриваются также вопросы создания экспериментальной аппаратуры для исследований на нуклотроне. Обсуждаются как возможности использования установок, уже созданных или же создаваемых для экспериментов на синхрофазотроне, так и предложения о создании новых установок.

Сборник заключается материалами, посвященными важнейшему направлению возможного прикладного использования нуклотрона — медико-биологическим исследованиям с быстрыми ядрами.

Мы надеемся, что значение этого сборника выходит за рамки физического обоснования предлагаемого ускорителя релятивистских ядер-нуклотрона. Этот том, где впервые собраны предложения по развитию исследований в области релятивистской ядерной физики, исходящие от значительного числа специалистов, должен привлечь внимание научной общественности, прежде всего физиков, занимающихся исследованием элементарных частиц и атомного ядра, к этому новому и перспективному направлению.

Авторами материалов настоящего сборника являются сотрудники Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, сотрудники Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, Института теоретической и экспериментальной физики и других научно-исследовательских институтов.

Редакционная комиссия благодарит всех, кто принял участие в обсуждении перспектив исследований на нуклотроне.

О РАЗВИТИИ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ЛВЭ ОИЯИ И ИССЛЕДОВАНИЯХ
ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

А.М.Балдин

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Как хорошо известно участникам совещания, группа сотрудников ОИЯИ и Радиотехнического института АН СССР выступила с инициативой создания на базе дубненского синхрофазотрона криогенного ускорителя релятивистских ядер - нуклотрона^{/1/}. Проектируемый ускоритель должен ускорять ядра вплоть до тяжелых с энергией около 20 ГэВ на нуклон и с интенсивностью примерно $10^{12}/\text{с}$ ядер в цикле.

Напомним основные аргументы в пользу создания такого ускорителя.

Необходимость создания ускорителя релятивистских ядер диктуется требованиями развития физики сильных взаимодействий, основной проблемой которой стало исследование сложных составных систем. Здесь физика так называемых элементарных частиц смыкается с ядерной физикой высоких энергий.

Особое значение исследования в этой области приобрели с возникновением и развитием в ЛВЭ нового научного направления - релятивистской ядерной физики, в настоящее время разрабатываемой также в США и Западной Европе. Как будет показано ниже, развитие этого нового направления требует создания ускорителя для получения пучков ускоренных ядер существенно большей энергии, а также больших интенсивностей и в более широком диапазоне масс ядер, чем могут быть получены на существующих ускорителях ядер высоких энергий (синхрофазотрон ЛВЭ в Дубне и беватрон в Беркли).

Помимо общих научных аргументов о необходимости создания

ускорителя релятивистских ядер, имеется ряд решающих, по нашему мнению, аргументов в пользу создания этого ускорителя именно в ЛВЭ ОИЯИ на базе существующего синхрофазотрона. Эти аргументы связаны с общей перспективой развития в ОИЯИ физики высоких энергий, с имеющимися в ЛВЭ опытом и традициями исследований по релятивистской ядерной физике, которые ведутся и в течение предстоящих лет будут развиваться на синхрофазотроне, и с тем весьма существенным обстоятельством, что использование для создания нуклотрона имеющихся ресурсов ЛВЭ (здание, энергохозяйство, экспериментальная аппаратура и т.д.) позволит осуществить сооружение нуклотрона с наименьшими материальными затратами и в кратчайшие возможные сроки.

Рассмотрим эти аргументы несколько более подробно.

К началу восьмидесятых годов дубненский синхрофазотрон полностью выработает свои ресурсы, и ОИЯИ лишится собственной ускорительной базы. Такому крупному международному институту, как ОИЯИ, необходимо своевременно позаботиться о создании достаточно современного ускорителя в области физики высоких энергий. Выход на другие крупнейшие ускорители мира принес ОИЯИ хорошие плоды. Создание Лабораторией высоких энергий крупнейших установок и двух пузырьковых камер на серпуховском ускорителе в период, когда этот ускоритель обладал рекордными параметрами пучков, позволило не только получить ряд важных результатов, но и обеспечить лаборатории стран-участниц ОИЯИ уникальной информацией. Хорошо развитая методическая база ЛВЭ позволила также провести первые эксперименты на крупнейшем в мире ускорителе в Батавии. Вместе с тем работа на "чужих" ускорителях продемонстрировала недостаточность для ОИЯИ этой формы проведения исследований.

Для постановки экспериментов на значительном расстоянии от основной базы необходимо иметь возможность не только полностью отладить и откалибровать установки, но и испытать их в рабочих условиях. Проведение экспериментов на "чужих" ускорителях требует слишком больших усилий и не позволяет полностью использовать потенциальные возможности установок. Создание нуклотрона потребует относительно скромных затрат, так как предполагается максимально использовать развитие существующей площадки, имеющиеся сооружения, коммуникации и аппаратуру синхрофазотрона, а также накопленный в лаборатории опыт, традиционные направления научных и технических исследований.

Развитые в лаборатории методики, функциональные службы и специализированные подразделения составляют важнейший ресурс, для создания которого заново необходимы десятилетия. Этот ресурс, с одной стороны, нуждается во всемерной поддержке и развитии, с другой стороны, он позволит очень быстро освоить нуклотрон.

Релятивистская ядерная физика имеет хорошие перспективы развития на действующем синхрофазотроне. За время создания нуклотрона будут развиты новые методики и имеющиеся установки приспособлены к условиям исследований в этой новой области.

Важным фактором, обеспечивающим успех ускорения ядер, является создание интенсивных импульсных источников полностью ионизованных атомов. Благодаря помощи и инициативе ЛЯР ОИЯИ и участия в этих работах МИФИ, ЛВЭ занимает лидирующее положение в этой области. К моменту создания нуклотрона в ЛВЭ будет накоплен большой опыт по созданию источников, транспортировке и инъекции ядер в синхрофазотрон.

Применение криогеники, автоматизации и других достижений современной техники обеспечит снижение эксплуатационных расходов по сравнению с расходами на эксплуатацию существующего синхрофазотрона. Важным моментом сооружения ускорителя является освоение и развитие специалистами стран-участниц ОИЯИ новой техники, в особенности криогенной техники, что будет способствовать повышению научно-технического потенциала социалистических стран. Особое значение имело бы такое развитие ОИЯИ для создания в будущем ускорителей или накопителей на сверхвысокие энергии. Разработка и эксплуатация элементов нуклотрона даст чрезвычайно ценный опыт работы в этой области. Если принять энергичные меры по быстрой реализации предложения, то нуклотрон будет первым ускорителем, специально сооружаемым для ускорения релятивистских ядер, что обеспечит ему уникальность и высокую конкурентоспособность.

О проблематике исследований на нуклотроне

Задача настоящего совещания – рассмотрение возможной программы физических исследований на нуклотроне. Очевидно, что многие из предложений, которые нам предстоит рассмотреть, можно будет реализовать на пучках релятивистских ядер синхрофазотрона уже в ближайшее время, хотя синхрофазотрон, конечно, не даст таких замечательных возможностей, которые открываются с созданием нуклотрона. О планируемых параметрах нуклотрона, технических и технологических возможностях его реализации расскажет И.Н.Семенюшкин. Я кратко остановлюсь на физических идеях, ко-

торые были нами положены в основу разработки предложений по развитию физики релятивистских ядер.

Релятивистскую ядерную физику мы определяем как область многобаррионных явлений, задаваемую условием:

$$\xi = \frac{P^2}{m^2} \gg 1, \quad (I)$$

где P^2 - квадраты импульсов частиц, а m^2 - квадраты их масс.

В этой области применима масштабная инвариантность, что существенно упрощает теоретическое рассмотрение. Условие (I) позволяет рассматривать асимптотику матричных элементов. В частности, оно позволяет дать строгое определение кумулятивного эффекта, т.е. такого столкновения релятивистских ядер, когда энергия группы нуклонов релятивистского ядра передается одной частице. Если разложить инвариантное сечение инклюзивного процесса при больших энергиях сталкивающихся частиц ($S \rightarrow \infty$)

$$\text{то степеням } 1/S, \quad E \frac{d\sigma}{d^3q} = f(S, X, q_{\perp}^2)$$

$$f(S, X, q_{\perp}^2) = f_0(X, q_{\perp}^2) + \frac{1}{S} f_1(X, q_{\perp}^2) + \frac{1}{S^2} f_2(X, q_{\perp}^2) + \dots,$$

то можно показать, что все эффекты, связанные с внутренним движением, убывают минимум как $1/S^2$ вне области фазового пространства однуклонных столкновений, т.е. в области масштабной переменной $X = q_{\perp} / 2p > 0,5$; P - импульс, приходящийся на нуклон релятивистского ядра. N -ый порядок кумулятивного эффекта можно определить, как $f_0(X_N, q_{\perp}^2)$ при $X_N = q_{\perp} / Np$, лежащем в интервале $\frac{(N-1)P}{N \cdot p} < X_N < 1 \rightarrow (1 - \frac{1}{N}) < X_N < 1$. Кумулятивный эффект, как всякий процесс множественного образования частиц, необычайно многообразен. Первые эксперименты по его обнаруже-

нию и установлению основных свойств были проведены и ведутся в настоящее время группой В.С.Ставинского в ЛВЭ.

Как видно из определения кумулятивного эффекта, чистота его выделения определяется параметром $\frac{1}{\xi}$. Для дубненского синхрофазотрона это 0,04, для беватрона 0,17, для нуклотрона этот параметр составит $\sim 10^{-3}$.

Как показывает анализ существующего экспериментального материала, параметр $\frac{1}{\xi}$ несколько занижает границу области, где хорошо выделяется предельная фрагментация - член $f_0(x, q_0^2)$. По-видимому, область, где f_0 составляет $\sim 90\%$ от сечения, лежит при энергиях выше 4-5 ГэВ на нуклон, т.е. на верхнем пределе энергий, достигнутых на синхрофазотроне. Таким образом, для детального изучения наиболее интересной асимптотической области столкновений релятивистских ядер необходимо иметь энергию как минимум 10-15 ГэВ на нуклон, что и является главным физическим аргументом в пользу сооружения нуклотрона. Область применимости асимптотических соотношений и особенно масштабной инвариантности позволит развить совершенно новые подходы к моделям ядерной физики.

Кумулятивный эффект является хотя, может быть, и наиболее ярким, но частным случаем процессов множественного рождения частиц при столкновении релятивистских ядер. Процессы множественного рождения частиц являются в настоящее время наиболее интенсивно изучаемыми процессами физики высоких энергий. Тенденция увеличения значимости исследования процессов множественного рождения, несомненно, сохранится на многие годы, ибо эти процессы необычайно сложны и многообразны. Изучение столкновений релятивистских ядер дает возможность нетривиального подхода к многочастичным процессам. Очень важными особенностями,

составляющими специфику исследований столкновений релятивистских ядер по сравнению со столкновениями частиц являются следующие:

- 1) внутренняя структура сталкивающихся объектов известна хотя бы в нерелятивистском пределе;
- 2) Имеется возможность в широких пределах варьировать квантовые числа сталкивающихся объектов;
- 3) Предоставляется возможность исследовать множественные процессы, когда не только в конечном состоянии процесса присутствует много частиц (кумулятивные эффекты);
- 4) Имеется возможность более обоснованного применения статистического и гидродинамического подходов (значительно больше число конфигураций, по которому происходит усреднение).

Помимо исследования неупругих столкновений и процессов множественного образования частиц, большой интерес представляет изучение поведения полных сечений взаимодействия ядро-ядро (особенно факторизации), бинарных реакций, упругого рассеяния с большими передачами импульса. Эти реакции имеют большое значение с точки зрения проверок ряда моделей, используемых в теории элементарных частиц, ибо ядра могут служить реалистической "кварковой" моделью релятивистского протяженного объекта. Причем мы можем в широких пределах варьировать структуру наших объектов, выбирая разные пучки и мишени. Область этих явлений чрезвычайно многообразна, а проблема описания структуры частиц становится все более важной, ибо уже в настоящее время в физике высоких энергий мы имеем дело с длинами волн частиц, значительно меньшими их размеров. Актуальность этих исследований к моменту создания нуклотрона возрастет.

Важно подчеркнуть, что создание нуклотрона существенно расширит по сравнению с синхрофазотроном как область доступ-

ных энергий, так и набор ускоряемых ядер и интенсивности пучков. Получение ускоренных ядер среднего веса, а возможно и тяжелых, позволит не только достигнуть высоких порядков кумулятивности, но и реализовать идеи, имеющие большое значение с точки зрения понимания структуры ядра.

Эти идеи связаны главным образом с возможностью индивидуального наблюдения ядер и групп движущихся барионов в трековых приборах с определением заряда и массы каждого отдельного ядра. Традиционные методы нерелятивистской ядерной физики этого не позволяют. Это принципиально новая возможность изучения короткоживущих ядерных состояний с временами жизни от 10^{-6} до 10^{-12} сек, а также наблюдения гиперядер и изоядер. Изучение изоядер и возбужденных состояний гиперядер связано с возможностью применения традиционных для физики высоких энергий трековых методик и изучения резонансных состояний с временами жизни вплоть до 10^{-24} сек. Как показывают оценки, при ускорении ядер среднего веса можно получить квазистабильные ядра, содержащие, помимо протонов и нейтронов, несколько лямбда-частиц (см., например, доклад Б.А.Шахбазяна). Многие из этих явлений до создания нуклотрона на существующих ускорителях вообще невозможно изучать. В частности, несмотря на значительные усилия, до сих пор фактически не обнаружено ни одно возбужденное состояние гиперядер, в то же время гиперядерная и изоядерная спектроскопии — существенно новые направления в ядерной физике, имеющие большую перспективу.

Пока почти совершенно нетронутой областью исследований остается получение сверхсильных электромагнитных полей, которые возникают при сближении двух зарядов большой величины, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. Эти задачи

представляют большой интерес, однако соответствующие постановки экспериментов отсутствуют. Я не сомневаюсь, что уже на нашем совещании мы услышим, помимо отмеченных выше, целый ряд принципиально новых идей в области релятивистской ядерной физики. Приведенный выше обзор только демонстрирует, что мы имеем дело лишь с самыми первыми шагами в новой и очень перспективной области науки.

Использование ускоренных ядер имеет также большое прикладное значение. Прохождение через вещество релятивистских многозарядных частиц практически не изучено. Без детального исследования процессов атомного столкновения релятивистских ядер трудно рассчитывать на прецизионные измерения ядерных взаимодействий. Изучение прохождения многозарядных частиц через вещество представляет большой интерес с точки зрения проверки существующих представлений о составе и природе космического излучения, о радиационной безопасности космонавтов и космических аппаратов (как известно, релятивистские ядра в определенных условиях представляют в космосе наибольшую радиационную опасность). Для исследования космических лучей особенно желательно было бы дойти до ускорения железа, что невозможно на синхрофазотроне и, по-видимому, возможно для нуклотрона.

Основным мотивом для получения пучков релятивистских ядер в США была возможность исследования ряда медико-биологических проблем. Как показано было американскими физиками и биологами, пространственное распределение ионизации вдоль направления движения многозарядных ионов чрезвычайно благоприятно для решения целого ряда проблем. В настоящее время ими разработана обширная программа исследований: от изучения радиационных воздействий на клетку, до облучения семенного зерна и лечения рака.

Эта тема частично будет обсуждаться на настоящем совещании

в докладе проф. А.И.Рудермана. Очевидно, что при формировании системы пучков нуклотрона необходимо учесть потребность в медико-биологических пучках и выделить эти пучки как самостоятельные. Пучки нуклотрона могут иметь также промышленные применения.

Наконец, помимо отмеченных выше уникальных качеств, нуклотрон будет обладать всеми качествами современного протонного ускорителя на энергию 40-50 ГэВ. Область энергий ниже 25 ГэВ - область обильного рождения резонансов. Необходимо отметить, что сечения рождения резонансов падают примерно как квадрат энергии налетающей частицы, и, следовательно, для их изучения высокие энергии не нужны. Даже в области энергий ниже 10 ГэВ можно предложить обширные программы исследований, которые заведомо не будут исчерпаны за ближайшие 5-7 лет и вряд ли потеряют свою исключительную актуальность. Следует также отметить, что специфика нуклотрона обеспечивает очень хорошие пространственно-временные характеристики пучков. Последнее особенно касается такого важного параметра, как большая временная растяжка, недостижимая для существующих ускорителей.

Уже из приведенного выше обзора физических идей, возникающих при первых обсуждениях нуклотрона, видно, что с созданием этого ускорителя ОИЯИ получит вполне современную ускорительную базу в области физики высоких энергий. Эта база позволит обеспечить потребности физиков, ориентирующихся на ОИЯИ, широким спектром пучков.

Литература

1. В.П.Алексеев и др. Сообщение ОИЯИ, 9-7148, Дубна, 1973.

Н У К Л О Т Р О Н

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПУЧКИ

А.Д.Кириллов, И.Н.Семеновский
ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

За последние годы все большее развитие получает новое направление физики высоких энергий – релятивистская ядерная физика. Ее началом можно считать успешное осуществление на синхрофазотроне ЛВЭ ускорения дейтронов ^{/1/} до энергии 10 ГэВ и проведение на этой основе ряда интересных и важных научных экспериментов ^{/2,3/}.

Физика тяжелых ионов высоких энергий получила интенсивное развитие также и в других странах.

Один из крупных ускорителей США – бэватрон приспособлен для ускорения легких ядер вплоть до неона ^{/4/}, и на нем осуществляется широкая программа физических и прикладных исследований.

В 1973–74 гг., например, из 50 запланированных на ускорителе экспериментов три четверти – эксперименты с ядрами.

Значительно более широкое развитие эти исследования получат после завершения проекта "Бэвалак" ^{/5/}, который предполагает использовать как инжектор линейный ускоритель тяжелых ионов суперхайлак ^{/6/}, что позволит получить следующие интенсивности ускоренных ядер:

Ускоряемые частицы	Интенсивность частиц в цикле	
	На I.-I-74 г.	Предполагается получить
^1H	$4 \cdot 10^{12}$	-
^2H	$5 \cdot 10^{11}$	-
^3He	10^{10}	-
^4He	$3 \cdot 10^{10}$	-
^{12}C	10^8	$3 \cdot 10^{10}$

14 N
160
20 Ne
40 Ar

$5 \cdot 10^7$

$3 \cdot 10^{10}$

$5 \cdot 10^6$

$3 \cdot 10^{10}$

$5 \cdot 10^4$

10^{10}

-

$5 \cdot 10^8$

Планы дальнейшего развития этого интересного физического направления закладываются в проекте первого в США экспериментального сверхпроводящего ускорительного комплекса /7/. Ускоритель будет иметь следующие параметры:

энергия - 4,2 ГэВ,

интенсивность - $5 \cdot 10^{12}$ протонов/цикл,

частота повторения циклов - 6 в минуту,

давление в вакуумной камере - 10^{-11} Тор,

энергия инъекции - 50 МэВ.

Также предусматривается, что инжектором этого ускорителя может служить суперхайлак, который даст возможность получать ускоренные ионы вплоть до урана с энергиями от 300 до 1200 МэВ на нуклон.

Создание нуклотрона открывает широкие возможности для экспериментальных исследований как в области релятивистской ядерной физики, так и физики элементарных частиц.

Кроме ускорения средних и, может быть, тяжелых ядер до энергий 20 ГэВ на нуклон, нуклотрон будет обладать всеми качествами современного протонного ускорителя на энергии протонов до 40 ГэВ /8/.

Весь ускорительный комплекс, размещаемый в существующем здании синхрофазотрона, будет состоять из инжектора (линейный ускоритель на базе ЛУ-20 с частотой следования циклов 5 герц и выход-

ной энергией ядер ~ 10 МэВ на нуклон), промежуточного кольца, в котором ядра ускоряются до энергии $0,75$ ГэВ на нуклон и основного кольца.

В основном кольце после накопления нескольких импульсов, инжектируемых из промежуточного кольца, ядра ускоряются до энергии ~ 20 ГэВ на нуклон. Средняя интенсивность ускоренных ядер будет около $10^{12}/z$ (z - заряд ядра) за цикл ускорения.

Длительность цикла ускорения ядер или протонов в основном кольце составляет около 5 сек, а полный магнитный цикл - 10 сек, причем длительность "стола" магнитного поля можно расширять до 10 сек.

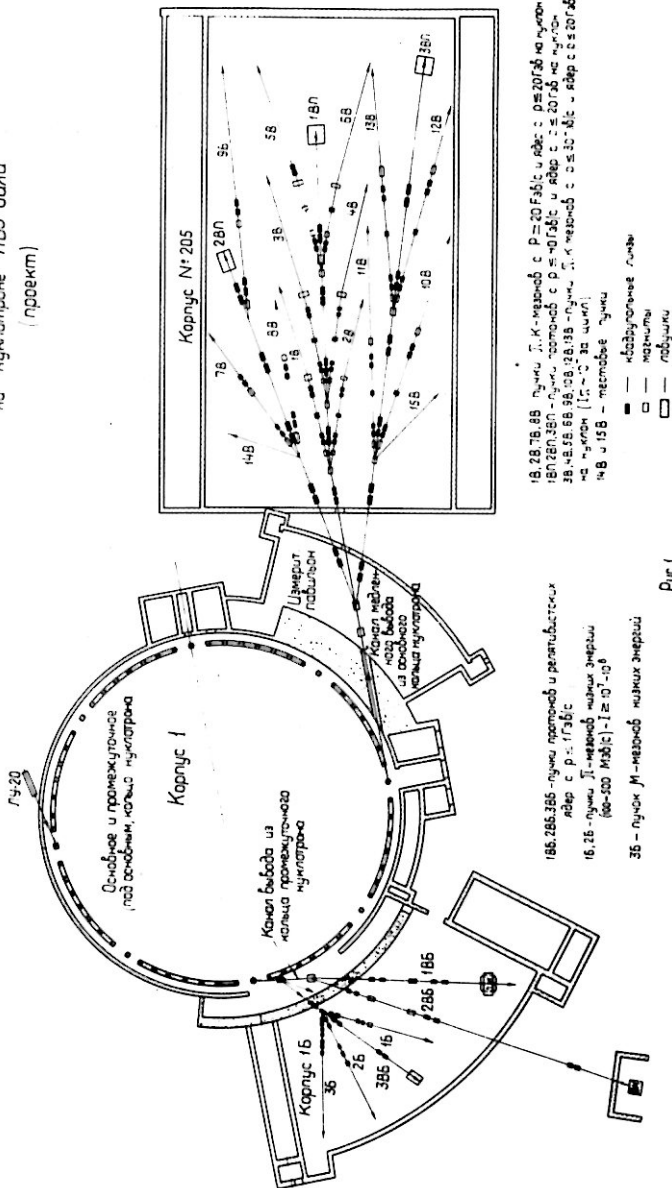
Наличие такого "стола" позволит осуществить вывод ускоренного пучка из ускорителя длительностью до 10 сек, что очень важно при постановке экспериментов на больших интенсивностях.

При работе промежуточного кольца с частотой 5 герц интенсивность ускоренных в нем ядер составит примерно $10^{12}/z$ ядер в секунду, из которых свыше 90% могут быть использованы для экспериментов на средних энергиях ($0,75$ ГэВ на нуклон при ускорении ядер или $1,5$ ГэВ при ускорении протонов).

При таком режиме работы нуклотрона предусматривается создание системы эффективного вывода ($> 90\%$) частиц из промежуточного кольца в интервале энергий $0,3 - 0,75$ ГэВ/нуклон и протонов - в интервале $0,6 - 1,5$ ГэВ/с. Это позволит организовать в корпусе I_6 $3-5$ каналов первичных или вторичных частиц, в том числе пучок для медико-биологических исследований (рис. 1).

Вывод ядер (протонов) из основного кольца предусматривается осуществлять в экспериментальный корпус № 205, используя в основном трассы и транспортирующие системы, разработанные для синхрофазотрона.

Схема каналов вторичных и ускоренных частиц
на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ
(проект)



18, 28, 76, 88 - пучки Д.К.-мезонов с $P=20$ Fабс и ядер с $P=20$ Fабс на нуктрон (1х-10' за цикл)
 187, 287, 380 - пучки мезонов с $P=40$ Fабс и ядер с $P=40$ Fабс на нуктрон
 38, 48, 58, 68, 78, 88, 98, 108, 118 - пучки Д.К.-мезонов с $P=30$ Fабс и ядер с $P=30$ Fабс на нуктрон (1х-10' за цикл)
 148 и 158 - пестовые пучки

186, 286, 386 - пучки протонов и релятивистских ядер с $P=17$ Fабс
 16, 26 - пучки Д.-мезонов низких энергий (60-800 MeB/c) - 1х-10'-10'
 36 - пучок μ -мезонов низких энергий

Рис. 1

В этот комплекс будут входить три канала (ВП-1, ВП-2 и ВП-3), транспортирующие первичный пучок, и 15-20 каналов вторичных частиц. Разводку первичного пучка предполагается осуществить с помощью специальных магнитов по одному из направлений (ВП-1, ВП-2 или ВП-3) или разделяя пучок на несколько направлений.

Каналы, транспортирующие первичный пучок, будут иметь две-три мишенные станции (соответствующим образом оборудованные и защищенные места установки мишеней), обеспечивающие работу не менее двух каналов, формирующих пучки вторичных частиц.

В общей сложности на конечном этапе предполагается иметь не менее 10-12 каналов, формирующих высокоинтенсивные пучки π^- и К-мезонов, два-три сепарированных (или обогащенных) пучка К-мезонов и антипротонов и пучки нейтральных частиц.

Предполагается также обеспечить в случае необходимости транспортировку пучка ускоренных ядер по любому из направлений вторичных частиц на экспериментальные установки.

Замена обычных элементов магнитной оптики на криогенные позволит полностью сохранить существующие трассы каналов первичных и вторичных частиц в корпусе 205 при переходе на более высокие энергии.

Новый ускорительный комплекс обеспечит осуществление быстрого (10-40 мксек) и медленного (~ 200 мсек) вывода средних и, возможно, тяжелых ядер с энергией до 750 МэВ на нуклон и интенсивность до $10^{12}/\text{сек}$ ядер в секунду из промежуточного кольца в корпус 1Б, а также растянутый (до 10 сек) вывод из основного кольца нуклотрона релятивистских ядер с энергией до 20 ГэВ на нуклон (протонов с энергией около 40 ГэВ) в экспе-

риментальный корпус 205. Интенсивность выведенного пучка при этом будет достигать $10^{12}/z$ в цикле .

В случае установки пузырьковых камер на направлениях медленного вывода (в корпусе 205 или вблизи него) быстрое наведение пучков релятивистских ядер на камеры будет осуществляться с помощью импульсных магнитов.

Величина эмитанса выведенного пучка (~ 6 мм на мрад в каждой из плоскостей) обеспечивает получение в местах установки мишеней достаточно хороших изображений (~ 2 мм), что, в свою очередь, позволит повысить импульсное разрешение в каналах, формирующих пучки вторичных частиц в корпусе 205.

Таким образом, ввод в строй нуклотрона позволит обеспечить физиков, базирующихся на ОИЯИ, широким спектром пучков частиц средних и высоких энергий: релятивистскими ядрами, монохроматическими нейтронами, высокоинтенсивными пучками вторичных частиц с энергией до 30-35 ГэВ для экспериментов с электронной и камерной методиками и с энергией свыше 40 ГэВ (используя кумулятивный эффект) для камерных экспериментов и т.д.

Литература

1. А.М.Балдин, Д.Д.Безногих и др. Препринт ОИЯИ, Р9-5442, Дубна, 1970.
2. А.М.Балдин, И.Гиордэнеску и др. Препринт ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.
3. CERN Courier, № 9, т. 13, сентябрь 1973 г., стр.266. Сентябрь 1973, стр. 266.
4. Particle Accelerator Conference, San-Francisco, USA, March 1973.
5. Particle Accelerator Conference, San-Francisco, USA, March 1973.
6. Particle Accelerator Conference, San-Francisco, USA, March, 1973.
7. Particle Accelerator Conference. Stanford, USA, May 1974.
8. В.П.Алексеев, А.М.Балдин и др. Сообщения ОИЯИ, 9-7148, Дубна, 1973.

К ИЗУЧЕНИЮ МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Б.Н. Калинин, В.Л. Шмонин*)
ОИЯИ, Лаборатория теоретической физики

I. Динамика процесса множественной генерации адронов чрезвычайно сложна. Ее интерпретация затруднена из-за отсутствия последовательной теории сильного взаимодействия, а также существенной многочастичностью акта рождения. Поэтому исследование этого важного и интересного явления до настоящего времени развивалось по пути формулировки большого числа различных моделей, опирающихся часто на резко противоположные предположения.

В итоге возникла ситуация, требующая тщательного анализа, цель которого должна состоять в отборе реалистических моделей, удовлетворяющих наибольшему объему информации о множественном рождении. Это облегчило бы в дальнейшем построение последовательной теории.

Однако провести такой анализ, ограничиваясь данными, полученными бомбардировкой водородных мишеней, нельзя. В этом случае мы имеем дело с конечным результатом акта взаимодействия. Модели же описывают различным образом процесс именно в его начальной фазе, т.е. на пространственно-временных интервалах порядка ядерного. Отсюда немедленно следует, что хорошим дискриминатором различных схем процесса может служить ядерное вещество, так как в нем пространственно-временной интервал между актом рождения и перерасеяния образованной системы на нуклонах удовлетворяет требуемому условию.

Уже первые попытки рассмотреть множественное рождение в ядерном веществе под таким углом зрения привели к нетривиальным

Каз.ГУ, Алма-Ата, прикомандирован к ЛТФ.

результате. Выяснилось, что двухстадийные модели множественной генерации обладают очевидными преимуществами.

II. Детальный анализ множественного рождения в нуклон-ядерных взаимодействиях^{/1-3/} приводит к выводу, что многочисленные и, казалось бы, противоречащие друг другу факты удается довольно просто объяснить, если принять совместно следующие две гипотезы о пространственно-временном развитии процесса (они обсуждались неоднократно в разное время разными авторами):

I. "Лидирующая" частица непосредственно вслед за актом глубоко неупругого взаимодействия с одним из нуклонов ядра оказывается в состоянии, находясь в котором, она практически не взаимодействует с остальными нуклонами ("голый", "обрубленный" адрон). Время, необходимое на восстановление собственного равновесного поля этой частицы замедлено на γ - фактор Лоренца.

2. Образованная в таком акте адронная система на первой стадии своего развития проявляет себя как единый объект - не имеющий структуры сильно возбужденный сгусток адронной материи - "кластер". Кластер расширяется с околосветовой скоростью и, достигая размера порядка $\frac{h}{mc} \langle n_s \rangle^{1/3}$ ($\langle n_s \rangle$ - средняя множественность в элементарном акте), распадается на отдельные адроны.

Отметим, что гипотеза 2) по существу является одной из основных посылок термодинамической модели Померанчука^{/4/}.

Последовательное использование указанных гипотез позволяет понять большой круг данных о множественной генерации адронов в ядерном веществе в широком интервале энергий первичного протона ($E_p \gg 10$ ГэВ). К ним относятся:

- приближенное совпадение среднего значения коэффициента неупругости $\langle k \rangle$ для процесса на водородной мишени и на сложных ядрах;

- приближенная инвариантность $\langle A \rangle$ - среднего значения поперечного импульса рожденных частиц по отношению к ядерным размерам мишени;

- отсутствие зависимости отношения множественностей при разных, но достаточно высоких энергиях от энергии, переданной ядру, и его численное совпадение с отношением множественностей на водородной мишени при этих же энергиях;

- приближенная инвариантность числа релятивистских частиц при $E_p = 200$ ГэВ в переднем конусе, определяемом кинематикой процесса на водородной мишени, по отношению к величине энергии, переданной ядру;

- отсутствие зависимости от энергии ($E_p > 100$ ГэВ) отношения средних множественностей на ядрах и водородной мишени;

- чрезвычайно слабая зависимость средней множественности от массового числа атомных ядер: $\langle n_s \rangle \sim A^\alpha$; $\alpha \approx 0,15 \pm 0,06$;

- характер корреляции между числом S - и g -частиц.

Более того, удастся понять все основные черты даже такого предельного процесса, каким является "полный" развал тяжелых ядер релятивистскими протонами, исследованный в ЛВЭ.

На основе этого анализа можно заключить, что такие характеристики, как средняя энергия нуклона отдачи и параметр неупругости $\langle k \rangle \frac{\sigma^{in}}{\sigma_{tot}}$ взаимодействий кластер-нуклон и взаимодействий между обычными адронами, с хорошей точностью совпадают.

Весьма интересным является также следствие указанных гипотез: рожденный в ядре кластер, как правило, распадается за его пределами, что дает возможность получить оценку снизу его времени жизни.

Следовательно, кластерные состояния адронного вещества представляются вполне реальными объектами, а их изучение выдвигается, по нашему мнению, в ряд важнейших проблем адронной физики. Нет необходимости подробно доказывать актуальность этой темы.

III. Поэтому исследование множественной генерации в процессах столкновения релятивистских ядер должно явиться одним из главных разделов в перспективном плане работ на проектируемом нуклотроне.

Нам представляется, что эти исследования могут развиваться по крайней мере в двух направлениях.

Во-первых, необходимо использовать процесс множественной генерации для дальнейшей проверки и уточнения упомянутых гипотез о характере пространственно-временного развития акта рождения. Для этой цели следует осуществить эксперименты "традиционного" типа, на которые мы указывали в п. II. При этом желательно получить данные о зависимости основных характеристик от массовых чисел ядер и их энергии.

Во-вторых, не исключено, что ход процесса именно при столкновении ядер может привести к возникновению качественно новых аспектов. Остановимся на этом более подробно.

Описанная в общих чертах (п. II) картина предполагает, что рожденный в нуклон-ядерных столкновениях кластер движется в ядерном веществе, расширяясь и перекрывая увеличивающуюся в

поперечном направлении зон. При столкновении ядро-ядро возможно одновременное рождение группы кластеров. Сливаясь в процессе расширения и покидая ядро, они могут образовать общую статистическую систему, имеющую очень большую внутреннюю энергию (массу).

К каким следствиям это может привести? Ответить на этот вопрос в данный момент, не имея результатов расчетов (по-видимому, они осуществимы в рамках метода, использованного нами в /I-3/), можно, полагаясь лишь на грубейшие оценки и изрядную дозу оптимизма.

Именно такого рода оценка показывает, что при лобовом столкновении ядер Ca и Ag число неупругих нуклон-нуклонных столкновений может достигнуть ≈ 30 . Очевидно, не все рожденные в этих столкновениях кластеры смогут войти в равновесную термодинамическую систему. Этому будут препятствовать эффекты торможения в среде, сопровождающиеся "обрастанием" (см. /I-3/), в результате чего лоренц-факторы некоторых из кластеров будут сильно отличаться, а также наличие случаев большого пространственного разделения точек рождения. Поэтому число кластеров n_{eff} , способных слиться, окажется в несколько раз меньше.

Для массы гипотетического сверхкластера имеем

$$M \approx n_{eff} \cdot m_0 \cdot \bar{\kappa},$$

где m_0 - средняя масса кластера, рожденного в нуклон-нуклонном столкновении, $\bar{\kappa}$ - среднее значение коэффициента "обрастания" кластеров в веществе вследствие неупругих кластер-нуклонных взаимодействий. В рассматриваемом случае можно грубо положить $\bar{\kappa} \approx 1,5$. Принимая, что средний коэффициент неупругости в

нуклон-нуклонном взаимодействии $\langle K \rangle_{\text{нн}} \approx 0,4$ и что энергия ускоренных ядер соответствует ≈ 25 ГэВ/нуклон, получаем для $M \approx 35$ ГэВ ($n_{\text{эф}} \approx 8-10$).

Заметим, что для реализации внутренней энергии кластера такой величины в нуклон-нуклонном столкновении потребовалась бы энергия $E_p > 10^3$ ГэВ.

Если механизм образования сверхкластера будет иметь место, то непосредственным его проявлением должно явиться резкое увеличение выхода тяжелых частиц и антиядер, например, \bar{d} и $\bar{\text{He}}_3$. Действительно, согласно варианту статистической модели Померанчука (а она неплохо воспроизводит состав генерируемых частиц в адрон-адронных столкновениях /5/) зависимость вероятности рождения N_h тяжелых частиц от массы кластера определяется фактором $(\langle n_\pi \rangle)^{N_h}$, причем $\langle n_\pi \rangle$ - средняя множественность для π -мезонов; $\langle n_\pi \rangle \approx M / \langle E_\pi \rangle$; $\langle E_\pi \rangle \approx 0,5$ ГэВ. В случае рождения $\bar{\text{He}}_3$ $N_h = 6$ (необходимо рождение трех нуклон-антинуклонных пар). Поскольку $\langle n_\pi \rangle$ по крайней мере в несколько раз больше, чем в нуклон-нуклонных столкновениях, то ясно, что обсуждаемая вероятность может увеличиться на порядки - конкретная величина этого роста определяется числом $n_{\text{эф}}$. Его более корректная оценка потребует анализа условий осуществления равновесной термодинамической системы. Однако заранее видно, что выигрыш в выходе тяжелых частиц может оказаться очень большим.

Этим обстоятельством можно воспользоваться, например, для синтеза антиядра $\bar{\text{He}}_4$..

Однако можно надеяться на серьезное продвижение в решении и более принципиальных вопросов. Исследование закономерности образования и распада массивных кластерных систем, вероятно, позволит непосредственно подойти к выявлению уравнения состояния сильновозбужденной сверхплотной адронной материи.

Здесь следует отметить, что в уже существующих моделях кластеров по-разному описывается внутренняя динамика. Так, в модели Хагедорна /6/ постулируется наличие некоторого максимального значения температуры ($T_{max} \approx 160 \text{ МэВ}$) вне зависимости от величины плотности энергии и не предполагается стадия расширения. Напротив, в модели Померанчука на величину температуры такого ограничения не накладывается, но принято предположение, что, уже расширившись, система претерпевает распад при температуре $T \approx M$. При этом распадный объем пропорционален начальному значению внутренней энергии кластера.

Исследование множественного рождения в процессах с участием ядер, в принципе, может дать ценную информацию по данному вопросу. Так, в работе /1/ на примере корреляционной функции, связывающей числа s - и g -частиц в нуклон-ядерном взаимодействии, мы показали, что вариант Померанчука обладает преимуществом по сравнению с вариантом Хагедорна. Это преимущество проявляется и при интерпретации явления "полного" развала ядер.

Разумеется, исследование этой проблемы находится на самом начальном этапе. Поэтому дополнительные сведения, полученные из анализа процессов с участием релятивистских ядер, могут оказаться очень важными для понимания внутренней динамики кластерных состояний.

Решение этой проблемы может оказаться полезным также и для астрофизических приложений.

Литература

1. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Препринт ОИЯИ, P2-7869, Дубна, 1974.
2. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Препринт ОИЯИ, P2-7870, Дубна, 1974.
3. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин. Сообщение ОИЯИ, P2-7871, Дубна. 1974.
4. И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 78, 889, 1951.
5. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, вып. 4, 539, 1971.
6. R.Hagedorn. Suppl. Nuovo Cim., 3, 147, 1965;
J.Ranft. *ibid*; 6, 169, 1968;
R.Hagedorn. *ibid.*, 6, 311, 1968.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе

ОИЯИ, Лаборатория теоретической физики

Доклад на объединенном семинаре ЛТФ и ЛВЭ ОИЯИ 3 июня 1974 года.

Принципиальные положения доклада см. работы авторов: Lett. Nuovo Cimento 7, 719 (1973); Сообщение ОИЯИ, Е2-8048, Дубна, 1974.

ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ И ВОЗМОЖНОЕ СУЩЕСТВОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ ЯДЕР

А.Б.Мигдал

Институт теоретической физики АН СССР, Москва

Доклад на семинаре ЛВЭ 24 мая 1974 года.

Основное содержание доклада см. препринт ИТФ АН СССР:

A.B.Migdal. Meson Condensation and Anomalous Nuclei, Chernogolovka, 1974. Submitted to Phys.Rev.Lett.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.М.Колыбасов

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Цель настоящей заметки — привлечь внимание к вопросу, имеющему большое значение для изучения прямых процессов, в прояснении которого большую роль может сыграть использование пучков ядер высоких энергий. Речь идет об исследовании поляризационных эффектов в ядерных реакциях с тремя или более частицами в конце. Исследование этих эффектов, предложенное в работах [1-3] (см. также [4]), даст возможность значительно продвинуться в осуществлении программы установления механизма прямых реакций при высоких энергиях и получить сведения о квантовых числах высоковозбужденных состояний ядер.

