

С 3г  
А-381



**Академик А.М.Балдин**



42636

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

СЗГ  
А-381

**Академик А.М. Балдин**

*К 75-летию со дня рождения*

143752

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 2001

**Академик А.М. Балдин. К 75-летию со дня рождения: / Сборник статей. —**  
А38 Дубна: ОИЯИ, 2001. — 256 с., 24 с. фото.

Предлагаемый вниманию читателя сборник подготовлен в связи с 75-летием академика Александра Михайловича Балдина — выдающегося российского физика, имя которого широко известно мировой научной общественности.

А.М. Балдин внес основополагающий вклад в становление и развитие физики электромагнитных взаимодействий адронов, его работы существенно обогатили исследования по физике атомного ядра и элементарных частиц.

А.М. Балдин — основатель научного направления «релятивистская ядерная физика», автор нескольких научных открытий, инициатор создания экономичных сверхпроводящих ускорителей заряженных частиц. Под его руководством построен сверхпроводящий ускоритель нового типа «нуклотрон». А.М. Балдин является инициатором и лидером широкой научной программы, развернутой на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий. Его научные достижения отмечены Ленинской и Государственной премиями СССР. В течение 30 лет А.М. Балдин возглавлял Лабораторию высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, сейчас он является научным руководителем Лаборатории.

В сборник вошли избранные оригинальные работы в области ускорителей, ядерной физики и физики элементарных частиц, опубликованные в период с 1970 по 1975 год, которые определили в дальнейшем основные направления исследований в Лаборатории высоких энергий. Также в сборник включены фотографии из личного архива А.М. Балдина и архива Объединенного института ядерных исследований.

## ОБ ИСТОКАХ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ГРУППЫ «ЭТАЛОННОЙ» ЛАБОРАТОРИИ В ФИАНЕ

Молва гласит, что А.М. Балдина и В.В. Михайлова, студентов МИФИ, привел еще в старый ФИАН в конце 1947 или начале 1948 года тогда еще кандидат наук М.С. Рабинович (в простонародье Муся) с целью, чтобы молодые люди помогли ему рассчитать движение частиц в ускорителе с разрезным магнитом. Потом полученные студентами результаты будто бы использовались при написании проекта большого протонного ускорителя на 10 ГэВ, который планировали построить в окрестности Ивановской плотины на Волге. В 1949 году вышеназванные студенты закончили МИФИ и стали сотрудниками «эталонной» (ускорительной) лаборатории В.И. Векслера уже на законных основаниях.

В те годы в ФИАНе шло бурное строительство новых ускорителей, работа которых основана на открытом в 1944 году В.И. Векслером принципе автофазировки. Еще в старом ФИАНе в 1947 году заработал электронный синхротрон на 30 МэВ. На территории так называемого «Питомника» в конце 1949 года состоялся запуск первого в Европе электронного синхротрона (С-25) на 250 МэВ. В 1953 году уже на территории нынешнего ФИАНа вошла в строй модель большого протонного ускорителя на 180 МэВ, в дальнейшем переделанного в электронный синхротрон на 680 МэВ.

Именно в этот период «бури и натиска» встал серьезно вопрос об использовании созданных ускорителей для физических экспериментов. Под влиянием инженера и экспериментатора В.И. Векслера и известного (особенно как автора статьи в журнале «Вопросы философии») теоретика М.А. Маркова на ускорителе С-25 постепенно начинают разворачиваться экспериментальные исследования процессов фоторождения пионов и фоторасщепления атомных ядер. А что же наши бывшие студенты? А.М. Балдин и В.В. Михайлов поняли исторический момент и быстро переквалифицировались из ускорительщиков в теоретиков по физике элементарных частиц и образовали костяк теоретической группы М.А. Маркова. В 1950–1953 годах ими были выполнены расчеты дифференциальных сечений пионного фоторождения на протоне и дейтроне при низких (вблизи порога) энергиях в рамках однонуклонного (полусного) приближения и исследована изотопическая структура адронного электромагнитного тока. В частности, была высказана гипотеза о доминировании вкладов изовекторных токов в амплитудах пионного фоторождения на нуклоне. На основе полученных результатов теоретического изучения разных процессов пионного фоторождения А.М. Балдин написал и успешно защитил в 1953 году кандидатскую диссертацию. Отмечу, что за год до этого события ему было присвоено звание мастера спорта по альпинизму. К сожалению, этот год был омрачен трагическим событием. В горах погиб В.В. Михайлов, с которым были сделаны первые шаги в науке и спорте.

В тесном контакте с экспериментаторами А.М. Балдин продолжал изучать фоторождение нейтральных и заряженных пионов на нуклоне до середины 60-х годов. Часть работ на эту тему была им выполнена в соавторстве с А.И. Лебедевым, который пришел в

лабораторию в 1955 году. Одновременно с ним М.А. Марков привел к А.М. Балдину своего дипломника и автора настоящей заметки. Так в «эталонной» лаборатории образовалась маленькая теоретическая подгруппа из трех человек, работающих в более или менее тесном контакте с экспериментаторами.

Ее руководитель и рядовые члены были тогда еще молодыми людьми, и между ними быстро возникли дружеские отношения. А.М. Балдин ненавязчиво предлагал разные темы для работы, часто давал дельные советы. Я изредка ездил с ним по воскресным дням в Царицыно, где на стенах дворцовых развалин получил первые уроки скалолазания. В то время в институтах АН было принято устраивать вечера с танцами, куда с удовольствием ходили и молодые сотрудники института, и завлабы с женами. А.М. Балдин приходил обычно со своей женой Таней, которая могла и, как мне кажется, любила танцевать. Во время танца она иногда меня спрашивала, когда же Саша защитит докторскую диссертацию, а я отвечал ей с глубокомысленным видом, что это произойдет в недалеком будущем. В своем ответе я учитывал, что наш тогдашний заведующий лабораторией очень ответственно относился к такого рода событиям, особенно если они происходили с теоретиками. Сейчас я, конечно, знаю, что это характерная черта многих больших и маленьких руководителей. Однажды на один из таких вечеров, кажется новогодний, пришли Л.Д. Ландау и А.С. Компанец и стали высматривать симпатичных девушек, но мы своих знакомых умыкнуть им не дали.

Много шума произвело в свое время предположение А.М. Балдина о возможном существовании четвертого пиона (изотопического скаляра), основанное на теоретическом анализе некоторых экспериментальных данных. Оно стимулировало новые эксперименты во многих лабораториях мира. Очень интересно развивались события с интерпретацией данных Прокошкина. Сначала казалось, что так называемый пи-ноль-мезон проявляется на уровне достоверности в 5–6 стандартных ошибок, но дальнейшее увеличение статистики отменило намечавшееся открытие. В 1960 году А.М. Балдину было присвоено звание доктора ф.-м. наук по совокупности работ, а в 1973 году большой группе сотрудников лаборатории вместе с ним была присуждена Государственная премия.

Трудно в короткой заметке рассказать обо всех интересных и важных работах, выполненных в те годы в лаборатории с участием А.М. Балдина, но следует отметить еще одно направление экспериментальных и теоретических исследований, в котором он принял участие. В 1951 году в «Питомник» пришел босиком (так гласит молва) из Института химической физики доктор наук В.И. Гольданский. Он пришел не с пустыми руками, а с идеей (была им предложена и схема опыта, но ее сразу раскритиковали наши гении) исследовать упругое рассеяние фотона протоном. Цель — экспериментально открыть структуру протона. Вспомните, что некоторые очень сильные теоретики писали и уж тем более говорили, что никакой структуры у элементарных частиц нет и быть не может. В то же самое время считалось, что переносчиками ядерных сил являются пионы, что подразумевает существование у адронов пионной шубы. Как известно, приблизительно в то же время на стэнфордском линейном ускорителе Р. Хофштадтер подготавливал эксперимент по упругому рассеянию электрона на протоне. В 1956 году наша группа опубликовала свои результаты в журнале «Доклады АН»: экспериментальные точки заметно отклонялись от теоретического дифференциального сечения рассеяния фотона на точечном протоне с аномальным магнитным моментом. Никакой убедительной интерпретации полученного результата в статье не было, а она могла быть, если бы участники эксперимента внимательнее прочитали только одну страницу из цитированной ими статьи А. Кляйна в журнале «Phys. Rev.» за 1955 год. Американская группа из Стэнфорда опубликовала свои данные по радиусу и формфактору протона в 1955–1958 годах. Результат этого соревнова-

ния хорошо известен: Р. Хофштадтер получил Нобелевскую премию. В 1960 году группа В.И. Гольданского получила более точные данные по дифференциальному сечению рассеяния фотона протоном ниже порога пионного фоторождения и извлекла из них впервые экспериментальные значения электрической и магнитной поляризуемостей протона. При фитировании этих данных использовалось безмодельное теоретическое сечение, полученное мной из строгой низкоэнергетической теоремы, и значение суммы поляризуемостей протона, приближенно вычисленное А.М. Балдиным по выведенному им в 1957 году дисперсионному правилу сумм. В настоящее время это правило сумм обычно называют правилом сумм Балдина–Лапидуса или просто п.с. Балдина. Это один из строгих результатов в теории электромагнитных взаимодействий адронов. Теперь экспериментальные значения поляризуемостей протона постоянно публикуются в таблицах PDG. Интересно, что измерения поляризуемостей протона за рубежом были повторены только через тридцать лет. В настоящее время такого рода эксперименты проводятся во многих центрах, где имеется подходящий по энергии пучок фотонов. В последние годы опубликовано также много статей, в которых поляризуемости протона вычисляются в разных кварковых моделях и теоретических приближениях, в частности, в КХД на решетке.

Со временем наша теоретическая подгруппа расширилась и стала группой. Пришли С.Ф. Семенко и В.Н. Фетисов. Они стали активно развивать некоторые направления ядерной физики: теорию мультипольных резонансов, теорию фотоядерных реакций и теорию гиперядер. В этих направлениях ими были получены новые результаты и некоторые из них вместе с А.М. Балдиным. До перехода на работу в ЛВЭ ОИЯИ А.М. Балдин активно интересовался и этой проблематикой. Немного позже сотрудниками группы стали Л.В. Фильков и В.А. Царев. Их приход привел к дальнейшему расширению проблематики. Первый выполнил дисперсионные расчеты амплитуды упругого рассеяния фотона на протоне, а второй теорию Редже применил для описания экспериментальных данных уже других лабораторий по разным адронным процессам при высоких энергиях.

Думаю, что уход из ФИАН в ЛВЭ ОИЯИ А.М. Балдину дался нелегко. Знаю, что перед тем, как окончательно решиться на этот шаг, он советовался со многими людьми. Разговаривал на эту тему он и со мной. Детали разговора помню плохо. Я ему говорил, что после перехода на административную работу в ЛВЭ он будет меньше заниматься самой наукой, и сейчас считаю, что был тогда прав. Он, в свою очередь, высказал предположение о будущем заблачивании исследований по ядерной физике и физике элементарных частиц в нашей лаборатории после перебазирования ее в Пахру. В этом он был если не полностью, то, по крайней мере, частично прав. Потом А.М. Балдин изредка появлялся в комнате на третьем этаже правого крыла ФИАН, где А.И. Лебедев и я проработали с ним около 15 лет, спрашивал о наших делах, иногда что-либо рассказывал. Но с годами это происходило все реже и реже. Он в молодости всегда был и остается сейчас активным человеком, но нынешняя активность иного рода. Чувствуется, что сейчас у него другая жизнь по сравнению с той, которую он вел в ФИАНе.

Заканчивая эту заметку, хочется сказать, что искреннее увлечение наукой давало нам всем много радости и помогало многим из нас чувствовать себя внутренне свободными людьми. Хочу выразить надежду, что новый век сохранит нас для науки и саму науку для будущих исследователей.