Вопрос о механизме прямых реакций весьма важен и встает так или иначе в большинстве исследований ядерных реакций при высоких энергиях (два примера: проверка существующих представлений о природе прямых реакций и получение путем изучения ядерных реакций надежной информации о взаимодействии элементарных частиц и о структуре ядра). Это неоднократно обсуждалось (см., например, [5-8]), и сейчас мы лишь отметим, что хотя к настоящему времени выполнено большое число экспериментов по реакциям выбивания (см. [8,9]), работ, дающих возможность надежно

устанавливать механизм процесса, очень мало. (Такие работы должны включать достаточно точное измерение всех независимых кинематических переменных, что позволяет сопоставлять с теоретическими предсказаниями целый ряд экспериментальных распределений). Лучшим, по-видимому, остается цикл исследований реакций типа (π^- , π^-p) на ядрах от дейтерия до кобальта, выполненный в ИТЭФе при энергии 1 ГэВ. Основной вывод, который можно сейчас сделать, таков: при малых импульсах остаточного ядра (до 100-150 МэВ/с) доминирующий вклад дает полюсной механизм (см. рис. 1а). При больших импульсах, как показывают распределения по углу Треймана-Янга и по полярному углу остаточного ядра, значителен вклад более сложных механизмов. Это соответствует представлениям о периферийном характере прямых реакций. Разобраться в том, какие именно диаграммы вступают в действие при импульсах выше 150 МэВ/с, пока по тем ограниченным данным, которыми мы располагаем, не удастся. Здесь так же, как и в области малых передач, значительного продвижения можно ожидать при исследовании поляризационных эффектов (пока эти эффекты в реакциях с образованием трех или более частиц практически не исследовались).

Особенно ценным представляется изучение поляризационных явлений, связанных с начальным и конечным ядрами: а) асимметрии в реакции на поляризованной мишени; б) поляризации остаточных ядер в реакции на неполяризованной мишени [1,2]. Техника работы с поляризованными ядерными мишенями тяжелее дейтериевой пока разработана плохо, и вряд ли можно ожидать, что в ближайшие годы будут изучаться реакции выбивания на поляризованной мишени с регистрацией полной кинематики. Иссле-

дование поляризации остаточных ядер в обычной постановке эксперимента также весьма затруднительно, т.к. наиболее интересна область небольших импульсов остаточных ядер, где осуществить вторичное рассеяние с целью измерения поляризации невозможно. Однако это препятствие отсутствует [3], если использовать такую постановку эксперимента, скажем, по реакции $(p, 2p)$, когда пучок быстрых ядер падает на протонную мишень. При этом остаточные ядра имеют большую энергию, и осуществление их вторичного рассеяния не представляет принципиальной трудности.

Пока мы остаемся в рамках полюсного приближения (рис. 1а), можно показать [1, 2], что в выражения для асимметрии в реакции

$$A + x \rightarrow B + y + z \quad (1)$$

на поляризованной мишени A , а также для поляризации \vec{P}_B^* остаточных ядер B в большом числе случаев от правой вершины диаграммы рис. 1а входит лишь одна величина — поляризация \vec{P}_i частиц i в реакции

$$y + z \rightarrow i + x, \quad (2)$$

обратной тому процессу, который соответствует правой вершине диаграммы. (Имеется в виду, что кинематика реакции (2) соответствует реакции (1), т.е. импульсы частиц y , z и x в реакции (2) равны с обратным знаком импульсам тех же частиц в реакции (1)). Приведем выражения для поляризации \vec{P}_B^* в простейших случаях. Обозначим через ℓ и \mathcal{J} орбиталь-

ный момент относительного движения частиц i и B и их суммарный спин; j_k - спин k -й частицы.

А. Пусть $\ell = 0$. Спин j_i произволен. Тогда

$$\vec{P}_B = \left[\frac{(2j_i+1)j_i}{(j_i+1)} \frac{(2j_B+1)(j_B+1)}{j_B} \right]^{1/2} (-1)^{j_A+j_B+j_i-1} \begin{Bmatrix} j_i & j_i & j_i \\ j_A & j_B & j_B \end{Bmatrix} \vec{P}_i. \quad (3)$$

Для $j_i = 1/2$ имеем

$$\vec{P}_B = \begin{cases} \frac{j_B+1}{3j_B} \vec{P}_i & \text{при } j_B = j_A + 1/2, \\ -\frac{1}{3} \vec{P}_i & \text{при } j_B = j_A - 1/2. \end{cases} \quad (4)$$

Б. Пусть $j_i = 0$. Тогда поляризация ядер B равна нулю, но они, вообще говоря, квадрупольнополяризованы, т.к. некоторой квадрупольной поляризацией обладают ядра B , образующиеся при распаде $A \rightarrow B + i$:

$$T^{(2)M} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{5}} \frac{(2j_B+1)(2\ell+1)}{(2j_A+1)} C_{\ell 0 \ell 0}^{20} (-1)^{j_A+j_B} \begin{Bmatrix} \ell & \ell & 2 \\ j_B & j_A & j_A \end{Bmatrix} Y_{2M}^*(\vec{n}_A). \quad (5)$$

В. Рассмотрим случай $j_i = 1/2$, ℓ произвольно. При этом выражение для поляризации имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{P}_B &= (-1)^{j_A+j_B-1/2} \left[\frac{2(2j_A+1)(j_A+1)}{3j_B} \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} 1 & 1/2 & 1/2 \\ j & j_A & j_B \end{Bmatrix} \vec{P}_i - \\ &- 3 \left[\frac{(j_B+1)(2j_A+1)}{j_B} \right]^{1/2} (2j+1)(2\ell+1) C_{\ell 0 \ell 0}^{20} (-1)^{j_A+j_B} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} \ell & \ell & 2 \\ j & j & j_A \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j & 1/2 & j_B \\ j & 1/2 & j_B \\ 2 & 1 & 1 \end{Bmatrix} [(\vec{n}_{iB} \cdot \vec{P}_i) \vec{n}_{iB} - \frac{1}{3} \vec{P}_i], \end{aligned} \quad (6)$$

где \vec{n}_{iA} - единичный вектор направления частицы В в системе покоя ядра А. Формула (6), переписанная в виде

$$\vec{P}_B = \alpha \vec{P}_i + \beta (\vec{n}_{iB} \vec{P}_i) \vec{n}_{iB}, \quad (7)$$

иллюстрируется в таблице для $\ell = 1$ и небольших значений спинов частиц j_A и j_B . Видно, что величины α и β сильно меняются в зависимости от j_B и J , что позволяет четко определять из опыта квантовые числа остаточного ядра. Это особенно ценно при изучении высоковозбужденных состояний ядер, где определение квантовых чисел по поляризационным эффектам остается пока единственным предложенным методом.

Проверка соотношений типа (3)-(6) позволит получить новую информацию о механизме реакций. В частности, по отклонениям от этих соотношений можно заметить даже небольшую примесь механизмов, отличных от полюсного, т.к. поляризационные эффекты, будучи связаны с интерференционными членами, обладают повышенной чувствительностью к механизму реакции.

Поляризационные эффекты при наличии более сложных механизмов рассматривались в работе [3]. Учитывалась добавка, имеющая спиновую структуру диаграмм рис. 1б и 1в. Соотношения становятся весьма громоздкими, появляются члены, имеющие совсем другой вид. Например, в выражении для поляризации появляются слагаемые типа

$$\begin{aligned} & (1 - \vec{n}_k \vec{n}_k) (\vec{n} + \vec{n}), \\ & ([\vec{n}_k \vec{n}_{iB}] + [\vec{n}_k \vec{n}_{iB}]), \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\vec{n}_k = \frac{\vec{p}_n + \vec{p}_z}{|\vec{p}_n + \vec{p}_z|}, \quad \tilde{n}_k = \frac{\vec{p}_n + \vec{p}_y}{|\vec{p}_n + \vec{p}_y|},$$
$$\vec{n} = \frac{[\vec{p}_x \vec{p}_z]}{|[\vec{p}_x \vec{p}_z]|}, \quad \tilde{n} = \frac{[\vec{p}_x \vec{p}_y]}{|[\vec{p}_x \vec{p}_y]|} \quad (9)$$

Было показано, что даже малая добавка приводит к существенной поляризации, что подтверждает сильную чувствительность поляризационных эффектов. Здесь сейчас очередь за интенсивными экспериментальными исследованиями.

Литература

1. V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro. Phys.Lett., 25B, 497, 1967.
2. В.М.Колыбасов. ЯФ, 8, 898, 1968.
3. В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская. ЯФ, 15, 483, 1972.
4. G.Jacob, Th.A.J.Maris. Phys.Lett., B45, 181, 1972.
5. И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций, Атомиздат, 1963.
6. И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.
7. В.М.Колыбасов. В сб. "Проблемы современной ядерной физики", изд-во "Наука", 1971, стр.391.
8. В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, И.С.Шапиро. УФН, 118, 239, 1974.
9. В.И.Комаров, ЭЧАЯ, 5, 418, 1974.

Таблица

№	j_A	γ	j_B	α	β	
I	0	I	I/2	-I	2	
2			3/2	2/3	-I/3	
3	I/2	I/2	0	0	0	
4			I	2/3	0	
5			3/2	I	-2/3	I
6			2	3/5	-3/10	
7	I	0	I/2	I	0	
8			I	-I	0	
9			3/2	I/2	I/6	
10			2	3/2	7/10	-17/30
II			5/2	14/25	-7/25	

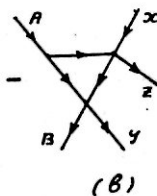
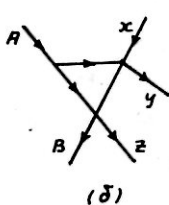
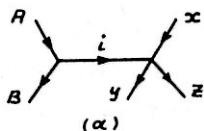


Рис. I

ОБ ИЗУЧЕНИИ МЕХАНИЗМОВ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ДВУХ ЯДЕР

В.Д.Тонеев

ОИЯИ, Лаборатория теоретической физики

а) В теоретическом плане весьма привлекательна попытка рассмотрения p - p и ядро-ядро столкновений с единой точки зрения — как процесса взаимодействия двух составных систем. В этой связи для анализа возможных механизмов реакции интересно измерить в ядерных столкновениях те же характеристики, которые изучаются сейчас в многочастичных pp -столкновениях: моменты для распределения по множественности заряженных частиц (существует ли KNO -скейлинг для столкновений двух ядер?), корреляции между рождающимися частицами, инклюзивные спектры, распределения по скоростям и т.п.

б) В качестве примера традиционного подхода к ядерным реакциям можно указать на исследование собственно ядерных характеристик, в частности, корреляций между "релятивистскими" и "серыми" частицами, между "серыми" и "черными" частицами (в обычных терминах фотоэмульсионных работ, см. /1/). Эти характеристики дают представление о характере дальнедействующих корреляций в обсуждаемом процессе. При этом интересно проследить, как все эти величины зависят от массовых чисел сталкивающихся ядер и от их относительной кинетической энергии.

в) Поскольку энергия, реализуемая в с.ц.м. при столкновении двух ядер, огромна, возрастает вероятность появления в виртуальном состоянии различного рода "экзотических частиц", которые в принципе могут быть "отщеплены" в процессе дифракционного рождения (можно ли дифракционным путем образовать $N\bar{N}$?).

г) Наличие пучков релятивистских ядер открывает уникальную возможность изучения реакций и в "обратной системе координат" —

протон покоится, а ядро налетает. По-видимому, это наиболее перспективно в применении к исследованию процессов ядерной фрагментации, для идентификации короткоживущих изотопов и т.п.

д) В исследовании процессов фрагментации налетающего ядра на ядерной мишени, помимо вопросов, связанных с механизмом таких реакций, с образованием редких и/или/новых изотопов, имеется один очень интересный аспект, имеющий прямое отношение к получению трансплутониевых элементов. Первичное "ободранное" ядро с избытком нейтронов, образованное при прохождении пучка через мишень, может рассматриваться как источник ускоренных ионов. Именно такие ионы (с избытком нейтронов) удобны для реакций синтеза, но их невозможно получить в процессе прямого ускорения (не существует источников таких ионов!)

Литература

И. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаимодействие частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, 1973.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ГИПЕРЯДЕР

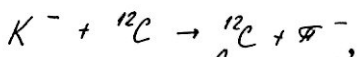
Р.А. Эрамбян

ОИЯИ, Лаборатория теоретической физики

До последнего времени исследования гиперядер ограничивались определением энергии связи. Однако в настоящее время уже имеются экспериментальные данные о возбужденных состояниях в ядрах ${}^9\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$. Изучение возбужденных состояний гиперядер позволит, во-первых, проверить концепции, положенные в основу описания обычных ядер, и, во-вторых, исследовать качественно новые эффекты, связанные с наличием Λ -частицы.

В этой связи представляется важным рассмотрение вопроса о возможностях изучения таких систем, и в первую очередь спектра возбуждения.

В настоящее время такая информация о ${}^A_1C^{12}$ получена в реакции /1/



в которой детектировался π -мезон под малыми углами. Аналогичную информацию можно получить и путем детектирования продуктов распада гиперядра, а также γ -переходов между возбужденными состояниями /2/. Важно предусмотреть возможность измерения корреляций в процессах распада.

Литература

1. G.C.Bonezzola et al. V Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Structure, Uppsala, 1972, Contributed Paper, p.122.
2. M.A.Faessler et al. Там же, стр. 123.

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ИОНАМИ

А.И. Титов

ОИЯИ, Лаборатория теоретической физики

I. Передача нуклонов в реакциях с релятивистскими ионами

Пучки релятивистских ионов можно использовать для исследования прямых реакций передачи одного или нескольких нуклонов (кластеров). В этом случае регистрироваться должны вторичные частицы, которые имеют скорости, близкие к скорости первичных частиц. Такие реакции носят периферийный характер и поэтому наиболее чувствительны к структуре ядерной поверхности - распределению нейтронов, протонов, кластеров на поверхности ядра.

Использование для этой цели быстрых протонов, мезонов и других легких частиц менее эффективно, поскольку основой подобных процессов является рассеяние на отдельных нуклонах ядра-мишени, что дает скорее информацию об "элементарном акте". В случае же релятивистских ядерных пучков налетающий ион может взаимодействовать сразу с

несколькими нуклонами на поверхности ядра, в результате чего возможна передача нуклонов. Важным моментом здесь является то, что время взаимодействия сравнительно мало, меньше характерных ядерных времен, необходимых для того, чтобы ядро успело перестроиться. Это позволяет получить информацию о "мгновенном" распределении нуклонов, кластеров на ядерной поверхности.

В этом плане очень интересно, например, наблюдение изотопического (изотонического) распределения вторичных релятивистских ядер с использованием разных мишеней.

2. Кластерная структура ядер

Пучки релятивистских ионов могут быть использованы в качестве прямого метода изучения кластерной структуры ядер. Применение других, например электромагнитных или низкоэнергетических ядерных методов, дает в основном лишь косвенные сведения о кластерной структуре ядер.

В результате взаимодействия с ядром мишени релятивистскому иону за короткое время передается довольно большой импульс и энергия возбуждения. И если время жизни кластеров в ядре больше, чем время удара, то одним из основных каналов здесь будет развал ядра на кластеры. Импульсное распределение вторичных релятивистских ядер непосредственно связано с импульсным распределением кластеров в падающем ядре.

Отметим, что первые эксперименты в этом направлении уже выполнены и дали обнадеживающие результаты^{/1/}. Здесь исследовались реакции ${}^{13}\text{B}({}^{16}\text{O}, {}^A\text{C})\dots$, где $A=9+15$, с энергией пучка 2,1 ГэВ/с. Были получены импульсные распределения изотопов углерода. Оказалось, что ширина распределений постоянна и не зависит от A . Этот

результат нельзя понять с точки зрения обычно используемых термодинамических моделей, но его можно интерпретировать, если предположить существование альфа-кластеров в ядре ^{16}O .

Действительно, можно ожидать, что в момент удара происходит развал ядра кислорода с вылетом альфа-частицы и одновременной передачей одного или нескольких нейтронов. Тогда ширина импульсного распределения изотопов углерода будет соответствовать ширине импульсного распределения альфа-кластера в ядре кислорода и окажется постоянной. Выход изотопов с разными A должен монотонно уменьшаться с увеличением числа переданных нейтронов, т.е. с увеличением числа $/I2-A/$. Это наблюдалось экспериментально.

Таким образом, для исследования кластерной структуры важно измерять импульсные распределения вторичных ядер. Особенно интересны в этом плане прямые корреляционные эксперименты с одновременной регистрацией кластера и вторичного ядра.

Литература

1. H.H.Neckman, G.E.Greiner, P.J.Lindstrom, F.S.Bieser. Preprint LBL-2144 Lawrence Berkely Laboratory, p. 23, 1973.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА

С. М. Елисеев

ОИЯИ, Лаборатория теоретической физики

I. Получение быстрых гиперядер в реакции взаимодействия ускоренных ионов с другими мишенями, например, фрагментация релятивистского ядра ^{16}O на K^+ и $^{17}\text{O}_\lambda$: $^{16}\text{O} + \text{P} \rightarrow ^{17}\text{O}_\lambda + \text{K}^+$. Так как кинетическая энергия ядра $^{17}\text{O}_\lambda$ может быть значительной, то вследствие эффекта лоренцевского растяжения времени возможны будут детальные измерения параметров распада гиперядер и их времени

жизни. Для рассмотренной выше реакции коэффициент растяжения $\sigma \approx E/m_N$ (E — энергия релятивистского ядра на нуклон, m_N — масса нуклона).

2. Исследования центральных столкновений релятивистских ядер. Эти исследования представляют большой интерес, поскольку в данном случае энергия выделяется в сравнительно небольшом ядерном объеме.

В случае столкновения элементарных частиц может образоваться одна или несколько возбужденных систем, которые характеризуются предельной температурой Хагедорна.

Что будет происходить при столкновениях массивных релятивистских объектов (ядер), структура которых нам достаточно хорошо известна?

Будет ли в этом случае единая возбужденная система, как при этом проявится "партоновая" структура ядер?

3. Экспериментальное изучение структурной функции Фейнмана $f(p_{\parallel}, p_{\perp}, s)$ для генерации различных частиц в столкновениях релятивистских ядер. Интересно было бы также определить корреляции между фрагментами мишени и налетающего ядра, между фрагментами, имеющими скорости, близкие к скорости налетающего ядра. Образуются ли "центральные" фрагменты, которые, видимо, не должны зависеть от мишени и налетающего ядра? Все эти корреляции очень важны для моделей сильных взаимодействий при высоких энергиях.

В литературе сейчас широко обсуждаются масштабные распределения Кобы-Нильсена-Олесена (так называемый KNO -скейлинг) для $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействий. Было бы интересно получить аналогичные распределения для столкновений релятивистских ядер.

4. Исследование фрагментации дейтронов, α -частиц и др. ядер.

В физике элементарных частиц в настоящее время получены (в частности, в ЛВЭ) важные результаты, касающиеся независимости от энергии структурных функций в области фрагментации. Обнаружен эффект раннего скэйлинга. Есть основания предполагать, что при столкновениях релятивистских ядер уже при энергиях $E \approx 2$ ГэВ/нуклон распределения фрагментов достигают предельных или асимптотических значений. Представляет интерес изучать фрагментацию релятивистских ядер для интервала энергий $E \approx 1$ ГэВ (вплоть до самых высоких энергий) и для различных сталкивающихся ядер. Результаты, которые будут при этом получены, окажутся полезными в связи с развитием идей предельной фрагментации, масштабной инвариантности и факторизации.

ПУЧОК ЯДЕР ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ КАК ИСТОЧНИК
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НУКЛОНОВ

Л.А.Кондратьев, И.И.Левинтов

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

I. Выяснение роли спиновых эффектов в динамике нуклон-нуклонных взаимодействий при высоких энергиях представляет значительный интерес. Решению этой задачи в большой мере способствовало бы наличие поляризованных пучков нуклонов. Так, например, рассеивая пучок поляризованных нуклонов на поляризованной нуклонной мишени, можно было бы изучать спин-спиновое взаимодействие нуклонов высоких энергий. Наличие пучков поляризованных нуклонов дало бы также ряд важных преимуществ при исследовании динамики инклюзивных реакций. Информацию такого типа, по-видимому, было бы трудно извлечь, изучая рассеяние неполяризованных нуклонов на поляризованной мишени, поскольку поляризованная протонная мишень содержит большую примесь ядер углерода /около 90%/.

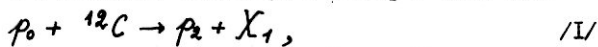
Получение пучков поляризованных нуклонов в области энергий более 10 ГэВ является, однако, трудной задачей в рамках традиционных методов, так как поляризации частиц в адрон-адронных соударениях малы, а при ускорении поляризованных пучков протонов в ускорителях с жесткой фокусировкой происходит сильная деполаризация.

Новые возможности в этом направлении открывают ускорители ядер высокой энергии. В настоящей работе показывается, что пучок поляризованных нуклонов с импульсом, немного превышающим средний импульс нуклона в ядерном ускорителе, можно получить при рассеянии ядер высокой энергии /в частности, ядер углерода/ на водородной мишени.

Идея метода основана на том, что ядро является в высшей степени упорядоченной спиновой системой и при соответствующем кинематическом отборе нуклоны, полученные в результате развала ядра, оказываются поляризованными. Как будет показано в дальнейшем, поляризация протонов

или нейтронов, возникающих в результате развала ядер ^{12}C , может достигать 40% при сечении около 2 мбарн на одно взаимодействие.

2. В качестве примера рассмотрим выбивание протонов из ядра ^{12}C в заднюю полусферу в Л-системе / например, в сектор 2 рис. 1а/:



где в качестве налетающей частицы, имеющей импульс \vec{p}_0 в Л-системе, может быть протон, пион, каон, электрон и т.п. Поляризация выбиваемых протонов p_2 возникает в результате действия двух факторов: 1/орбитального движения нуклонов в ядре и наличия спин-орбитального взаимодействия; 2/поглощения выбиваемых протонов в ядерном веществе. В рамках классической оболочечной модели ядра ^{12}C в основном состоянии содержит полностью заполненные оболочки $S_{1/2}$ и $P_{3/2}$. Если протон вылетает в заднюю полусферу, то это означает, что до столкновения его импульс был направлен навстречу импульсу налетающего протона. Наличие же поглощения в ядерном веществе приводит к тому, что протон вылетает преимущественно со стороны ядра, обращенной в сторону детектора / см. рис. 1б/. Это означает, что протоны p-оболочки, вылетающие в сектор 2 рис. 1а до столкновения вращались по часовой стрелке, т.е. имели определенную проекцию углового момента на ось Z / на рис. 1 ось Z направлена на читателя, поэтому в данном случае проекция равна $-1/2$. Но из-за наличия спин-орбитального взаимодействия нуклон, обладающий определенной проекцией углового момента, обладает также определенной поляризацией. В состоянии $j = 3/2$ при проекции орбитального момента -1 эта поляризация равна $-0,5$.

Поскольку при высокой энергии спиновые члены в матрице рассеяния малы, то в результате выбиваемые протоны будут иметь ту же поляризацию. Вклад протонов S-оболочки, а также протонов, летящих с другой стороны ядра, несколько уменьшает эту поляризацию, как будет видно ниже, до величины $P_2 = 0,4 \div 0,45$. Деполяризация при рассеянии нуклона на малый угол в ядерном веществе не может быть большой, поскольку завися-

щая от спина часть оптического потенциала для остаточного ядра $\sim I/A$ / см. также замечание в конце статьи/.

Поляризацию протонов, вылетающих из ядра ^{12}C в заднюю полусферу, наблюдала группа ИТЭФ [1]. Эта группа обнаружила большую асимметрию $\sim 0,3 \pm 0,4$ при рассеянии протонов, вылетающих из ядер углерода на угол 137° в Л-системе при энергии падающих протонов 2 и 3,66 ГэВ. Вылетающие протоны имели импульс 550 и 645 МэВ/с, и асимметрия в их рассеянии указывает на их большую степень поляризации. Величина поляризации не могла быть точно найдена из-за неизвестной величины анализирующей способности рассеивателя, однако, по оценке авторов, она, по-видимому, не меньше 50% /см. также п.7/.

Наличие эффективной поляризации внутриядерных протонов в реакциях $(p, 2p)$ на ядрах отмечалось в работе [2], где предлагалось наблюдать это явление по асимметрии в квазиупругом рассеянии поляризованных протонов при определенных квантовых числах остаточного ядра. Эта асимметрия отсутствовала бы при рассеянии неполяризованных протонов. Группа ЛЯП ОИЯИ [3] наблюдала асимметрию такого типа в квазиупругом рассеянии поляризованных протонов с энергией 635 МэВ на ядрах ^{6}Li . Результаты этой группы свидетельствуют в пользу того, что внутриядерные протоны действительно обладают большой эффективной поляризацией. Следует отметить, что при плохом разрешении по энергии возбуждения остаточного ядра для наблюдения рассматриваемого эффекта более предпочтительным является использование ядер с незаполненной р-оболочкой */. При целиком заполненных оболочках $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$, как в случае ядра ^{16}O , который рассматривался в работе [2], эффективная поляризация протонов при одновременном учете вкладов оболочек $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ равнялась бы нулю /см. также п.7/.

*/ Это обстоятельство выяснилось в результате обсуждений с Ю.А.Симоновым.

Таким образом, протоны, летящие в заднюю полусферу в Л-системе, при развале ядра ^{12}C оказываются поляризованными. Теперь легко себе представить, что будет происходить в антилабораторной системе, когда ядро с энергией E_0 на нуклон будет взаимодействовать с покоящимся протоном. Для этого с помощью преобразования Лоренца вдоль импульса \vec{P}_0 перейдем в систему покоя $\vec{P}_0 = 0$. При этом протоны из сектора 2 рис.1а будут иметь продольный импульс \vec{P}_2 выше среднего / т.е. больше импульса $|P_0|$, отвечающего энергии E_0 , а их поляризация будет равна P_2 , поскольку перпендикулярная плоскости реакции поляризация при таком преобразовании не меняется. Это означает, что при рассеянии, отвечающем повороту против часовой стрелки, более быстрые протоны будут отрицательно поляризованы. Поэтому дальнейшее образование пучка поляризованных протонов может быть осуществлено путем грубого магнитного анализа / с разрешением по импульсу $\sim 5\%$ /.

3. Перейдем теперь к оценкам величины эффекта. Используя тот же метод рассмотрения, что и в работе [2] / а именно метод $\mathcal{S}WBA$ /, обсудим сначала процесс квазиупругого выбивания



в Л-системе. Переданный импульс обозначим $\vec{\Delta} = \vec{P}_0 - \vec{P}_1$. Мы будем рассматривать случай, когда выполнено условие

$$\vec{\Delta}^2 \gg R^{-2}, \quad /3/$$

где R - радиус ядра. Это условие существенно по двум причинам.

1) В этом случае легко отличить нуклоны, вылетающие из ядра в результате квазиупругого выбивания, от испарительных нуклонов, имеющих характерный импульс $\lesssim R^{-1}$. 2) Только в этом случае есть основания для описания поглощения выбиваемых нуклонов методом $\mathcal{S}WBA$, в основе которого лежит эikonальное приближение. Тем не менее рассматриваемый эффект может существовать, вообще говоря, и при $\vec{\Delta}^2 \sim R^{-2}$. Количественные оценки мы будем проводить для случая $|P_0| = 20 \text{ ГэВ/с}$, $|P_2| = 540 \frac{\text{МэВ}}{c}$

$/T_2 = 155 \text{ МэВ}$. Будем предполагать также, что ядро в основном состоянии содержит целиком заполненные оболочки $S_{1/2}$ и $P_{3/2}$.

В рамках **SWBA** дифференциальное сечение реакции /2/ и перпендикулярная плоскости реакции поляризация выбиваемых протонов представляются следующим образом:

$$\frac{d^5\sigma}{d^2\Delta^2 d^3\vec{p}_2} = \frac{d^2\sigma_{pp}}{d^2\Delta^2} G_0 (\Delta^2 - \vec{p}_2^2)^2, \quad /4/$$

$$P_2 = G_0^{-1} (\vec{p}_2^2) \cdot \frac{2}{3} (|g_p^{+1}(\vec{p}_2^2)|^2 - |g_p^{-1}(\vec{p}_2^2)|^2), \quad /5/$$

где

$$G_0(\vec{p}_2^2) = 2 |g_s(\vec{p}_2)|^2 + \frac{4}{3} (|g_p^{+1}(\vec{p}_2)|^2 + |g_p^{-1}(\vec{p}_2)|^2 + |g_p^0(\vec{p}_2)|^2), \quad /6/$$

$\vec{p}_2 = \vec{\Delta} - \vec{p}_2$ / в силу условия /3/ мы считаем $\Delta^2 \gg \vec{p}_2^2$ /. Функции $g_e^m(\vec{p}_2)$ определяются через волновые функции одночастичных состояний

$$g_e^m(\vec{p}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\vec{p}_2 \cdot \vec{z}} g_0(x, y, z) \psi_m(\vec{z}) d^3z, \quad /7/$$

где фактор поглощения равен

$$g_0(x, y, z) = \exp\left\{-\frac{\sigma_0(1-i\alpha_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x_1, y, z) dx_1 - \frac{\sigma_2(1-i\alpha_2)}{2} \int_{-\infty}^y \rho(x, y_1, z) dy_1\right\} /8/$$

и ось y направлена вдоль переданного импульса, который мы считаем перпендикулярным \vec{p}_0 .

Для описания поглощения нуклонов мы использовали оптическую модель. Множители $\exp\left\{-\frac{\sigma_0(1-i\alpha_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x_1, y, z) dx_1\right\}$ и $\exp\left\{-\frac{\sigma_2(1-i\alpha_2)}{2} \int_{-\infty}^y \rho(x, y_1, z) dy_1\right\}$ учитывают соответственно поглощение /и преломление/ быстрого и медленного протонов. Поскольку мы считаем $\Delta^2 \gg \vec{p}_2^2$, то траектория медленного протона p_2 составляет малый угол с осью y , и при учете поглощения мы эту траекторию заменили прямой, параллельной оси y .

Ядерная плотность дается таким выражением:

$$\rho(\vec{z}) = \frac{4}{\pi^{3/2} a_0^3} (1 + \delta z^2/a_0^2) e^{-z^2/a_0^2}, \quad /9/$$

$(z^2 = x^2 + y^2 + z^2),$

где $\delta = \frac{A-4}{6}$. Для ядра ^{12}C $\delta = 4/3$, $a_0 = 1,6\text{ф}$. Оптическая модель с ядерной плотностью /9/ удовлетворительно описывает экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию протонов высокой энергии на ^{12}C /см. [4] - [5] /. Для падающих протонов с энергией 20 ГэВ $\sigma_0 = \frac{1}{2}(\sigma_0^{pp} + \sigma_0^{pn}) = 39$ мбарн, $\alpha_0 \approx 0$. Для вылетающих протонов с энергией 155 МэВ $\sigma_2 = \frac{1}{2}(\sigma_2^{pp} + \sigma_2^{pn}) = 35$ мбарн, $\alpha_2 \approx 0,7 \div 0,8$.

Волновые функции s- и p-состояний имеют такой вид:

$$\psi_s(z) = \pi^{-3/4} a_0^{-3/2} e^{-z^2/2a_0^2},$$

$$\psi_{1m}(z) = \pi^{-3/4} a_0^{-5/2} z (8\pi/3)^{1/2} Y_{1m}(\vartheta, \varphi) e^{-z^2/2a_0^2} \quad /10/$$

На рис.2 приведены графики зависимости от p_z величин $(g_e^m(p_z)/2$ и P_2 при $p_{z2} = 0$ и $p_{y2} = 0$ (при $p_{z2} = 0$ $g_e^0 = 0$). Интерес представляет область $p_z a_0 \sim 1$. Рассмотрим интервал $0,5 \leq p_z a_0 \leq 1,6$ или $60 \text{ МэВ/с} \leq p_z \leq 200 \text{ МэВ/с}$. При высоких энергиях продольная часть переданного импульса Δ^z мала, и можно считать, что $p_{2x} \approx p_{2z}$. Действительно, $\Delta_x \sim \Delta_z^2/2p_0$, и при $|p_0| \approx 20 \text{ ГэВ/с}$, $|\Delta^z| \approx 0,5 \text{ ГэВ/с}$ имеем $\Delta_x \approx 6 \text{ МэВ/с}$. Таким образом, догоняющей /или встречной/ кинематике отвечает положение вектора \vec{p}_2 в секторах I или 4 /или 2 и 3/ на рис.1а. Положительные p_z на рис.2 отвечают догоняющей кинематике, отрицательные p_z -встречной. Поэтому, в соответствии с рис.2, протоны в секторах I и 3 будут поляризованы положительно, а в секторах 2 и 4 -отрицательно /напоминаем, что ось z направлена на читателя/.

Удобнее рассматривать встречную кинематику, когда нуклоны летят в заднюю полусферу в Л-системе, поскольку из-за неупругих столкновений в переднюю полусферу могут с большой вероятностью залетать нуклоны, которые в начальном состоянии двигались навстречу падающей частице /см.п.5/.

4. В п.3 мы рассматривали реакцию /2/, когда быстрый протон в конечном состоянии также детектируется. Если же не заботиться о дальнейшей судьбе быстрого протона после взаимодействия с внутриядерным нуклоном, а следить только за протоном p_2 , летящим в заднюю полусферу /реакция /1/ /, то в формулах /4/-/8/ не нужно учитывать поглощение

быстрого протона в конечном состоянии и нужно сделать замену

$$\mathcal{D}_0(x, y, z) \rightarrow \mathcal{D}(x, y, z)$$

, где

$$\mathcal{D}(x, y, z) = \exp \left\{ -\frac{\sigma_0(1-i\alpha_0)}{2} \int_{-\infty}^x \rho(x_1, y_1, z) dx_1 - \frac{\sigma_0(1-i\alpha_0)}{2} \int_{-\infty}^y \rho(x, y_1, z) \frac{dy_1}{|II|} \right\}.$$

При этом сечение реакции /I/ можно записать в виде

$$\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_2} = \int d^3\vec{\Delta} \frac{d^2\sigma_{pp}}{d^2\vec{\Delta}} G((\Delta^2 - p_2^2)^2), \quad /I2/$$

где в области $0 \leq p_3 \leq 200$ МэВ/с функция G параметризуется следующим образом:

$$G(p_3^2) = G(0) e^{-a\vec{p}_3^2}, \quad /I3/$$

$$G(0) \approx 100 \text{ ГэВ}^{-3}, \quad a \approx 20 \text{ ГэВ}^{-2}.$$

Подставляя в формулу /I2/ сечение упругого pp-рассеяния в виде

$$\frac{d\sigma}{d^2\Delta^2} = A e^{-b\Delta^2}, \quad \text{получим}$$

$$\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_2} = \frac{AG(0)}{a+b} e^{-b'\vec{p}_{2\perp}^2 - a\vec{p}_{2\parallel}^2}, \quad /I4/$$

где $b' = ab/(a+b)$, $\vec{p}_{2\perp}$ и $p_{2\parallel}$ - перпендикулярная и параллельная начальному импульсу \vec{p}_0 компоненты импульса \vec{p}_2 .

Поляризация выбиваемых протонов P_2 практически не меняется при замене $\mathcal{D}_0(x, y, z)$ на $\mathcal{D}(x, y, z)$ в области $60 \text{ МэВ/с} \leq p_3 \leq 200 \text{ МэВ/с}$, в то время как дифференциальное сечение возрастает примерно в 3 раза.

5. Нуклоны, вылетающие из ядер, могут быть поляризованы и в случае неупругого взаимодействия налетающего нуклона с внутриядерным



При этом, однако, важно, чтобы выбиваемый нуклон не возбуждался и чтобы переворот спина в данном неупругом взаимодействии был мал. Оба эти условия выполняются при дифракционной диссоциации внеядерного протона p_0 . В этом случае применимы рассуждения, аналогичные проведенным в п.3, с той только разницей, что в кинематических соотношениях нужно учесть дополнительный член в продольной передаче импульса

$\Delta x^{(M_0)} = \frac{M_0^2 - m^2}{2p_0}$, где M_0 - масса возбужденного адронного состояния X_0 . Однако, поскольку в сечении дифракционной диссоциации при энергиях 10-100 ГэВ доминируют малые массы, $M_0 \lesssim 2$ ГэВ, эта добавка к Δx практически незначительна при энергиях $E_0 \gg m^2/a$. Можно ожидать увеличения примерно на 15-20% выхода поляризованных протонов за счет неупругих дифракционных процессов.

По-видимому, можно ожидать, что переворот спина нуклона будет невелик и при других механизмах инклюзивной реакции /15/, например, мультипериферическом, который приводит к плавному распределению сечения по переменной M_0^2/s , где $S = 2mE_0 + m^2$. Однако в этом случае нельзя использовать всю область масс рождающейся системы частиц M_0 . При $M_0^2/2p_0 \gg a^{-1}$ все протоны отдачи из-за продольной передачи импульса $\Delta x^{(M_0)} \sim M_0^2/2p_0$ будут попадать в сектора I и 4 рис.1а, приводя тем самым к деполаризации частиц в этих секторах. Поэтому с этой точки зрения, как это уже отмечалось в п.3, нужно отбирать события, когда протоны летят в заднюю полусферу в Л-системе. Это будет отвечать отбору неупругих событий с массой

$$\frac{M_0^2 - m^2}{2p_0} \lesssim a^{-1/2}, \quad /16/$$

где a определено выражением /13/. Поскольку неупругое сечение плавно распределено по всему интервалу масс M_0^2/s , то учет событий, удовлетворяющих условию /16/, увеличит выход протонов, летящих в заднюю полусферу, в отношении

$$R = \frac{(1/ma^{4/2})\sigma_{inel} + \sigma_{el}}{\sigma_{el}} \approx 2. \quad /17/$$

Таким образом, сечение реакции /1/ при вылете протонов в заднюю полусферу с учетом вклада неупругих pp-столкновений равно

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p_2} (p_{211} < 0) \approx 2 \sigma_{el} \frac{b}{a+b} G(0) e^{-b' p_{21}^2 - a p_{211}^2} \quad /18/$$

$/ p_{21}^2 \gg a_0^{-2}$. Здесь мы приняли, что зависимость сечения реакции /15/ от переданного импульса в области масс системы $\frac{M_0^2}{2p_0} \lesssim a^{1/2}$ такая же,

как и у сечения упругого pp-рассеяния. Поляризация вылетающих протонов при малой вероятности переворота спина в реакции /15/ будет близкой к P_2 /см. рис.2, где вместо p_3 следует подставлять $P_{2\parallel}$ /.

6.Перейдем теперь в антилабораторную систему, когда ядро с энергией 20 ГэВ на нуклон будет взаимодействовать с покоящимися протонами. Для этого совершим преобразование Лоренца вдоль импульса \vec{p}_0 с параметрами $\beta = p_0 / (p_0^2 + m^2)^{1/2}$, $\gamma = (p_0^2 + m^2)^{1/2} / m$. При этом нуклоны из секторов 2 и 3 /т.е. из задней полусферы в Л-системе/ будут иметь продольный импульс выше среднего, отвечающего упругой pp-кинематике,

$$\tilde{p}_{2x} = \tilde{p}_{2\parallel} = p_0 + \delta p_{3x} . \quad /19/$$

При p_{3x} в интервале $60 \div 200$ МэВ/с, и $\gamma = 20$ величина добавки δp_{3x} заключена в пределах $1,2 \div 4$ ГэВ/с.

Проинтегрируем сечение /18/ в пределах $60 \text{ МэВ/с} \leq p_{2x} \leq 200 \text{ МэВ/с}$, $200 \text{ МэВ/с} \leq p_{2y} \leq 400 \text{ МэВ/с}$, $-100 \text{ МэВ/с} \leq p_{2z} \leq +100 \text{ МэВ/с}$, что отвечает угловому раствору вторичного пучка в антилабораторной системе $\theta \approx 10^{-2}$. В этих условиях при расстоянии 10м от мишени, на которую падают ядра из нуклотрона /ускорителя ядер/, система формирования вторичного пучка протонов имела бы коллиматор с размерами 10 см \times 10 см при расстоянии 10 см от оси пучка. Сечение /18/, проинтегрированное по такому интервалу, равно примерно 2 мбарн.