*В.А. Петрунькин, к.ф.-м.н.,  
отдел физики высоких энергий ФИАН.*

## ПЕРВЫЕ ВПЕЧАТЛЕНИЯ ОТ ЗНАКОМСТВА С А.М. БАЛДИНЫМ

Я познакомился с Александром Михайловичем Балдиным где-то в начале 1953 г. На самом деле мое знакомство с ним (правда, одностороннее) произошло почти на год раньше. Чтобы объяснить это кажущееся несоответствие, придется сделать небольшое отступление.

В 1952 г. я учился на 4-м курсе физфака МГУ (на так называемом «ядерном отделении»). В том году среди спецкурсов, читавшихся на отделении, был спецкурс М.А. Маркова. Формальное его название, сколько я помню, было «мезонная теория», хотя говорить в те годы о мезонной теории было несколько преждевременно. Курс был захватывающе интересен (для меня, по крайней мере) и в не последнюю очередь за счет того романтического начала, которое вносил в свои лекции Марков. И его можно было понять. Заряженные пи-мезоны были открыты всего лишь пять лет тому назад. Нейтральные мезоны — и того меньше — два года назад. А самое главное: эти мезоны были давно искомыми частицами (теоретически предсказанными Х. Юкавой еще в 1935 г.). Пи-мезоны проливали определенный свет на природу так называемого сильного взаимодействия, скрепляющего протоны и нейтроны в веществе. Ощущался явный прорыв в физике элементарных частиц, и вместе с тем возникали надежды на более глубокое понимание микромира. Все это не могло не найти отражения в лекциях М.А. Маркова.

Под воздействием лекций М.А. Маркова у меня возникло острое желание заниматься физикой элементарных частиц, и я подошел к нему с просьбой взять меня к себе на диплом. Тем более что я узнал, что М.А. Марков возглавляет теоретическую группу в ФИАНе, в которой активно занимаются физикой мезонов. Марков благосклонно отнесся к моей просьбе, но так как до формального выполнения диплома оставалось около года, он рекомендовал мне до этого периода просто походить на семинары в ФИАНе и присмотреться к обсуждаемым на них темам. Я до сих признателен М.А. Маркову за эту, на вид такую простую, рекомендацию, ибо она позволила не столько узнать, что обсуждается на семинарах в ФИАНе, сколько — как это обсуждается и тем самым познакомиться, как принято говорить сейчас, с духом «старого» ФИАНа. А московскому ФИАНу в те годы не было и двадцати лет.

Среди других семинаров в те годы очень активно действовал семинар «эталонной» лаборатории, руководимой тогда В.И. Векслером. Этот семинар проводился тогда уже в новом здании ФИАНа (на нынешнем Ленинском проспекте). Семинар заседал в относительно небольшом помещении, которое всегда было полным-полно (не менее 40-50 человек).

Семинар проходил исключительно живо и по характеру вопросов и энтузиазму участников чем-то перекликался с тем романтическим настроением, который присутствовал на лекциях Маркова. Для этого было, как минимум, две причины. Во-первых, незадолго перед этим (в 1949 г.) в «эталонной» лаборатории ФИАНа был запущен электронный син-

хротрон на энергию 250 МэВ, достаточную для рождения пи-мезонов на ядрах, а через короткое время эти мезоны были в лаборатории зарегистрированы. Во-вторых, все это было сделано относительно небольшим коллективом физиков, ядро которого составляли молодые люди в возрасте 30 лет и даже моложе. Естественно, такие успехи создавали законные основания для гордости и энтузиазма коллектива, и это нельзя было не почувствовать на заседаниях семинара «эталонной» лаборатории. Именно на этих семинарах в ФИАНе я впервые увидел (и услышал) А.М. Балдина (или Сашу Балдина, как все его называли в то время). Именно это объясняет мое одностороннее знакомство с ним на первых порах. Саша Балдин нередко делал сообщения на семинаре, практически на каждом семинаре выступал в дискуссиях и с комментариями. Он как нельзя лучше вписывался в атмосферу этих семинаров: молодой, динамичный, спортивный (по слухам, он активно занимался альпинизмом) и одновременно хорошо подкованный теоретик. По независимой от семинаров информации я знал, что А.М. Балдин (вместе с В.В. Михайловым) составляли главную ударную силу в теоретической группе Маркова, занимавшейся расчетом и анализом процесса фоторождения пи-мезонов на нуклонах.

Но время шло, и настала пора заниматься дипломом. В этот момент произошло то, что в принципе можно было предвидеть. Марков, учитывая мой явный интерес к мезонной физике, перепоручил заботы обо мне своим ученикам: А.М. Балдину и В.В. Михайлову. В этот момент и произошло мое непосредственное знакомство с А.М. Балдиным.

После договоренности с Балдиным в какой-то из дней (скорее всего, в феврале 1953 г.) я прибыл в комнату 325 ФИАНа, в которой размещались рабочие места Балдина и Михайлова. После формального знакомства и приветствий хозяева комнаты как-то незаметно сместили мое внимание на довольно внушительный брусок свинца (в форме вытянутого параллелепипеда), который явно выглядел инородным телом в комнате теоретиков. К середине бруска была прикреплена ручка из проволоки. Возможно, я задал наивный вопрос: «Для чего здесь этот брусок?» Мне с готовностью объяснили, что это удобный снаряд для тренировки мышц рук (аналог привычной гири, только более удобный). И далее не без хитринки и элемента подначки предложили: «Попробуйте поднять брусок разок-другой на высоту вытянутой руки».

Похоже, с подобным предложением обращались и к другим посетителям этой комнаты. Это был своеобразный тест на проверку физической силы, связанный с элементами мальчишеской удали и спортивного азарта, а также, если угодно, скрытого вызова. В нем ощущалось что-то от той атмосферы раскованности и творческого подъема, в которой коллектив лаборатории жил и работал в те годы.

В моем случае я, по-видимому, был особенно интересным объектом для тестирования, поскольку на фоне хорошо тренированных хозяев комнаты смотрелся бледно и атлетичностью фигуры особо не выделялся, хотя и занимался в те годы волейболом и коньками. Раз предлагают тест, надо пробовать. Я взял в руку брусок (по ощущению в нем было порядка 20 кг) и под пристальными взглядами хозяев комнаты (особенно А.М. Балдина) стал его поднимать. Поднял раз, другой, третий, четвертый.... После седьмого или восьмого подъема мне сказали: довольно. В глазах хозяев комнаты читалось явное удивление. Такого от меня не ждали. И хотя у меня самого в конце испытания сил оставалось немного, признаваться в этом не хотелось.