При этом нуклоны из секторов 2 или 3 будут поляризованы отрицательно или положительно, и их поляризация будет равна примерно 40%. Это означает, что при рассеянии, отвечающем повороту против /по/ часовой стрелки, более быстрые протоны будут отрицательно /положительно/ поляризованы. Для выделения этих протонов нужно разрешение по импульсу $\leq 1/m\alpha_0$. Интенсивность вторичного пучка поляризованных протонов будет в данных условиях при использовании толстой мишени всего на 2 порядка меньше интенсивности первичного пучка ядер углерода.

7. Разумеется, что выполненные нами расчеты являются модельными. Сделанные выводы, однако, могут быть проверены экспериментально, путем изучения поляризации вылетающих протонов в реакциях $(p, 2p)$ и (p, K, p) на ядрах. Для этого необязательно проводить измерения при высоких энергиях $\gg 10$ ГэВ, вполне достаточно энергий порядка одного или нескольких ГэВ. Впервые проведение поляризационных экспериментов в реакциях $(p, 2p)$ на ядрах было предложено в работе [6].

Проведенный нами расчет существенно опирается на два пункта: 1/ использование простейшей оболочечной модели для волновой функции основного состояния ядра *1 ; 2/ использование метода *SWBA* для расчета вероятности вылета нуклона с данным импульсом из ядра. Если бы волновая функция основного состояния ядра ^{12}C представляла собой /помимо оболочки/ смесь конфигураций $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$, то поляризация выбиваемых протонов могла бы заметно уменьшиться в рассматриваемой постановке эксперимента, когда конечное состояние остаточного ядра не детектируется. Отсутствие поляризации могло бы иметь место при использовании ^{16}O / в простейшей модели все оболочки - S , $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ -у ядра ^{16}O заполнены, а нуклоны, выбиваемые из оболочки $p_{1/2}$, имеют в два раза большую и противоположную по знаку поляризацию по сравнению с нуклонами из $p_{3/2}$ -оболочки/. Таким образом, для наблюдения рассматриваемого явления лучше использовать ядра с незаполненной p-оболочкой. Подчеркнем также, что даже при наличии большой смеси конфигураций "зануление" поляризации вылетающих протонов у большого числа ядер представляется весьма маловероятным. Так что даже в этом случае всегда можно было бы найти подходящее ядро.

Что касается пункта об использовании *SWBA*, то здесь остается неясной роль упругих перерассеяний, которые переводят нуклоны, образовавшиеся первоначально в другом интервале импульсов, в данный интервал. В методе *SWBA* учитывается только убывь нуклонов из данного интервала импульсов. Это обстоятельство может привести к некото-

* На существенность этого предположения нам указал И.С. Шапиро.

рому увеличению сечения. Однако, на наш взгляд, оно вряд ли может привести к сильной деполяризации нуклонов, поскольку деполяризация в основном связана с попаданием в мишень нуклонов, летящих с дальней стороны ядра. А вероятность такого попадания мала, поскольку для средних ядер средняя длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе по крайней мере вдвое меньше диаметра ядра.

Упомянувшиеся в п.2 экспериментальные результаты (1), (3) свидетельствуют в пользу того, что рассматриваемое явление действительно имеет место.

Авторы благодарны И.Ю.Кобзареву, В.М.Колыбасову, Г.А.Лексину, Ю.А.Симонову и И.С.Шапиро за обсуждения и полезные замечания.

Литература

1. Ю.Б.Бажков, Л.С.Воробьев, В.М.Колыбасов, Г.А.Лексин, В.Л.Стодин, В.Б.Фёдоров, В.Д.Хованский. ЯФ, 5, вып.2, 337-340 /1967/.
2. G.Jacob, Th.A.J.Maris, C.Schneider, M.R.Teodoro. Phys.Lett., 45B, No.3, 181 (1973).
3. V.S.Nadejdin, N.I.Petrov, V.I.Satarov. Preprint JINR, E1-7579, Dubna, 1973.
4. R.I.Glauber, E.G.Matthiae. Nucl.Phys., B21, No.1, 135+157 (1970).
5. В.В.Журкин, В.П.Канавец, Л.А.Кондратюк, И.И.Левинтов, В.И.Мартынов, О.Е.Михайлов, Б.В.Морозов, Л.М.Полякова, В.В.Рыльцов, В.В.Соловьев, Т.С.Черкалина, И.М.Иванченко, Н.Н.Карпенко, А.С.Чвыров. Препринт ИТЭФ-103, Москва, 1973.
6. V.M.Kolybasov, I.S.Shapiro. Phys.Lett., 25B, 497 (1967).

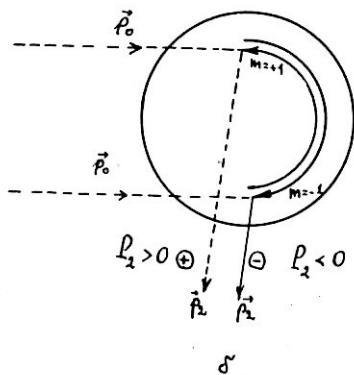
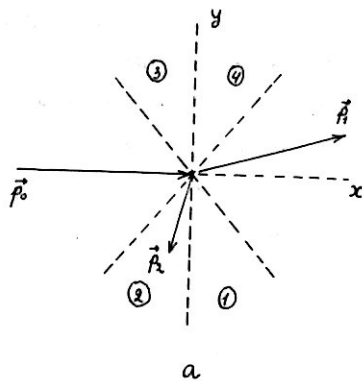


Рис. I

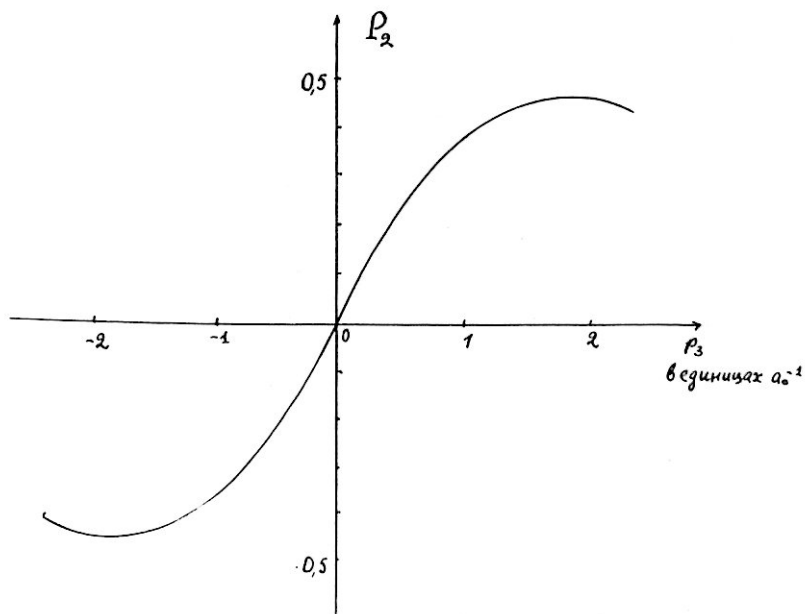
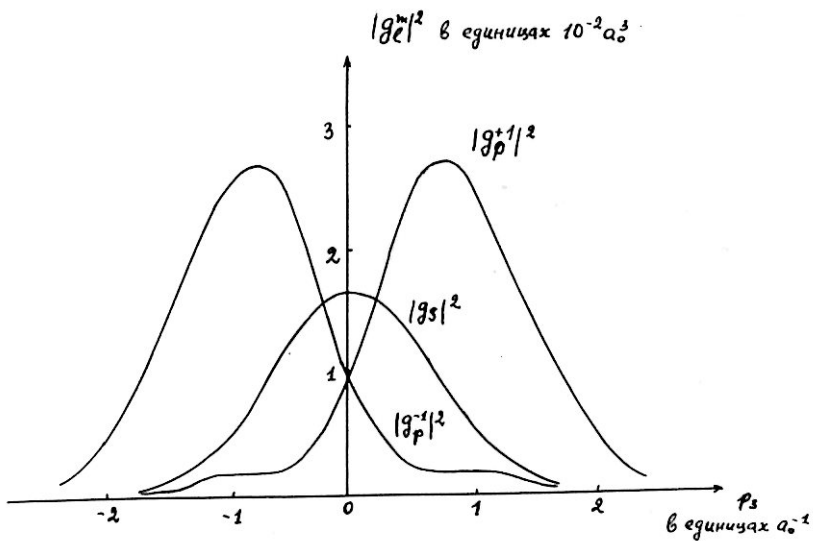


Рис. 2

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ОПЫТАХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ДЕЙТРОНАМИ

В.Л. Любошиц

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

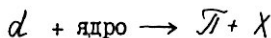
Полное сечение взаимодействия дейтрона с неполяризованной мишенью в принципе зависит от поляризации дейтрона. С учетом сохранения четности эту зависимость можно представить в виде^{/1/}

$$\sigma = a + b \langle T_{20} \rangle,$$

где $\langle T_{20} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (3 \langle m^2 \rangle - 2)$, $\langle m^2 \rangle$ - среднее значение квадрата проекции спина дейтрона на направление импульса. Для неполяризованных дейтронов $\langle T_{20} \rangle = 0$.

Точно такую же структуру имеют и полные сечения отдельных каналов реакций при столкновениях поляризованных дейтронов с неполяризованными ядрами, а также дифференциальные сечения, проинтегрированные по азимутальным углам вылета конечных частиц. Существенно, что в случае нуклонов (спин 1/2) указанная зависимость сечений от поляризации полностью исчезает. Поэтому в рамках импульсного приближения величина b должна быть равна нулю. Следует ожидать, что вклад глауберовских поправок в b мал (в соответствии с оценками^{/1,2/} $b/a \leq 5-10\%$).

По-видимому, представляет интерес экспериментальное изучение зависимости числа кумулятивных π^- - мезонов с энергией $E_{\pi} > \frac{E_d}{2}$ ^{/3/} от поляризации дейтрона. Поскольку кумулятивное рождение π^- - мезонов в реакциях типа



есть чисто коллективный эффект, связанный с взаимодействием дейтрона как единого целого, и импульсное приближение здесь ни в какой мере неприменимо, не исключено, что в этом случае отношение

v/a достигает заметной величины. Наблюдение существенной зависимости выхода высокоэнергичных π^- -мезонов от поляризации дейтрона свидетельствовало бы о вкладе многочастичных сил. За счет прецессии в магнитном поле можно в широких пределах изменять угол между осью квантования спина и импульсом дейтрона, а тем самым и параметр тензорной поляризации $\langle T_{20} \rangle$, определяющий эффект.

Литература

1. Л.И.Липидус. Ядерная физика, 8, 81, 1968.
2. Ч.Цэрэн. Ядерная физика, 8, 909, 1968.
3. А.М.Балдиц, С.Б.Герасимов и др. Ядерная физика, 18, 79, 1973.

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ЯДРАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Г.А. Лексин

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Физические исследования на нуклотроне представляются сегодня весьма перспективными. На этом ускорителе будут возможны такие глобальные эксперименты, как измерения энергетической зависимости полных сечений взаимодействий ядро - ядро, сечений упругого рассеяния ядер на ядрах (в том числе назад), детальное изучение механизма неупругих реакций в духе классических представлений о столкновении квазисвободных нуклонов. В связи с последним пунктом хочется еще раз подчеркнуть полезность опытов по столкновению быстрого ядра с протоном. Хотя, казалось бы, здесь нет новой информации по сравнению с обычными экспериментами по рассеянию быстрых нуклонов ядрами, однако такая постановка задачи имеет ряд методических преимуществ, главное из которых - удобство наблюдения ядра-остатка. Детали постановки соответствующих экспериментов можно найти в ^{/1/}. Остановимся на некоторых менее очевидных направлениях, так или иначе связанных с работами, выполненными в ИТЭФ.

Современные экспериментальные данные указывают, что в ряде случаев ядро выступает как целостная система, для которой существенно взаимодействие составляющих частиц, и представляет собой хорошую модель элементарной частицы, состоящей из партонов. При этом из-за гораздо меньшей энергии связи нуклона в ядре по сравнению с энергией связи партона в нуклоне (или пионе и т.д.) ряд явлений, как кажется, при столкновении ядро-ядро должен начинаться раньше, при меньших начальных энергиях, чем соответствующие явления при столкновении элементарных частиц. Речь идет, например, о явле-

ниях, аналогичных скейлингу /2/. В этом направлении кажутся интересными детальные измерения спектров протонов, дейтронов, α -частиц и т.д. под разными углами, при разных энергиях налетающих ядер, для разных пар сталкивающихся ядер. Сегодня существует гипотеза, основанная пока на ограниченном материале, о том что спектры вылетающих частиц могут быть описаны универсальной функцией, не зависящей от сорта налетающей частицы и ядра-мишени, от энергии налетающей частицы.

Представление о ядре как частице согласуется с ожиданием высоковозбужденных состояний ядра, аналогичных изобарам. Наличия резонансов в системе нескольких барионов можно ожидать из общих соображений и можно видеть, анализируя уже имеющийся экспериментальный материал, опять-таки недостаточный. Речь идет о возможном существовании изоядер /3/. Наблюдение изоядер, несомненно, удобнее при облучении мишени потоком быстрых ядер, тем более если речь идет об экспериментально совсем не исследованной системе нескольких нуклонов.

Кажется, наконец, что в ядерно-ядерных столкновениях могут происходить своеобразные эффекты одновременного рождения двух и более антинуклонов, гиперонов или резонансов, которые могут объединяться в момент рождения (или сразу рождаться) в сложные системы антиядер, дважды (и более) гипер- и изоядер. Поскольку обнаружены такие эффекты, как обратное упругое рассеяние нуклонов ядрами, как кумулятивный эффект, обнаружение предполагаемых реакций не представляется невероятным, более того, их вероятность, скорее всего, выше, чем может быть рассчитана в рамках столкновения систем квазисвободных нуклонов.

Литература

1. Г. А. Лексин . Труды IX-ой Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. ОИЯИ, ДИ-6349, стр. 117-140, 1972.
2. Ю. Д. Банков и др. ЯФ, т. 18, 1246, 1973.
3. Г. А. Лексин . Проблемы современной ядерной физики. Изд. "Наука", Москва, 1972 , стр. 511-531.

Институт ядерных исследований, Варшава

I. Введение

Постройка нуклотрона будет иметь громадное значение для развития физики элементарных частиц и физики атомного ядра. На их стыке ожидается бурное развитие обеих фундаментальных областей современной физики.

Весь опыт постройки ускорителей показывает, что сооружение ускорителя нового типа всегда приводит к новым открытиям, которые, как правило, появляются неожиданно и не входят в начальную программу, обосновывающую постройку ускорителя.

Это надо учитывать, когда предлагается физическая программа на довольно отдаленное с точки зрения быстрого развития физики будущее.

Тем не менее можно указать ряд проблем и направлений, которые должны быть включены в программу исследований на нуклотроне, а выполнение её уже само по себе будет чрезвычайно важным для развития физики.

Ниже приводятся некоторые примеры, причем взаимодействия ядер располагаются в порядке возрастающей сложности.

II. Упругое рассеяние

Упругое рассеяние – самая простая реакция. Имеется теоретический аппарат (оптическая модель, модель многократного рассеяния^{/I/} и т.д.) для описания этой реакции, тем не менее, хотя это может удивлять на первый взгляд, вообще нет ясности, какой вид имеет

волновая функция ядер в случае релятивистских скоростей взаимного движения. Более того, даже в простейшем случае рассеяния дейтронов на дейтронах нет согласия теоретических расчетов Альбери, Бялковского и Бертокки^{/2/} с данными эксперимента Гошо и сотрудников^{/3/}.^{*} Отсюда следует, что здесь имеется проблема как экспериментальная, так и теоретическая, и её решение будет иметь принципиальное значение для понимания взаимодействия двух составных систем в релятивистской области. Значение этой проблемы усиливается тем, что исследование взаимодействия двух составных систем в более доступном для анализа случае соударения двух ядер может служить в будущем своеобразным "полигоном" для решения ещё более сложной задачи — понимания взаимодействия двух нуклонов, если они окажутся составными системами.

III. Когерентное рождение частиц

Это красивое явление было предсказано и описано впервые Ландау, Фейнбергом и Померанчуком^{/4/}, но лишь в последние годы были выполнены эксперименты, в которых этот процесс был исследован более систематически. Среди вопросов, которые выдвинула интерпретация этих экспериментов, главное место занимает, пожалуй, так

* Поскольку это пока единственный эксперимент, при этом выполненный методикой пузырьковой камеры на сравнительно небольшом статистическом материале, преждевременно говорить о противоречии теории и опыта, следует детально исследовать эту реакцию с помощью электронной методики. Первый эксперимент такого типа проводится в ЛВЭ ОИЯИ, причем используется именно ускорение дейтронов до релятивистских скоростей.

называемая проблема "развивающихся состояний" ("evolving states"). Ядро является своеобразным анализатором рождающихся внутри него и развивающихся адронных состояний, что дает возможность "заглянуть" в наиболее короткие промежутки времени. Когерентное рождение во взаимодействии двух ядер имеет ряд интересных особенностей. Рождение частиц происходит в обеих вершинах, должно иметься двойное "когерентное усиление" ($\sigma \sim A_1^{2/3} A_2^{2/3}$). Получаемая картина ввиду аналогии с дифракционной диссоциацией в нуклон-нуклонных соударениях может помочь разобраться и в последнем процессе.

Более широкий класс явлений, полугогерентные процессы, в которых ядро переходит в определенное возбужденное состояние, может быть также предметом интересных исследований рождения систем с определенными квантовыми числами. Исследования в этом направлении лишь начинаются.

IV. Ядерная спектроскопия

Четыре предыдущих пункта имеют значение для физики элементарных частиц. Но нуклотрон будет очень мощным орудием для исследований в области ядерной физики. Среди громадного количества новых возможностей можно указать несколько. Начнем со спектроскопии.

Впервые откроется возможность иметь дело с возбужденными состояниями, которые распадаются, двигаясь со скоростью, близкой к скорости света. Поэтому распад короткоживущих состояний будет происходить в некотором промежутке пространства, который можно будет косвенным образом и даже непосредственно измерить (этот промежуток будет удлинен ввиду значительной величины лоренц-фактора движущегося ядра).

Взаимодействия частиц высоких энергий являются источниками генерации далеких от линии стабильности ядер, и в ряде лабораторий

выполняются обширные программы (например, программа "ISOLDE" в ЦЕРНе) поиска и спектроскопических исследований нейтроноизбыточных либо нейтронодефицитных ядер. Если вместо протонов с ядрами мишени будут сталкиваться сложные ядра, то возможности образования необычных ядер увеличиваются и ещё более экзотичные ядра могут стать объектом исследований.

Очевидной и чрезвычайно важной является возможность открытия сверхтяжелых ядер.

У. Фрагментация ядер

Одним из наиболее интересных с точки зрения потенциальных возможностей объектов исследования в ядерной физике, хотя ещё малоизвестным и малопризнанным, является фрагментация ядер /5/. Этому явлению не придавалось большого значения в прошлом, но есть все основания полагать, что в этой области будут в ближайшем будущем развернуты очень интенсивные и плодотворные исследования. Это мнение связано со следующими обстоятельствами.

Явление фрагментации ядра, т.е. развала ядра на большое количество осколков, обусловлено таким взаимодействием частицы-снаряда с ядром, в котором ядру передается большая энергия возбуждения, сравнимая с полной энергией связи ядра.

Возникает потенциальная возможность исследовать свойства ядерного вещества в таких условиях, которые недоступны в области привычных для ядерной физики энергий. Кстати, такие экстремальные условия могут существовать внутри звезд, чем и вызван дополнительный интерес к этому явлению с точки зрения астрофизики.

Сама фрагментация обнаруживает, несмотря на всю сложность процесса, очень простые закономерности, которые в будущем по мере накопления опытных данных будут расшифрованы. В этой связи уместно отметить, что явление фрагментации ядер имеет ряд аналогичных черт

с явлением "фрагментации нуклонов" /6/. Уже сейчас следует отметить, что некоторые новые понятия теории ядерных реакций, такие, как понятие переходных состояний (на стыке понятий составного ядра и прямых взаимодействий), возникли под воздействием попыток интерпретации фрагментации ядер (см. работы Эриксона, Гриффина, Миллера).

В результате фрагментации, как уже отмечалось, рождаются с большими сечениями необычные ядра. Так, например, в работах Гайда и сотрудников (см. /6/) в результате исследований соударений протонов 6 ГэВ с ядрами свинца обнаружены такие новые экзотические ядра, как ${}^{11}_{Li}$, ${}^{14}_B$, ${}^{15}_B$, ${}^{17}_C$.

Характерные черты явления фрагментации проявятся ещё четче, если вместо протонов будут применены сложные ядра. Кроме этого, само явление фрагментации можно будет исследовать экспериментально в новой постановке потому, что кроме фрагментации мишени, которую часто трудно наблюдать, будет происходить фрагментация налетающего ядра.

VI. Другие применения

На нуклотроне могут быть развернуты обширные исследования в самых разных областях (часть из них указана в предложенной для баэатрона экспериментальной программе).

Перечислим несколько характерных применений:

- в химии, биологии, медицине и космонавтике в связи с воздействием тяжелых ионов на вещество;
- в астрофизике и космологии в связи с исследованием фрагментации ядер с точки зрения образования ядер внутри и на поверхности звезд и их распространения в космическом пространстве;
- в физике твердого тела и технологии материалов в связи с исследованием воздействия релятивистских ионов на разные вещества.

Литература

1. R.J.Glauber. Lectures in Theor. Physics, Ed.W.E.Brittin, New York Interscience, 1959; W.Czyz, L.Maximov. Ann. Phys, 52 (1969).
2. G.Alberi, L.Bertocchi, Bialkowski G. Nucl. Phys, B17, 621 (1970); N.Cimento Letters, 3, 108 (1970).
3. A.T.Goshaw et al. Phys.Rev.Lett., 23, 990 (1969); 25, 164, 249 (1970)*.
4. E.L.Feinberg. II-nd International conference on elementary particles Aix-en-Provence. Journal de Physique, Suppl. 34, CI-356 (1973).
5. A.M.Roskanzer et al. P.R.Letters, 17, 1274 (1966); Phys, Lett., 27B, 414 (1968); E.K.Hade et al. Phys.Rev., C3, 882 (1971); 4, 1759 (1971); H.H.Heckmann et al., Phys.Rev. Lett, 28, 926 (1972).
6. P.Zielinski. Acta Physica Polonica, Ser. B. vol.5, N4, p.531, (1974).

ПОИСК И ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ

АДРОННОГО ТИПА

М.Г.Шафранова

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Одной из физических задач, которые будут поставлены на нуклотроне, по-видимому, окажется поиск и изучение возбужденных ядерных систем типа изоядер - многобарийонных ядерных образований, в которых один или несколько нуклонов заменены на изобару M^* , Δ или др., а также ядерных образований типа изогиперядер, в которых отдельные нуклоны заменены на изобары со странностью.

Обзор экспериментальных данных, свидетельствующих в пользу существования упомянутых систем, содержится в [1,2]. Масса такой системы

$$M^* = M_{\text{нуклонов}} + M_{\text{изобар}} .$$

Вопрос о возможности существования изоядер обсуждается в ряде теоретических работ [3-5]. В [4], в частности, оценивается сечение генерации Δ - изоядер \mathcal{L} - мезонами при малых переданных импульсах и энергиях ≥ 1 ГэВ. Показано, что оно может достигать 1 мбарн/ср.

Кроме прямых методов, используемых обычно для идентификации связанных состояний (метод эффективных масс, метод недостающих масс), одним из способов поиска и изучения таких систем может служить измерение эриксоновских флюктуаций. Э.ф. возникают в сечениях реакций, идущих через промежуточное связанное состояние.

Роль эриксоновских флюктуаций в ядерных реакциях становится существенной в случае, когда при росте энергии расстояние между уровнями возбуждения системы D падает, а ширина уровней Γ (Γ имеет также смысл обратного времени жизни) растет и появляется область, в которой $D \ll \Gamma$.

В таких условиях, когда плотность уровней велика ($D \ll \Gamma$),

при каждой энергии в амплитуду реакции дают вклад многие уровни и применяется статистический подход. Вначале сечение реакции, идущей через промежуточное компаунд-состояние, представлялось как сумма некоторого сечения для средней амплитуды и флюктуирующей части, которая при достаточно большом энергетическом разбросе пучка $\Delta E \gg \Gamma$ должна падать.

Эриксоном [6], Бринком и Стефеном [7] было показано, что если фазы амплитуды каждого отдельного уровня можно считать независимыми, то при данной энергии E можно получить любое сечение вплоть до нулевого. Для некоторых реакций, а именно, идущих через промежуточное связанное состояние, нулевое значение сечения является наиболее вероятным.

Немоноэнергетичность пучка приводит к тому, что наблюдается усредненное по энергии сечение и на его фоне флюктуации не обнаруживаются. Для того, чтобы наблюдать эриксоновские флюктуации, нужно иметь достаточно моноэнергетичный пучок, удовлетворяющий требованию: $\Delta E \ll \Gamma$. Наличие флюктуаций такого типа достаточно надежно подтверждено экспериментом в области низких энергий. Те же рассуждения могут быть применены и к случаю, когда основную часть амплитуды составляет амплитуда прямой реакции. Амплитуда упругого рассеяния A^{ee} при этом выражается следующим образом:

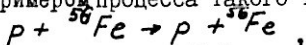
$$A^{ee} = A^c(\theta) + A^f(\theta).$$

A^c - амплитуда прямой реакции,

A^f - флюктуирующая часть амплитуды.

Основной член A^c описывает обычный дифракционный пик.

Классическим примером процесса такого типа может служить реакция



которая изучалась в работе [8] в области энергий 9,3 - 9,6 МэВ

с шагом от 2 до 5 КэВ в интервале углов 63° – 171° . (Такая частота точек по энергии необходима, чтобы разрешить эриксонсовские флюктуации, поскольку в этом случае средняя ширина резонансов $\Gamma \approx 3$ КэВ). На рис. I приведено сечение этой реакции, оно имеет характерные максимумы и минимумы, а при фиксированном угле при изменении энергии наблюдаются заметные эриксонсовские флюктуации. Флюктуации можно наблюдать и в t -зависимости (или в угловой зависимости) сечения, однако это труднее, поскольку средняя ширина пиков или минимумов не может быть много меньше, чем $\Delta\theta \approx 180^{\circ}/\ell_{max}$ где $\ell_{max} \approx pR$ - максимальный угловой момент (p -импульс в с.ц.м., R -радиус взаимодействия). Во многих случаях $\Delta\theta$ сравнимо с расстоянием между дифракционными максимумами и минимумами. Исследование эриксонсовских флюктуаций дает возможность определить плотность уровней ρ (число уровней в определенном энергетическом интервале) при условии, что эта плотность велика и разделение отдельных уровней невозможно. Подобная ситуация может возникнуть в адронной физике при энергиях порядка нескольких ГэВ и выше, например, когда при взаимодействии частицы (или ядра) с ядром может образоваться целый спектр изоядер. Сам факт наблюдения эриксонсовских флюктуаций в этом случае будет свидетельством в пользу существования связанных систем. Флюктуации в сечениях можно наблюдать при выполнении следующих условий:

а) экспериментальное энергетическое разрешение мало по сравнению с типичной шириной, характеризующей энергетическую структуру сечения;

б) экспериментальное угловое разрешение мало по сравнению с шириной, ожидающейся в угловой структуре сечения.

В качестве характерной ширины уровней Γ в адронной физике была принята величина порядка π -мезонной массы.

Было предпринято несколько попыток поиска эриксоновских флюктуаций в адронной физике. В 1966 г. Аллаби и др. [9] искали этот эффект в реакции упругого p - p рассеяния при импульсе 16,9 ГэВ/с в интервале углов 67° - 90° и получили отрицательный результат. Далее, Экелоф и др. [10] изучали ту же реакцию при фиксированном $\theta_{cm} = 90^\circ$, варьируя E с малым шагом. Флюктуаций не наблюдалось. Отсутствие ожидаемого эффекта, возможно, связано с тем, что в pp -системе не было обнаружено связанных состояний. Возможно, точность эксперимента не была достаточной, поскольку вклад флюктуирующей части сечения мог быть значительно меньше ошибок эксперимента. Этот отрицательный результат на некоторое время привел к прекращению поиска флюктуаций в области физики высоких энергий.

Вместе с тем теоретические основы этого явления носят общий характер и поэтому должны быть применимы к данной области физики. В последние годы была сделана попытка найти э.ф. в π - p взаимодействии, которое изобилует резонансами.

На основе экспериментальных данных о рассеянии π - p , π - \bar{p} вперед и назад в интервале энергий 2-3,5 ГэВ (с.ц.м.) в [11] и [12] были сделаны оценки вклада флюктуирующей амплитуды.

В [11] предполагалось, что $\Gamma = m_\pi$, плотность уровней $\rho(m) = \frac{c}{m^{5/2}} \exp\left[\frac{m}{\kappa T_0}\right]$ (по Хагедорну) с $\kappa T_0 = 160$ МэВ, $c = m_\pi^{5/2}/3$. Флюктуирующая часть сечения при $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ выражается следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} F(0^\circ, 180^\circ) = X^2 \frac{1}{N} \frac{d\sigma^c}{dt}(0^\circ); \quad X = 1 - \frac{\sigma_{tot}(E)}{\sigma_{tot}(\infty)}; \quad N = \Gamma \cdot \rho.$$

Нефлюктуирующая часть бралась в виде экспоненты от энергии, коэффициенты которой оценивались на основе экспериментальных данных. Таким образом, было получено, что $\sigma(\pi^-p)/\sigma(\pi^+p) = 10 \pm 5$. Среднее расстояние между уровнями при $P_{\text{лаб}} = 5$ ГэВ/с для π^-p оказалось ~ 20 КэВ. Большая плотность уровней для реакции π^-p по сравнению с реакцией π^+p подтверждается теоретически и экспериментально. Флюктуирующее сечение составляет доли микробарна при импульсе 4–5 ГэВ/с.

Трудность поиска э.ф. в адронной физике связана с получением достаточно моноэнергетических пучков с большой интенсивностью, позволяющих изучать сечения порядка долей микробарна.

В эксперименте группы Лундби по π - p рассеянию на большие углы при 5 ГэВ/с [13] данные были разбиты на две группы в зависимости от величины импульса первичной частицы с интервалом 80 МэВ/с. Было показано, что в дифференциальном сечении π^+p -рассеяния за пределами экспериментальных ошибок наблюдаются флюктуации, которые могут быть интерпретированы как э.ф.. Для того, чтобы продемонстрировать эффект, для каждого t отбирались события, входящие в группу с большим значением первичного импульса (N^+) и события, входящие в группу с меньшим значением (N^-). На рис. 2 приведены результаты измерения параметра асимметрии

$$A = \frac{(N^+ - N^-)}{(N^+ + N^-)}$$

для событий упругого π^+p -рассеяния. Рис. 2 иллюстрирует наличие флюктуаций, которые могут быть интерпретированы как Эриксонские.

В связи с этим вопросом представляет большой интерес исследование рассеяния на ядрах с большими переданными импульсами.

На рис.3 приведено дифференциальное сечение упругого p - ^4He рассеяния при $E_{\text{лаб}} = 1 \text{ ГэВ}$ [14]. Обращает на себя внимание тот факт, что в области $t/\tilde{t} \approx 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$, где сечение падает на 5-6 порядков по сравнению с оптической точкой, имеется указание на нарушение типичной дифракционной картины. Возможно, в этой области мы сталкиваемся с ситуацией, когда существенную роль в сечении начинает играть флуктуирующая часть.

Одним из способов изучения изоэнергетических и подобных им возбужденных состояний ядер может служить исследование двухчастичных реакций при взаимодействии ядро-ядро. При этом на фоне прямой реакции должны наблюдаться Эриксоновские флуктуации, если возбужденные состояния возникают. Для изучения таких реакций может быть использован метод многократных проходов внутреннего пучка ускорителя через тонкую мишень [15]. Большая интенсивность внутреннего пучка ($\sim 10^{12}$ частиц в импульсе) и высокая кратность прохождения мишени ($\sim 10^4$ раз) дают возможность изучать процессы, идущие с сечениями порядка долей микробарна. Применение известных детекторов (полупроводниковых, диэлектрических) позволяет идентифицировать ядра с различными Z . Для идентификации легких ядер могут применяться полупроводниковые детекторы. Рис. 4а,б иллюстрируют возможности диэлектрических детекторов в идентификации ядер вплоть до самых тяжелых [16]. С помощью внутреннего пучка ускорителя можно изучать энергетическую зависимость процессов (в частности, э.ф.), используя интервалы по энергии $\sim 10 \text{ МэВ}$.

Ускорение ядер дает возможность изучения кратно возбужденных ядер - многобарионных ядерных образований, в которых несколько нуклонов заменены изобарами.

В заключение автор выражает благодарность В.А.Никитину за полезные обсуждения.

Литература

1. Г.А.Лексин. Материалы 3-ей школы ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 548 (1968).
2. Г.А. Лексин. Экспериментальная ситуация с исследованием многонуклонных резонансов, препринт ИТЭФ, № 854 (1971).
3. W.Gale and Ian. D.Duck. Nucl. Phys., 88, 109 (1968).
4. Л.А.Кондратьев, И.С.Шапиро. Я Ф, 12, вып. 2, 401 (1970).
5. Карманов и др. ЖЭТФ, 61, 2185 (1971); Доклад на международном семинаре "Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами", ИТЭФ, 10-12 сентября (1973); Письма ЖЭТФ, 14, 127 (1971).
6. T.Ericson, Phys. Rev. Lett., 5, 430 (1960); Ann. of Phys., 23, 390 (1963).
7. D.M.Brink, R.O.Stephen, Phys. Lett., 5, 77 (1963).
8. J.Ernst, P. von Brentano and T.Mayer-Kuckuk. Phys. Lett., 19, 41 (1965).
9. J.V.Allaby et al. Phys. Lett., 23, 389 (1966).
10. C.W.Akerlof et al. Phys. Rev., 159, 1138 (1967);
B.B.Brabson et al. Phys. Rev. Lett., 23, 1306 (1969).
11. S.Frautschi, Nuovo Cimento, 12A, 133 (1972).
12. P.J.Carlson, Phys. Lett., 45B, 161 (1973).
13. F.H.Schmidt et al. Phys. Lett., 45B, 157 (1973).
14. H.Palevsky et al. Phys. Rev. Lett., 18, 1200 (1967).
15. В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г. Шафранова. ПТЭ, 6, 18 (1963); ЖЭТФ, 46, 1608 (1964).
16. P.B.Price and R.L.Fleischer .
Ann. Rev. Nucl. Science, 21, 295 (1971) (Identification of Energetic Track Nuclei with Solid Dielectric Track Detectors. Applications to Astrophysical and Planetary Studies);
R.L.Fleischer, P.B.Price, R.M.Walker. Ann.Rev.Nucl.Sci., 15, 1 (1965).

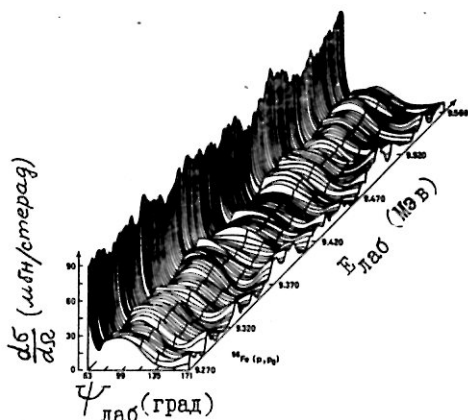


Рис.1. Сечение реакции $p + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow p + {}^{56}\text{Fe}$, измеренное с шагом 2-5 КэВ вблизи 9,4 МэВ /8/.

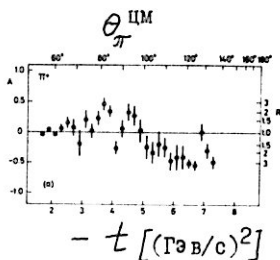


Рис.2. Параметр асимметрии A как функция θ в π^+ р-рассеянии, R - отношение большего числа событий в ячейке θ к меньшему числу событий /13/.

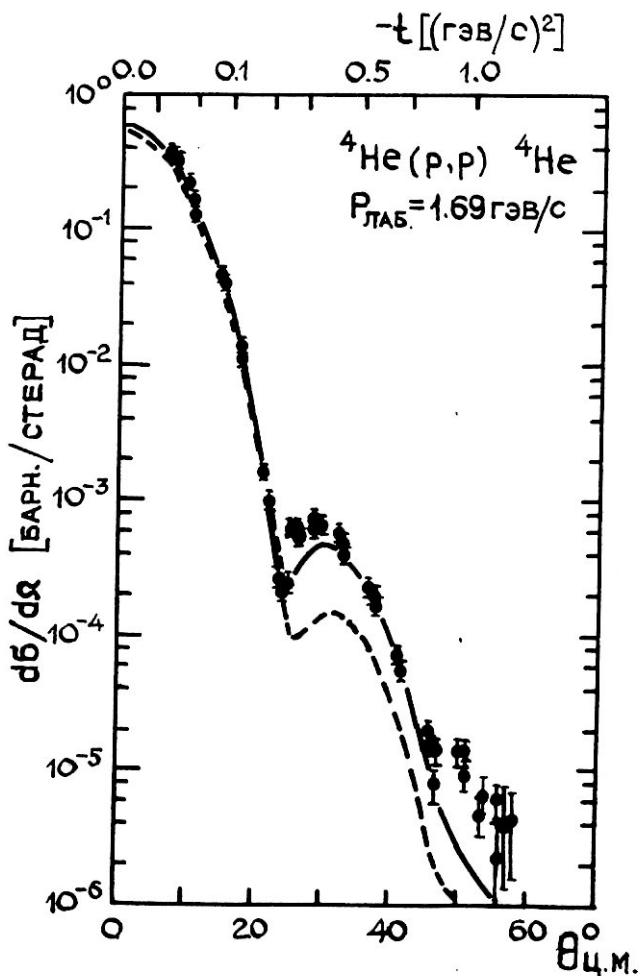


Рис.3. Дифференциальное сечение упругого $p\text{-}{}^4\text{He}$ рассеяния по данным /4/. Сплошная и пунктирная теоретические кривые рассчитаны соответственно с учётом и без учёта корреляций нуклонов в ядре.

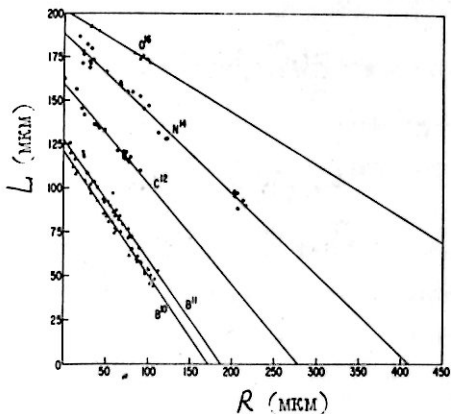


Рис. 4а. Зависимость длины протравленного конуса (в мкм) от остаточного пробега ионов, отсчитанного от остановки следа.

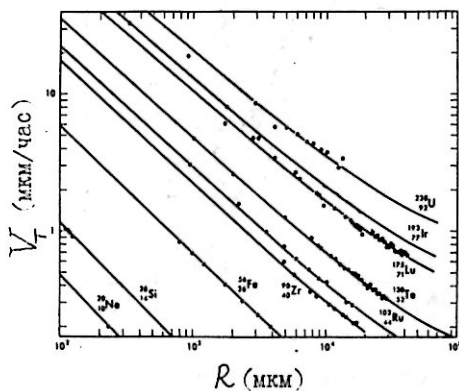


Рис. 4б. Зависимость скорости травления V_T (мкм/час) от остаточного пробега ионов, отсчитанного от остановки следа.