Как бы то ни было, проверку я прошел, и меня негласно приняли в круг посвященных. После этого началась уже обыденная жизнь: разговоры о науке, обсуждение темы моего диплома и т.п. В духе веяний того времени и научных интересов моих руководителей тема диплома была очерчена как расчеты сечения процесса фоторождения пи-мезонов на дейтроне.



Распределение обязанностей между моими руководителями в начальный период работы над дипломом не было четко обозначено: мне доводилось беседовать то с одним, то с другим. Трагедия, случившаяся летом 1953 г. (гибель В.В. Михайлова в горах), с неизбежностью оставила меня только с одним руководителем.

Работа над дипломом была моим первым рабочим контактом с А.М. Балдиным. Формально это была классическая ситуация ведущего и ведомого. Фактически ситуация была далека от такой связи и моя свобода была достаточно велика. Политикой моего руководителя были максимальная самостоятельность, отсутствие мелочной опеки. Консультации и помощь предоставлялись лишь тогда, когда они реально требовались. И работа была благополучно доведена до конца.

Уже из этого первого опыта работы с А.М. Балдиным я усвоил, что он исповедует в работе тот же жесткий стиль, что и в спорте: та же требовательность, та же сконцентрированность, то же отсутствие всяких поблажек. В этом плане небольшое испытание, которому меня подвергли в начале работы над дипломом, было своеобразным и по-своему полезным уроком.

После окончания МГУ я остался в ФИАНе в аспирантуре у М.А. Маркова. До переезда Балдина в Дубну мы трудились с ним бок о бок в ФИАНе и у нас было немало поводов для контактов с ним и совместной творческой работы. Годы шли, что-то менялось, но качества характера Александра Михайловича Балдина, которые когда-то произвели на меня сильное впечатление при первом знакомстве с ним, по счастью, сохраняются. Мы по-прежнему наблюдаем в нем ту же настойчивость, ту же твердость в достижении намеченной цели. Склад характера, выработанный в молодости, — это надолго.

*А.А. Комар, д.ф.-м.н.,  
профессор, заведующий лабораторией  
электронов высоких энергий ФИАН.*

## ФОТОРОЖДЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ $\pi$ -МЕЗОНОВ НА ДЕЙТЕРИИ ВБЛИЗИ ПОРОГА

(Из воспоминаний о ранних работах по фоторождению)

Фотоэмульсия заполнялась тяжелой водой и облучалась непосредственно в коллимированном пучке фотонов синхротрона ФИАН с максимальной энергией 250 МэВ. В эксперименте использовались фотоэмульсии НИКФИ типа Р, толщиной 400 мкм, чувствительные к следам релятивистских частиц.

Количество ядер дейтерия, введенных в эмульсию, определялось по весу тяжелой воды. В среднем 1 см<sup>3</sup> содержал  $3,2 \cdot 10^{22}$  ядер дейтерия. Обнаруженные в пластинках трехлучевые звезды анализировались с целью выделения случаев, относящихся к реакции  $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$ . Помимо кулоновского взаимодействия протонов имеет место кулоновское взаимодействие медленного  $\pi$ -мезона с протонами. Этот эффект обусловлен взаимодействием частиц в конечном состоянии, а не самим процессом фоторождения  $\pi$ -мезонов на нейтронах. Для энергий фотонов 154–160 МэВ вклад этого взаимодействия в полное поперечное сечение реакции по грубой качественной оценке составляет около 12 %.

А.М. Балдиным показано, что величина кулоновской поправки на взаимодействие  $\pi$ -мезона с протонами возрастает по мере уменьшения энергий  $\pi$ -мезонов, достигая величины около 10 % для  $\pi$ -мезонов с энергией меньше 10 МэВ. Применение этой поправки к данным Беневентано и др. дает для отношения  $\sigma^-/\sigma^+$  величину около 1,4, что согласуется с нашими данными.

Установлено, что помимо кулоновского взаимодействия протонов имеет место кулоновское взаимодействие медленного  $\pi$ -мезона с протонами. Для энергий фотонов 153–160 МэВ вклад этого взаимодействия в полное поперечное сечение реакции по грубой качественной оценке составляет около 12 %. В этой же работе А.М. Балдин выдвигает гипотезу о существовании  $\pi_{\text{д}}^0$ -мезона-скаляра в изотопическом пространстве.

*М.И. Адамович, д.ф.-м.н.,  
зав. сектором отдела  
физики высоких энергий ФИАН.*

## «Я СНОВА ЧУВСТВУЮ СЕБЯ В ГОРАХ...»

Александр Балдин — директор Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в подмосковном городе Дубне. Фундаментальные экспериментальные и теоретические работы этого научного центра хорошо известны и в Советском Союзе, и за его пределами. Однако сегодня разговор с гостем журнала пойдет о проблемах, далеких от ядерной физики. Более двадцати лет жизни физик-теоретик Балдин отдал альпинизму. Участвовал в сложнейших восхождениях на вершины Кавказа, Памира, Алтая. Удостоился почетного звания «Мастер спорта СССР», был чемпионом Советского Союза.

Академик Александр БАЛДИН отвечает на вопросы корреспондента «Спорта в СССР» Л. Плешакова.

— **Согласитесь, для многих сочетание «теоретическая физика и спорт» представляется несколько неожиданным. Тем более, когда речь заходит о таком трудном, требующем огромной физической нагрузки виде, как альпинизм...**

— И все же какая-то связь здесь есть, хотя в двух словах об этом не скажешь. У Альберта Эйнштейна есть объяснение того, почему ученые стремятся к фундаментальным исследованиям. Смысл его высказывания примерно таков: тяга к науке сродни ностальгии горожан по нетронутой природе. Жителям города хочется вырваться из душной сутолоки улиц к рекам, озерам, лесам, чистому воздуху горных вершин, приобщиться к какому-то вечным, непреходящим ценностям. Занятия наукой, по словам великого ученого, приносят человеку те же ощущения. Мне кажется, что и альпинизм, подобно науке, одаривая спортсмена неповторимой красотой, необычными ощущениями, дает возможность понять какие-то вечные истины и ценности.