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА НУКЛОТРОНЕ

М.И.Подгорецкий

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

I. В настоящее время изучение гиперядер находится в своей начальной стадии: за двумя-тремя исключениями, относящимися к самым мелким гиперядрам, времена их жизни не известны, энергия связи известна только для основных состояний и малых атомных номеров. Для дальнейшего развития этой интересной области ядерной физики необходимо существенное увеличение объема экспериментальных данных. Проектируемый нуклотрон кажется здесь очень перспективным, а в одном отношении — для измерения времени жизни — незаменимым.

а) Измерение времени жизни гиперядер

При столкновении релятивистского ядра с ядерной мишенью образующееся ядро примерно в половине случаев также окажется релятивистским и будет обладать известным заранее значением величины β . Это позволит производить прямые измерения времени жизни, так как до своего распада такое гиперядро пройдет путь, равный нескольким сантиметрам.

б) Наличие интенсивного пучка выведенных протонов высокой энергии дает возможность создать интенсивные пучки K^- -мезонов с импульсом 500+600 МэВ/с. Это позволит осуществить эксперименты по генерации гиперядер любого заранее заданного типа и обнаружению присущих им возбужденных состояний (см. ЖЭТФ, 44, 695, 1963). Суть дела сводится к тому, что в элементарной реакции $K^- + N \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ при $p \sim 550$ МэВ Λ^0 — частица почти покоится в лабораторной системе координат, если отбрасываются события, в которых π^- -мезон летит в узком телесном угле вперед. Поэтому с тем большей вероятностью образуются гипер-

ядра, атомный номер которых предопределяется атомным номером используемой ядерной мишени. Измерение импульса вторичных π -мезонов, которое в этой области может быть произведено с большой точностью, позволит также получить сведения об энергии связи Λ^0 -частицы для основного и возбужденных состояний гиперядер.

2. В течение нескольких последних лет в ЛВЭ были разработаны теоретические основы нового метода изучения взаимодействия элементарных частиц и ядер, основанного на сопоставлении парных корреляций тождественных и нетождественных частиц. Указанный метод, позволяющий получить сведения о пространственно-временной структуре взаимодействия, требует наличия интенсивных пучков протонов и ядер, обладающих различными значениями энергии в области нескольких десятков ГэВ. В частности, представляет физический интерес исследование зависимости парных корреляций от размеров сталкивающихся элементарных частиц и ядер.

3. При достаточно высоких энергиях взаимодействия элементарных частиц становятся настолько сложными, что естественно ожидать появления флуктуаций эффективного сечения, аналогичных эриксоновским флуктуациям в ядерной физике. Изучение свойств таких флуктуаций, могущее составить новое направление в физике элементарных частиц, требует наличия интенсивных пучков протонов и ионов, обладающих энергиями от нескольких ГэВ до нескольких десятков ГэВ.

НЕКОТОРЫЕ СООБРАЖЕНИЯ ПО ПОВОДУ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
НА НУКЛОТРОНЕ

В.Г.Гришин

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Исследование масштабных свойств сильных взаимодействий
в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях

1. В настоящее время практически отсутствуют экспериментальные данные по адрон-ядерным взаимодействиям при $E \geq 1$ ГэВ. В то же время одно из новых принципиальных направлений в физике сильных взаимодействий - исследование масштабных (автомодельных) свойств сильных взаимодействий - нуждается в этой важной информации. По отрывочным экспериментальным данным и теоретическим соображениям предсказывается наступление асимптотического поведения процессов множественного рождения на ядрах при значительно меньших энергиях, чем в адрон-адронных взаимодействиях (уже при $E \approx 1$ ГэВ).

С другой стороны, такое же предсказание вытекает из партонной модели, где наблюдение скейлинга на ядрах связывается с такой важной характеристикой динамики сильных взаимодействий, как "слияние" всех нуклонов ядра в одно целое.

В связи с этим представляет принципиальный интерес провести систематическое исследование процессов рождения заряженных и нейтральных частиц в реакциях $p + A_i$ ($i=12 \div 100$) и $A_i + A_j$ ($i, j=2, 4, \dots, 100$) при $E \geq 5$ ГэВ (энергия на нуклон).

2. Эксперименты обзорного типа могут быть выполнены на пузырьковых камерах (4 π -геометрия) с наполнением водородом, дейтерием, гелием, пропаном, неоном и ксеноном.

Для этой цели лучше иметь пузырьковую камеру размером $0,5 \times 0,5 \times 2$ мЗ, которую можно наполнять разными жидкостями. Если её нет, то эти эксперименты можно выполнить на 2-метровой пропановой камере, 1-метровой водородной (дейтериевой) и 55-сантиметровой ксеноновой камере, которые уже работают в ЛВЭ ОИЯИ. Необходимая статистика ≈ 50 тыс. событий, что соответствует ≈ 50 тыс. кадров для каждого вида облучения. В этом случае масштабная инвариантность в центральной области будет изучена с точностью $\approx 5\%$, в области фрагментации - $\approx 8\%$.

3. Представляет принципиальный интерес изучение динамики сильных адрон-нуклонных взаимодействий по адрон-ядерным взаимодействиям. Из-за вторичных взаимодействий внутри ядерного вещества ядра являются прекрасным анализатором пространственно-временной структуры адрон-нуклонных взаимодействий с разрешением 10^{-13} см и 10^{-23} сек. Для этой цели необходимо облучение $h+p$ и $h+Ai$. Из данных по $h+p$ вычисляется ожидаемый результат для $h+Ai$. Отклонение от него и служит основанием для заключений о пространственно-временной характеристике $h+p$ -взаимодействий. Первые результаты по этому вопросу уже получены в экспериментах по Pp -и $P^{12}C$ -взаимодействиям при $p=40$ ГэВ/с на двухметровой пропановой камере.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ГИПЕРОНОВ И МНОГОБАРИОННЫХ
РЕЗОНАНСОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Б.А.Шахбазян, П.П.Темников, А.А.Тимошина

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Ускорение ионов различных элементов до релятивистских энергий, как было показано А.М.Балдиным^{/1/}, открывает новую область исследований, получившую название релятивистской ядерной физики.

Появляется возможность проверки в нетривиальных условиях такого фундаментального принципа, как масштабная инвариантность в сильных взаимодействиях, а также возможность исследования кумулятивного эффекта, обнаруженного в ЛВЭ ОУЯИ^{/2/}, который, помимо глубокого теоретического интереса, может иметь и практическое применение. Оно заключается, например, в создании на ускорителях типа синхрофазотрона пучков вторичных частиц с энергиями, значительно превосходящими достижимые при ускорении протонов. Имеется широкий спектр прикладных проблем, для успешного решения которых необходимо развитие релятивистской ядерной физики.

Здесь мы рассмотрим новые перспективы, открываемые перед гиперонной физикой.

Следует отметить, что к настоящему времени роль странных частиц в сильных взаимодействиях изучена недостаточно.

Объясняется это, по-видимому, тем, что в области энергий до 50 ГэВ сечения образования странных частиц, в частности гиперонов, составляют малую величину, не превосходящую нескольких процентов от полных сечений. Однако в поведении сечений рождения, например, Λ -гиперонов, в $\bar{p}p$ - и pp - взаимодействиях наблюдается существенная разница.

Если в $\bar{p}p$ -взаимодействиях отношение полного сечения рождения Λ -гиперонов $\sigma_{\Lambda}^{\bar{p}p}$ к полному сечению $\sigma_T^{\bar{p}p}$ взаимодействий равно $\frac{\sigma_{\Lambda}^{\bar{p}p}}{\sigma_T^{\bar{p}p}} = 0,03$ и остается практически постоянным, то в pp -взаимодействиях с ростом энергии оно растет и довольно значительно.

Так, $\frac{\sigma_{\Lambda}^{\bar{p}p}}{\sigma_T^{\bar{p}p}} = 9 \cdot 10^{-3}$ при 5,5 ГэВ/с ($\sigma_{\Lambda}^{\bar{p}p} = 0,368$ мбарн), $3 \cdot 10^{-2}$ при 25 ГэВ/с ($\sigma_{\Lambda}^{\bar{p}p} = 1,2$ мбарн) и достигает $8 \cdot 10^{-2}$ при 205 ГэВ/с ($\sigma_{\Lambda}^{\bar{p}p} = 3,2$ мбарн). Еще разительнее рост сечения рождения $K\bar{K}$ пар в pp -столкновениях. Оно меняется от десятков микробарн при 5,5 ГэВ/с до ~ 10 мбарн при 205 ГэВ/с, что составляет уже $\sim 25\%$ от полного сечения pp -взаимодействий^{/3/}. Быстрый рост сечения рождения $K^0\bar{K}^0$ -пар наблюдается также и в $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

Складывается впечатление, что роль странных частиц в сильных взаимодействиях растет с ростом энергии.

Поскольку при столкновениях релятивистских ядер следует ожидать больших энерговыделений, то можно думать, что даже при умеренных энергиях на нуклон, доступных на синхрофазотроне, выход гиперонов должен быть значительным.

Это позволит поставить исследования по гиперонной физике на широкую основу уже на синхрофазотроне.

В силу вышеуказанных причин перспективы гиперонной физики на проектируемом в настоящее время нуклотроне должны быть еще лучше.

Нами произведена оценка сечений различных процессов с рождением странных частиц, и прежде всего гиперонов, и предложены проекты экспериментов, доступных различным методикам. Все расчеты выполнены в двух вариантах:

1. Опыты на синхрофазотроне при $pc = 5,5$ ГэВ/н,
2. Опыты на нуклотроне при $pc = 25$ ГэВ/н.

Наибольший интерес, с нашей точки зрения, представляют следующие направления гиперонной физики.

I. Поиск многобарионных резонансов и исследование их свойств в зависимости от полного гиперзаряда.

Работы, выполненные в ЛВЭ ОИЯИ^{/4/}, привели к заключению о том, что, по-видимому, резонансы в многобарионных, а также и во всех адронных системах, возможны для значений гиперзаряда, не превышающих единицы: $Y \leq 1$. Этот результат был получен для диапазона значений гиперзаряда $Y = 0-6$. Релятивистская ядерная физика позволит существенно расширить этот диапазон за счет систем, содержащих много гиперонов.

Таким образом, это направление позволит получить сведения о резонансных взаимодействиях барионов путем изучения двух-и много-барионных систем с положительной энергией связи, претерпевающих быстрый распад по каналам сильных взаимодействий. Средняя продолжительность жизни таких состояний $\sim 10^{-23}$ сек.

2. Поиск и исследование сверхстранных ядер, т.е. гиперядер со странностью $|S| \geq 2$.

Известно, что помимо "обыкновенных" гиперфрагментов, в которых один из нуклонов замещен Λ -гипероном, возможны также и так называемые двойные гиперфрагменты, в которых два нуклона замещены двумя Λ -гиперонами.

Можно ожидать, что число замещенных нуклонов может быть и больше двух. Возможность существования таких объектов обсуждалась в работе^{/5/}.

Поскольку доминирующим механизмом адронных взаимодействий является периферический механизм, для которого характерен средний поперечный импульс ~ 300 МэВ/с, то такого же порядка должен быть средний поперечный импульс Λ -гиперонов, родившихся в ядре. Продольные импульсы Λ -гиперонов, родившихся в столкновениях

нуклонов сталкивающихся ядер и летевших с малыми поперечными импульсами в заднюю полусферу (с.ц.м. N/N), в системе ядра будут иметь значения ~ 300 МэВ/с. Следовательно, часть родившихся Λ -гиперонов будет обладать импульсами порядка ферми-импульса нуклонов ядра-мишени в его системе покоя. Поскольку ядро до реакции не содержало Λ -гиперонов, то принцип Паули не запрещает захват, например, двух медленных Λ -гиперонов на нижний уровень и т.п. Поэтому сверхстранные ядра могут послужить источником информации о свойствах ядерного вещества при плотностях, превышающих нормальные ядерные плотности. Могут быть получены также сведения относительно времени жизни Λ -гиперонов в ядерном веществе.

Не исключено, что такие сверхтяжелые ядра явятся микроскопической короткоживущей моделью сгустков или "проб" вещества барионных звезд, содержащих наряду с нуклонами также и гипероны. Как известно, существование таких форм звездного вещества было предсказано В.А.Амбарцумяном и Г.С.Саакяном^{/6/}.

Следовательно, второе направление гиперонной физики сводится к исследованию многобарионных систем с отрицательной странностью $S < -1$ и отрицательной энергией связи, претерпевающих медленный распад (не исключены и стабильные системы) по каналам слабых взаимодействий. Средняя продолжительность жизни таких систем ожидается $\geq 10^{-10}$ сек.

3. Исследование сверхплотных состояний ядерного вещества:

$$\rho \gg 2.2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

В лобовых столкновениях тяжелых релятивистских ядер (в идеальном случае - ядер Урана), когда длина пробега нуклона в ядерном веществе значительно меньше размеров образовавшейся системы, может возникнуть релятивистская ударная волна. Расчеты показыва-

ют, что при энергии ~ 25 ГэВ/н плотность сжатого ядерного вещества превзойдет нормальную примерно на два порядка величины.

Образование в таком сгустке сильно нагретого ядерного вещества, помимо десятков пионов, также и значительного числа гиперонов может привести к качественно новым явлениям.

Возможно, в частности, удастся наблюдать и исследовать в лабораторных условиях динамику образования и распада сверхплотных состояний протозвездной материи, на существование которой, согласно В.А. Амбарцумяну, указывает ряд астрофизических наблюдений^{/7/}.

Таким образом, третье направление гиперонной физики предполагает изучение лобовых столкновений релятивистских ядер с возможно большими и близкими атомными числами. Совершенно ясно, что выполнимость очерченной программы находится в прямой зависимости от величины сечений образования гиперонов в столкновениях релятивистских ядер.

Вычисление сечений

Оценка сечений интересующих нас процессов выполнена в два этапа^{/8/}. На первом этапе рассматривается прохождение нуклона сквозь ядро и вычисляются вероятности рождения гиперонов в последовательных столкновениях N/N . Полученные вероятности далее используются для более сложного случая прохождения ядра сквозь ядро.

Рассмотрим случай прохождения нуклона сквозь ядро A . Если нуклон релятивистский, то условия для импульсного приближения выполнены и можно вычислить вероятности рождения гиперонов в последовательных столкновениях.

При радиусе ядра R см, плотности нуклонов в ядре A , равной

ρ см⁻³, среднее число столкновений, вызываемых нуклоном, равно $q = 2R\sigma_T\rho$. Для легких ядер (до рассмотренного нами углерода, ¹²C включительно) $q = 2$, для более тяжелых $q \approx 4$. Тогда вероятность рождения Λ -гиперона в n из q возможных столкновений можно вычислить из закона Бернулли:

$$P_n^{\Lambda} = \frac{q!}{n!(q-n)!} \left(\frac{\sigma_{\Lambda}^{NN}}{\sigma_T^{NN}} \right)^n \left(1 - \frac{\sigma_{\Lambda}^{NN}}{\sigma_T^{NN}} \right)^{(q-n)}$$

Доминирующей здесь будет вероятность P_1^{Λ} , т.к. даже при нуклонных энергиях $\frac{\sigma_{\Lambda}^{NN}}{\sigma_T^{NN}} = 3 \cdot 10^{-2}$. Имея P_1^{Λ} , можно оценить вероятность рождения Λ -гиперонов N нуклонами из B нуклонов налетающего ядра B .

2. Будем считать, что бомбардирующее ядро B состоит из B независимых нуклонов, летящих с одной и той же скоростью. Искомая вероятность выразится как

$$P_N^{\Lambda} = \frac{B!}{N!(B-N)!} (P_1^{\Lambda})^N (1 - P_1^{\Lambda})^{(B-N)}$$

Примем за полное сечение взаимодействия при прохождении ядра B сквозь ядро A геометрическое сечение ядра-мишени σ_G^{Λ} , т.е. ядра с большим атомным числом. Из литературы известно, что примерно 0,1 от полного сечения идет на образование компаунд-ядра. Тогда для сечения образования гиперфрагмента и сверхстранныго ядра-мишени получим выражение

$$\sigma_{SSN}^{N\Lambda} = \sigma_G^{\Lambda} P_N^{\Lambda} \frac{\chi}{2^N}$$

Множитель 2^{-N} учитывает образование Λ -гиперонов либо в ядре B , либо в ядре A .

Соответственно сечение образования Λ -гиперонов, покидающих ядро, равно:

$$\sigma_x^{N\Lambda} = \left(1 - \frac{\chi}{2^N} \right) \sigma_G^{\Lambda} P_N^{\Lambda}$$

Сечения рождения Λ -гиперонов в столкновениях различных ядер при $\rho = 5,5$ ГэВ/н и 25 ГэВ/н приведены в таблицах I-4.

Полные сечения столкновения ядер В и А, включающие и процессы прохождения ядра В сквозь ядро А, мы вычисляли при помощи формул

$$\sigma_T^{BA} = \pi (R_B + R_A)^2,$$

где R_B и R_A - радиусы сталкивающихся ядер.

Более точные расчеты (см., например,^{9/}) оправдывают такое приближение. Сопоставление с экспериментом наших расчетов возможно пока только для случая столкновения нуклон-ядро. Так, расчетное сечение рождения Λ -гиперонов в столкновениях $p^{12}C$ равно 6,86 мбарн, в то время как эксперимент дает $(6,6 \pm 1,6)$ мбарн. Далее, полное сечение взаимодействия $p^{12}C$ по расчету равно 352 мбарн, тогда как эксперимент дает значение (364 ± 15) мбарн. Согласие, как видим, удовлетворительное. В таблице 5 приведены полные сечения взаимодействия σ_T^{BA} . В таблице 6 дан примерный расчет выходов различных событий на один кадр при облучении 2-метровой пропановой камеры ядрами от протона до углерода. Расчет велся для эффективной длины камеры 1 м. Эффективность регистрации событий с одним гипероном принята равной $\epsilon_{1A} = 0,80$; с двумя гиперонами - $\epsilon_{2A} = 0,60$.

Интенсивность пучка рассчитывалась исходя из уровня полной загрузки ~ 8 звезд на кадр.

В таблице 7 дан примерный расчет выходов реакций на 1 кадр для 55 - сантиметровой ксеноновой камеры ЛВЗ. При расчете интенсивности не учитывалась загрузка кадров от конверсии γ - квантов и других электромагнитных процессов. Обе эти таблицы свидетельствуют об осуществимости предлагаемой программы на имеющемся в ЛВЗ оборудовании.

Выводы

Из таблиц I-4 следует, что с ростом энергии ядра В выход гиперонов растет, причем сечения рождения Λ -гиперонов для некоторых процессов велики уже при 5,5 ГэВ/н. Учитывая, что с ростом энергии технические трудности получения пучков тяжелых ионов быстро растут, следует признать, что выбранная для проектируемого нуклотрона энергия 20-25 ГэВ/н оптимальна по крайней мере для рассмотренных выше задач. Желательно при этом ускорять по возможности более тяжелые ионы при наиболее высоких интенсивностях. В этом случае помимо решения рассмотренного круга задач можно надеяться на создание гиперонных пучков низких энергий.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А.М.Балдину за постановку задачи и обсуждения, В.Н.Фетисову и А.И.Лебедеву за полезные замечания.

Литература

1. А.М.Балдин. Краткие сообщения по физике, I, 35, 1971.
2. А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, 79, 1973.
3. G.Charlton et al. ANL/NER, 7245.
4. Б.А.Шахбазян, А.А.Тимошина. Препринт ОИЯИ, PI-6439, Дубна, 1972.
B.A.Shahbazian et al. Nucl.Phys.,B53,19,1973;Lett.Nuovo Cim.,v.6,
№2, 63, 1973.
5. В.И.Огиевецкий, Сян Дин-Чан. Препринт ОИЯИ, P-1583, Дубна, 1964.
6. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян. АЖ,37, 193, 1960.
7. В.А.Амбарцумян. Изв. АН Арм. ССР, Сер. физ.-мат. наук, II, 9, 1958;
Проблемы эволюции галактик, АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр.85.
8. A.K.Kerman and M.S.Weiss. Preprint Livermore, 1973.
9. G.Flădt et al. Annals of Physics,82, 326, 1974.

Таблица I

		pc = 5,5 ГэВ/ч						pc = 25 ГэВ/ч					
σ	(мбарн)	$N^{21}Cl$	$N^{21}He_2$	$N^{12}C_6$	$N^{21}Xe$	$N^{20}P_2$	$N^{21}U$	$N^{21}Cl$	$N^{21}He_2$	$N^{12}C_6$	$N^{21}Xe$	$N^{20}P_2$	$N^{21}U$
σ_{1A}	1,022	1,976	3,640	4,100	39,900	52,600	59,600	0,26	0,200	11,600	121,500	159,500	179,500
σ_{1B}		0,104	0,192	0,216	2,100	2,770	3,110		0,326	0,613	6,400	8,410	9,450
σ_{2A}		9,44	1,73	1,95	0,566	0,745	0,840		0,100	0,528	5,840	7,630	8,580
		10^{-3}	10^{-2}	10^{-2}									
σ_{2B}		2,42	4,34	$5 \cdot 10^{-4}$	1,455	1,91	2,15		2,57	1,35	0,150	0,196	0,220
		10^{-4}	10^{-4}		10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}		10^{-3}	10^{-2}	10^{-2}		
σ_{3A}											0,121	0,160	1,790
σ_{3B}											1,54	2,02	2,27
											10^{-3}	10^{-3}	10^{-2}
σ_{4A}											9,44	1,24	1,39
											10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}
σ_{4B}											5,93	7,8	8,76
											10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}
σ_{7A}	1,022	1,985	3,657	4,120	40,466	55,345	62,110	3,26	6,300	12,128	127,694	167,291	189,371
σ_{7B}		0,104	0,192	0,217	2,115	2,789	3,132		0,329	0,627	0,704	6,551	8,608
σ_{8A}		2,42	4,34	$5 \cdot 10^{-4}$	1,455	1,91	2,15		2,58	1,35	0,151	0,198	0,243
		10^{-4}	10^{-4}		10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}		10^{-3}	10^{-2}	10^{-2}		

Таблица 2

6 (МОДУЛЬ)	pc = 5,5 ГэВ/н				pc = 25 ГэВ/н										
	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$	$\frac{d^2N}{d^2\eta d^2\eta_0}$							
6Af	2.03	3.080	5.650	6.360	77.000	103.500	114.000	114.000	6.375	11.900	22.000	24.700	226.000	298.000	334.000
6Ab		0.162	0.298	0.335	4.060	5.450	6.000			0.625	1.160	1.300	11.900	15.650	17.600
6Af		2.28 [*]	4.20 [*]	4.72 [*]	1.470	1.930	2.180			0.376	0.694	0.780	14.800	19.700	22.100
6Ab		5.83 [*]	1.075 [*]	1.21 [*]	3.77 [*]	4.95 [*]	5.58 [*]			9.65 [*]	1.78 [*]	2.10 ⁻²	0.380	0.504	0.567
6T		10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻²	10 ⁻²			10 ⁻³	10 ⁻²				
6Ab	2.03	3.103	5.710	6.407	78.470	105.430	116.800			6.375	12.276	22.694	25.480	240.800	317.700
6SSN		0.163	0.300	0.336	4.098	5.495	6.056			0.635	1.178	1.320	12.280	16.154	18.167
		5.83 [*]	1.08 [*]	1.21 [*]	3.77 [*]	4.95 [*]	5.58 [*]			9.65 [*]	1.78 [*]	2.10 ⁻²	0.380	0.504	0.567
		10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻²	10 ⁻²			10 ⁻³	10 ⁻²				

6 (модри)	pc = 5.5 ГэВ/ч					pc = 25 ГэВ/ч																			
	${}^1_1\text{He}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^{10}_5\text{B}_5$	${}^{12}_6\text{C}_6$	${}^{13}_6\text{C}_6$	${}^1_1\text{H}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^{10}_5\text{B}_5$	${}^{12}_6\text{C}_6$	${}^{13}_6\text{C}_6$	${}^1_1\text{H}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^{10}_5\text{B}_5$	${}^{12}_6\text{C}_6$	${}^{13}_6\text{C}_6$	${}^1_1\text{H}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^4_2\text{He}_2$	${}^{10}_5\text{B}_5$	${}^{12}_6\text{C}_6$	${}^{13}_6\text{C}_6$		
$\sigma_{\text{H}}^{\text{T}}$	7.450	13.270	14.900	143.000	189.000	222.000	21.200	39.000	43.800	342.000	452.000	505.000													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$	0.392	0.698	0.785	7.540	9.940	11.700	1.115	2.060	2.310	18.000	23.800	26.600													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$	0.212	0.392	0.440	8.20	8.850	12.150	2.010	3.600	4.050	65.000	85.700	96000													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$	5.46 10^{-3}	1.00 10^{-2}	1.13 10^{-2}	0.21	0.227	0.312	5.15 10^{-2}	9.25 10^{-2}	0.104	1.670	2.200	2.460													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$	2.67 10^{-3}	4.93 10^{-3}	5.54 10^{-3}	0.206	0.271	0.304	1.68 10^{-2}	0.154	0.174	5.400	7.100	8.000													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$	3.38 10^{-5}	6.23 10^{-5}	7.10 10^{-5}	2.6 10^{-3}	3.43 10^{-3}	3.85 10^{-3}	1.06 10^{-3}	1.96 10^{-3}	2.2 10^{-3}	6.83 10^{-2}	9.10 10^{-2}	0.101													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$				1.92 10^{-3}	2.54 10^{-3}	2.86 10^{-2}				1.66 10^{-2}	0.219	0.245													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{M}}$				1.21 10^{-5}	1.60 10^{-5}	1.8 10^{-5}				1.04 10^{-4}	1.37 10^{-3}	1.54 10^{-3}													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{T}}$	7.665	13.667	15.346	151.408	198.124	234.457	23.227	42.754	48.024	412.417	545.019	609.245													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{T}}$	0.397	0.708	0.796	7.753	10.170	12.016	1.167	2.154	2.416	19.738	26.091	29.163													
$\sigma_{\text{H}}^{\text{SN}}$	5.494 10^{-3}	1.011 10^{-2}	1.137 10^{-2}	0.213	0.230	0.316	5.256 10^{-2}	9.45 10^{-2}	0.106	1.738	2.291	2.563													

Таблица 4

Б (мбарн)	pc = 5,5 ГэВ/н				pc = 25 ГэВ/н			
	$^{12}\text{C}_6^{12}\text{C}_6$	$^{12}\text{C}_6^{13}\text{C}_6$	$^{12}\text{C}_6^{13}\text{P}_2$	$^{12}\text{C}_6^{13}\text{U}$	$^{12}\text{C}_6^{12}\text{C}_6$	$^{12}\text{C}_6^{13}\text{C}_6$	$^{12}\text{C}_6^{13}\text{P}_2$	$^{12}\text{C}_6^{13}\text{U}$
B_{1A}^f	40.000	317.000	392.000	470.000	61.600	407.000	535.000	600.000
B_{1AB}	2.110	16.700	20.600	24.75	4.300	21.400	28.200	31.600
B_{2A}^f	4.210	68.200	89.500	101.000	28.600	282.000	370.000	418.000
B_{2AB}	0.108	1.750	2.300	2.590	0.735	7.250	9.500	10.700
B_{3A}^f	0.251	8.880	11.700	13.300	5.860	117.000	154.000	173.000
B_{3AB}	$3.18 \cdot 10^{-3}$	0.112	0.148	0,168	$7.45 \cdot 10^{-2}$	1.480	1.945	2.190
B_{4A}^f	$1.11 \cdot 10^{-2}$	7.430	9.800	11.000	0.850	32.600	43.000	48.400
B_{4AB}	$7 \cdot 10^{-5}$	$4.67 \cdot 10^{-2}$	$6.16 \cdot 10^{-2}$	$6.92 \cdot 10^{-2}$	$5.35 \cdot 10^{-3}$	0.205	0,271	0.304
B_{5A}^f		$4.46 \cdot 10^{-2}$	$5.87 \cdot 10^{-2}$	$6,60 \cdot 10^{-2}$	$8.23 \cdot 10^{-2}$	6.450	8.450	9.500
B_{5AB}		$1.40 \cdot 10^{-4}$	$1.84 \cdot 10^{-4}$	$2.07 \cdot 10^{-4}$	$2.56 \cdot 10^{-4}$	$2.02 \cdot 10^{-2}$	$2.65 \cdot 10^{-2}$	$2.98 \cdot 10^{-2}$
B_{A}^T	44.472	401.555	503.059	595.000	117.012	845.05	1110.450	1248.900
B_{AB}^T	2.221	18.609	23.110	27.577	5.115	30.355	39.943	44.824
B_{SSW}	0.111	1.909	2.510	2.827	0.815	8.955	11.743	13.224

Таблица 5

$$G_{BA}^T = \pi (R_B + R_A)^2 \text{ (мбарн)}$$

B \ A	2d_1	4He_2	$^{10}B_5$	$^{12}C_6$	^{136}Xe	^{195}Pt	^{238}U
N	140	198	317	352	1411	1810	2020
2d_1	286	366	528	568	1820	2280	2510
4He_2		459	635	674	2020	2500	2740
$^{12}C_6$				950	2460	2990	3200

Таблица 6.

 $l = 100 \text{ см}; W_{\lambda \rightarrow \pi} = 0,655; \epsilon_{\text{H}} = 0,8; \epsilon_{\text{Э}} = 0,5; j_{\text{В}} - \text{поток}$

	pc = 5.5 ГэВ/н		pc = 25 ГэВ/н		
	свободн.	связ.	свобод.	связ.	
$j_{\text{p}} = 10$ $N_{\text{B}} = 8,3$ $g.$	$2.71 \cdot 10^{-2}$	$2.73 \cdot 10^{-3}$	$8.6 \cdot 10^{-2}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$	N_{pc}^{1A}
	$6.29 \cdot 10^{-5}$	$6.30 \cdot 10^{-6}$	$1.92 \cdot 10^{-3}$	$1.92 \cdot 10^{-4}$	N_{pc}^{2A}
	$5.47 \cdot 10^{-3}$		$2.11 \cdot 10^{-2}$		N_{pp}^A
$j_{\text{d}} = 5$ $N = 8$ $g.$	$2.08 \cdot 10^{-2}$	$2.11 \cdot 10^{-3}$	$8.14 \cdot 10^{-2}$	$8.19 \cdot 10^{-3}$	N_{dc}^{1A}
	$7.60 \cdot 10^{-5}$	$7.64 \cdot 10^{-6}$	$1.27 \cdot 10^{-3}$	$1.26 \cdot 10^{-4}$	N_{dc}^{2A}
	$2.87 \cdot 10^{-2}$				N_{dp}^A
$j_{\text{He}} = 4$ $N = 8,3$ $g.$	$3.95 \cdot 10^{-2}$	$3.98 \cdot 10^{-3}$	0.116	$1.12 \cdot 10^{-2}$	N_{HeC}^{1A}
	$5.70 \cdot 10^{-4}$	$5.71 \cdot 10^{-5}$	$5.25 \cdot 10^{-3}$	$5.25 \cdot 10^{-4}$	N_{HeC}^{2A}
	$3.65 \cdot 10^{-6}$	$3.54 \cdot 10^{-7}$	$1.10 \cdot 10^{-4}$	$1.10 \cdot 10^{-5}$	N_{HeC}^{3A}
	$1.39 \cdot 10^{-2}$	$1.40 \cdot 10^{-3}$	$4.36 \cdot 10^{-2}$	$4.39 \cdot 10^{-3}$	N_{HeP}^{1A}
	$3.25 \cdot 10^{-5}$	$3.26 \cdot 10^{-6}$	$3.44 \cdot 10^{-4}$	$3.46 \cdot 10^{-5}$	N_{HeP}^{2A}
$j_{\text{C}} = 2,5$ $N = 8,5$ $g.$	$6.65 \cdot 10^{-2}$	$6.65 \cdot 10^{-3}$	0.134	$1.34 \cdot 10^{-2}$	N_{cc}^{1A}
	$3.39 \cdot 10^{-3}$	$3.40 \cdot 10^{-4}$	$2.30 \cdot 10^{-2}$	$2.31 \cdot 10^{-3}$	N_{cc}^{2A}
	$9.85 \cdot 10^{-4}$	$9.95 \cdot 10^{-5}$	$3.55 \cdot 10^{-3}$	$3.55 \cdot 10^{-4}$	N_{cc}^{3A}
	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$3.84 \cdot 10^{-4}$	$3.84 \cdot 10^{-5}$	N_{cc}^{4A}
	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.82 \cdot 10^{-3}$	$5.75 \cdot 10^{-2}$	$5.80 \cdot 10^{-3}$	N_{cp}^{1A}
	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$1.28 \cdot 10^{-3}$	$1.28 \cdot 10^{-4}$	N_{cp}^{2A}

Таблица 7

		ρс = 5,5 ГэВ/н		ρс = 25 ГэВ/н	
		свободн.	связ.	свободн.	связ.
j = 7 P N = 8 k ₃	N ^{1A} PXe	9.4 · 10 ⁻²	9.4 · 10 ⁻³	0.288	2.88 · 10 ⁻²
	N ^{2A} PXe	6.41 · 10 ⁻⁴	6.55 · 10 ⁻⁵	6.72 · 10 ⁻²	6.73 · 10 ⁻³
j = 5.5 N = 8 k ₃	N ^{1A} dXe	0.142	1.43 · 10 ⁻²	0.414	4.14 · 10 ⁻²
	N ^{2A} dXe	1.10 · 10 ⁻³	1.10 · 10 ⁻⁴	1.33 · 10 ⁻²	1.33 · 10 ⁻³
j = 4.9 N = 8 k ₃	N ^{1A} HeXe	0.242	2.4 · 10 ⁻²	0.567	5.72 · 10 ⁻²
	N ^{2A} HeXe	6.65 · 10 ⁻³	6.67 · 10 ⁻⁴	5.3 · 10 ⁻²	5.31 · 10 ⁻³
	N ^{3A} HeXe	8.25 · 10 ⁻⁵	8.25 · 10 ⁻⁶	2.15 · 10 ⁻³	2.15 · 10 ⁻⁴
j = 4 N = 8 k ₃	N ^{1A} cXe	0.427	4.3 · 10 ⁻³	0.548	5.52 · 10 ⁻²
	N ^{2A} cXe	4.50 · 10 ⁻²	4.52 · 10 ⁻³	0.186	1.87 · 10 ⁻²
	N ^{3A} cXe	2.87 · 10 ⁻³	2.9 · 10 ⁻⁴	3.80 · 10 ⁻²	3.82 · 10 ⁻³
	N ^{4A} cXe	1.18 · 10 ⁻³	1.2 · 10 ⁻⁴	5.21 · 10 ⁻⁴	5.3 · 10 ⁻⁴
	N ^{5A} cXe	3.62 · 10 ⁻⁵	3.62 · 10 ⁻⁵	5.2 · 10 ⁻⁴	5.2 · 10 ⁻⁵

Загрузка кадров γ -квантами не учтена.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ РЕАКЦИЙ ВЫБИВАНИЯ НА ПУЧКАХ НУКЛОТРОНА

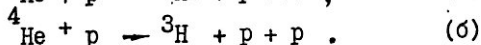
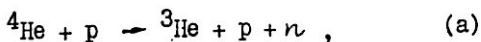
В.В.Глаголев

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

До настоящего времени вопросам изучения реакций выбивания, идущих по схеме $A + N \rightarrow A' + N_1 + N_2$, был посвящен ряд работ (см., например, обзор Г.А.Лексина ^{/1/}), связанных с проверкой имеющихся представлений о механизме нуклон-ядерных взаимодействий. Однако данные в области высоких энергий довольно бедны и искажены из-за трудностей идентификации ядер-остатков. Это связано с тем, что в обычной постановке опытов ядро-мишень покоится и ядро-остаток получает малый импульс.

Ускорение ядер до релятивистских энергий открывает новые методические возможности, что позволяет хорошо идентифицировать многие реакции.

Рассмотрим такой пример: пусть изучаются процессы



Если падающей частицей является ядро ${}^4\text{He}$ с импульсом, например, 12 ГэВ/с, то ядро ${}^3\text{He}$ будет иметь импульс порядка 9 ГэВ/с, кривизну в магнитном поле, соответствующую 4,5 ГэВ/с для однозарядной частицы той же массы, ионизационные потери вчетверо больше, чем для протона того же импульса. Таким образом, вторичные частицы в реакции (а) будут хорошо наблюдаемы, хорошо измеримы, и мы сможем получить полную информацию о кинематике процесса. Для той же реакции легко выделяется случай с быстрым протоном, соответствующие перезарядке.

Реакция (б) будет отличаться от (а) наличием трех вторичных заряженных частиц. Ядро ${}^3\text{H}$ получит импульс порядка 9 ГэВ/с, но кривизну в магнитном поле вдвое меньшую, чем для ${}^3\text{He}$.

Аналогичные примеры можно было бы умножить. Видно, что

продукты реакций в случаях столкновений ядро - протон приобретают "дискретные" значения импульса в случае равных зарядов (${}^3\text{H}, \text{p}$) либо "дискретные" уровни ионизационных потерь в случае равных масс (${}^3\text{He}, {}^3\text{H}$).

Систематическое изучение реакций выбивания на различных ядрах позволит получить более детальные сведения о механизме нуклон-ядерных реакций.

Укажем, например, на исследование корреляций между плоскостями, в которых лежат импульсы частиц $\vec{A} - \vec{A}'$ и $\vec{N}_1 - \vec{N}_2$.
Ход асимметрии распределений по углу между нормальными к этим плоскостям (углу Треймана-Янга) в зависимости от импульса ядра-остатка (A') при одновременном дифференцировании по импульсу протона вдачи показывает существенные особенности. Это видно из результатов исследования реакции $d \text{p} - \text{ppn}$, проводимого в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ /2/.
Осуществление программы изучения такого рода корреляций на ряде ядер должно привести к более глубокому пониманию механизма реакций нуклонного стриппинга.

В обсуждаемой постановке опыта можно было бы, в частности, выполнить в значительной мере программу проверки применимости импульсного приближения, изложенную в работе /3/.

Известно, что в процессах, обусловленных сильным взаимодействием, может возникать поляризация частиц, обладающих спином. Оставаясь в рамках импульсного приближения, нельзя ожидать поляризации ядер-остатков в реакциях выбивания. Однако есть указания на существенное невыполнение импульсного приближения /2/. Поэтому целесообразно было бы поставить эксперимент по поискам поляризации ядер-остатков (спектаторов) в реакциях выбивания, наблюдая, например, асимметрию в азимутальном

распределении по углу между плоскостью развала и плоскостью упругого рассеяния спектатора. Для постановки такого эксперимента лабораторная система координат, в которой падающей частицей является ядро, наиболее естественна. Обнаружение поляризации могло бы существенно помочь пониманию механизма нуклон-ядерных взаимодействий.

Можно привести еще один пример, демонстрирующий перспективность использования пучков ускоренных ядер. Рассмотрим реакцию выбивания ${}^Z\chi_i + p = {}^6\text{He} + p + p$. Поскольку нейтроноизбыточные ядра ${}^5\text{He}$, ${}^6\text{He}$ имеют очень короткое время жизни (порядка ядерного), то можно ожидать, что мы будем наблюдать эту реакцию в виде ${}^Z\chi_i + p = {}^4\text{He} + p + p + n + n$. Изучая распределения по эффективным массам двух протонов, можно наблюдать пики при значениях масс $W = M({}^6\text{He})$, $W = M({}^5\text{He})$, где W — полная энергия в системе центра масс ${}^Z\chi_i - p$. При достаточно хорошей разрешающей способности аппаратуры по эффективной массе двух протонов можно надеяться выделить отдельные уровни таких ядер. И наоборот, положение и ширина пиков помогут определить их массы и времена жизни.

В этой заметке мы бегло затронули только некоторые из возможных экспериментов по изучению реакций выбивания. Из изложенного, однако, видно, что увеличение числа быстрых вторичных частиц в реакциях, связанное с обращением обычной лабораторной системы координат при ускорении ядер, ведет к существенному увеличению экспериментальной информации, что, в свою очередь, позволяет решать более широкий круг задач.

Литература

1. Г.А.Лексин. Ядерные реакции при высоких энергиях, МИФИ, Москва, 1972.
2. Б.С.Аладашвили и др. ОИЯИ, Е-1-7304, Дубна, 1973.
3. И.С.Шапиро. УФН, 92, 549, 1967.

ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА НУКЛОТРОНЕ С ПОМОЩЬЮ УСТАНОВКИ СКМ
(Стримерная камера в магнитном поле)

Э.О.Оконов

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

I. Эксперименты в области релятивистской ядерной и гиперядерной физики

В будущих экспериментах на нуклотроне широкие возможности открываются для использования спектрометров типа СКМ, основу которых составляет стримерная камера, помещенная в магнитное поле. Стримерная камера — один из наиболее эффективных методов исследования таких сложных по конфигурации и малоизученных процессов, какими являются взаимодействия релятивистского ядра с ядром. Она позволяет практически в геометрии "4П" наблюдать всю картину взаимодействия, происходящего в мишени (расположенной внутри камеры) или на ядре газа-наполнителя. Таким образом, стримерная камера может быть использована как большая газовая мишень, являющаяся одновременно трековым детектором. При этом с высокой точностью измеряются пробеги и импульсы заряженных частиц, а также конвертирующих в δ - конверторе \mathcal{J} -квантов. Большая, чем в пузырьковых камерах, точность измерения импульса и углов (при импульсах ≤ 10 ГэВ/с) обусловлена малостью многократного рассеяния в газе-наполнителе стримерной камеры (рис. 1,2). Это преимущество стримерной камеры становится еще более существенным при измерении треков многозарядных ядер, так как эффекты многократного рассеяния растут с Z . Малая плотность газа-наполнителя в стример-

ной камере позволяет также измерять по пробегаем очень малые переданные импульсы, что особенно важно при исследовании таких процессов, как когерентное рождение частиц на ядрах, dd - и dd -рассеяния в кулоновской области, рождение e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ пар при взаимодействии ядро-ядро и т.п. Возможности измерения очень малых импульсов по пробегаем можно еще более улучшить, если в стримерную камеру поместить прозрачную газовую мишень - детектор с пониженным давлением. Отличительной особенностью стримерной камеры по сравнению с пузырьковыми является ее малое время "памяти", которое при наличии избирательной системы запуска (триггера) позволяет пропускать через нее до 10^6 заряженных частиц в цикле при нуклотронной "растяжке" 5 сек (до $10^7 - 10^8$, если восстанавливать точку взаимодействия по вторичным частицам). Это обстоятельство оказывается весьма существенным при исследованиях в релятивистской ядерной физике, когда необходимо получить как можно больше информации о процессах, сопровождающих интересное редкое явление, которое выделяется достаточно жестким триггером (например, при исследовании кумулятивного эффекта, рождения частиц в dd -взаимодействии и других редких процессов). В триггер установки СКМ могут быть включены любые электронные детекторы или системы детекторов, способные выработать управляющий импульс в пределах 1-5 мксек. Любая другая информация о регистрируемом событии, требующая для анализа большего времени, вводится в кадр с помощью светового табло.

К началу экспериментов на нуклотроне планируется существенным образом усовершенствовать действующую сейчас установку СКМ-200 с 2 - метровой стримерной камерой ^{1,2/}. Эти планы разви-

тия установки СКМ-200 включают в себя следующие основные этапы.

1. Увеличение быстродействия установки до 100 Гц.

2. Осуществление системы в/в импульсного питания в режиме "запоминания", дающем возможность включить в триггер ЭВМ для предварительного анализа события, которое нужно регистрировать.

3. Включение в триггер установки больших пропорциональных или дрейфовых камер, окружающих со всех сторон рабочий объем стримерной камеры, с выводом информации на быстрый процессор.

4. Осуществление бесфильмового съема информации о событиях, регистрируемых в стримерной камере .

Особенности в/в импульсного питания установок СКМ таковы, что они позволяют реализовать стримерный режим в камере практически любой длины (до 10-20 м). Поэтому по мере создания больших (криогенных) магнитов и развития новых методов съема информации рабочий объем стримерной камеры может быть во много раз увеличен без существенных переделок системы в/в импульсного питания.

С учетом основных особенностей установки СКМ-200 и планов ее дальнейшего развития наиболее перспективным является ее использование для изучения широкого круга проблем релятивистской ядерной и гиперядерной физики ^{х)}, основные из которых рассмотрены ниже.

1) Изучение кумулятивного рождения

Отличительной особенностью исследования кумулятивного рождения с помощью установки СКМ-200 является возможность одновре-

х) Проблематика физических исследований в области релятивистской ядерной физики подробно рассмотрена в работах А.М.Балдина /3/.

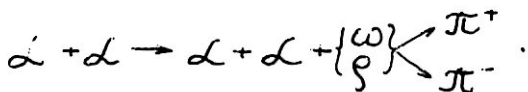
менно с рожденной частицей, которая осуществляет запуск установки, наблюдать сам акт рождения. Это позволяет получить дополнительную информацию о характере этого процесса (например, по импульсным и угловым корреляциям частиц, участвовавшим в реакции). Значительный интерес представляют кумулятивные эффекты в рождении не только пионов, но и каонов, ω , ρ , φ и других адронов, исследование которых будет проводиться с помощью стримерной камеры. Избирательность триггера СКМ-200 по отношению к кумулятивно рожденным K^0 -мезонам, иллюстрируется результатами моделирования (см. рис. 3, на котором изображена зависимость эффективности регистрации от импульса каонов)^х).

2) Изучение упругих $d\alpha$ - и $d\alpha$ -взаимодействий в стримерной камере, наполненной гелием, расширяет эту традиционную для ЛВЭ область исследований. Как уже упоминалось, возможность наблюдения в стримерной камере α - частиц с малым переданным импульсом (до $t \geq 10^{-3}$ (ГэВ/с)²) позволяет успешно исследовать наиболее интересную область - область интерференции ядерной и кулоновской амплитуд. Благоприятным обстоятельством в интерпретации $d\alpha$ -рассеяния является отсутствие у взаимодействующих частиц спина (отсутствие поправок на спин-орбитальное взаимодействие).

3) Проверка изотопинвариантности при взаимодействии релятивистского ядра с ядром, представляющая значительный интерес, может быть осуществлена с помощью СКМ-200 в результате исследования асимметрии в продуктах реакции $d + \alpha \rightarrow {}^3\text{H} + {}^3\text{He}$. При этом в триггере может быть использована кинематическая особенность этой

х) Здесь и в дальнейшем используются результаты моделирования, проведенного под руководством Э. И. Мальцева.

2-частичной реакции (компланарность). Другим эффективным методом проверки изотопинвариантности является изучение процесса рождения



Здесь нарушение изотопинвариантности может быть обнаружено по anomalously большому выходу ρ или по асимметрии в π^+ - и π^- -мезонах, возникшей за счет интерференции различных орбитальных (изотопспиновых) состояний^{x)}.

4) Многобарионные резонансы. Данные о многобарионных резонансах немногочисленны, зачастую малодостоверны и относятся в основном к 2-барионным системам. Ускорение α -частиц и других ядер на синхрофазотроне и нуклотроне открывает новое перспективное направление в поисках многобарионных резонансных систем, в частности системы $(\alpha\pi)$, которую, как показывают оценки, можно будет исследовать с помощью СКМ-200 на уровне сечения ~ 10 мкбарн. В результате усовершенствования этой установки ее чувствительность к многобарионным резонансам может быть увеличена по крайней мере на порядок. Очевидно, что одновременно с этой проблемой могут быть изучены и другие ядерные реакции, в том числе когерентное рождение частиц.

Вполне естественно, что программа по релятивистской ядерной физике на установке СКМ может быть с успехом расширена: в нее может быть включено исследование тяжелых ядер по мере осуществления их ускорения.

5) Исследование релятивистских гиперядер

Возможность получать в пучках ускоренных ядер релятивистские гиперфрагменты открывает, по существу, новую область исследо-

x) В.Л. Любошиц обратил внимание на то, что этот эффект должен наиболее ярко проявиться в области эффективных масс $\pi^+\pi^-$, соответствующих массе ω -мезона.

ваний ^{x)}. Как известно, основные экспериментальные трудности при исследовании гиперядер связаны с их малыми распадными пробегами, которые делают практически невозможным наблюдение тяжелых гиперфрагментов, рождающихся, как обычно, при K^- -захвате. Использование реакции типа $A + p \rightarrow A + (p) + K_1^0$ позволяет получать и кинематически выделять различные гиперядра, в том числе и тяжелые, обладающие значительными пробегами. На рис. 4 приведены полученные моделированием на ЭВМ ожидаемые распределения по пробегам (импульсам) гиперядер ${}^{13}_\Lambda N_7$, регистрируемых в 2-метровой стримерной камере при ее запуске распадом $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, сопровождающим реакцию указанного выше типа. Из приведенного распределения видно, что значительные пробеги релятивистских гиперядер позволяют измерять времена жизни гиперонов, связанных в ядрах с различным Z , что является одной из узловых проблем гиперядерной физики. При этом появляется также уникальная возможность исследовать взаимодействие релятивистских гиперядер с веществом. Другой, также практически неисследованной, важной областью гиперядерной физики является гиперядерная спектроскопия. Наблюдение (с помощью \mathcal{T} -конвертора) корреляции жесткого \mathcal{T} -кванта и релятивистского гиперядра может явиться новым эффективным подходом в изучении таких возбужденных (изомерных) состояний. Не менее интересны поиски и исследования короткоживущих резонансных состояний, распадающихся с испусканием гиперядер.

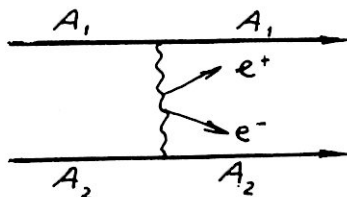
фундаментальное значение имеют исследования гиперядер со странностью $S \geq 2$, которые могут быть получены на нуклотроне ^{xx)}

- x) На возможность наблюдать релятивистские гиперядра при взаимодействии релятивистских ядер обратил внимание М.И.Подгорецкий.
- xx) Энергетические возможности нуклотрона позволят в принципе получать гиперядра с числом связанных в ядре гиперонов до 5-6.

Такие ядра имеют в своем составе, помимо нейтронов и протонов, несколько гиперонов. Имеются теоретические основания ^{/5/} предполагать, что у таких ядер полная энергия связи будет значительно больше, чем у обычных ядер, поэтому многие виды распадов будут "заморожены" и время жизни может оказаться существенно больше, чем время жизни свободных гиперонов и обычных гиперфрагментов с $S = 1$. Таким образом, речь идет, по сути дела, о новой форме ядерной материи, более компактной, чем обычная. Изучение такой метастабильной ядерной материи имеет принципиальный интерес и может пролить свет на космогонические проблемы эволюции звездного вещества. В этой связи следует упомянуть теорию, выдвинутую советскими астрофизиками ^{/6/}, согласно которой на определенной стадии сжатия нейтронные звезды постепенно превращаются в гиперонные, при этом "гиперонное" вещество находится в устойчивом состоянии.

6) Изучение процесса рождения e^+e^- - пары за счет 2-фотонного обмена релятивистского ядра с ядром ^{7/}.

Исследование этого процесса, который описывается диаграммой,



эффективно можно осуществить с помощью установки СКМ-200. Благодаря большому пробегу электронов и позитронов в рабочем газе стримерной камеры, при соответствующем уменьшении магнитного поля можно включать в систему запуска боковые счетчики, регистрирующие "мягкие" электронно-позитронные пары. Зависимость эффективности такой системы запуска от величины магнитного поля приведена на рис. 5

(результат моделирования) /15/. Высокая эффективность отбора событий позволяет вести исследование рассмотренного процесса в СКМ-200 на уровне сечения $\sim 10^{-29}$ см² (теория предсказывает $\sim 10^{-26}$ см²).

П. Возможные исследования в интенсивных пучках каонов на нуклотроне с помощью установки СКМ

Ожидаемые параметры нуклотрона делают его одним из наиболее интенсивных источников каонов сравнительно небольших энергий (до 1,5 ГэВ/с), обладающих значительным распадным фактором. Это обстоятельство, а также особенности установки СКМ позволят вывести на новый качественный уровень ведущиеся сейчас исследования распадных свойств K^0 -мезонов. Как известно, изучение свойств K -мезонов, для которых четко формулируются правила отбора, дает фундаментальную по своему характеру информацию о наиболее общих свойствах симметрии элементарных частиц. Существенное увеличение интенсивности пучков каонов, улучшение геометрических условий размещения экспериментальной аппаратуры в результате вывода ускоренных протонов - все это открывает широкие возможности исследования на нуклотроне распадных процессов с очень малой относительной вероятностью (до 10^{-7} - 10^{-9} по мере развития установки СКМ).

1) Исследование слабоэлектромагнитных взаимодействий каонов

Среди редких распадов каона особое место занимает специфические процессы (до сих пор практически не изученные), которые обусловлены двумя типами взаимодействия - слабым и электромагнитным. Интерес к такому в некотором смысле новому типу взаимодействий в последнее время резко усилился в связи с успешными попытка-

ми теоретиков создать унифицированную теорию слабоэлектромагнитного взаимодействия. Существуют модели, согласно которым именно слабоэлектромагнитное взаимодействие ответственно за нарушение CP-инвариантности. С помощью 2-метровой стримерной камеры с γ -конверторами внутри рабочего объема планируются поиски и исследования эффектов CP-нарушения (которые в соответствии с существующими моделями, могут иметь значительную величину);

- а) интерференции в распадах $K_L^0 \rightarrow 2 \gamma$ и $K_S^0 \rightarrow 2 \gamma$,
- б) интерференции в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$,
- в) корреляции плоскостей распада $\pi^+ \pi^-$ и $e^+ e^-$

в процессе $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$,

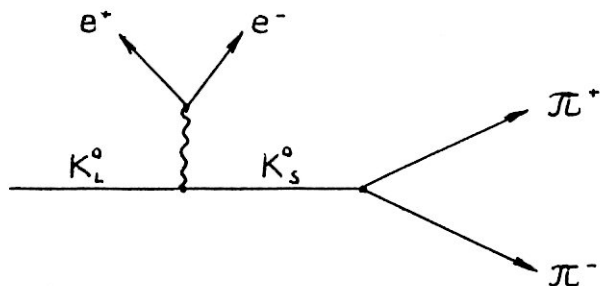
г) распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, запрещенного CP-инвариантностью,

д) распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ и $K_L^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$:

Изучение слабоэлектромагнитных распадов, большинство из которых до сих пор не обнаружено, представляется очень важным и безотносительно к проблеме CP-инвариантности. Как известно, испускание

γ -квантов при распаде каонов может возникнуть за счет тривиального тормозного излучения. И хотя тормозное излучение хорошо описывается электродинамикой, здесь могут возникнуть интересные проблемы. Например, в распаде $K^+ \rightarrow e^+ \gamma$, сильно подавленном в рамках универсального V-A-взаимодействия, это подавление снимается испусканием γ -кванта, что делает реальным наблюдение и исследование процесса $K^+ \rightarrow e^+ \gamma \gamma$, который может дать ценную информацию о структуре взаимодействия. Наибольший интерес представляет совместное изучение тормозного и прямого (структурного) излучений (особенно в области их интерференции). Весьма привлекательным объектом исследований здесь является процесс $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Тормозное излучение в этом процессе сильно подавлено CP-инвари-

антностью, что создает благоприятные возможности для наблюдения структурной эмиссии и ее интерференции с тормозным излучением. Различные модели предсказывают для относительной вероятности $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ величину от $5 \cdot 10^{-6}$ до $6 \cdot 10^{-4}$ /8/, экспериментальная оценка верхней границы ($4,2 \cdot 10^{-4}$) /9/ не дает пока возможности проверить все эти модели. Планируемое на установке СКМ увеличение "чувствительности" к этому процессу по крайней мере на 2 порядка дает основание рассчитывать на важные сведения об электромагнитной структуре нейтральных каонов. Малая вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ создает благоприятные условия для наблюдения вклада полюсной диаграммы,



который определяется формфактором нейтрального каона во времени - подобной области /10/. Лучшая и пока единственная оценка верхнего предела для этого процесса ($< 3 \cdot 10^{-5}$) была сделана недавно на синхрофазотроне ЛВЭ /11/. В экспериментах на нуклотроне с помощью установки СКМ можно будет вести поиски и изучение распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ на уровне относительной вероятности $10^{-7} - 10^{-8}$. Дальнейшее развитие исследований электромагнитной структуры каонов, которые являются органической частью традиционной для ЛВЭ экспе-

риментальной программы, стимулируется также следующим интригующим обстоятельством: в отличие от ситуации с пионами, нейтральные каоны тяжелее заряженных, что можно было бы объяснить их сложной электромагнитной структурой. Будут исследованы также распады $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, $K_L^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ (уже упоминавшиеся в связи с проблемой CP-инвариантности), которые могут дать ценную информацию о таких фундаментальных вопросах, как " $\mu \cdot e$ " -универсальность, пределы "обрезания" слабых взаимодействий (Λ - параметр) и т.д.

2) Поиски других редких распадов K^0 -мезонов

а) фундаментальное значение для проверки универсальности слабого взаимодействия имеет наблюдение и оценка относительной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow K^{\pm} e^{\mp} \gamma$ и последующее сравнение ее с относительной вероятностью β - распада Π -мезона.

Ожидаемая величина относительной вероятности распада очень мала. Однако планируемая интенсивность пучков K^0 -мезонов на нуклотроне и совершенствование установки СКМ позволяют рассчитывать на успех. При этом имеется в виду для запуска установки использовать характерные кинематические особенности этого распада.

б) в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm} \mu^{\mp} \gamma$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^{\pm} e^{\mp} \gamma$ реализуются редкие условия, в которых можно наблюдать связанные состояния

$$(\pi^{\pm} \mu^{\mp}) \text{ и } (\pi^{\pm} e^{\mp}) .$$

В отличие от известных физике "атомных" состояний вещества в

$(\pi \mu)$ - и (πe) - "атомах" мюон (электрон) оказывается связанным с сильновзаимодействующей частицей, не обладающей барионным зарядом. Наблюдение и изучение этой новой формы существования метастабильного вещества представляет значительный интерес.

Ожидаемая вероятность образования $(\pi \mu)$ - и (πe) -атомов очень невелика (10^{-7}) /12/. Тем не менее специфические свойст-

ва этого связанного состояния позволяют в принципе выделить его среди значительного числа фоновых событий. Имеется в виду, во-первых, характерные особенности 2-частичного распада $K_L^0 \rightarrow A_{\mu} + \gamma$, во-вторых, малая энергия связи в $(\pi\mu)$ - и (πe) -атомах, благодаря чему они "разваливаются" при прохождении очень тонких мишеней (0,5 мм A_{μ}).

Проведенные расчеты и моделирование показали, что планируемое развитие установки СКМ, предусматривающее включение в ее систему запуска пропорциональных камер, делает поиск этих "экзотических" связанных состояний реальным.

3) Корреляционные опыты с K^0 -мезонами

Открывающиеся после сооружения нуклотрона возможности создания высокоинтенсивного пучка антипротонов малых энергий (с $I_{\bar{p}} \sim 10^4 - 10^5$ \bar{p} /цикл) позволяют осуществить эксперименты, в которых можно изучать K_S^0 -мезоны практически в "чистом" виде. В обычных условиях при рождении K^0 - или \bar{K}^0 -мезона короткоживущая K_S^0 -компонента выступает в момент рождения в равной смеси с K_L^0 -компонентой. Со временем K_S^0 -компонента быстро убывает, и нейтральные каоны превращаются в чистые K_L^0 -мезоны. Однако, если использовать реакцию захвата $\bar{p} p \rightarrow K_L^0 K_S^0$ и регистрировать вылетевшие в одном из направлений K_L^0 -мезоны, то в противоположном направлении мы будем иметь дело с K_S^0 -мезонами, в которых примесь K_L^0 -мезонов подавлена по крайней мере до $5 \cdot 10^{-3}$ /16/. Осуществление таких корреляционных опытов позволяет вести эффективные поиски CP-нарушения в распаде $K_S^0 \rightarrow 3\pi$. При этом произвольно могут быть выбраны такие условия эксперимента, когда интерференция распадов $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ и $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ будет иметь ярко выраженный характер. В этой связи следует подчеркнуть, что нарушение CP-инва-

риантности было зарегистрировано до сих пор только в распадах K_L^0 -мезонов. Поэтому наблюдение эффектов Cp -нарушения в распадах других частиц имеет принципиальное значение.

Эксперименты с "чистыми" K_S^0 - мезонами дают редкую возможность проверить одно из следствий CPT -инвариантности, которая требует равенства амплитуд регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ и $K_S^0 \rightarrow K_L^0$. Для проверки фундаментальной CPT -теоремы можно использовать также реакцию $\bar{p} + p \rightarrow K_S^0 + K_L^0 + (\pi)^{14/}$. Для осуществления рассмотренных корреляционных экспериментов может быть с успехом использована стримерная камера с \mathcal{J} - конверторами и с жидководородной мишенью, расположенной внутри ее рабочего объема.

Благодарю А.Голохвастова, Ю.Лукстыньша, А.Любимова, В.Любошица, Э.Мальцева, А.Матюшина, В.Матюшина, М.Подгорецкого, С.Хорозова за полезные обсуждения затронутых здесь вопросов.

Литература

1. М.Аникина, А.Балдин, Г.Варденга и др. . ОИЯИ, I3-4527, стр, II, Дубна, 1969.
2. G.A.Vardenga et al. 1973 International Conference on Instrumentation for High Energy Physics. Proceedings, p.157, Frascaty, 1973.
3. А.М.Балдин. Препринт ОИЯИ Р-7-5808, Доклад на IV Международной конференции по физике элементарных частиц и атомного ядра, Дубна, 1971.
4. G.Varshay, G.Temmer. Phys. Rev. Lett., 12, 728 (1964).
5. В.Огиевецкий, Сян Дин-чан. Препринт ОИЯИ Р-1583, Дубна, 1964.
6. Г.С.Саакян. Природа, II, 14 (1960).
7. В.Буднев, И.Гинзбург, Г.Меледин, В.Сербо. ЭЧЛЯ, 4, 239 (1973).
8. S.Cheda, J.Gath . Phys.Rev. 155, 1621 (1967);
G.Lai, B.Young. Nuovo Cim., 52, 83 (1967);
S.Pepper, Y.Uede. Nuov. Cim., 33, 1614 (1964).
9. R.Tacher et al. Phys. Rev., 174, 1674 (1968).
10. В.Захаров, Л.Кондратьев, Л.Пономарев. ЯФ, 8, 983 (1968).
11. М.Аникина, Б.Банник, Г.Варденга и др. Препринт ОИЯИ, Р1-7539, Дубна, 1973.
12. Л.Неменов. Препринт ОИЯИ, Р-2-61-59, Дубна, 1971.
13. Ю.Лукстиньш, Э.Оконов. Препринт ОИЯИ, Р-2850, Дубна, 1966.
14. В.Любошиц, Э.Оконов, М.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-2-3310, Дубна, 1967; ЯФ, 6, 1248 (1967).
15. Б.Банник, Ю.Лукстиньш, Э.Мальцев и др. ОИЯИ, Б-2-1-7119, Дубна, 1973.
16. R.Armenteros et al. 1962. Inter. Conf. on High Energy Physics, CERN, p.351; S Baltay et al. PRL, 15, 532 (1965).

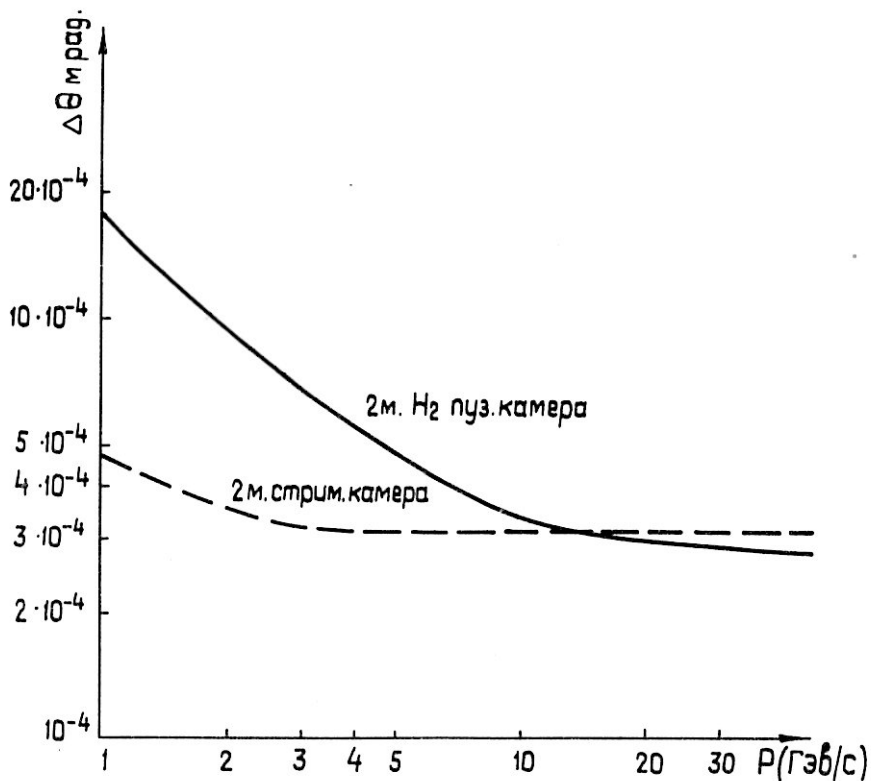


Рис. 1. Зависимость ошибки в определении угла от величины импульса в 2-метровых
 — водородной камере,
 --- стримерной камере
 при $H = 10$ кгаусс.

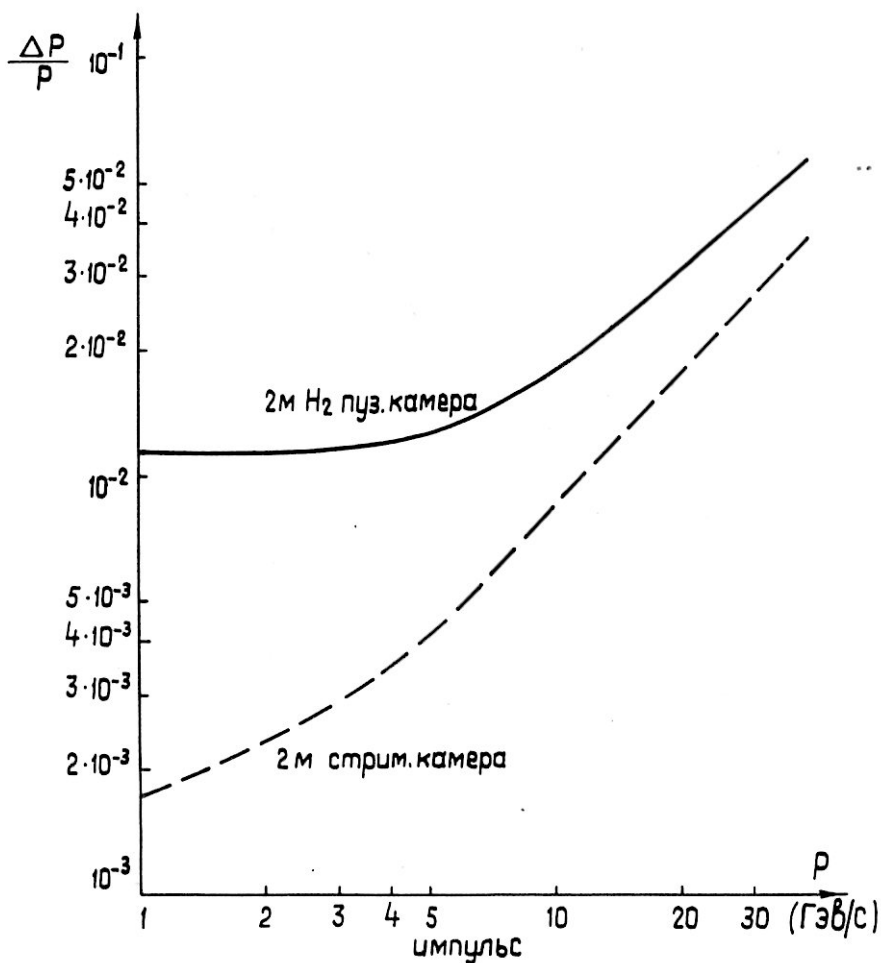


Рис. 2. Зависимость относительной ошибки в определении импульса от величины импульса в 2-метровых
 — водородной камере,
 --- стримерной камере
 при $H = 10$ кгаусс.

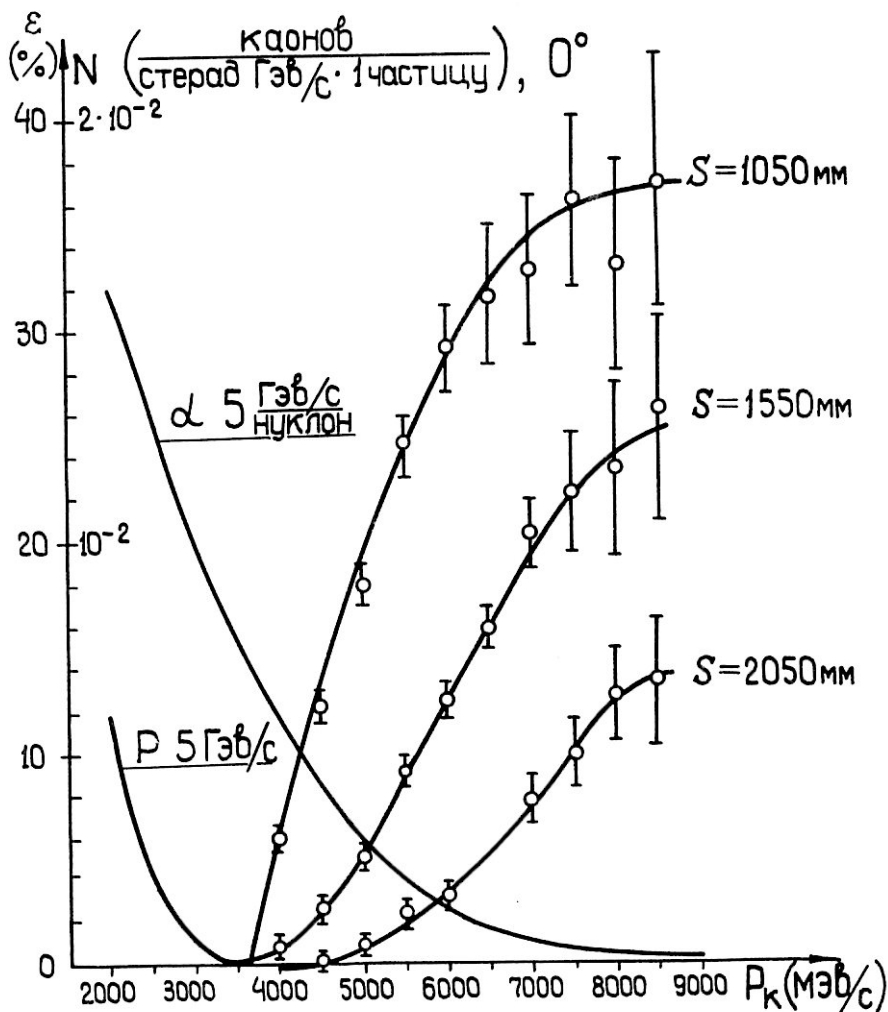


Рис.3. Ожидаемые спектры "кумулятивных" и обычных каонов и зависимость эффективности триггера от импульса для разных по длине (S) телескопов (результаты моделирования).

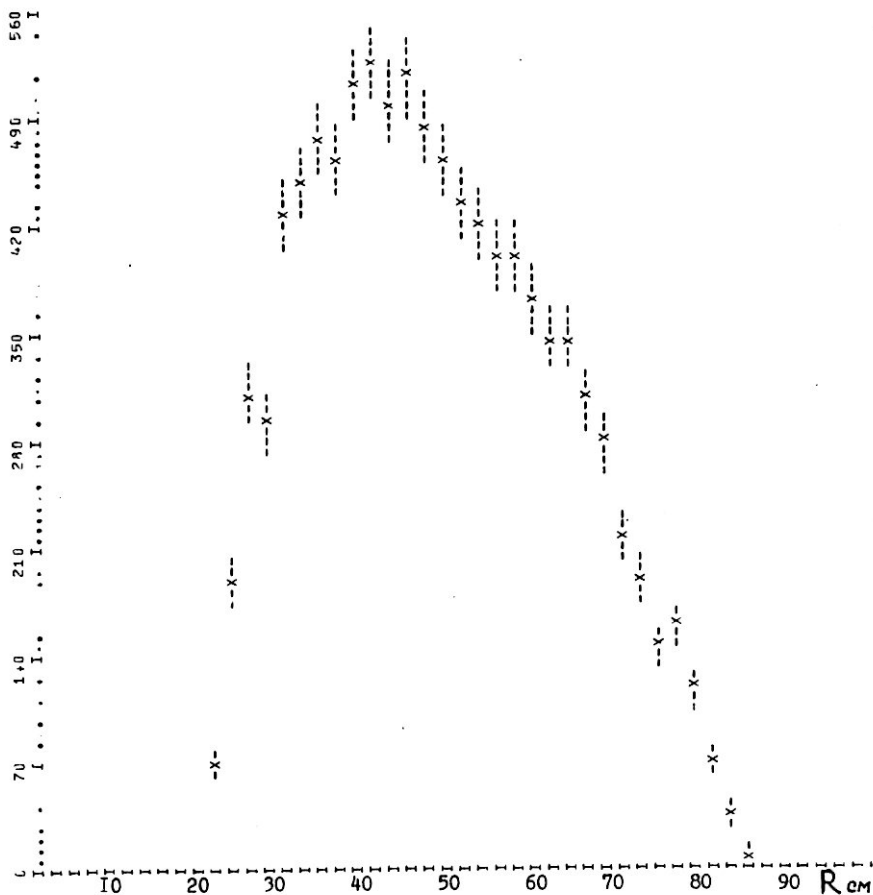


Рис.4. Ожидаемые распределения по пробегам (R) гипер-ядер ${}^{13}\Lambda N_7$, рожденных в реакции ${}^{12}\text{C}_6 + p \rightarrow {}^{13}\Lambda N_7 + K^0$ при $P_c = 20$ ГэВ/нуклон в установке СКМ-200 (результат моделирования).

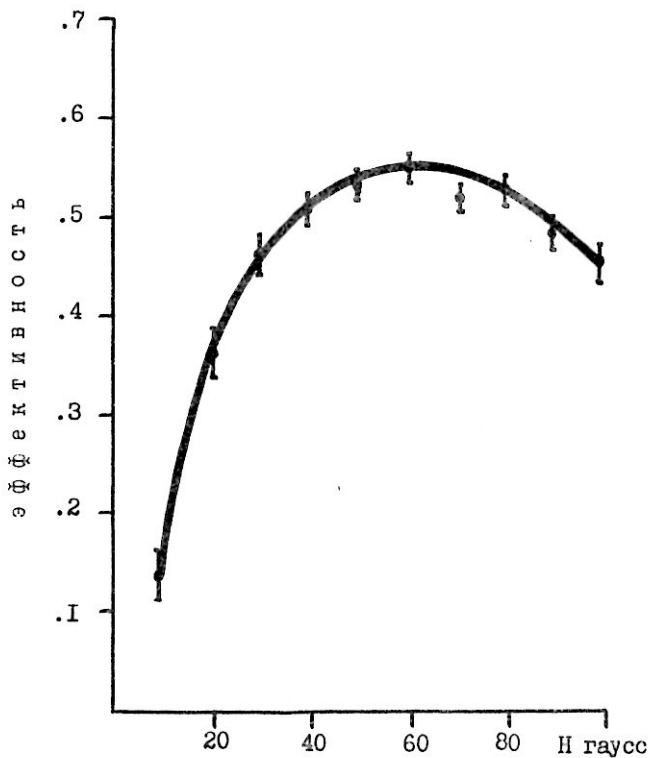


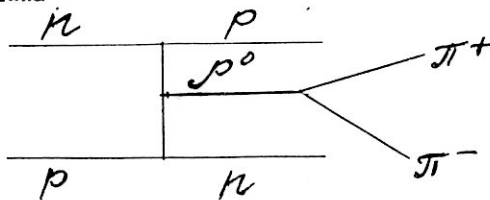
Рис. 5. Приближенный расчёт эффективности СКМ-200 к реакции $\alpha + \text{He} \rightarrow \alpha + \text{He} + e\bar{e}$ при $V_\alpha = 20$ ГэВ/с в зависимости от величины магнитного поля H .

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Одной из возможностей, появившихся при ускорении ядер до релятивистских энергий, является получение и дальнейшее использование высокоэнергичных квазимонохроматических пучков нейтронов. В ЛВЭ ОИЯИ в настоящее время такие пучки уже существуют, и на них проведены первые эксперименты. Нейтроны получаются при стриппинге дейтронов, ускоренных в синхрофазотроне. Разброс полученных нейтронов по импульсам не превышает $\pm 2,5\%$, если отбирать нейтроны, идущие под углом 0° к первичному пучку в телесном угле 10^{-7} стерад. При этом на расстоянии 14 м от мишени из d длиной 1 см можно получить не менее 10^6 нейтронов на 1 см^2 при интенсивности ускоренных дейтронов $10^{10} d/\text{цикл}$.

Преимущества такого пучка очевидны: несмотря на его значительную интенсивность, он не загружает аппаратуру ввиду своей нейтральности и позволяет изучать процессы с образованием частиц строго под углом 0° . Применение способа "тагирования" позволит знать энергию нейтронов с более высокой точностью, чем указано выше.

По-видимому, нейтронный пучок следует использовать в первую очередь для изучения образования резонансов в πp - взаимодействиях. Исследования, выполненные нейтронной группой ЛВЭ ОИЯИ, установили, что в реакции $pn \rightarrow p\pi^+\pi^-$ при энергии около 7 ГэВ происходит образование ρ^0 - мезона с сечением ≈ 150 мкбарн. Образованию ρ^0 - мезона можно сопоставить диаграмму мультипериферического типа



Процесс, соответствующий такой диаграмме, отсутствует в pp -взаимодействиях. Имеющиеся эксперименты действительно указывают на отсутствие заметного образования ρ^0 -мезона в реакции $pp \rightarrow p\rho^0\pi^+\pi^-$.

Т.о., мы имеем довольно эффективный источник ρ^0 -мезонов. При потоке нейтронов 10^7 на водородную мишень длиной 1 м можно получать до $5 \cdot 10^3$ ρ^0 -мезонов в импульсе. Следовательно, в принципе, за сравнительно небольшой срок можно зарегистрировать распады ρ^0 -мезонов, идущие на уровне 10^{-9} - 10^{-10} .

Интересно изучение и самой мультипериферической диаграммы, изображенной выше, т.к. диапазон энергий, доступных нуклотрону, позволяет проследить образование ρ^0 -мезона в отмеченной реакции от порога его образования до 25 ГэВ.

Обратим внимание на удачную кинематическую конфигурацию событий, в которых рождается ρ^0 -мезон (см. диаграмму). В событии есть быстрый протон, который легко регистрируется, и медленный нейтрон, выходящий из мишени. Кроме того, эффективная масса исследуемых продуктов распада ρ^0 -мезона должна находиться в области 765 МэВ. Т.о., можно создать довольно удачную систему отобра событий и значительно снизить фон.

Конечно, возможно изучение и других резонансов, возникающих в такой конфигурации, например, ρ^0 -мезона.

Интересными задачами, которые могут быть решены при исследовании pp -соударений, являются также: механизм образования двух Δ -изобар в реакции $pp \rightarrow \Delta^{++}\Delta^-$ и возможное существование обмена двойным зарядом, поиск изобар с изотопическим спином $5/2$ в системе $\rho^+\pi^+\pi^+(n\pi^-\pi^-)$ в реакции $pp \rightarrow p\rho^+\pi^+\pi^-\pi^-n$, поиск ρ^0 -мезона в системе $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ в той же реакции, поиск изобар, образующихся при померонном обмене, например, в реакции $pp \rightarrow p\rho^0\pi^-$ и т.д.

Большие возможности открывает хорошо сформированный монохроматический пучок нейтронов в изучении $n\bar{p}$ -перезарядки. Сейчас экспериментально исследована область до энергии 8 ГэВ. Измеренная величина сечения перезарядки при 8 ГэВ составляет 60 ± 30 мкбарн (при этом существуют сомнения в идентификации протонов, связанные с немонахроматичностью нейтронного пучка). Отсутствие хороших экспериментальных данных не позволяет провести надежную теоретическую интерпретацию процесса перезарядки. Особенно интересен здесь вопрос о поляризации протонов: ее измерение помогло бы прояснить проблему обменов в этом процессе. Нейтронные пучки нуклотрона позволяют решить эти задачи.

Еще одну возможность использования нейтронов можно отметить в связи с релятивистской ядерной физикой и кумулятивным эффектом, в частности.

Дело в том, что из-за отсутствия заряда нейтроны могут отбираться под углом, строго равным 0° по отношению к первичному заряженному пучку ядер. Не возникает проблем многократного рассеяния в мишени, потеря на ионизацию, примеси первичного пучка и других заряженных частиц, как в случае регистрации протонов. В экспериментах, проведенных в последнее время в США, регистрируют протоны под углом $2,5^\circ$ к первичному пучку из-за трудностей, указанных выше. Такая постановка эксперимента сильно затрудняет интерпретацию данных, т.к. в дело вовлекаются частицы с целым набором поперечных импульсов. Кроме того, не исключено, что кумулятивно рожденные в ядерных взаимодействиях нуклоны сосредоточены в очень узком конусе около 0° . С другой стороны, регистрация "кумулятивных" нуклонов может иметь некоторые пре-

имущества по сравнению с регистрацией π -мезонов из-за большей доли энергии, которая может быть передана ядром нуклону.

В то же время спектр образующихся под углом 0^0 нейтронов в ядерных взаимодействиях легко может быть восстановлен по реакции $n p \rightarrow p \pi^-$, которая идет с заметным сечением (порядка 0,5 - 1 мбарн) в широком диапазоне энергий (вплоть до 28 ГэВ).

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ 2-МЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ
КАМЕРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ НА НУКЛОТРОНЕ

Д.А.Троян

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Релятивистская ядерная физика – наука молодая. Ей еще только предстоит создавать свои понятия и методы. Нам еще не ясны все эффекты, возникающие при прохождении релятивистских ядер через вещество. Поэтому, по крайней мере на первых порах, необходимо использование приборов, дающих наиболее полную, по возможности наглядную информацию о взаимодействии. В этом смысле полезным прибором может оказаться 2-метровая пропановая камера ЛВЭ. Достоинства камеры заключаются в следующем:

1. Она обладает 4 π - геометрией, а, следовательно, высокой эффективностью регистрации взаимодействий;
2. Камера имеет не менее чем 50%-ную эффективность регистрации γ -квантов с импульсом более 100 МэВ/с, что позволяет регистрировать и изучать нейтральную компоненту множественности. Эта эффективность может быть еще повышена добавлением в пропан более тяжелых жидкостей. Точность измерения импульсов при такой операции существенно не ухудшается.
3. В камере имеются хорошие возможности идентификации частиц по ионизации, пробегам, δ - электронам;
4. Измерение импульсов по кривизне в магнитном поле может производиться с точностью не хуже 10%;
5. Большие размеры камеры позволяют изучать всевозможные распады, например на гиперфрагменты, причем большая доля их будет останавливаться в камере, что позволит измерять их импульс с точностью 1-2%.

С этой методикой возможно, в первую очередь, изучение множественности рождающихся частиц. Основной вопрос здесь — какова сама множественность во взаимодействиях релятивистских ядер по сравнению с взаимодействием адронов. Будет ли она простой суммой множественностей от взаимодействия отдельных нуклонов, составляющих ядро? Будут ли частицы, рождаемые в ядерных взаимодействиях, достигать предельных распределений и при каких энергиях? Отметим, что пучки ядер, которые будут доступны нуклотрону, позволят покрыть большой энергетический интервал. Например, при соударении ядра углерода с энергией 25 ГэВ/нуклон с покоящимся ядром углерода в пропане выделится такая же свободная энергия, как при соударении нуклона с нуклоном при энергии 850 ГэВ.

С помощью пропановой камеры может с успехом проводиться изучение рождаемых фрагментов. Релятивистские ядра дают уникальную возможность для такого изучения. Дело в том, что в системе центра масс фрагментирующего ядра фрагменты имеют малые относительные скорости. Поэтому после распада ядра фрагменты обладают в лабораторной системе скоростями, очень близкими к скорости первоначального ядра, и летят в узком конусе относительно направления его полета. Поэтому мы видим все образовавшиеся фрагменты и заранее много о них знаем. В магнитном поле, в которое помещена камера, возможен импульсный анализ. Т.к. ионизационные потери пропорциональны квадрату заряда фрагмента, то появляется еще одна возможность идентификации. Комбинация различных методов позволяет надежно идентифицировать фрагменты в камере. Оценки показывают, что достижимая точность в определении массы фрагмента может быть порядка 10%.

Эксперименты по изучению фрагментов, выполненные на бэватроне в США, установили два замечательных факта. Во-первых, вид

фрагментации не зависит от ядра мишени и, во-вторых, распределения фрагментов по всем трем проекциям импульса в системе центра масс фрагментирующего ядра имеют вид гауссовых распределений с шириной, равной $\sim \sqrt{M_2 C}$. Причем этот вид сохраняется для разных фрагментов и разных энергий первичного ядра.

Эти удивительные и пока непонятные факты могут быть значительно умножены и хорошо проанализированы в экспериментах на нуклотроне с пропановой камерой. Сечения образования фрагментов таковы, что на 100 тыс. фотографий можно найти несколько десятков тысяч фрагментов разного рода.

Интересный вопрос здесь: достигают ли фрагменты (многобарионные системы) предельных распределений и при каких энергиях? Какова разница в поведении их по сравнению с более легкими частицами? Энергии, достижимые на нуклотроне, позволят проверить это в широких пределах.

Наконец, пропановая камера может быть использована для исследования еще одного интересного явления, а именно, образования резонансов в определенном изотопическом состоянии. Если налетающее ядро A имеет изотопический спин, равный нулю (d, α, C), и взаимодействует с углеродом пропана, также имеющим изотопический спин, равный нулю, то образующееся состояние X также будет иметь нулевой изотопспин, если отбирать события, где ядра A и C останутся целыми и невозбужденными. Реакция идет по схеме $A + C \rightarrow A + C + X$. Отбирая события с малой передачей импульса от начального ядра A к конечному A , можно осуществить этот "изотопический фильтр".

Конечно, перечисленные задачи далеко не исчерпывают всего круга вопросов, которые могут быть решены с пропановой камерой.

К моменту пуска нуклотрона камера должна быть значитель-

но модернизирована. Необходимо, чтобы камера имела одно стекло для фотографирования, необходимо освоить режим двух расширений за цикл ускорителя, возможно создание гибридного режима с выборочным фотографированием, для чего в корпусе камеры надо сделать тонкостенные окна для вывода частиц, запускающих электронику управления, наконец, необходим перевод всей системы обработки снимков на автомат типа спирального измерителя, что требует создания системы впечатывания в кадр служебной информации, а также создания новых программ обработки событий.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СУЩЕСТВУЮЩИХ
ЖИДКОВОДОРОДНЫХ КАМЕР

И. М. Граменицкий
ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

В настоящее время в Лаборатории высоких энергий имеются две жидководородные пузырьковые камеры: 1-метровая камера, расположенная в корпусе IV на пучках синхрофазотрона ЛВЭ, и 2-метровая камера "Людмила", расположенная в сепарированном пучке ускорителя ИФВЭ (г. Серпухов). Последняя, по-видимому, будет экспонироваться в этом пучке в течение нескольких (3+5) лет. Для проведения экспериментов на нуклотроне для этой установки необходимо предусмотреть специальное помещение, например, пристройку к корпусу № 205. Конструкция этих камер и, в частности, камерных магнитов, делает весьма затруднительным применение гибридных систем, позволяющих с помощью электроники выделять определенные каналы реакций. Поэтому прежде всего необходимо рассмотреть возможность их применения, по крайней мере на первом этапе, без таких систем.

Точность измерения, полученная на рассматриваемых установках, позволяет выделять каналы реакций ^4C и ^{12}C вполне надежно при первичных импульсах до $5 + 10$ ГэВ/с.

Кроме задач, характерных для релятивистской ядерной физики (изучение кумулятивного эффекта, гиперядер, и т.д.), основных для создаваемого ускорителя - нуклотрона, на жидководородных камерах могут проводиться также исследования в области физики элементарных частиц. Планируемая интенсивность ускорителя позволит получить сепарированные пучки частиц с интенсивностями, достаточными для проведения таких экспериментов. Для этого необходимо создание сепараторов - электростатического для сепарации частиц с импульсом до 4 ГэВ/с и радиочастотного для импульсов свыше 4 ГэВ/с.

Следует подчеркнуть, что прецизионные исследования с большой статистикой при сравнительно небольших энергиях (1-10 ГэВ) могут дать ценную информацию в области физики элементарных частиц. Одним из примеров таких исследований является изучение прямых S -канальных эффектов - так называемые форматон-эксперименты. Такие эксперименты проводились при изучении барионных резонансов. В них водородная мишень облучалась пучком мезонов при нескольких очень близких импульсах. В том случае, когда энергия в С.Ц.М. близка к массе соответствующего резонанса, наблюдались особенности в полных сечениях, в дифференциальных сечениях упругого рассеяния или в других конечных состояниях, соответствующих распаду данного резонанса.

Аналогичный метод для изучения мезонных резонансов может использоваться в двух случаях: рождения векторных мезонов в e^+e^- -соударениях и образования мезонов с $M \approx 2$ ГэВ при взаимодействии нуклон-антинуклон. Для проведения исследований рр-взаимодействий вполне пригодны упомянутые выше установки.

Следует отметить, что множество открытых каналов приводит к затруднениям при анализе прямого S -канального эффекта по данным о полных сечениях $\bar{p}p$ -взаимодействий. Поэтому представляется целесообразным исследование определенных каналов реакций. Особенно интересно изучение квазидвухчастичных каналов типа $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \rho^0$, $\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow f^0 \pi^0$ и т.д.

Поскольку сечения таких реакций, по-видимому, не превышают 100 мкбарн, для проведения подобных экспериментов требуется большое количество снимков (1-1,5 млн.)

Поэтому важными фактами являются:

а) многократное срабатывание камеры (≥ 2)
за цикл ускорителя;

б) возможность обработки снимков на автоматических устройствах.

Требования к пучку: чистота сепарации по адронам $\leq 1\%$,
примесь μ -мезонов $\leq 5\%$, $\Delta p/p = 0,5\%$, величина импульса
должна быть известна с точностью $0,5\%$.

О ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ СОЗДАНИЯ
ЖИДКОВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ
В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев
ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

I. Жидководородные пузырьковые камеры являются достаточно широко используемым и хорошо зарекомендовавшим себя прибором. Это обусловлено рядом специфических свойств камеры. В самом деле, это хороший детектор частиц, который в силу сравнительно малой плотности водорода ($0,08 \text{ г/см}^3$) и малого Z ($Z = 1$) позволяет детектировать достаточно медленные частицы и обеспечивает малую ошибку от многократного кулоновского рассеяния при измерении импульса по кривизне в магнитном поле.

Водородная камера — это однородная мишень, к тому же самая элементарная ("протонная" мишень). Регистрируется точка взаимодействия и почти все выходящие из неё заряженные вторичные частицы, что дает возможность практически без искажений наблюдать взаимодействия в условиях 4П-геометрии. Это в значительной степени освобождает от необходимости моделирования условий эксперимента и генерирования большого числа искусственных событий подобно тому, как это делается во многих электронных опытах.

Заметим, что, несмотря на все достоинства стримерной камеры (управляемость, еще меньшая плотность вещества), мы не можем поместить в нее чисто водородную мишень без того, чтобы не потерять существенную долю информации, связанную с медленными частицами отдачи, которые не выйдут в чувствительный объем стримерной камеры.

Возможность восстановления полной кинематики значительной доли событий, кроме своей прямой физической ценности, имеет и важное прикладное значение для постановки других экспериментов (оценка фона, геометрия и т.д.), а в ряде случаев прямо стимулирует постановку узконаправленных задач электронной методикой, позволяющей набирать огромный статистический материал.

Существующие в настоящее время водородные пузырьковые камеры лаборатории (однометровая и двухметровая ("Людмила"), работающая в ИФВЭ) имеют ряд существенных недостатков. Сюда можно отнести малую частоту срабатываний в цикле ускорителя, малую мобильность, большие затраты электроэнергии на питание электромагнитов, недостатки автоколлимационной системы освещения, порождающие блики и т.д. (Достаточно сказать, что электромагнит 1-метровой водородной камеры потребляет мощность 3 мегаватта).

Сказанное выше наталкивает на мысль о целесообразности сооружения новой установки: 1,5-2-метровой жидководородной пузырьковой камеры в сверхпроводящем электромагните с двумя стеклами-иллюминаторами, омега-сильфоном, многоцикловым срабатыванием, в мобильном исполнении, с автономной малой управляющей ЭЕМ и т.д.

Выбор размеров установки связан с использованием ее в пучках протонов до 40 ГэВ/с и в пучках релятивистских ядер. Величина рабочего объема обуславливается размерами области мишени и длиной вторичных треков, необходимой для точного измерения импульсов вторичных частиц.

Вопрос о точности прибора особенно важен, когда мы имеем дело с пучком частиц, выведенных из ускорителя, т.к. в этом случае гарантируется монохроматичность пучка.

В качестве иллюстрации ожидаемых на вторичных треках точностей приводим расчеты для относительной ошибки определения импульса однозарядной частицы в магнитном поле 40 кгаусс в зависимости от длины, на которой проводится измерение. Из рис. 1 видно, что полная ошибка выходит на уровень 1% для диапазона импульсов до 20 ГэВ/с при длине около 80 см. Ошибки в углах на этой длине выходят на уровень одного миллирадиана, как видно из рис. 2. Рис. 3 показывает, что существенно возрастает разрешение по эффективным массам.

Одним из аргументов в пользу создания новой установки является то, что в связи со значительным развитием обработочной базы ЛВТА ОИЯИ и введением в строй сканирующих автоматов возросли требования к стандартизации снимков, к улучшению их качества. Камера с системой освещения "напросвет" обеспечит чистые по полю снимки.

Накопленные в Лаборатории высоких энергий опыт по созданию сложной физической аппаратуры позволяет надеяться на возможность проектирования и сооружения новой жидководородной пузырьковой камеры в достаточно короткий срок.

Создание установки, адекватной по своему техническому решению и физическим характеристикам новому ускорителю (нуклотрону), целесообразно провести с таким расчетом, чтобы она могла войти в строй к моменту вывода пучков из нуклотрона.

Ориентировочная стоимость такой камеры около 5 млн. рублей.

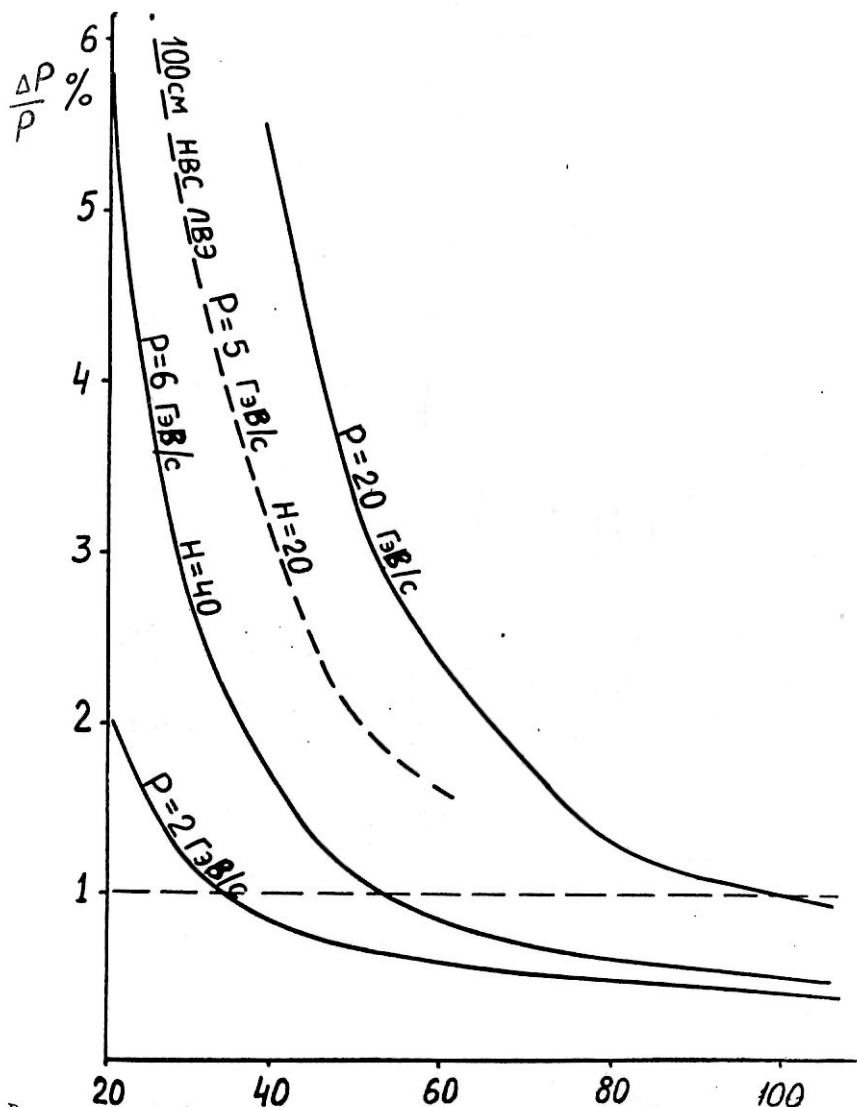


Рис. I. Зависимость полной относительной ошибки импульса от длины трека, на которой проводится измерение. Расчеты выполнены для трека с углом погружения $\lambda = 170$ град и измерительной точности $\varepsilon = 80$ мк. Магнитное поле в килогауссах указано на рисунке. Пунктиром проведена кривая для 1-метровой водородной камеры.

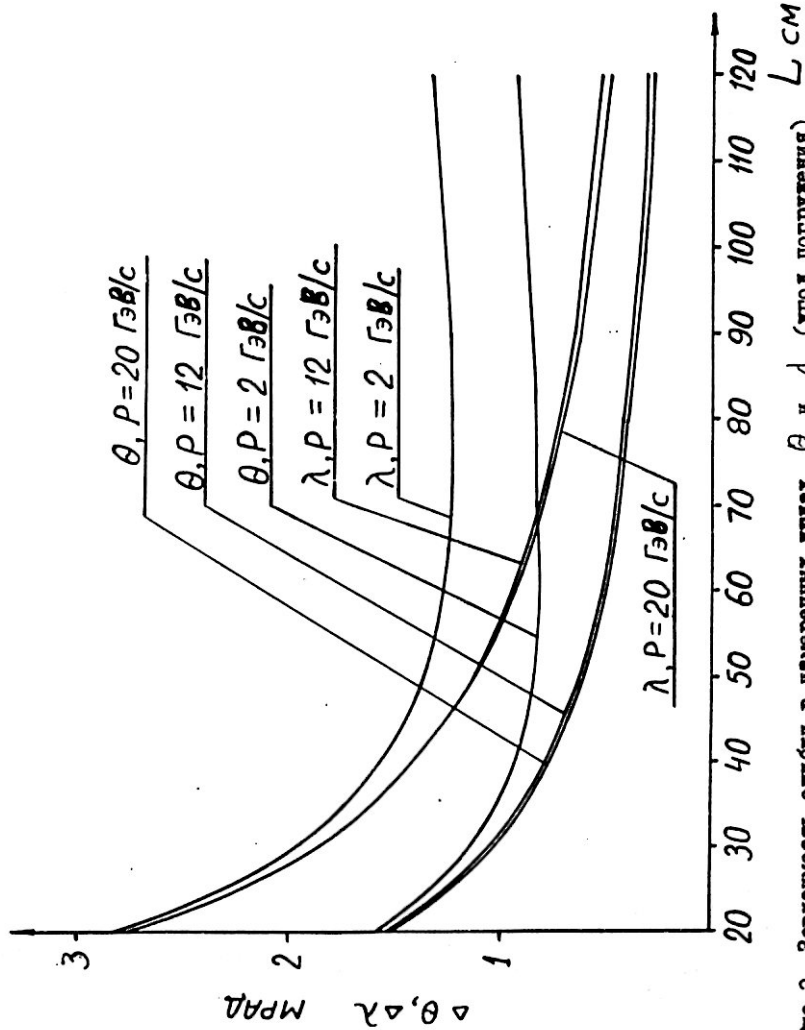


Рис. 2. Зависимость ошибок в измеренных углах θ и λ (угол погружения) L см от длины измеряемого трека. Условия те же, что и для рис. 1.

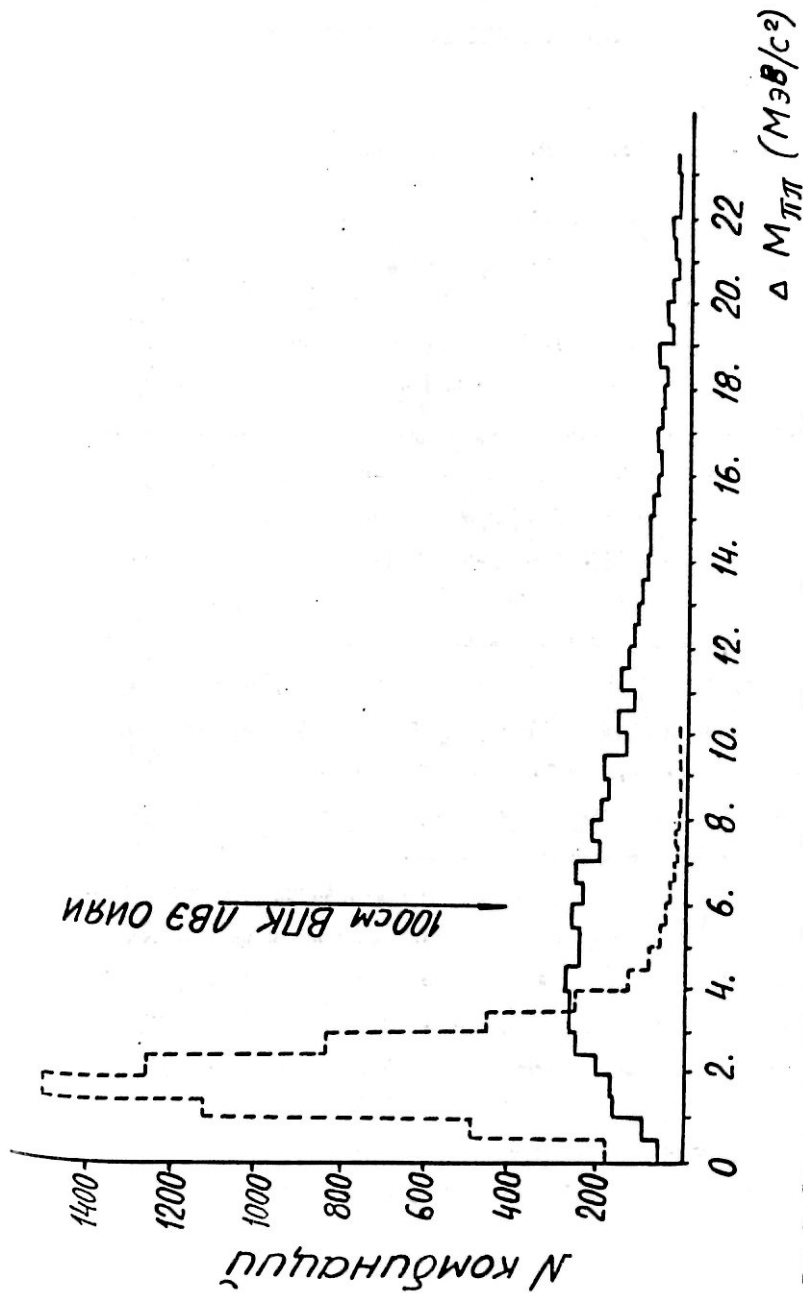


Рис. 3. Сравнение разрешающей способности по эффективной массе двух П-мезонов для Британской национальной водородной пузырьковой камеры (сплошная линия); 1-метровой камеры LB3 OIЯИ (среднее значение указано стрелкой) и предлагаемой камеры (пунктирная линия).

БЫСТРОЦИКЛИЧНЫЕ ВОДОРОДНО-ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ

М.Д.Шафранов

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

За последнее десятилетие в физике высоких энергий и элементарных частиц постановка фактически любого эксперимента связана с получением большого статистического материала. Наиболее полно такому требованию удовлетворяют электронные эксперименты, в которых события одного или нескольких типов отбираются путем создания соответствующей системы запуска. Существенны возможности электронных методов в регистрации нейтральных частиц - нейтронов, γ -квантов и определении их энергий.

Наибольшим недостатком электронных методов исследования, по-видимому, является неточность, связанная с определением вершины взаимодействия, в то время как координаты треков и, следовательно, импульсы заряженных частиц измеряются с большой точностью. Вторым недостатком этих методов является потеря медленных частиц, не выходящих из мишени.

Для некоторых задач определить вершину взаимодействия возможно с применением мишени-черенковского счетчика /1/ при ошибке $\sim 2,5 - 3$ см. В случае использования для регистрации магнитного спектрометра со стримерной камерой и внутренней водородной мишенью неопределенность в определении вершины взаимодействия составляет 2-3 мм, при этом все же теряются медленные частицы, например протоны с импульсом ~ 150 МэВ/с.

В то же время, хотя преимущества водородных пузырьковых камер в определении кинематических и геометрических переменных неоспоримы, скорость набора статистики мала, что делает при-

менение пузырьковых камер для ряда физических задач нецелесообразным.

1. Быстроциклическая пузырьковая камера (БЦПК)

Исследования в области водородных пузырьковых камер привели к проектам создания быстроциклических пузырьковых камер^{1,2} с частотой срабатывания от 10 до 100 раз в секунду в зависимости от размера камеры. Применение таких камер в качестве мишени - детектора совместно с электронными методами регистрации может существенно расширить возможности как методики пузырьковых камер, так и электронных методов исследований.

Основные достоинства БЦПК как мишени-детектора применительно к использованию ее на нуклотроне можно было бы сформулировать следующим образом:

1. При высокой множественности вторичных заряженных частиц в реакции ядро-водород, широком спектре импульсного распределения вторичных частиц, включая высокоэнергичные за счет кумулятивных эффектов, кинематические переменные (углы, импульсы) высокоэнергичных частиц определяются с использованием электронных методов регистрации (магнитные спектрометры, черенковские годоскопы), низко энергичные частицы регистрируются в камере, а их переменные определяются по измерениям на снимках.

2. Высокое пространственное разрешение, регистрация и измерение протонов отдачи с коротким пробегом (≥ 1 мм) позволяют проводить исследования взаимодействий с очень малыми передачами ($t \geq 0,01$ (ГэВ/с)²).

3. Точное определение вершины взаимодействия, что особен-

но важно при изучении взаимодействий, сопровождающихся рождением $\Lambda^0, \Sigma^0, \gamma^*$.

4. Прецизионное измерение координат вершины взаимодействия открывает перед электронными методами возможность подгонки геометрических и кинематических параметров треков частиц, регистрируемых магнитным спектрометром, возможность выделения и идентификации событий классов IC и 4C.

5. Заполнение камеры дейтерием расширяет возможности метода.

II. Возможное применение БЦПК совместно с электронными методами регистрации

а) Размещение камеры

Возможны два способа размещения камеры: традиционный, когда оси систем фотографирования параллельны направлению магнитного поля, но перпендикулярны направлению первичного пучка, и второй — оси систем фотографирования параллельны направлению магнитного поля и параллельны направлению пучка.

Во втором случае есть некоторые преимущества, например, аксиальная симметрия по отношению к пучку. Такая система реализуется в проекте /2/. Кроме того, такое размещение камеры на пучке позволяет существенно уменьшить толщину вещества на пути частиц.

В случае продольного размещения в объеме камеры легко проводить точные измерения импульсов частиц $pc < 500$ МэВ при полях величиной 3-5 тесла.

Применение продольного магнитного поля существенно облегчает конструкцию камеры с точки зрения уменьшения толщины ма-

териала на пути вторичных частиц и γ -квантов и возможности размещения системы счетчиков антисовпадений вокруг камеры.

Система камера-магнит должна обеспечить выход вторичных частиц, в том числе и γ -квантов, составляющих угол с направлением первичных частиц до 45° . Но при этом большое рассеянное поле магнита, краевые эффекты, несомненно, будут представлять известные трудности для работы системы расширения, камерного оборудования, и, в какой-то степени, это поле окажет влияние на анализ частиц промежуточной энергии (0,5 - 4,0 ГэВ/с).

Однако уже имеется большой опыт в обработке событий с подобной геометрией (магнитное поле - вторичные частицы) в экспериментах по исследованию взаимодействий на поляризованных мишенях /3/.

б) Пучок

Высокие угловые и импульсные разрешения можно получить, применяя для регистрации первичного пучка проволочные камеры. Для обеспечения работы камеры с высокой частотой необходимо создание специальных систем быстрого вывода, либо систем наведения на мишень пучка ускоренных частиц, что потребует дополнительных расходов и выполнения определенного объема работ по отработке таких систем. Вместе с тем для обеспечения высокоэффективной работы электроники длительность пучка в цикле не должна быть меньше по крайней мере 20 микросекунд.

в) Регистрация вторичных частиц

Импульсы частиц менее 0,5 ГэВ/с измеряются на снимках камеры, импульсы в диапазоне 0,5 - 4 ГэВ/с - на снимках и вне

камеры с применением электронных методов регистрации. Эта доля событий составит, по-видимому, основной вклад (до 80%).

Регистрация и измерение параметров частиц с импульсом свыше 4 ГэВ/с должна производиться с помощью магнитного спектрометра и с проволочными камерами, возможно применение стримерной камеры.

г) Вторичные нейтральные частицы регистрируются с помощью счетчиков полного поглощения, координатных проволочных камер, сцинтилляционных методов с применением время-пролетной техники.

д) Идентификация частиц проводится на снимках пузырьковой камеры, применением время-пролетных методов и детекторов $\frac{dE}{dx}$, как газовых, так и работающих на конденсированных средах.

Ш. Сравнение с методами исследования со стримерной камерой

Со многих точек зрения из электронных методов регистрации ближе всего к методике пузырьковых камер примыкает методика стримерных камер с внутренней жидководородной мишенью, поэтому, по-видимому, целесообразно привести здесь результаты сравнения этих методов, данного в /4/.

Г. Размер

Быстроциклическая пузырьковая камера мала по размерам (30 - 40 см) для обеспечения высокой цикличности. При сравнительно высоких энергиях (свыше нескольких ГэВ) она может использоваться только как камера-мишень с указанием вершины взаимодействия.

Стримерная камера, имея большие размеры, может применяться не только в тех же целях, как и БЦК, но и для измерений импульсов заряженных частиц.

2. Триггер

БЦПК работает с фиксированной частотой повторения. Поэтому система выборочного запуска (триггера) к ней не применима. Однако всегда имеется возможность сопоставить зарегистрированные камерой события с соответствующими сигналами электронного триггера.

Запуск стримерной камеры осуществляется системой счетчиков. Память камеры составляет время порядка десятков микросекунд, но применение ЭВМ позволяет провести в течение короткого времени дополнительную обработку с тем, чтобы решить, следует регистрировать это событие или нет.

3. Система регистрации и измерений

Системы регистрации и измерений аналогичны в обоих методах (с небольшими различиями). Возможен в том и другом случае бесфильмовый съем информации, но это все в стадии разработки.

4. Пучок

Применение специального оборудования для создания пучка для ВЦПК позволит иметь результирующую интенсивность пучка за цикл ускорителя (при рабочей частоте камеры 50 Гц и среднем числе частиц, проходящих через камеру, равном 30), составляющую 1500τ частиц, где τ - длительность "стола" в секундах. Стримерная камера при обычной растяжке пучка во времени сможет работать при интенсивности примерно в 1000 раз большей.

5. Мишень

О размерах БЦПК уже говорилось. В стримерной камере мишень возможно варьировать по длине в широких пределах (4-40 см), но в целях регистрации частиц с короткими пробегами диаметр ее не дол-

жен превышать 1 см, возможно применение и газовой водородной мишени. Такой диаметр и малая толщина стенок мишени позволяют вести регистрацию, например, протонов с $pc > 150$ МэВ/с.

Несомненны и с точки зрения регистрации вершины взаимодействия преимущества БЦПК, хотя стримерная камера обеспечивает точность восстановления вершины 0,5 - 2 мм.

Эксперименты на дейтерии с регистрацией медленного спектра, требующие измерения вершины взаимодействия с большой точностью, при исследовании событий с короткопробежными частицами ($\Sigma^\pm, \Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$) предпочтительно проводить с ВЦПК.

6. Точности измерений

Точность измерения для БЦПК можно довести до 30 мк в пространстве камеры, в то время как в стримерной камере - только до 200 мк. Но в последнем случае есть преимущество в меньшей величине многократного рассеяния, следовательно, в большей точности измерения углов и импульсов медленных частиц.

7. Телесный угол

В обоих случаях телесный угол близок к 4П. Но в стримерной камере, если магнитное и электрическое поля параллельны, исключаются из измерений частицы, имеющие угол с электрическим полем до 15° . С точки зрения стереоскопических эффектов обе камеры имеют одинаковые преимущества и недостатки.

8. Измеряемые величины сечений

Высокая средняя множественность заряженных частиц накладывает ограничение на число взаимодействий на один снимок БЦПК - в среднем одно взаимодействие на кадр. Отсюда легко подсчитать, что на ~ 50 циклов камеры за один цикл ускорителя можно полу-

чить 1 - 2 события в секунду на 1 миллибарн сечения, при рас-
тяжке ("столе") - соответственно на меньшую величину сечения.

В стримерной камере при размере мишени 10 см и интенсив-
ности 10^6 частиц за секунду следует ожидать одно событие на 2 мик-
робарна. Но с учетом мертвого времени установки, которое, помимо
всего прочего, определяется и триггером (10-100 миллисекунд), факти-
чески будет зарегистрировано всего при мертвом времени в 50
миллисекунд около 800 событий.

В заключение немного об опыте использования совместных
систем камера - магнитный спектрометр. В докладах, представлен-
ных на Международную конференцию по аппаратуре для физики вы-
соких энергий во Фраскати (1973), широко обсуждались вопросы при-
менения БЦПК. Вопросам обработки снимков с таких камер был по-
священ семинар в Резерфордской лаборатории /7/.

В докладе /5/, представленном на конференцию, приведены данные
по опыту совместного использования 40-дюймовой камеры SLAC (рабо-
чая частота 10 Гц) с искровым спектрометром (рис. 1). На рис. 2 при-
веден спектр недостающих масс, полученный на основе реконструк-
ции треков по данным только искровых камер. Разрешение здесь
равно ~ 70 МэВ, что существенно лучше, чем для пузырьковых водо-
родных камер.

В /6/ представлен проект 30-сантиметровой БЦПК, создаваемой
в Резерфордской лаборатории. Ее характеристики:

диаметр	30 см,
глубина	20 см,
толщина стенок	2 мм,
телесный угол	3π стерадиана,
рабочая частота	60 герц,
оптическая система	(светлополюсное освещение),

разрешение	< 200 мк,
стереоугол	8° ,
масштаб	10 ,
фотокамеры	3x35 мм ,
объективы	телецентрические , фокусное расстояние 160 мм .

На рисунке 3 представлена схема этой камеры.

Литература

1. E.Bertolucci et al.. Nucl.Instr. and Meth., 69, 21, 1969.
2. N.Doble et al.. HYBUC-proposal, CERN/TCC, 69-26;
N.Doble et al.. Hyperon Bubble Chamber HYBUC, Proc. Intern.
Conf. on Bubble Chamber Technology, Argonne, 1970;
A.Rogers. The Rapid Cycling Bubble Chamber Program at SLAC,
Ibid. 343;
Ph.Delcros. Results achieved with a rapid-cycling hydrogen
bubble chamber. Ibid., 390.
3. C.J.Bruneton et al.. Saclay-Serpukhov-Dubna-Moscow Coll.
Phys.Lett., 44B, 471 (1972).
4. E.Lillethun. CERN/ECFA/4, II, 221 (1973).
5. A.R.Dzierba et al.. 1973 Intern. Conf. on Instrumentation,
Frascati (1973).
6. R.W.Newport et al.. Ibid., 50 .
7. Proceedings of Seminar on Track Analysis for Rapid Bubble
Chambers, RHEL/R, 271.

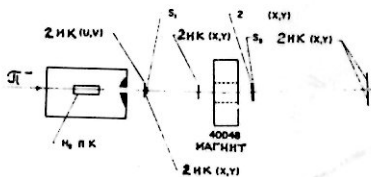


Рис.1. Схема простейшего спектрометра с водородной камерой - мишенью. Спектрометр предназначен для исследований дифракционной диссоциации в $\Pi\Gamma$ -взаимодействиях при импульсе 16 ГэВ/с.

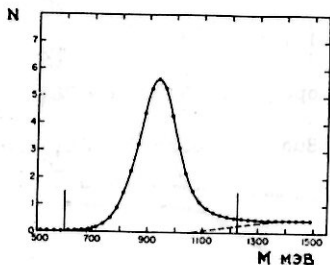


Рис.2. Спектр недостающих масс, полученный со спектрометром (рис.1). Спектр построен по полной реконструкции треков вторичных частиц только в искровых камерах.

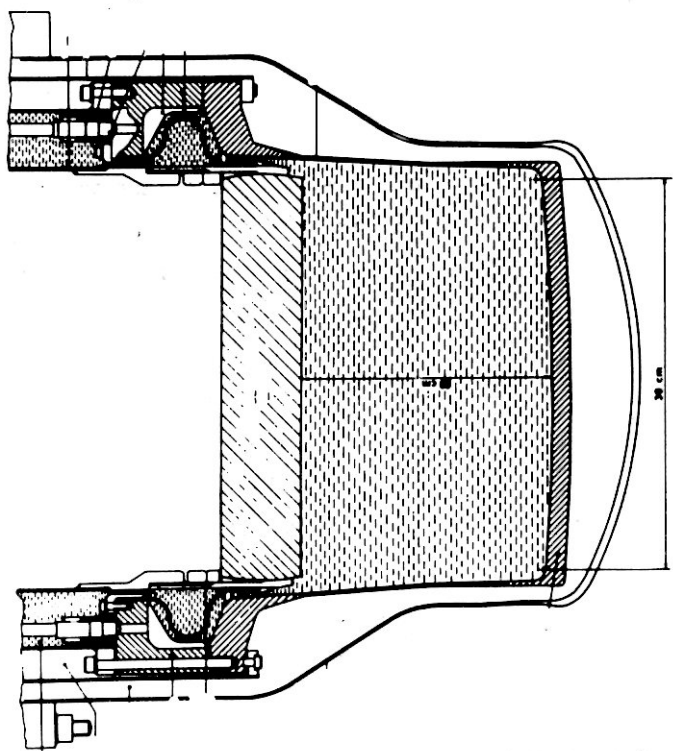


Рис. 3. Детальная схема ВЦПК (проект Резерфордской лаборатории). Тонкостенный алюминиевый корпус камеры и вакуумного кожуха обеспечивает минимальное количество фоновых взаимодействий. Камера будет размещена в магните с полем 2Т.

СООБРАЖЕНИЯ ПО ПОВОДУ ПЛАНОВ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ МЕТОДОВ
ИССЛЕДОВАНИЙ И СОЗДАНИЯ В ЛВЭ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТАНОВОК ДЛЯ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ

(Из доклада И.А.Савина, представленного на совещание Комитета по электронным экспериментам Ученого совета ОИЯИ по физике высоких энергий, ноябрь, 1973 г.^х).

I. Общие соображения

1. Практика последних лет показывает, что сложность экспериментальных задач возрастает, а для этого надо делать все более сложные и, следовательно, дорогие установки, стоимость каждой из которых от 0,5 до 1 млн. и более рублей. Наиболее перспективные установки – бесфильмовые спектрометры с искровыми, пропорциональными и дрейфовыми камерами.

2. Опыт работы лучших ускорителей мира показывает, что одновременно должны работать или находиться в готовом состоянии в экспериментальном павильоне около 10 электронных установок (в Беркли сейчас 9 установок, в Аргоне – 18).