— **Этот теоретический анализ и привел вас в альпинизм?**

— Разумеется, нет. Философствовать начинаешь с возрастом, анализировать — на основании опыта. А сначала было простое увлечение романтичным видом спорта, который наделял своих приверженцев здоровьем и выносливостью. Дело в том, что всю войну я провел в Москве. Было холодно, голодно, чрезвычайно трудно. Нам, подросткам, приходилось и учиться, и работать, и немецкие зажигалки тушить. Короче, когда в конце войны я поступал в институт, то выглядел типичным «хилым интеллигентом». А альпинизм, как утверждали мои друзья, был спортом сильных и смелых. Именно поэтому в первые же студенческие каникулы я отправился в горы. С тех пор каждый свой отпуск старался проводить там.

— **Для серьезных занятий спортом необходимо время. Чтобы покорять вершины, нужно много тренироваться, а для этого, я думаю, мало каникул или отпуска?**

— Конечно. Пришлось научиться жить в жестком режиме, что, кстати сказать, приучило к самодисциплине. Не спорю, альпинизм многого требует, но еще больше он дает. Помню, в 1956 году наша группа — в нее, кстати, входил будущий профессор и руководитель первой советской экспедиции на Эверест Евгений Тамм — забралась в глухой уголок Алтая, куда до нас никто из альпинистов не попадал. Правда, бывали здесь охотники, но они промышляли в долинах, а выше не поднимались. Представляете? Голубые озера, стаи диких лебедей, в зеркальных водах отражаются снежные вершины, одна другой прекраснее, и все безымянные: никто еще туда не поднимался. Мы покоряли их одну за другой и каждой по праву первовосходителем давали имя. Видимо, подобного рода ощущения можно назвать счастьем. Ради такого стоит выкраивать время для тренировок, чем-то жертвовать... Меня, например, не удивляет, что многие наши ученые не только сами увлекались восхождениями, но порой становились организаторами и руководителями альпинистских экспедиций. Один из моих учителей, академик, лауреат Нобелевской премии Игорь Евгеньевич Тамм, создатель целой научной школы, страстно любил горы. Я встретил его на Кавказе, когда ему было за шестьдесят. Его сын Евгений продолжает дело отца и в науке, и в спорте...

— Вы сказали, что занялись спортом, стремясь стать сильным. Оправдались ли ваши надежды?

— Думаю, что да. Подтверждение тому получаешь порой самым неожиданным образом. В 1957–1958 годах я работал в Бирмингемском университете научным сотрудником в лаборатории Рудольфа Пайерлса. Дел было много, о занятиях альпинизмом я и не помышлял, старался по возможности тренироваться на стадионе. И вдруг, к моему удивлению, получаю приглашение Джона Ханта посетить Северный Уэльс и принять участие в праздновании пятой годовщины первого восхождения на Эверест. Вы помните, в 1953 году Хант возглавлял экспедицию, в которую входили Хиллари и Тенцинг, первые люди, ступившие на высочайшую вершину мира. Каким-то образом Хант узнал, что в Бирмингеме работает советский альпинист, да еще в прошлом чемпион страны, и решил со мной познакомиться. В ту пору начали налаживаться контакты между альпинистами наших стран, англичане готовились приехать к нам на Кавказ, и, разумеется, информация из первых рук их очень интересовала. Но оказалось, что простого рассказа о наших горах им было мало. Я понял это, когда хозяева вежливо предложили мне: «Не хотите ли пройти по нашим стенкам в связке с Джорджем Бендом?»

В знаменитой экспедиции Ханта Бенд участвовал только в заброске грузов. Но чуть позже он сам покорил другой гималайский восьмитысячник, Канченджангу, и, естественно, был восходителем экстракласса. А я столько времени уже не бывал в горах. Короче, чтобы не терять лица, вежливо отказался: я, мол, физик и вообще нетипичный альпинист.

Но хозяева не отступали, и мне пришлось пойти...

— И как?

К счастью, все получилось вполне прилично. После пребывания в СССР Хант выпустил книгу, где, в частности, описал и эту нашу с ним встречу в горах Уэльса. Посмотрев, как прохожу стенки, англичане, по его словам, пересмотрели состав своей команды, значительно усилив ее.

Такой вот забавный случай. Он дал мне возможность лишний раз убедиться в том, что качества, воспитанные альпинизмом, — сила, ловкость, реакция, умение выстоять в, казалось бы, проигрышной ситуации — со временем, что называется, входят в твою плоть и кровь. Именно поэтому мне и удалось без всякой специальной подготовки выдержать неожиданный экзамен, предложенный английскими коллегами.



Здесь уместно небольшое отступление от интервью, вызванное необходимостью прокомментировать последнее высказывание нашего гостя. В 1962 году умерла жена Александра Михайловича Балдина, оставив на его руках пятилетнюю дочь и новорожденного сына. Теперь, кроме огромной научной и преподавательской работы, на его плечи легли и все семейные заботы. Через два года он снова женился, но вскоре неизлечимая болезнь на восемь лет приковала жену к постели. А было в семье тогда уже трое детей. И в это время Балдину предложили возглавить лабораторию в Дубне. Нужно было руководить реконструкцией синхрофазотрона, читать лекции студентам, участвовать в различных международных научных конференциях. И он не позволил себе расслабиться, сумел «выстоять в, казалось бы, проигрышной ситуации».

Для своих пятидесяти пяти лет Балдин выглядит довольно молодо. И все же... Ведь любой человек, в том числе и спортсмен, увы, не властен над возрастом. К этой теме исподволь повернулся разговор:

— То, что под силу в двадцать-тридцать лет, в пятьдесят...

— Разумеется, повторить трудно. Свое последнее серьезное восхождение я совершил в сорок лет. Потом уже вместе с детьми занимался горным туризмом, горными лыжами. Зимой стараюсь хотя бы иногда бывать на катке, обязательно бегаю на лыжах, которыми у нас в Дубне увлекаются чуть ли не все. Благо, условия для этого великолепны: хоть с порога дома становись на лыжи — и в лес.

— А с альпинизмом совсем распрощались?

— Как сказать? В то лето, когда родилась моя первая дочь, я должен был возглавить сложное восхождение на Памире. Группа уехала в горы, тренировалась там, а я, надеясь подъехать позже, разрывался между работой и семьей, которая жила на даче и нуждалась в моей помощи. Так вот, чтобы не потерять спортивной формы и не подвести товарищей, я придумал себе необычное упражнение. Натягивал между двумя деревьями тонкую прочную веревку, взбирался на нее, вставал и, балансируя, ходил от дерева к дереву. Тут самое трудное подтянуться на руках и встать на веревку, а потом, когда она раскачается, не сорваться на землю, устоять. Самое привлекательное в этом — удержаться, когда все кажется безнадежным, ухитриться сохранить равновесие, когда уже почти сорвался... Тут, как в горах, работают все мышцы, а воля напряжена до предела.

Я до сих пор регулярно хожу по веревке. Некоторые считают это чудачеством. Но это не так. Я просто снова чувствую себя в горах и пытаюсь сделать невозможное...

*«Спорт в СССР» № 2/82, 1982 г.*

## НУКЛОТРОН ПРИГЛАШАЕТ К СОТРУДНИЧЕСТВУ

Как уже сообщалось в нашей газете (№ 9-10 от 22 апреля 1992 г.), 10 апреля состоялось очередное заседание общепитутского научного семинара под председательством профессора Розенталя И.Л.

С большим интересным сообщением «Нуклотрон и релятивистская ядерная физика» выступил академик А.М. Балдин.

Крупнейший ученый с мировым именем, директор Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в Дубне, основоположник нового направления фундаментальной науки — релятивистской ядерной физики, Александр Михайлович является ярким представителем «золотого века» МИФИ. Будучи нашим выпускником, он сохранил самые тесные связи с институтом. Длительное время он преподавал на факультете «Т», неоднократно возглавлял ГЭК кафедры 7, внимательно следя за подготовкой кадров высшей квалификации — кандидатов наук и докторов. И в этот раз в его выступлении проявилось внимательно неравнодушное, искреннее заинтересованное отношение к МИФИ, его проблемам и перспективам. Хотя в своем сообщении он рассказывал о достижениях и новых идеях фундаментальной физики сильных взаимодействий, технических новинках и находках, примененных при создании сверхпроводящего ускорителя ядер — нуклотрона в Дубне, все это подчеркнуто соотносилось с возможностями, задачами и проблемами, возникающими в связи с этим для МИФИ.

Вот один из подробно обсуждающихся сюжетов. Одной из наиболее горячих проблем современной фундаментальной физики является существование сгустков элементарной субстанции — кварков в ядерном веществе и трансформация кварков в формы вещества, наблюдаемые в эксперименте. Группой ученых в Дубне, руководимой А.М. Балдиным, было показано, что эффективным средством решения этих проблем являются особые, ими открытые, глубоко неупругие ядерные реакции — так называемые «кумулятивные». Более того, оказалось, что их аналитические свойства достигают своей, так сказать, полной силы уже при не очень высоких энергиях бомбардирующих частиц, порядка 10 ГэВ/нуклон. При увеличении энергии, с изменением энергетического масштаба, проявляются свойства подобия. Так что знаменитые требования Ф. Листа, которым следуют физики: «быстро, еще быстрее, быстро, как только можно» и дальше все-таки «еще быстрее», существенно смягчаются. Попутно можно заметить, что в этом и есть исходная идея создания нуклотрона. Не нужно говорить, какое значение имеет это открытие для нашей физики в нынешнее время. Так, рассказывая обо всем этом, А.М. Балдин отметил, что возникла необходимость серьезного изучения студентами МИФИ физики явлений подобия и соответствующей корректировки учебных планов и программ. Далее говорилось о том, что, решая задачу, дубненские физики разработали новый релятивистски-инвариантный аналитический метод, использующий понятие скорости в четырехмерном пространстве. И сразу же вслед за этим было обсуждено преподавание в МИФИ теории отно-

сительности и высказаны конкретные предложения по необходимым усовершенствованиям и организационным формам для воплощения.

Другой пример — обсуждение конструкции нуклотрона. Здесь также фейерверк достижений, как технических, так и методических. Находки в области холодной сверхпроводимости, новации в технологии изготовления сверхпроводников, новые магнитные композиционные материалы, позволяющие миниатюризовать конструкции, достижения в проектировании и изготовлении магнитных элементов ускорителя. И вновь все это тесно увязывается с инженерно-физической подготовкой наших студентов, формулируются необходимые корректировки и добавления.

Объем газетного материала не позволяет подробно останавливаться на каждом разделе этого богатого по содержанию и предложениям сообщения. Нужно отметить только один из его главных выводов, обращенных к МИФИ. Лаборатория на базе нуклотрона в Дубне может и должна быть эффективной творческой и производственной площадкой, где студенты МИФИ будут овладевать знаниями в самых передовых областях фундаментальной и прикладной науки, техники и технологии. А.М. Балдин выразил уверенность в том, что наше взаимодействие с Дубной будет развиваться.

*Ф.М. Сергеев, зав.кафедрой 7.  
«Инженер-физик» (газета МИФИ)  
№ 13-14 (1109-1110), 3 июня 1992 г.*







Инструктор по альпинизму. Кавказ. Ущелье Дылсу. 1947 г.



Школьные годы

Перед траверсом массива Домбай Ульген.  
Зима 1960 г.



На вершине Чатын-Тау. За рекордное восхождение  
в составе группы альпинистов спортивного клуба  
МГУ получен титул чемпиона СССР и присвоено  
звание мастера спорта СССР. Лето 1952 г.





А.М.Балдин и В.В.Михайлов. 1944 г.