3. Изготовленная установка, благодаря своей универсальности, с небольшими изменениями может эксплуатироваться в течение 3-5 и более лет, выполняя определенную программу исследований.

4. Мощность экспериментальных мастерских ЛВЭ такова, что можно в течение года изготовить 1-2 электронных установки.

5. Предлагается оснастить ускоритель ЛВЭ современными установками и вводить в строй минимум одну установку в год. Тогда к концу пятилетки 1976-1980 г.г. с учетом освобождающихся из Серпухова можно будет иметь 5-6 современных электронных установок. Их стоимость 3-5 млн. рублей (включая стоимость ЭВМ, необходимых для работы в режиме "on line").

х) Извлечения из указанного доклада сделаны редакционной комиссией настоящего сборника.

6. Целесообразно иметь одну электронную установку широкого профиля. По-видимому, в течение пятилетки 1976-1980 гг. разработки детекторов на основе конденсированных сред приведут к созданию управляемых камер-детекторов (жидководородная управляемая камера). Стоимость таких устройств будет около 3 млн.руб. Они позволят осуществлять эксперименты типа исследований с пузырьковыми камерами.

7. Для создания крупных электронных установок требуется развитие и совершенствование соответствующей методики, технологии, электроники. Как показывает опыт создания действующих установок, затраты на развитие методики, предшествующие их сооружению, составят 20-30% их стоимости. Эти расходы следует добавить к расходам, планируемым на создание установок. Всего на развитие методики в предстоящем пятилетии планируется затратить около 3 млн.рублей и 0,2 млн. валютных рублей.

8. Сооружение новых установок необходимо вести с использованием современной электроники и ЭВМ. В ЛВЭ имеется хороший задел для этого, разработаны стандартные блоки и системы. Бурный прогресс в этой области науки и техники будет продолжаться и в предстоящем пятилетии. Основные направления развития электроники детекторов и вычислительной техники в ЛВЭ можно сформулировать следующим образом.

1) Создание быстрых процессоров для отбора событий в основных типах экспериментов физики высоких энергий.

2) Разработка процессоров отбора множественных событий.

3) Разработка измерительных каналов в интегральном исполнении при числе датчиков 10^3-10^6 для основных типов детекторов: а) временного канала; б) линейного (амплитудного), в) время-пролетного.

4) Создание АСУ лаборатории. Освоение в связи с этим ЭВМ ЕС-1050 и создание системы сбора научной, экономической и хозяйственной информации в лаборатории. Возможность подключения к вычислительным мощностям ОИЯИ. Терминалы ЭВМ с дисплеями в отделах. Использование карманных калькуляторов.

5) Совершенствование систем сопряжения с ЭВМ на основе новых элементов.

6) Создание системы сбора информации и управления ускорителем (развитие проекта ЭВКС).

7) Разработка измерительно-вычислительного комплекса для нуклотрона.

Оценки показывают, что на эти работы потребуется в течение пятилетки 1976-80 гг. около 6 млн. рублей и 1,3 млн. валютных рублей, включая покупку новых ЭВМ для общих нужд лаборатории.

II. Извлечения из технических заданий на сооружение отдельных установок

A. "Нейтрон"

I. Назначение установки "Нейтрон".

Нейтронный детектор по времени пролета является естественным развитием экспериментальной базы Лаборатории высоких энергий для проведения экспериментов в таких областях, как изучение векторных резонансов, исследование взаимодействий K^0 -мезонов с веществом. Следует отметить, что при решении целого ряда таких задач определение кинематических параметров нейтрона, возникающего в результате взаимодействия, позволяет улучшить выделение эффекта из фона, а в ряде случаев приводит к качественно новому методу.

Детектор может быть применен в широкой области исследований:

а) исследование спектра масс нейтральных мезонов в реакции Π^-p и K^-p в интервале импульсов до 40 ГэВ/с;

б) при работе совместно с установкой "Фотон" - изучение квантовых чисел векторных мезонов;

в) исследование омега-ро-интерференции в Π^-p и гамма -р взаимодействиях (при работе совместно с установкой "Фотон"),

г) изучение пионного комптон-эффекта,

д) при работе совместно с магнитным искровым спектрометром - изучение перезарядки K^0 -мезонов на водороде и дейтерии и дифракционной регенерации K^0 -мезонов.

Важным свойством нейтронного детектора является его сравнительно большая апертура ($120 \times 120 \text{ см}^2$), высокая эффективность регистрации нейтронов (70%), точность в определении времени пролета нейтрона ($\pm 0,6$ нсек) и его координаты ($\pm 2,5$ см), что позволяет, например, при базе 4 м получить разрешение по массе ± 15 МэВ. Установка "Нейтрон" предназначена для работы на линии с вычислительной машиной. Информация, записанная на магнитную ленту, может обрабатываться как в Дубне, так и в странах-участницах.

Б. Установка МСПК

1. Назначение установки

Установка МСПК - магнитный искровой спектрометр с пропорциональными искровыми камерами, работающий на линии с ЭВМ, - предназначена для исследования слабоэлектромагнитных распадов нейтральных каонов. Эти исследования связаны с актуальными пробле-

мами физики элементарных частиц, такими, как проверка законов сохранения СР, СРТ и следствий, из них вытекающих.

В. Спиральный спектрометр

I. Назначение установки

Спектрометр предназначен для решения широкого класса задач физики элементарных частиц. Он с успехом может применяться для изучения как сильных, так и слабых взаимодействий частиц, а также может быть использован в экспериментах на встречных пучках. Его преимущества видны на конкретном примере.

Для увеличения эффективности спектрометров, предназначенных для изучения распадов нейтральных каонов, необходимо обеспечить сбор событий, плоскость распада которых составляет с осью спектрометра любой угол. Указанная цель может быть достигнута путем использования спектрометра в виде соленоида с продольным магнитным полем, внутрь которого помещается детектор координат частиц.

В самом деле, рассмотрим соленоид с магнитным полем, параллельным его оси, внутри которого происходят распады каонов. Поскольку в лабораторной системе координат поперечный импульс распадной частицы меняется от максимальной величины до нуля в зависимости от ориентации распадных частиц в системе центра масс каона относительно направления его движения, совпадающего с осью соленоида, все вторичные частицы будут двигаться вперед по винтовым траекториям в соответствии с законом движения частиц в постоянном однородном магнитном поле. Таким образом, магнитное поле соленоида обеспечивает ЧП - геометрию для сбора событий - распадов каонов на две частицы.

2. Составные элементы установки

Основу спектрометра составляет соленоид, внутренний диаметр и длина которого определяются в зависимости от физической задачи.

Диаметр связан с максимальным поперечным импульсом, величиной поля в соленоиде и диаметром пучка. Например, для изучения распадов нейтральных каонов на два пиона при диаметре соленоида 50 см и диаметре пучка около 5 см требуется магнитное поле напряженностью около 60 000 гаусс. Если диаметр увеличить до 100 см, то требуемое поле снижается до 30 000 гаусс. В обоих случаях, по-видимому, соленоид должен быть криогенным, хотя и не исключен вариант обычного соленоида с импульсным питанием, синхронизированным с работой ускорителя.

Длина соленоида определяется импульсом распадающейся частицы, ее временем жизни и необходимой точностью в определении импульсов распадных частиц. Например, для тех же распадов нейтральных каонов с импульсом 2 ГэВ/с длина волны, на которой распадные частицы, двигаясь по спирали, совершат один оборот, равна около 6 метров и около 15 метров для двух указанных выше случаев. Длина волны линейно зависит от импульса.

Для детектирования вторичных частиц внутрь соленоида помещается любое координатное устройство, с помощью которого можно определить X-, Y - координаты пролетающих частиц на координатных плоскостях.

Перспективным координатным устройством является пропорциональная камера, работающая в магнитном поле, с помощью которой можно не только определять координаты частиц, но и осуществлять отбор нужных событий, запуск всего спектрометра.

Количество координатных плоскостей и расстояние между ними определяются требуемой пространственной точностью.

Для идентификации распадных частиц или продуктов взаимодействия в мишени внутрь спирального спектрометра или за ним можно поместить детекторы лептонов — электронов и (или) мюонов, которые могут быть выполнены любым способом.

Удобным видом детектора лептонов являются пропорциональные камеры, прослоенные тяжелым веществом, или детекторы на основе конденсированных сред (жидких или твердых).

Спиральный спектрометр должен работать на линии с ЭВМ.

ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ БЕСФИЛЬМОВЫХ КАМЕР

Ю.В.Заневский

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

Требования, предъявляемые современной физикой высоких энергий (а также физикой ближайшего будущего) к бесфильмовым трековым детекторам, могут быть сформулированы следующим образом: максимум информации в единицу времени за единицу стоимости $/I/$.

Развитие новых методов исследований и создание новых детекторов будет осуществляться для:

- а) электронных экспериментов,
- б) экспериментов на основе пузырьковых камер,
- в) диагностики пучков (выведенных и вторичных) и управления ускорителем.

При этом критерием ценности детектора является:

- а) пространственное разрешение,
- б) временное разрешение,
- в) возможность определения типа вторичной частицы,
- г) мертвое время,
- д) стоимость.

Предстоящий прогресс в физике высоких энергий связан с увеличением интенсивности и энергии пучков частиц. Новые ускорители будут давать пучки с интенсивностью 10^7 - 10^8 частиц/сек (вторичные) и 10^{12} частиц/сек (выведенные) и импульсом несколько сот ГэВ/с. Понадобятся детекторы, способные выдержать столь высокие интенсивности и обеспечить надежное измерение импульсов вторичных частиц.

В ближайшие годы наибольшее распространение в экспериментах на ускорителях получат пропорциональные и дрейфовые камеры, интенсивно развиваемые в крупнейших физических лабораториях.

Ниже приведены параметры пропорциональных и дрейфовых камер.

№№ пп	Параметр	Пропорциональ- ная камера	Дрейфовая камера
1.	Пространственное разрешение	$\pm 0,5$ мм	$\pm 0,1$ мм
2.	Временное разрешение	40 нсек	0,5 мксек (можно выделять "рабочий" трек с временной точностью 10 нсек).
3.	Мертвое время	1 мксек	1 мксек
4.	Возможность работы в магнитном поле	есть	есть
5.	Стоимость	40 рублей на проволочку	в 5 раз ниже

Координатные детекторы с повышенным пространственным разрешением

Исключительно важная роль будет отведена детекторам с повышенным пространственным разрешением. Среднее пространственное разрешение большинства детекторов в современных электронных экспериментах составляет $\pm 0,3$ мм. Улучшение пространственного разрешения до $\pm 0,01$ мм позволит соответственно сократить размеры экспериментальных установок при достигнутых энергиях или перейти к энергиям в 30 раз большим (при той же точности измерения импульса).

Высокое пространственное разрешение может быть реализовано с помощью

- а) пропорциональных и дрейфовых камер,
- б) жидкостных детекторов.

Ионизационные детекторы

Для идентификации частиц очень высокой энергии по релятивистскому росту ионизации могут быть также использованы пропорциональные камеры.

С увеличением заряда ускоренных ядер улучшаются возможности ионизационных измерений.

Детекторы на основе переходного излучения

При переходе к энергиям выше нескольких сот ГэВ идентификация частиц на основе черенковских счетчиков становится затруднительной, т.к. эти счетчики чувствительны к "бета" заряженной частицы (отношение скорости частицы к скорости света), а скорости частиц приближаются к скорости света.

Интенсивность переходного излучения пропорциональна "гамма" заряженной частицы (отношение энергии частицы к ее массе), и, следовательно, менее точные измерения требуются для идентификации заряженных частиц различных масс в релятивистском диапазоне.

Детектирование переходного излучения может осуществляться различными методами. В частности, весьма перспективным детектором является пропорциональная камера, заполненная ксеноном.

Бесфильмовые детекторы для экспериментов на основе пузырьковых камер

Наблюдающаяся в последние годы тенденция использования совместно с пузырьковыми камерами пропорциональных и искровых детекторов указывает на возможность "управляемости" пузырьковых камер, т.е. исключения фотографирования не интересующих процессов.

Заслуживает внимания применение трекочувствительных "ми-

шеней", дающих возможность наблюдать вершину взаимодействия, совместно с последующими сложными наборами бесфильмовых детекторов, обеспечивающих измерение параметров вторичных частиц.

Бесфильмовые камеры для диагностики
пучков

Основными детекторами для диагностики первичных и вторичных пучков ускорителя являются пропорциональные камеры, обладающие следующими необходимыми свойствами:

- 1) малое количество вещества по пучку,
- 2) хорошее пространственное разрешение,
- 3) возможность ионизационных измерений ^{1/2} (для пучков очень высокой интенсивности),
- 4) передача информации в ЭВМ и возможность включения замкнутой обратной связи.

Все перечисленные области применения бесфильмовых камер позволяют сделать вывод, что в ближайшие годы пропорциональные и дрейфовые камеры вытеснят большую часть детекторов, располагаемых вокруг ускорителей.

Литература

- I. Б.А.Долгошеин. Труды конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, том II, стр. 852-858, Дубна, 1970 г., ОИЯИ, Д-5805, Дубна, 1971.
2. S.P.Chernenko et al.. Nucl. Instr. and Meth., 114, 597-603 (1974).

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ДВУХСТУПЕНЧАТЫЙ СПЕКТРОМЕТР

А.Л.Любимов

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

1) Наибольший объем исследований на нуклотроне будет посвящен неупругим процессам взаимодействия, где в конечном состоянии больше двух частиц. Поэтому экспериментальные установки должны давать возможно более полную информацию как о вершине взаимодействия, так и о вторичных частицах.

2) Получение большого объема информации о процессах с участием многих частиц при помощи электронных методов регистрации, связано с созданием весьма сложных установок, сочетающих различные детекторы (координатные детекторы, черенковские счётчики и т.д.). Поскольку сооружение таких установок требует значительного времени (несколько лет) и обходится дорого, то эти установки должны быть достаточно универсальны, с тем, чтобы они могли использоваться в течение нескольких лет и позволяли осуществлять достаточно широкий круг различных исследований. В этом случае должна быть возможность простого перехода от эксперимента к эксперименту за счёт изменения схемы запуска аппаратуры (триггера). Создание больших универсальных установок соответствует общей тенденции развития электронной методики эксперимента.

Помимо создания универсальных приборов, должна быть предусмотрена возможность быстрого создания более простых установок для отдельных важных специализированных экспериментов, для чего необходимо иметь некоторый "запас" детекторов и блоков электроники.

3) Основным типом универсальных установок являются магнитные спектрометры, дающие прежде всего важнейшую информацию о знаках электрического заряда и импульсе частиц.

Однако при энергиях нуклотрона импульсы вторичных частиц от неупругих взаимодействий могут отличаться более чем на два порядка. С помощью одного магнита трудно осуществить условия, благоприятные для достаточно точного измерения столь различных импульсов, а также других характеристик вторичных частиц. Поэтому целесообразно создание двухступенчатого магнитного спектрометра, использующего два магнита. Первая ступень спектрометра, с магнитом, имеющим относительно небольшую напряженность магнитного поля, должна позволять измерение импульсов и других характеристик более медленных частиц в условиях 4П-геометрии (позтому точка взаимодействия должна находиться в объеме магнитного поля первого магнита). Вторая ступень спектрометра, содержащая второй магнит, служит для измерения импульсов быстрых вторичных частиц, сконцентрированных в относительно узком конусе вдоль направления падающей частицы, а также некоторых других характеристик этих частиц (прежде всего скоростей).

В соответствии с таким функциональным разделением двух ступеней спектрометра должны различаться и системы детекторов, связанные с каждым из магнитов.

4) Оптимальным прибором для наблюдения точки взаимодействия была бы мишень - трековый детектор типа управляемой жидкостной камеры.

В настоящее время трудно предвидеть, будет ли к началу экспериментальных исследований на нуклотроне решена проблема создания приборов такого типа (для этого должно быть найдено принципиально новое решение проблемы: простая экстраполяция, исходящая из развития существующих методов и идей, является, по-видимому, недостаточной). Поэтому при рассмотрении вопросов создания "головки" спектрометра следует основываться на методах, уже реализованных. Возможно, наилучшим прибором здесь является стримерная камера. Однако малая плотность вещества мишени при наблюдении взаимодействий в газе камеры сильно ограничивает круг возможных экспериментов. Целесообразно рассмотреть возможности использования стримерных камер высокого давления (имеющих наряду с большей плотностью вещества мишени также и очевидный недостаток: большую толщину стенок на пути частиц, выходящих за пределы камеры).

Весьма важной при использовании стримерной камеры в качестве мишени-детектора в сочетании с другими детекторами спектрометра является возможность бесфильмового съема информации.

Представляется интересным также использование в качестве "головки" спектрометра пузырьковой камеры с быстрым циклом.

Наряду с основным трековым прибором в комплект аппаратуры первой ступени спектрометра, связанной с первым магнитом, должны входить также координатные детекторы (например, пропорциональные камеры), конверторы гамма-квантов, детекторы, измеряющие ионизацию отдельных частиц (сцинтилляционные, полупроводниковые или жидкостные счётчики $\frac{dE}{dX}$), смонтированные в виде некоторой мозаики, система временных датчиков, позволяющих производить измерение времени пролета медленных вторичных частиц (счётчики $\frac{dE}{dX}$).

и временные датчики особенно существенны при исследовании взаимодействий быстрых ядер, где наряду с вылетом обычных вторичных частиц возможен также вылет тяжелых фрагментов).

Все эти детекторы первой ступени спектрометра должны позволять вести регистрацию частиц в геометрии, по возможности более близкой к 4П.

5) Вторая ступень спектрометра должна включать, помимо датчиков координаты (например, пропорциональных или дрейфовых камер) и детекторов электронов и гамма-квантов, также и годоскоп газовых черенковских счётчиков, позволяющий измерять скорости одновременно нескольких вторичных частиц. Последнее обстоятельство особенно существенно для исследований на нуклотроне, поскольку здесь, во взаимодействиях ядер, в отличие от обычных мезон-нуклонных или нуклон-нуклонных взаимодействий, возможен вылет нескольких протонов, а также вылет дейтронов, α -частиц и т.д., в связи с чем существенно возрастает важность идентификации быстрых вторичных частиц.

В таком черенковском годоскопе оптическая система должна позволять собирать черенковское излучение частиц, летящих под разными углами, на различные ФЭУ.

Пример возможной оптической схемы черенковского счётчика-годоскопа (работающего в пороговом режиме) был рассмотрен в /1/. По-видимому, в принципе возможно и создание черенковского годоскопа, работающего в дифференциальном режиме, т.е. измеряющего угол черенковского излучения каждой из проходящих через него частиц.

6) Очевидно, что столь сложная установка может работать только в том случае, если контроль за её работой и запись поступающей информации осуществляются с помощью ЭВМ.

Литература

1. M. BENOT, J. M. HOWIE, J. LITT, R. MEUNTER.

NUCL INSTR AND METHODS, III, 397-411 (1973).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ И ЧАСТИЦ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПРИРОДЫ НА УСКОРИТЕЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

М. Н. Хачатурян

ОИЯИ, Лаборатория высоких энергий

I. Проблематика исследований

Процессы генерации частиц электромагнитной природы в адрон-адронных взаимодействиях и взаимодействиях многобариионных систем являются одной из интереснейших и наименее исследованных областей физики высоких энергий.

Проектируемый в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ жесткофокусирующий ускоритель релятивистских ядер — нуклотрон, рассчитанный на энергию 20 ГэВ на нуклон, открывает широкие перспективы для исследования указанных процессов.

Среди задач, представляющих особый интерес, следует отметить следующие:

1. Исследование процессов инклюзивного образования векторных мезонов (ρ , ω , ϕ , S' и т.д.) в ядерных взаимодействиях.

Исследование этих процессов по лептонным распадам векторных мезонов открывает уникальные возможности для установления факта образования резонансных состояний в инклюзивных реакциях и измерения их сечений, а также для выяснения характера инклюзивных распределений пионов.

2. Исследование механизма кумулятивной генерации векторных мезонов.

При взаимодействии многобарионных систем есть вероятность того, что несколько барионов могут оказаться на достаточно близком расстоянии друг от друга. В этом случае эффективная константа взаимодействия мезона с такой группой, которую можно рассматривать как единое целое, будет пропорциональна барионному или гиперзарядовому квантовому числу. Соответственно этому сечение кумулятивной генерации векторных мезонов возрастает пропорционально квадрату сохраняющегося барионного числа.

Изучение процессов кумулятивной генерации векторных мезонов открывает возможности не только для выяснения природы кумулятивных взаимодействий, но также экспериментального исследования механизма генерации и распадов векторных мезонов.

3. Исследование процессов кумулятивного образования резонансов и их электромагнитных распадов.

Экспериментальные данные об этих распадах позволяют проверить различные теории элементарных частиц: высшие симметрии, алгебру токов, теории, основанные на дисперсионных соотношениях, модель векторной доминантности и др.

4. Представляют также интерес изучение кластерного механизма образования при взаимодействии многобарионных систем, процессов слабого взаимодействия, идущих с испусканием фотонов, а также проверка гипотезы нарушения CP -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях и другие проблемы.

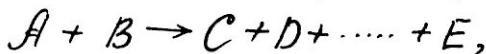
II. Экспериментальная аппаратура и тип исследуемых процессов

Для экспериментального исследования процессов кумулятивного рождения и распадов элементарных частиц в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях при высоких энергиях проектируется создание черенковского масс-спектрометра на 1000 каналов ("Фотон-1000").

Предлагаемая установка является более совершенным вариантом существующих в настоящее время в Лаборатории высоких энергий установок "Фотон-2" и "Фотон-90".

Реализация проекта универсальной установки "Фотон-1000" позволит исследовать широкий круг проблем физики элементарных частиц и ядерной физики в интервале энергий от сотен МэВ до сотен тысяч ГэВ практически на ускорителях всех типов.

Типичными процессами, для исследования которых может быть использована установка "Фотон-1000", являются реакции:



где C, D и т.д. распадаются по следующим каналам:

1. $\gamma\gamma,$
2. $e^+e^-,$
3. $\pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma,$
4. $\pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma,$
5. $\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow 6\gamma,$
6. $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma, 4\gamma,$
7. $\eta\gamma \rightarrow 3\gamma,$
8. $\chi^0 \rightarrow 2\gamma$ и т.д.

A, B и E - произвольные частицы или ядра.

Следует отметить, что указанная проблематика является традиционной в Лаборатории высоких энергий: так, например, на установке "Фотон-2" были исследованы процессы генерации

ρ, ϕ, η - и χ^0 - мезонов, доказано существование электрон-позитронных распадов векторных мезонов, обнаружен распад

$\chi^0 \rightarrow 2\gamma$ и измерены дифференциальные сечения образования

η - мезонов в области малых переданных импульсов

$[|t| < 0,2 \text{ (ГэВ/с)}^2]$.

III. Краткое описание элементов установки и их параметры

Установка "Фотон-1000" состоит из следующих основных элементов:

а) Годоскопа черенковских γ -спектрометров полного поглощения из свинцового стекла, используемого для идентификации и измерения энергии γ -квантов и электронов. Основные характеристики годоскопа:

- 1) число независимых элементов, - 1000
- 2) число γ -квантов и электронов, которые могут быть одновременно зарегистрированы, - свыше 10
- 3) эффективность регистрации - 100%
- 4) точность измерения энергии γ -квантов и электронов $\Delta E/E = (\pm 2,5/\sqrt{E})\%$, где E - энергия в ГэВ;

5) точность измерения координаты частиц - ± 2 см.

б) Пропорциональных камер для измерения импульса и пространственных координат первичных частиц или ядер.

в) Годоскопа из 80 сцинтилляционных счетчиков для измерения пространственных координат частиц, ионизационных потерь и увеличения эффективности триггера.

г) Тридцати двух пропорциональных камер размером $100 \times 100 \text{ см}^2$ для измерения пространственных координат вторичных частиц.

д) Жидководородной мишени - черенковского счетчика длиной 100 см для измерения координаты взаимодействия.

е) Электронной аппаратуры в стандарте:

- 1) "Вишня" - 1000 блоков
- 2) КАМАК - 500 блоков

ж) Комплекса ЭВМ для приема, контроля и предварительной обработки информации с пропорциональных камер и счетчиков в режиме "на линии".

1) Тип ЭВМ: "Хьюлетт-Паккард 2100".

2) Внешние устройства: телетайп (два), дисплей, магнитофоны (два), диск, перфатор, фотосчитыватель, линейная печать, оперативная память (32 к).

з) Ориентировочная стоимость установки "Фотон-1000" (без эксплуатационных расходов) - около 3,6 млн. рублей, в том числе 0,2 млн. валютных рублей.

5. Ориентировочный график изготовления установки "Фотон-1000".

1. Изготовление стекла	1975-77 гг.
2. Разработка и изготовление электронной аппаратуры	1975-77 гг.
3. Разработка и изготовление пропорциональных камер	1976-77 гг.
4. Приобретение комплекса ЭВМ	1976-77 гг.
5. Наладка и запуск установки	1978-79 гг.
6. Эксперименты	с 1980 года.

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЯДЕР В МЕДИЦИНЕ

В.П.Джелепов, О.В.Савченко
ОИЯИ, Лаборатория ядерных проблем

А.И.Рудерман, Г.В.Макарова
Институт экспериментальной и клинической онкологии
Академии медицинских наук СССР

В последние годы выявился значительный интерес к использованию в медицине плотнoионизирующих излучений, характеризующихся высокими значениями линейных потерь энергии (ЛПЭ)-от 100 кэВ/микрон и больше.

Современная онкология уже накопила опыт применения протонов и альфа-частиц для лучевой терапии злокачественных опухолей. Сейчас в США и в СССР в связи с достижениями ускорительной техники развертывается фронт исследований по использованию в онкологии и пи-минус-мезонов, сулящему получение новых клинических эффектов на основе физических и биологических особенностей, присущих этим частицам^{/1/}.

Логическим продолжением общей тенденции в решении проблемы повышения эффективности лучевой терапии является постановка вопроса о возможности и целесообразности использования релятивистских тяжелых ионов, в особенности в связи с предложением о создании ускорителя таких частиц - нуклотрона^{/2/}.

- Рассмотрим этот вопрос с позиций: 1) физических предпосылок; 2) биологических особенностей воздействия этих частиц; 3) клинической целесообразности.

I. Физические предпосылки

Пучки тяжелых ионов, ускоренных до больших энергий, или, как их еще называют, релятивистских ядер, обладают рядом физических особенностей.

ЛПЭ релятивистских ядер в процессе торможения возрастают с глубиной проникновения, образуя в конце пробега резкий "пик Брэгга". Ширина этого пика на половине высоты, без учета ядерных взаимодействий, определяется энергетическим разбросом пучка и флуктуациями пробегов отдельных частиц пучка, т.н. страгглингом. Относительная величина страгглинга при энергиях несколько сот МэВ на нуклон составляет около 1% для протонов, 0,5% для α -частиц и уменьшается приблизительно как $\sqrt{M_p/M_A}$ для более тяжелых ядер, где M_p - масса протона и M_A - масса релятивистского ядра ^{13/}. Поэтому монохроматические пучки релятивистских ядер могут оказаться особенно выигранными при создании лучевых поражений с минимальной толщиной по направлению движения частиц пучка.

При прохождении через вещество замедлителя тяжелые заряженные частицы испытывают многократное кулоновское рассеяние, в результате которого поперечные размеры пучка постепенно возрастают.

Среднеквадратичный радиус рассеяния уменьшается для тяжелых заряженных частиц с одинаковым пробегом примерно как $\sqrt{M_p/M_A}$ и на глубине 14 см в мягкой ткани составляет, например, для протонов 4 мм, для α -частиц и ядер ^{16}O - 2 и 1 мм соответственно ^{14/}. Поэтому тяжелые ионы являются наиболее подходящими

для получения очень тонких пучков и создания с их помощью лучевых поражений мишеней с минимальными поперечными размерами.

Линейные потери энергии в пике Брэгга для релятивистских ядер на расстоянии около 1 см от конца пробега определяются как $dE/dx \approx 25 z^{1.56} [17]$, где z - заряд ядра. Для ядер ^{20}Ne , Ar и Fe ЛПЭ в этой области составляет соответственно 90, 225 и 410 кэВ/мкм. Столь большие значения ЛПЭ определяют такие важные радиобиологические особенности пучков релятивистских ядер, как высокое значение относительной биологической эффективности (ОБЭ) и низкое значение кислородного эффекта (КЭ), рис.1.

Следует, однако, отметить, что в процессе замедления релятивистские тяжелые ионы испытывают неупругие взаимодействия с ядрами среды, что приводит, с одной стороны, к ослаблению потока частиц с глубиной проникновения и, с другой стороны, к появлению легких фрагментов, целиком ответственных за поражение на глубине большей, чем пробег первичных релятивистских ядер. Образующиеся фрагменты (в основном α -частицы) имеют в среднем ту же самую скорость в момент образования, что и первичный релятивистский ион, и поэтому их пробеги возрастают примерно как отношение зарядов первичного иона и возникшего фрагмента^{/7/}. В настоящее время уже получены несомненные экспериментальные доказательства важной роли процессов фрагментации даже для относительно легких релятивистских ядер, таких, как ^{14}N .

На рис.2, взятом из /4/, показана экспериментальная кривая Брэгга для ядер ^{14}N , ускоренных до энергии 278 МэВ/нуклон, при замедлении в воде. Позади брэгговского пика четко прослежи-

вается длинный хвост, обусловленный вкладом в поглощенную дозу более легких частиц, образовавшихся при расщеплении первичных ядер пучка. Неупругие взаимодействия, роль которых возрастает с ростом массы ускоренных ядер, могут существенно изменить как глубинное, так и поперечное дозное распределение пучка тяжелых ионов. Так, например, длина ядерного взаимодействия ионов ^{14}N , ускоренных до энергии 278 МэВ/нуклон, составляет около 22 см^{1/4/}, а для ионов ^{20}Ne и Fe , по оценкам ^{15/}, уменьшается до 16 и 8 см соответственно.

На рис. 3, 4 и 5, взятых из ^{16/}, показаны расчетные глубинные распределения поглощенной дозы только от первичных частиц пучка с учетом неупругих ядерных взаимодействий. Как видно из рисунка 5, эти взаимодействия, приводящие к уменьшению с глубиной проникновения падающего потока частиц, сильно деформируют глубинное распределение, умиряют брэгговский пик и уменьшают отношение дозы в пике к входной дозе.

Согласно результатам расчетов, выполненных в ^{16/} и показанных на рис. 6, ширина пика Брэгга на половине высоты в зависимости от атомного номера пучка сначала быстро падает до $Z \approx 10$, а затем с ростом Z очень медленно возрастает. Минимальное значение полуширины лежит при значениях Z около 25. Отношение дозы в пике кривой Брэгга ко входной дозе (рис. 7) имеет максимум при Z пучка около 10 и быстро падает с ростом Z . При учете дозы от вторичных частиц глубинное дозное распределение претерпевает существенные изменения. На рис. 8, заимствованном из работы ^{15/}, сопоставлены глубинные распределения доз для параллельных пучков γ - квантов, тяжелых ионов и отрицательных пи-мезонов. Расчетные

распределения поглощенной дозы (в барах) выбирались таким образом, чтобы получить как можно более однородное дозное распределение во всем объеме опухоли на глубине от 10 до 15 см. Пучки тяжелых ионов имеют более низкий КЭ по сравнению с γ -квантами, однако уже для ядер начиная примерно с $A_{\text{ч}}$ вследствие малой длины ядерного взаимодействия значительная часть поглощенной дозы обусловлена вкладом более легких компонент, возникающих при фрагментации первичных ядер. Это приводит к тому, что уже для ядер $A_{\text{ч}}$ и Fe , при необходимости "размазывания" пика Брэгга даже по сравнительно небольшому объему опухоли, распределение глубинной дозы оказывается фактически лишь немногим лучше, чем распределение дозы для γ -лучей.

В некоторых случаях^{/4/} процессы фрагментации могут иметь, однако, положительное значение, так как приводят к образованию из первичных ионов пучка радиоактивных ядер-продуктов, концентрирующихся вблизи максимума кривой и позволяющих по регистрации продуктов их распада определить местонахождение пика Брэгга внутри облучаемого объекта. Этот эффект хорошо иллюстрируется рис.9, взятым из^{/4/}.

Хотя имеющиеся экспериментальные данные еще далеко не полны, чтобы получить достаточно точную картину дозного распределения для различных ускоренных ядер, однако уже сейчас можно сделать вывод, что наиболее подходящими для лучевой терапии окажутся ядра с атомным номером от 7 до 20, для которых КЭ уже существенно меньше, чем для γ -квантов, а глубинное распределение еще сохраняет приемлемую геометрическую определенность.

При максимальной энергии частиц промежуточного кольца нуклотрона, около 750 МэВ/нуклон^{1/2}, пробег релятивистских ядер с атомным весом A в мягкой ткани или воде можно оценить из формулы

$$R_A \approx R_p \cdot M_A / M_p \cdot Z^2,$$

где M_A и Z - масса и заряд ускоренного ядра, M_p - масса протона, R_p - пробег протона при энергии 750 МэВ^{1/1}.

Для ядер ^{20}Ne , A_2 и Fe пробег составит соответственно 42, 26 и 17 см H_2O . Таким образом, при использовании ^{20}Ne и A_2 это вполне достаточно для облучения наиболее глубоко расположенных в теле человека опухолей.

Для достижения некоторой клинически оптимальной мощности дозы, около 100 бэр/мин, при облучении опухолей на глубине от 10 до 15 см необходимо обеспечить согласно оценкам^{1/5} с учетом неупругих взаимодействий плотность потока ядер ^{20}Ne , A_2 и Fe около 10^5 ядер/см²сек. При максимальном поперечном сечении опухоли около 10^2 см² полный требуемый поток ядер составит всего 10^7 ядер/сек, что с большим запасом обеспечивается расчетными параметрами нуклотрона порядка $10^{12}/Z$ ускоренных ядер в промежуточном кольце (в сек)⁽¹²⁾. Следует, однако, иметь в виду значительное усложнение поворотно-фокусирующих трактов при клиническом использовании пучков тяжелых ионов. Так, для релятивистских ядер с энергией 750 МэВ/нуклон эффективный импульс P/Z будет достигать примерно 3 ГэВ/с. Это почти в пять раз больше, чем в случае применения протонов, и в 15 раз больше, чем в случае использования пи-мезонов.

2. Биологические особенности

Биологические особенности воздействия тяжелых ионов целесообразно обсудить, рассматривая следующие радиобиологические критерии: кинетику постлучевого восстановления нормальных и опухолевых тканей, кислородный эффект и зависимость радиочувствительности клеток от фазы клеточного цикла, — т.е. основные слабые звенья ОБЗ. Последняя, как известно, является в общем виде функцией линейных потерь энергии.

По данным ^{18/} кривые выживаемости для относительно легких ядер ⁴He, ⁷Li, ¹¹B имеют сигмовидную форму, подобно кривым для рентгеновского излучения (рис.10). Это свидетельствует о том, что для получения летальных повреждений требуется кумуляция предыдущих сублетальных. Выживаемость для тяжелых ядер ¹²C, ¹⁶O, ²⁰Ne является линейной функцией дозы в полулогарифмическом масштабе. Исходя из современных представлений, выявленную прямую зависимость "доза-эффект" для углерода и других тяжелых ионов, где "плечо" исчезает, можно объяснить лишь отсутствием сублетальных повреждений.

Из повседневного клинического опыта использования в лучевой терапии фотонного и электронного излучений, а также данных радиобиологии известно, что результаты однократного облучения и фракционного (при той же дозе) не одинаковы ^{8,9,10/}. Первое более эффективно, чем разделенное несколькими промежутками времени. Объясняется это наличием постлучевого восстановления клеток, следующего за каждой фракцией дозы ^{9/}. При плотнoионизирующих излучениях не обнаружено подобных различий в эффектах однократного и фракционного облучения.

Согласно выводам ряда работ /8, II и др/ с увеличением массы и заряда частиц, а следовательно, и их ЛПЭ, происходит все большее угнетение репарационных процессов в облучаемых биологических объектах. Последнее имеет место уже при ЛПЭ 50-150 кэВ/микрон, что соответствует относительно легким ядрам ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, кривые выживаемости для которых еще характеризуются наличием "плеча". Эти данные весьма наглядно иллюстрируются рис. II, заимствованным из /8/. Дальнейшее изучение вопроса на культуре клеток почки человека Т-1 подтвердило, что при фракционировании дозы тяжелых ионов ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ процесс восстановления в период между фракциями полностью отсутствует /8/.

Очевидно, происходит это потому, что по мере увеличения ЛПЭ ядер доля необратимых повреждений ДНК резко возрастает /12/. К тому же установлено, что молекулярные повреждения, оцениваются ли они по критерию выхода вторичных свободных радикалов аминокислот /13/ или по степени инактивации ферментов или фагов /14/, или по разрушению липидов мембран клеток /15/, при тяжелых ионах весьма существенны по сравнению с повреждениями от электромагнитных излучений.

Изменения ЛПЭ на пути пробега иона в разных участках кривой Брэгга сказываются на величине ОБЭ (рис. I). По данным экспериментов с ядрами ${}^4\text{He}$ разной энергии на культуре клеток почки человека, ОБЭ начинает увеличиваться уже при ЛПЭ 20-80 кэВ/микрон (область II) /16/. Предполагается, что повреждения вызываются при этом преимущественно отдельными частицами, а не кумуляцией эффектов отдельных попаданий, как это имело место, например, в области I. Биологические эффекты в области II относительно неза-

висями от мощности дозы и фракционирования. В пике Брэгга (область IY), где ЛПЭ достигали 110 кэВ/микрон, ОБЭ резко увеличивается. Одновременно в этой же области брэгговской кривой исчезает КЭ. Известна область У, где, несмотря на высокую ЛПЭ (160 кэВ/микрон), ОБЭ снижается из-за эффекта "насыщения". Приведенные данные свидетельствуют о более сложной зависимости ОБЭ плотнoионизирующих излучений от ЛПЭ, чем это представлялось раньше /17/. Что же касается кислородного эффекта, то он и в областях IY-U остается близким к I. Области II и IY определяются, как переходные /16/. По результатам других исследований, выполненных с ядрами гелия на тех же объектах, самая высокая ОБЭ и наиболее низкий КЭ имели место при ЛПЭ около 220 кэВ/микрон /18/. Различия между приведенными сообщениями могут быть уменьшены, если кислородный эффект рассматривать как функцию χ^2/β^2 , являющаяся лучшим, чем ЛПЭ, параметром оценки дозного микрораспределения /19/.

Повышение ОБЭ тяжелых ионов подтверждено и на культурах клеток асцитных опухолей типа 4-2 у мышей линии 2AF-1, а также почки хомяка /20/. Факт, что тяжелые ионы оказывают летальное действие на клетки независимо от присутствия кислорода или других модификаторов действия радиации, подтверждается рядом независимых исследований /21, 22/. Детальнее это рассмотрено в /23/. Выяснено, что различия в степени инактивации *B. megaterium* при облучении ионами D, He, Li, B, C, N, O, Fe, Ne в условиях полной оксигенации и аноксии, по оценкам кривых выживаемости, были тем меньше, чем более высокой ЛПЭ обладало излучение (рис. 12). Этот вывод целиком согласуется с заключением о возрастании ОБЭ с увеличением ЛПЭ /8/.

Известно, что при воздействии рутинных излучений радиочувствительность различна в разные фазы жизненного цикла клетки^{/24/}. При этом различие в радиочувствительности отдельных фаз деления эквивалентно в первом приближении 2,5-кратному изменению дозы^{/25/}. Это различие исчезает уже при воздействии ионов¹⁴C с энергией 10 МэВ/нуклон, что соответствует ЛПЭ примерно 200 КэВ/микрон^{/26/}. Иначе говоря, радиочувствительность клеток при воздействии тяжелых ионов становится одинаковой на протяжении всего клеточного цикла.

На изложенных фактах основывается надежда уже в недалеком будущем решить проблему преодоления радиорезистентности по крайней мере некоторых опухолей.