Алтай. 1956 г.





А.П.Рудик, А.М.Балдин, А.А.Логунов, М.Джакоб, Джонсон, Д.В.Ширков у Ниагары (США). 1960 г.

С Э.Беневентано (Италия), Л.Осборном (США), М.Сэндсом (США). Женева, 1956 г.





У здания Колумбийского циклотрона (США). М.А.Марков, И.В.Чувило, Н.Н.Боголюбов, В.И.Векслер, С.А.Азимов. Стоит А.М.Балдин. 1960 г.

На Ученом совете ОИЯИ. В.П.Джелепов, А.Эль-Наги, М.И.Соловьев, А.А.Тяпкин, О.А.Займидорога, А.М.Балдин. 1970 г.







Я.А.Сморodinский, Д.И.Блохинцев, А.М.Балдин

Д.В.Ширков, Н.Н.Боголюбов, А.М.Балдин, В.Г.Гришин





С. Г. Н. Флеровым

Л. Г. Марков, А. М. Балдин, В. Л. Карповский





Дискуссия с Г.И.Будкером в ИЯФ СО АН СССР, Академгородок



Конференция в Харькове. В первом ряду слева: А.М.Балдин и П.В.Сорокин. Май 1979 г.

Посещение ЛВЭ Л.В.Смирновым (зам. пред. Совета Министров СССР)







На пульте управления синхрофазотрона.  
А.А.Смирнов, А.М.Балдин, И.Б.Иссинский

В ЛВЭ на установке СПИН. Н.П.Терехин, Н.Н.Боголюбов,  
Л.Г.Макаров, А.М.Балдин, И.А.Шелаев



Визит делегации  
китайской Академии наук  
во главе с президентом  
академии профессором  
Ван Ганчаном



С генеральным  
директором ЦЕРН  
профессором В.Енчке.  
Май, 1971 г.



С Э.Н.Цыгановым





На отдыхе. 1983 г.



В период пуска водородной камеры (ЛВЭ) с Н.М.Вирьсовым, Н.И.Павловым, А.Г.Зельдовичем. 1970 г.

Конференция, посвященная 50-летию открытия принципа автофазировки (ФИАН). 1994 г.





С Н.Н.Боголюбовым



С Нгуен Ван Хьену (Вьетнам). 1982 г.

С П.А.Черновым







Директор Национальной лаборатории им. Э.Ферми (США) Р.Вильсон в ЛВЭ.  
На снимке: А.М.Балдин, Р.Вильсон, А.А.Кузнецов, А.А.Васильев, Ю.А.Щербаков  
около строящегося (205) корпуса выведенных пучков ускорительного комплекса ЛВЭ. 1975 г.

С Р.Вильсоном и А.А.Васильевым







С П.С.Исаевым. 1975 г.

С В.П.Перелыгиным. 1994 г.





М.И.Соловьев, А.М.Балдин, В.С.Ставинский, Г.А.Лексин. 1974 г.

На Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий  
с Л.И.Сарычевой и В.А.Никитиным. 1981 г.





На семинаре



С.В.Г.Соловьевым



Международный семинар «Балдинская осень». С А.В.Кайдаловым и И.С.Балдиной. 1978 г.

Праздничная эстафета. Е.И.Бугринов, Л.Г.Макаров, С.Н.Пляшкевич, А.М.Балдин, А.А.Кузнецов, Е.Д.Донец, И.Б.Иссинский, А.Г.Зельдович, И.А.Савин. 1975 г.



На конференции в Далласе (США)  
с А.И.Малаховым. 1992 г.



9 мая 2000 г.







«Балдинская осень» 2000 г. С В.Г.Кадышевским

А.Д.Коваленко, А.И.Малахов, А.М.Балдин на Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий. 1998 г.





В домашнем кабинете. 1997 г.



## **КРУПНЫЙ ВКЛАД В ФИЗИКУ ЧАСТИЦ**

Преобладающей тенденцией в развитии научного понимания структуры вещества, как показывает история науки, было стремление свести основные свойства материи к свойствам простейших объектов (молекул, атомов, элементарных частиц). Для этого создавались методы, позволяющие расчлнить мельчайшие частицы материи на составные части и исследовать их свойства. Особенно существенную роль сыграло использование электромагнитного излучения предельно малой длины волны. Чем короче длина волны фотонов, тем более тонкие детали строения материи можно «рассмотреть» с помощью установок для получения и регистрации такого излучения. Совокупность подобных приборов играет здесь роль, аналогичную микроскопу. В результате исследований излучения, поглощения и рассеяния фотонов и законов движения частиц в электромагнитных полях были открыты атомные ядра и фундаментальные частицы материи — электроны, обнаружены закономерности, положенные в основу квантовой механики.

Продвижение в область еще более коротких длин волн электромагнитного излучения привело к рождению квантовой электродинамики, которая объединила исключительно широкий круг явлений — от эффектов, наблюдаемых в области расстояний, в миллионы раз меньших размеров атома, до процессов космических масштабов. Теория электромагнетизма не только лежит в основе современного естествознания, сегодняшней техники, но и служит базой для построения теории других классов фундаментальных взаимодействий — сильных (ядерных) и слабых. Построение таких теорий должно открыть перед человечеством перспективы использования принципиально иных, чем ныне известные, законов природы.

Качественно новый этап в развитии исследований с электромагнитным излучением предельно малых длин волн начался в 1949 году, когда одновременно в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР и в Беркли (США) были запущены электронные синхротроны, дающие возможность получать фотоны с длиной волны, которая меньше размеров составного элемента атомного ядра — протона. В попытках расчлнить, разорвать протон с помощью такого жесткого излучения были обнаружены так называемые явления фоторождения мезонов, когда в результате столкновения фотона с протоном рождаются новые частицы, а сам протон часто выходит из таких столкновений неизменным. Число частиц не сохраняется, их может появиться столько, сколько позволяет закон сохранения энергии. При этом старые наивные представления о делимости вещества на части, само понятие «состоит из» оказываются несостоятельными. Если от протона можно «оторвать» сколько угодно частиц, значит, он не элементарен, а бесконечно сложен.