Итак, вновь перечислим биологические особенности тяжелых ионов, определяющие их сравнительно высокую ОБЭ. Это: низкий кислородный эффект, практически полное отсутствие процессов восстановления и нивелирование зависимости радиочувствительности от фазы клеточного цикла.

3. Клиническая целесообразность

Обсуждению этого раздела следует предпослать несколько замечаний.

В современной онкологии лучевая терапия занимает одно из ведущих мест. Для лечения злокачественных опухолей уже 80 лет используются ионизирующие излучения. Стремление повысить поглощенную дозу в области патологического очага ("мишени") до величин, обеспечивающих потерю клетками опухоли жизнеспособности, и в то же время сохранить репарационную способность окружающих опухоль здоровых тканей

обусловило многообразие клинических вариантов облучения. Исторически этому способствовал также переход от сравнительно мягкого рентгеновского излучения вначале к более проникающему гамма-излучению ^{137}Cs и ^{60}Co , а позже-тормозному излучению высоких энергий до 25 МэВ и к электронам с энергией до 45 МэВ. В общем, всем перечисленным выше излучениям присуще одно общее свойство: более или менее выраженное, после достижения поглощенной энергией в тканях максимального значения, экспоненциальное снижение её с глубиной. В результате клетки здоровых тканей на пути пучка излучения либо до опухоли, либо глубже опухоли получают большую, чем сама "мишень", дозу. Тем не менее в настоящее время около 70% всех онкологических больных подвергаются лучевой терапии, используемой или самостоятельно, или в комбинации с хирургическим лечением, или в комплексе с химиотерапией.

Однако достигнутые успехи лучевой терапии, о которых говорит, например, увеличение числа случаев 5-летней выживаемости с 20% в конце 40-х годов^{/27/} до 30% в 60-е годы^{/28/}, сопровождаются заметным ростом количества тяжелых повреждений здоровых тканей, окружающих "мишень". Последнее свидетельствует о несовершенстве распределения поглощенного излучения в опухолевых и здоровых тканях. Стремление к избирательному повреждению опухоли электронно-фотонным излучением сравнительно со здоровыми тканями породило не только весьма изощренные варианты техники облучения, но и различные модификации с использованием биологического фактора "искусственного" насыщения или обеднения тканей кислородом. Заметим сразу, что последние изыскания не привели пока к клини-

чески достоверным результатам и продолжают являться уделом экспериментальных исследований.

Перечисленные обстоятельства привлекли внимание физиков и медиков к заряженным частицам, а именно, к ядрам гелия с энергией 900 МэВ и ядрам водорода с энергией 100-200 МэВ, оказавшимся для онкологии вначале более доступными.

Хотя клиническая практика пока не располагает еще статистически достоверным количеством наблюдений, однако опыт протонной терапии злокачественных опухолей различных локализаций (наибольший - 250 больных - накоплен в СССР) позволяет уже сейчас говорить об отчетливых клинических преимуществах этих частиц. Эти преимущества связаны главным образом с физическими особенностями распределения поглощенной энергии в тканях, а именно: наличием определенного пробега, пика Брэгга и отсутствием бокового рассеяния. Доказано, что при облучении с локализацией пика Брэгга в "мишени" в дозах, вызывающих деструкцию опухоли, при раке шейки матки, пищевода, гортани, меланоме и др. злокачественных новообразованиях не наблюдалось повреждений окружающих тканей^{/29/}. Лучевое выключение гипофиза однократным облучением в дозе до 10 и более тыс. рад. при гормонально-зависимых опухолях, а также воздействие на него при различных опухолевых и дисгормональных процессах фракционным облучением без повреждения интимно прилегающих к нему важных структур (зрительные пути) и сосудов служит объективным доказательством возможности преимущественного сосредоточения поглощенного излучения в заранее выбранной "мишени" любого размера. Подчеркнем, что описанные факты обусловлены только физическими особенностями протонов, поскольку ОБЭ их равна I^{/30/}.

Касаясь активно обсуждающейся и сейчас уже реализуемой идеи использования отрицательных пи-мезонов для локального воздействия на злокачественные опухоли, следует заметить, что при этом ожидаются еще более обнадеживающие результаты, чем при протонном облучении, за счет сложения эффектов, обусловленных как физическими особенностями пространственного распределения энергии пи-мезонов в тканях, так и более высокой ЛПЭ в области пика Брэгга. Имеются основания считать, что ОБЭ повышается, об этом говорилось выше, в результате суммирования ряда факторов: нивелирования КЭ, подавления процессов клеточного восстановления, независимости радиопоражаемости от фазы деления клеток и др.

Рассматривая возможность и целесообразность использования в онкологии многозарядных ионов, заметим, что речь должна идти о ионах с энергией до 750 МэВ/нуклон, обеспечивающей пробег частиц в тканях на глубину 20-25 см. Здесь следует указать лишь на ограничения использования ионов более тяжелых, чем ^{20}Ne . Дело в том, что им присущ большой вклад от вторичных ядерных взаимодействий, излучение которых (легкие частицы) резко снижает градиент дозного поля. *)

Выгодные физические и радиобиологические свойства пучков тяжелых ионов, рассмотренные выше, по-видимому, открывают реальные перспективы для эффективного лучевого воздействия на биологические структуры различного гистологического строения, любой радиорезистентности.

Может оказаться целесообразным лучевое лечение таких радиорезистентных опухолей, как ретикулобластома, меланома, костная саркома, новообразования нервной и фиброзной ткани и др.

В сочетании с возможностью локального, резко ограниченного лу-

*) Следует предполагать, что более тяжелые ионы окажутся целесообразнее для облучения сравнительно поверхностных новообразований, тогда как относительно легкие — также и для глубоко расположенных опухолей.

чевого поражения окажется доступным эффективное облучение любых опухолей, прилегающих к жизненно важным органам (например, к сердцу, трахее, крупным сосудам), в том числе новообразований пищевода, средостения, опухоли мозга, надпочечников и т.д. Реальным может стать лучевое лечение меланомы глаза, без его удаления, и ряда других локализаций. В связи с очень высокой общей интегральной дозой в случае применения тяжелых ионов вследствие преимущественной концентрации поглощенного излучения в "мишени" может оказаться, что действующие сейчас общие и местные ограничения на использование лучевой терапии будут пересмотрены. Однако на пути к использованию многозарядных ионов в лучевой терапии должен быть решен целый ряд задач, что связано, несомненно, с огромными трудностями. Они касаются, прежде всего, получения уточненных сведений о различных параметрах "мишени". Речь идет о прецизионных, значительно более информативных, чем сейчас, сведениях о локализации, объёмных размерах, конфигурации патологического очага, его взаимоотношении с прилегающими тканями, а также клеточном распространении опухолевого процесса; разработке технологии облучения, соответствующей задачам лечения, т.е. о формировании и подведении к "мишени" пика Брэгга; клинико-биологическом обосновании необходимых рекомендаций по ритмам и дозным нагрузкам на разные ткани с учетом биологических особенностей ответных реакций здоровых структур, прилегающих к "мишени", и всего организма пациента.

Опыт протонной терапии позволяет наметить некоторую часть параметров рабочих пучков многозарядных ионов для медико-биологических исследований и лечения онкологических больных, которые следует предусмотреть при создании нуклотрона:

I. Варьируемая энергия ионов, обеспечивающая пробег в тканях до 25-30 см.

2. Регулируемая мощность дозы в пике Брэгга в интервалах 50-500 рад в мин.

3. Максимальный размер поля 25 x 25 см.

4. Минимальное поле $\rho = 0,3$ см.

5. Способ формирования поля облучения - любой.

6. Неравномерность интенсивности по полю облучения $\pm 5\%$.

7. Градиент дозы по краю поля 0,1 - 1,0 см.

8. Фон не более 0,1 %.

9. Ориентация медицинских пучков в пространстве:

а) вертикальная (1-2 пучка), б) горизонтальная (1-2 пучка).

10. Число специализированных кабин (2-4).

II. Площадь кабины не менее 25-30 м².

Обсуждение вопросов использования многозарядных ионов в онкологии сейчас уместно в связи с выявившейся возможностью технического решения проблемы получения этих частиц с необходимыми для лучевой терапии параметрами. Проектируемый в ОИЯИ нуклотрон позволит провести многие сложные и большие по объёму исследования, обязательно предшествующие клиническому этапу. Стремление к прикладному использованию тяжелых ионов в народном хозяйстве и медицине отражает общее направление развития передовой научной мысли в СССР: использование фундаментальных достижений ядерной физики на благо человека.

Литература

1. Л.Л.Гольдин, В.П.Джелепов, М.Ф.Ломанов, О.В.Савченко, В.Г.Хорошков. УФН, 110, вып. I, 77 (1973).
2. В.П.Алексеев, А.М.Балдин, Ю.Д.Безногих, А.А.Васильев, М.А.Воеводин, Е.И.Дьячков, Л.И.Зайдина, А.Г.Зельдович, И.Б.Иссинский, Г.С.Казанский, И.Ф.Колпаков, А.А.Кузьмин, Л.Г.Макаров, Е.С.Миرونнов, А.И.Михайлов, Б.П.Мурин, Н.И.Павлов, И.Н.Семенюшкин, В.Ф.Соколенко, А.А.Смирнов, В.Л.Степанюк, А.П.Царенков, К.В.Чехлов. Перспективы исследований по релятивистской ядерной физике в ЛВЭ ОИЯИ. Сообщение ОИЯИ, 9-7148, Дубна, 1973.
3. D.Ritson. Экспериментальные методы в физике высоких энергий, стр. 38. Изд. "Наука", М., 1964;
Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж.Хайна и Г.Браунелла, стр. 525. ИЛ., М., 1958.
4. C.A.Tobias, J.T.Lyman, A.Chetterjee, J.Howard, H.D.Maccabee, M.R.Raju, A.R.Smith, J.M.Sperinde and G.P.Welsh. Preprint LBL-345 (1971); Science, 174, 1131(1971).
5. P.H.Fawler. Proc.Phys.Soc., 85, 1051(1965).
6. Biomedical Studies with Heavy-Ion Beams, p.18-30. Preprint UCRL-17357 (1967).
7. Принципы и методы регистрации элементарных частиц, стр.62, ИЛ., М., 1963.
8. P.W.Todd. UCRL-17357, 91 (1967).
9. M.M.Elkind, G.K.Sutton, N.B.Moses, G.Kamper. Nature, 214, 1088 (1967).
10. J.E.Till, E.A.McCulloch. Ann.N.J.Acad.Sci., 114, 1, 115(1964).
11. H.Athlan. Rev.med.aeronaut., 5, 18, 53(1966).

12. R.H.Haynes, W.R.Tuch and J.T.Lyman. UCRL-17357, 86(1967).
13. W.B.G.Jones and T.Henriksen. UCRL-17357, 58 (1967).
14. T.Brustard, UCRL-17357,68 (1967).
15. A.V.Nicols, N.K.Freeman and F.T.Lindgren. UCRL-17357,79(1967).
16. G.W.Barendsen. Responses of Cultured Cells, Tumors and Normal Tissues to Radiations of Different Linear Energy Transfer. Current Topics in Radiation Research. Eds. M.Ebert and A.Howard (Norht-Holland, Amsterdam, 1963).
17. М.И.Шальнов. Цит. по С.П.Ярмоненко. Использование в медицине пучков тяжелых заряженных частиц высоких энергий. Под ред. проф. А.И.Рудермана. ВНИИМИ, 8, 49 (1969).
18. P.W.Todd. Lawrence Rad.Lab.Rep.,UCRL.11614(1964).
19. S.B.Curtis. Proc. Gray Memorial Conf. Instr.Phys. and Phys.Soc. Conference Ser., 8,140-142 (1970).
20. C.A.Tobias, J.T.Lyman and J.H.Lawrence. Progress in Atomic Medicine Recent Advances in Nuclear Medicine. Eds. J.H.Lawrence by Grune and Stratton Inc., 3,187(1971).
21. C.A.Tobias. Proc. II Int.Cong.Med-Phys., Boston (1971).
22. J.Sayeg and A.Birdge. Rad.Res., 10,449(1959).
23. E.L.Powers, J.T.Lyman and C.A.Tobias. UCRL-17357,81(1967).
24. W.K.Sinclair. Rep. BNL-50203 (C-57),97(1969).
25. M.R.Raju. Rep.LA.5041-MS,10(1972).
26. R.Bird, J.Burki.Proc.Symp.on Biophys.Aspects on Radiation Quality. IAEA, 241 (1971).

27. H. Malnisch, H. Holthusen. Einführung in die Röntgenologie. Stuttgart (1951).
28. W. Horst, B. Courad. Röntgenforsch., 2, 3 (1969).
29. Н.Н.Блохин, Л.Л.Гольдин, В.П.Джелепов и др. Применение протонных пучков в СССР для медико-биологических целей. Доклад на IУ-ой Международной конф. ООН по использованию атомной энергии в мирных целях. Женева, Швейцария, 6-16 сент. (1971). Препринт, I-10, Женева, 1971.
30. С.П.Ярмоненко. Использование в медицине пучков тяжелых заряженных частиц высоких энергий. Под ред. проф. А.И.Рудермана. ВНИИМИ, 8, 41 (1969).

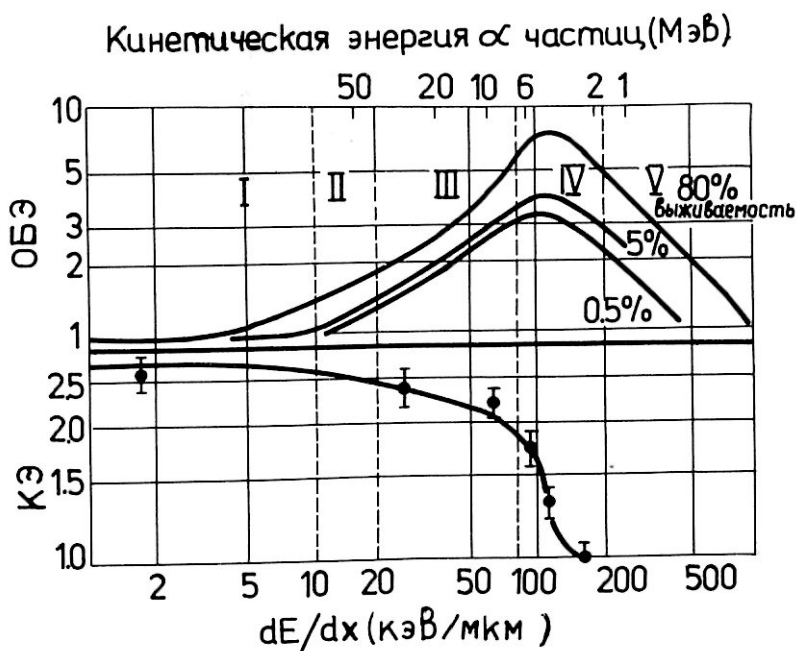


Рис. I. ОБЭ и КЭ в зависимости от dE/dx (ЛПЭ).

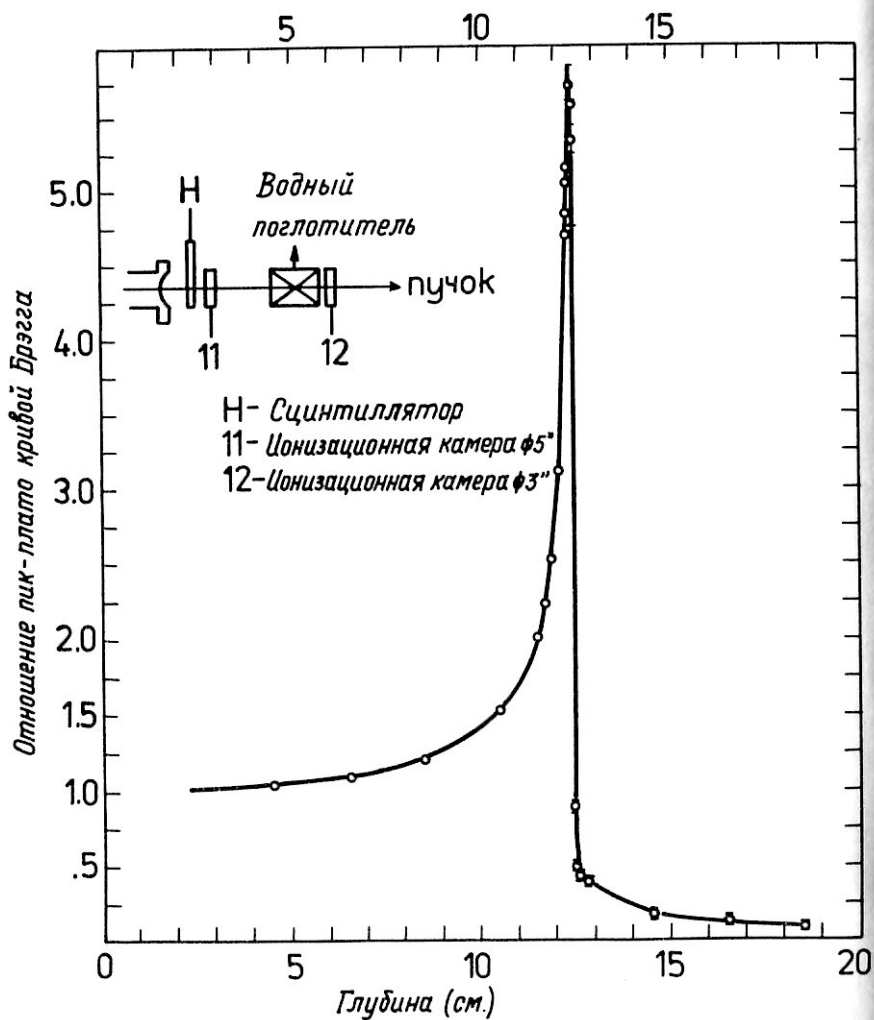


Рис.2. Кривая Брэгга для релятивистских ядер ^{14}N с начальной энергией 278 МэВ/нуклон в воде. Показана также схема аппаратуры для получения этой кривой.

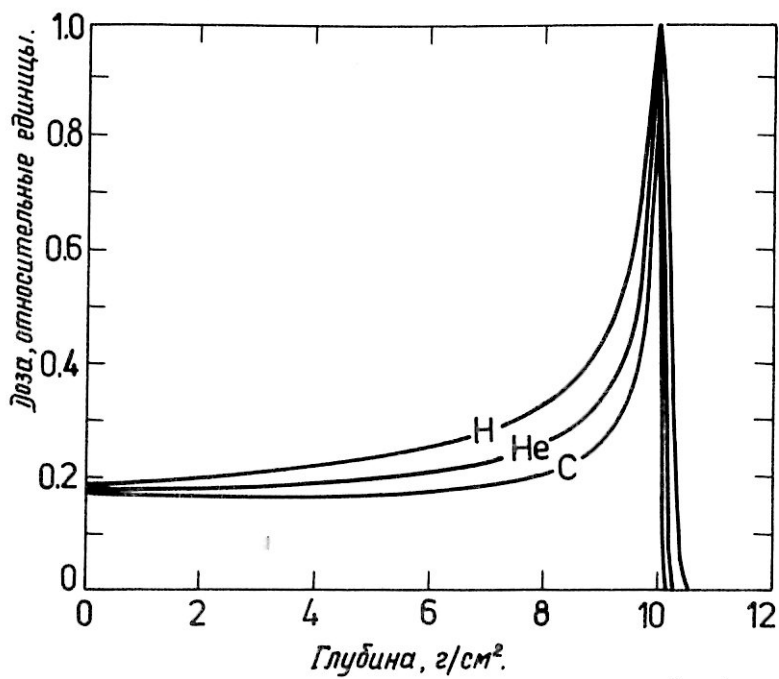


Рис.3. Кривая Брэгга для релятивистских ядер ^1H , ^4He и ^{12}C в воде. Пик Брэгга на глубине 10 см.

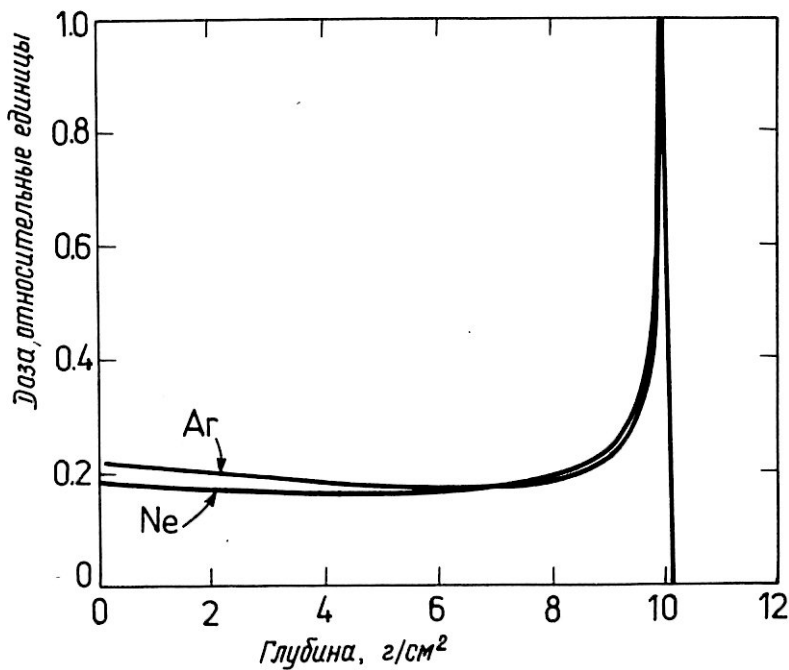


Рис.4. Кривая Брэгга для релятивистских ядер *Ne* и *Ar* в воде. Пик Брэгга на глубине 10 см.

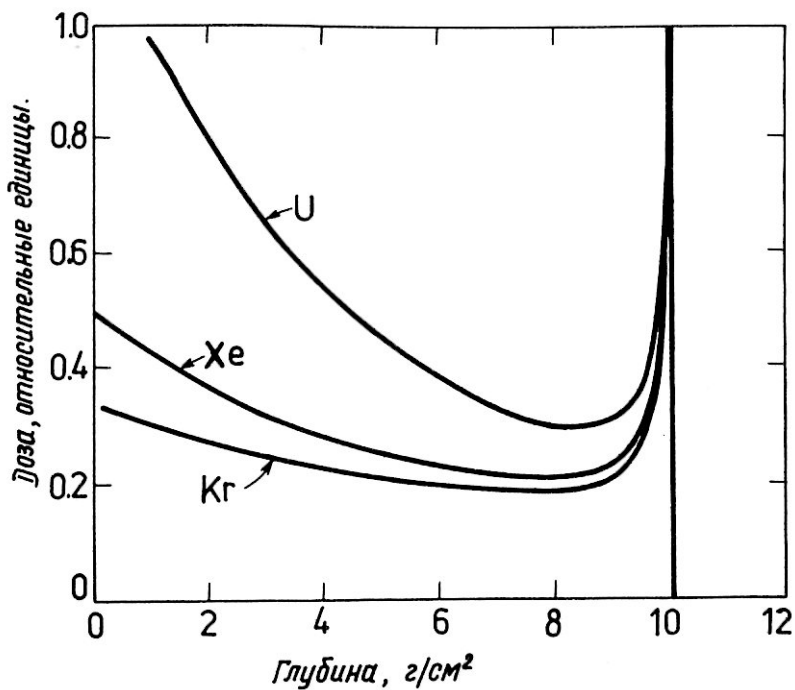


Рис. 5. Кривая Брэгга для релятивистских ядер Kr , Xe и U , в воде. Пик Брэгга на глубине 10 см.

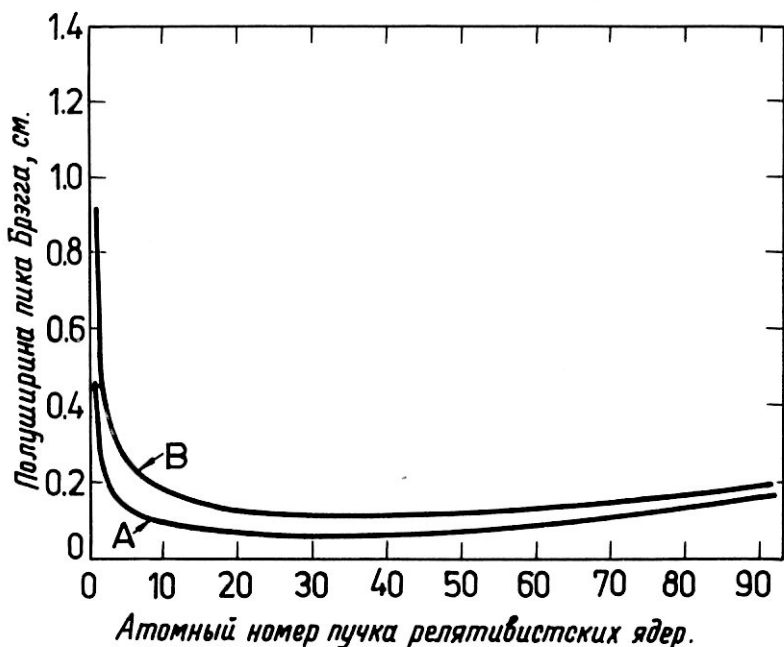


Рис.6. Ширина пика Брэгга на половине высоты (в воде) как функция атомного номера пучка релятивистских ядер.

Кривая А: пик Брэгга на глубине 5 см.

Кривая Б: пик Брэгга на глубине 10 см.

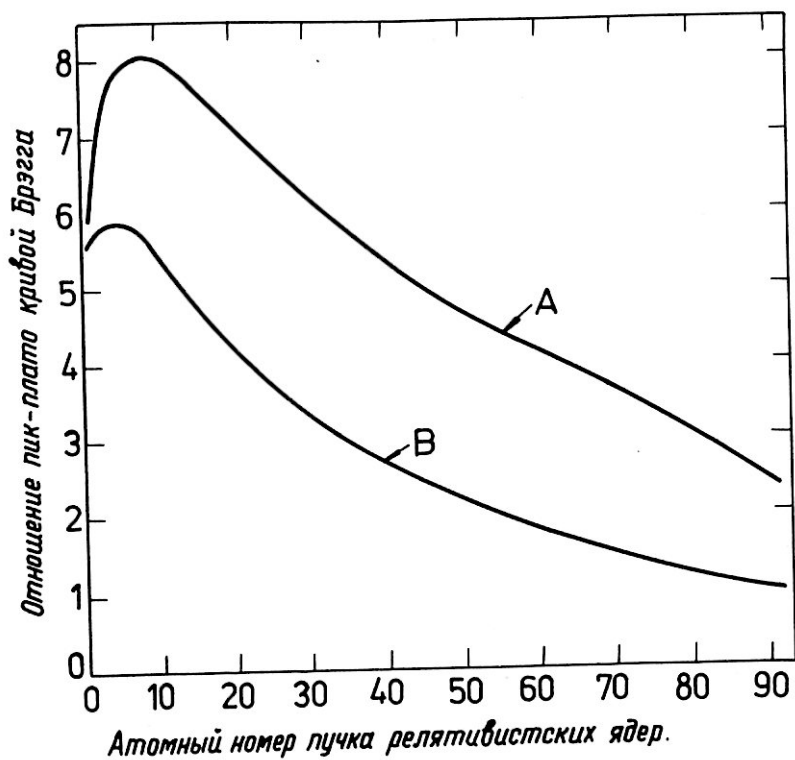


Рис.7. Отношение дозы в пике Брэгга к входной дозе для воды в зависимости от атомного номера пучка релятивистских ядер.

Кривая А: пик Брэгга на глубине 5 см.

Кривая В: пик Брэгга на глубине 10 см.

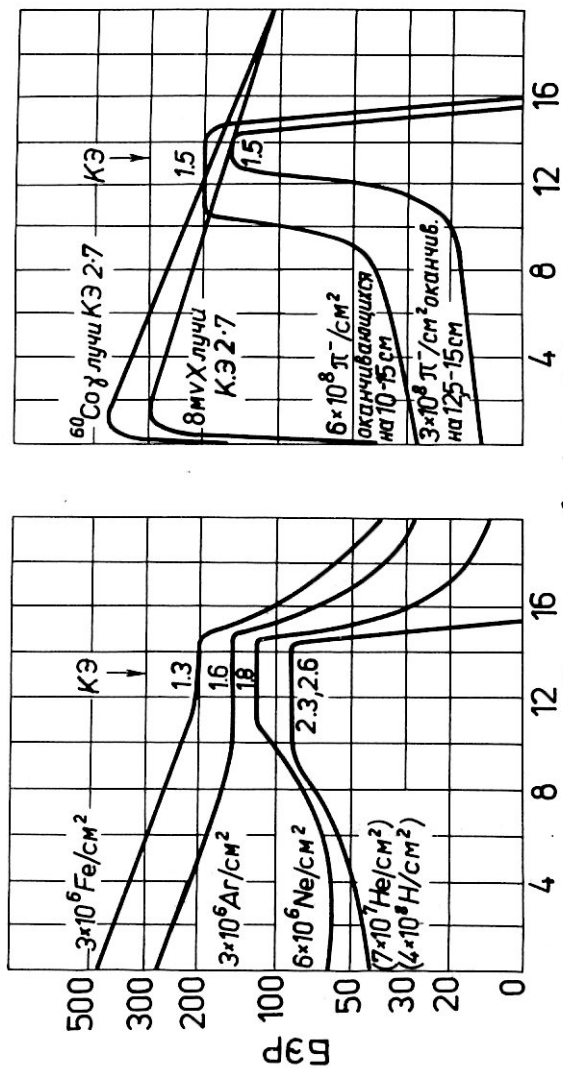


Рис. 8. Вычисленные распределения доз в барах в зависимости от глубины проникновения в ткани различных параллельных пучков.
 Величина КЭ дана для глубины 10-15 см.

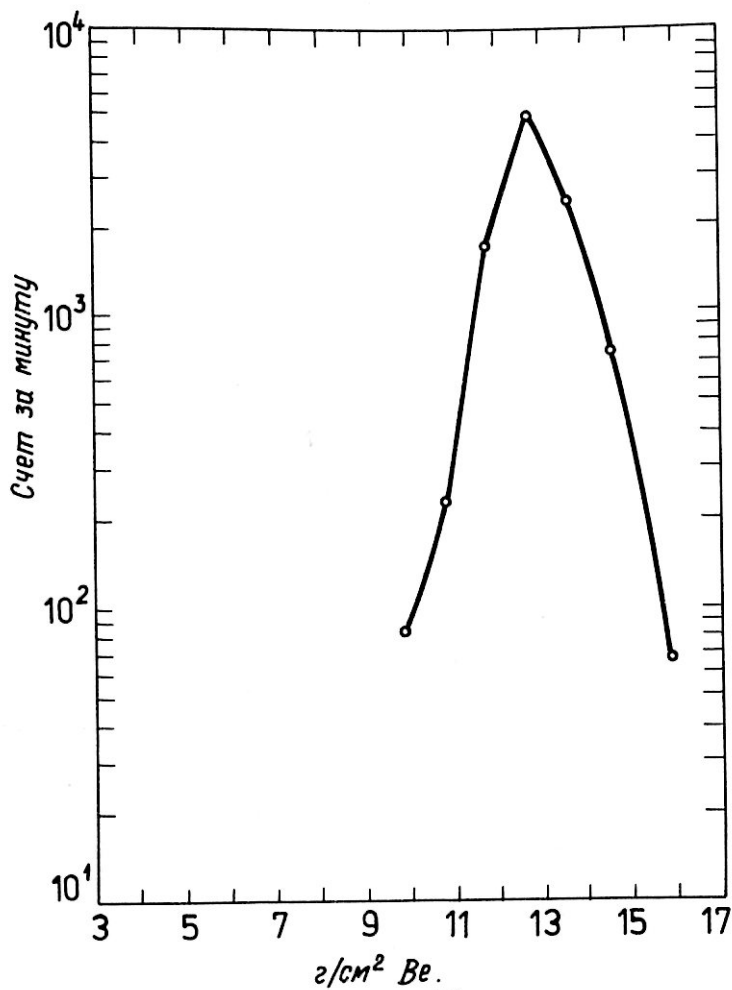


Рис.9. Распределение активности ^{11}C по глубине мишени из бериллия при фрагментации релятивистских ядер ^{14}N с энергией 278 МэВ/нуклон.

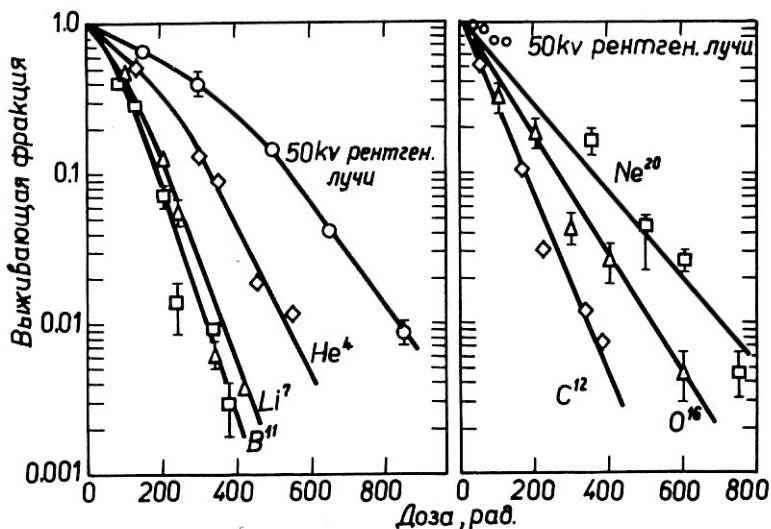


Рис. 10. Сигмовидные кривые выживаемости клеток почки человека Т-1 по критерию ингибирования способности образовывать колонии после облучения рентгеновскими лучами, ядрами ^4He , ^7Li , ^{11}B и экспоненциальные кривые выживаемости после облучения ядрами ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne . Энергия ускоренных ионов 6,6 МэВ/нуклон.

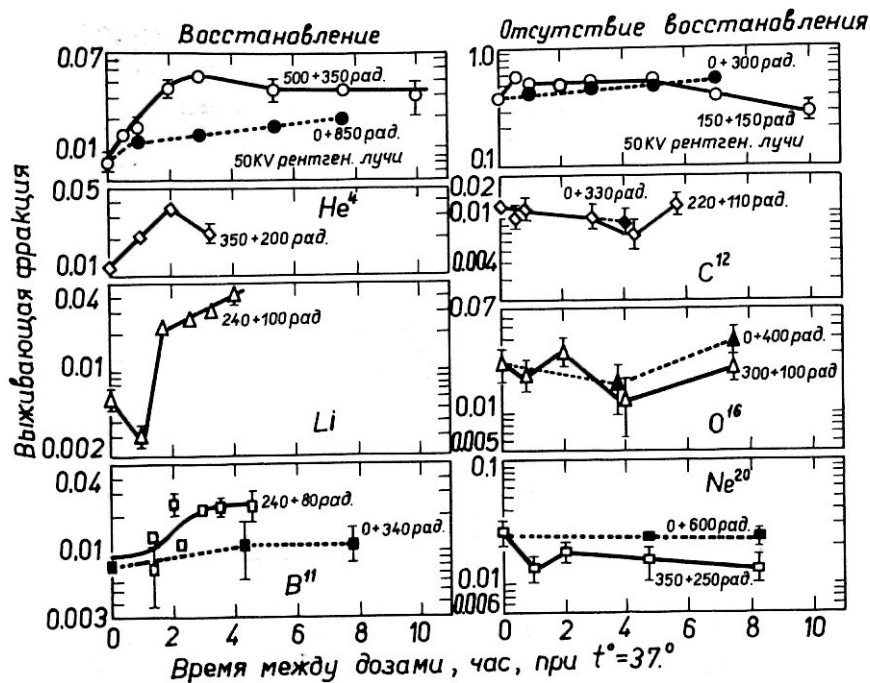


Рис. II. Выживаемость клеток Т-І после фракционированного облучения рентгеновскими лучами и тяжелыми ионами.

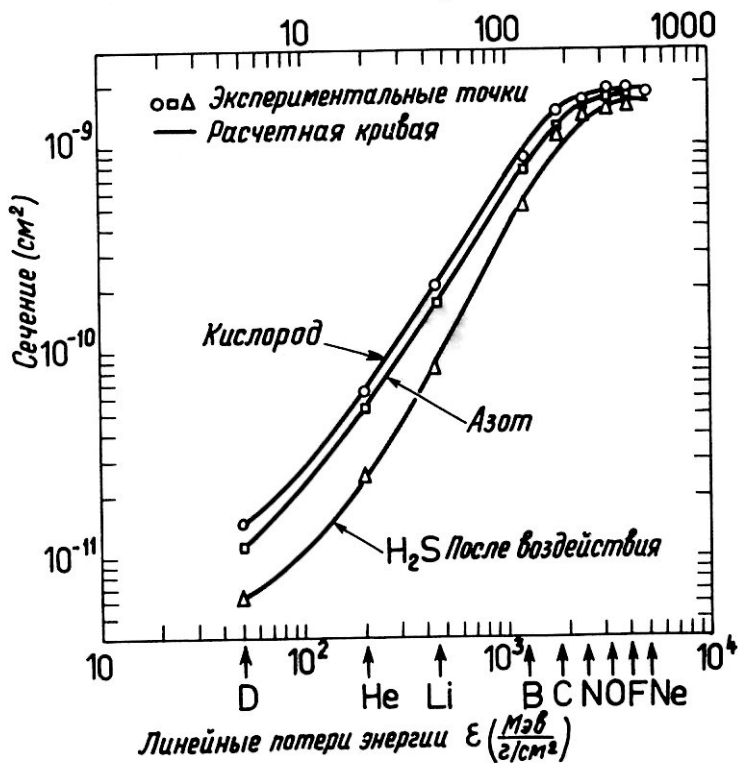


Рис.12. Кривые выживаемости *V. tegeteium* после облучения тяжелыми ионами в условиях оксигенации и аноксии.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НУКЛЕОТРОНА
В КОСМИЧЕСКОЙ БИОЛОГИИ

Н.И.Рыжов, Б.С.Федоренко

Институт медико-биологических проблем
Министерства здравоохранения СССР

Известно, что освоение человеком космического пространства сопряжено с решением целого ряда инженерно-технических и биологических проблем, одной из которых является преодоление космического радиационного барьера. Считают, что наибольшую радиационную опасность для экипажей космических кораблей при длительных космических полетах будут представлять тяжелые ядра галактического космического излучения (ГКИ). Однако для точной оценки опасности, исходящей от указанных частиц, и составления прогноза развития радиационных поражений необходимо всестороннее исследование особенностей действия тяжелых заряженных частиц на различные биологические системы. В настоящее время в СССР и за рубежом предприняты попытки получения такой информации. С этой целью используются космические корабли, искусственные спутники Земли, высотные баллоны и т.д., на которых экспонируются различные объекты животного и растительного происхождения. После приземления биообъектов изучаются радиационные поражения в области треков заряженных частиц, локализация которых устанавливается с помощью специальных пластиковых и иных дозиметров. Однако такие исследования связаны с преодолением технических трудностей и весьма дорого стоят. Кроме того, в связи с относительно низкой интенсивностью потока частиц ГКИ получе-

ние достоверных сведений сопряжено с затратой большого количества времени.

Получение информации о биологическом действии тяжелых ядер ГКИ может быть осуществлено в наземных условиях при облучении биологических объектов ускоренными тяжелыми ионами. В СССР и США уже собраны значительные материалы, освещающие различные аспекты указанной проблемы. Однако в целом до настоящего времени в СССР все радиобиологические исследования проводились с тяжелыми ионами, энергетический уровень которых был значительно ниже, чем в Космосе. В связи с этим из-за недостаточной проникающей способности низкоэнергетичных тяжелых ионов многие важные исследования (и прежде всего касающиеся идентификации радиационных поражений в нервной ткани и других уникальных структурах) не могли быть проведены. Нуклотрон, строительство которого предполагается, позволит получить недостающую, весьма важную информацию, необходимую для обеспечения радиационной безопасности космических полетов. Не вызывает также сомнения, что возможность проведения на нуклотроне биологических экспериментов по изучению биологического действия частиц с высокими релятивистскими энергиями будет способствовать прогрессу общей радиобиологии, практической медицины и других наук.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 октября 1974 года

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 18709. Тираж 200. Уч.-изд. листов 9,09.
Редактор Н.Н.Зрелова. Подписано к печати 13.11.74 г.