Для количественного описания подобных систем с бесконечным числом степеней свободы необходим существенный прогресс в решении центральной проблемы физи-

ки — построения квантовой теории поля, в чем, собственно, и состоит главный смысл исследования процессов фоторождения мезонов. Достижения в построении квантовой теории поля уже привели к созданию новых и эффективных методов описания «поведения» материи на самых различных уровнях. Эти достижения революционизировали всю теоретическую физику, включая разделы, имеющие большое прикладное значение (статистическая физика, физика твердого тела, физика атомного ядра, физика металлов и др.).

Процессы образования и взаимодействия элементарных частиц изучают в десятках крупных лабораторий мира. Мощное развитие получило и исследование фундаментального взаимодействия фотон–протон, превратившись в большой раздел физики элементарных взаимодействий. Ее основной задачей стало исследование загадочных сильных (или ядерных) взаимодействий с помощью хорошо изученного электромагнитного взаимодействия. Оказалось, что основные черты процессов фоторождения связаны с динамикой сильных взаимодействий. Поэтому изучение таких процессов позволяет выявить новые закономерности сильных взаимодействий — наиболее сложного и очень актуального раздела физики элементарных частиц.

Работы М.И. Адамовича, А.М. Балдина, А.С. Белоусова, Б.Б. Говоркова, А.И. Лебедева, А.А. Логунова, Л.Д. Соловьева, А.Н. Тавхелидзе, Е.И. Тамма, С.П. Харламова, заложившие основы советских исследований фундаментального взаимодействия фотон–нуклон, выдвинуты на соискание Государственной премии 1972 года. Они выполнены в 1950–1970 годах и посвящены теоретическому и экспериментальному исследованию явлений фоторождения пи-мезонов. Авторами были впервые предсказаны основные закономерности фоторождения мезонов, созданы новые методы исследований, экспериментально определены параметры классической мезонной физики и построена теория элементарных процессов фоторождения, основанная на фундаментальных принципах квантовой теории поля.

Особое внимание было уделено исследованию так называемого окологорогового фоторождения пи-мезонов. И не случайно: за последние 20 лет большинство попыток построения теорий сильных взаимодействий проверялось путем сопоставления их выводов именно с данными по фоторождению пи-мезонов в окологороговой области энергий. Для экспериментального исследования эти явления оказались весьма трудными: вновь образующиеся частицы имеют очень малую энергию. Чтобы зарегистрировать их, физики разных стран создавали специальные водородные мишени и тонкостенные счетчики, применялись и пузырьковые камеры. Названный нами коллектив предложил оригинальные и простые методы, позволившие получить данные, относящиеся к рекордно близким к порогу энергиям. Ряд принципиально новых методов был изобретен и для регистрации фоторождения нейтральных пи-мезонов — частиц, практически мгновенно распадающихся на фотоны. Авторами были изучены особенности рождения пи-мезонов не только при столкновениях фотон–протон, но и столкновениях фотон–дейтрон. В частности, ими впервые предсказаны, а затем экспериментально изучены характеристики процесса фоторождения нейтральных пи-мезонов на ядрах, протекающего без изменения свойств ядра (так называемый процесс когерентного фоторождения мезонов). Это позволило проверить один из основных принципов симметрии элементарных частиц — изотопическую инвариантность.

Анализ совокупности всех полученных авторами результатов позволил определить важнейшие параметры мезонной физики. Необходимо отметить, что содержание соответствующих разделов международных справочников по элементарным частицам и их взаимодействиям исчерпывается уже многие годы данными этих советских исследователей,

несмотря на значительные усилия, предпринятые в других лабораториях. Широкое международное признание получили и их теоретические выводы.

Исследования развивались параллельно в тесном контакте физиков-теоретиков и экспериментаторов. Был применен весь арсенал современной физики элементарных частиц — от чисто инженерных разработок по созданию сложной аппаратуры до абстрактных методов теоретической физики с привлечением таких разделов математики, как теория обобщенных функций и теория функций многих комплексных переменных.

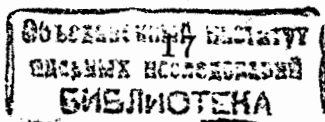
В итоге авторами были впервые сформулированы и доказаны, исходя из фундаментальных принципов квантовой теории поля, дисперсионные соотношения для фоторождения мезонов. Эти соотношения устанавливают связь между экспериментально измеримыми величинами и являются одним из очень немногих строгих результатов теории сильных взаимодействий. На их основе удалось связать физические характеристики процессов фоторождения пи-мезонов с характеристиками сильного взаимодействия пи-мезонов с нуклонами и получить надежные количественные результаты для процессов фоторождения в достаточно широкой области энергий. Тем самым были заложены основы теоретического описания процессов фоторождения. Тщательная экспериментальная проверка дисперсионных соотношений, проведенная как авторами, так и физиками многих других лабораторий мира, подтвердила справедливость основных физических принципов теории для данной области энергий.

Выдвинутые на соискание Государственной премии работы, выполненные в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне и в Физическом институте им. П.Н. Лебедева в Москве, внесли крупный вклад в отечественную и мировую науку. Они оказали большое влияние на развитие целой области фундаментальных исследований, как в СССР, так и за рубежом.

*Академик Н. Боголюбов.*

*Академик Б. Понтекорво.*

*«Правда» № 226 (19734), 3 августа 1972 г.*





5442

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9 - 5442



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ  
И АВТОМАТИЗАЦИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.М. Балдин, Ю.Д. Безногих, Л.П. Зиновьев,  
И.Б. Иссинский, Г.С. Казанский, А.И. Михайлов,  
В.И. Мороз, Н.И. Павлов, Г.П. Пучков

УСКОРЕНИЕ И ВЫВОД ДЕЙТРОНОВ  
ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

1970

Описываемый ниже режим ускорения дейтронов реализует ранее сделанное предложение <sup>/1/</sup>, в котором указывалось на возможность использования существующих систем синхрофазотрона для ускорения дейтронов. Идея предложения состояла в том, чтобы провести ускорение в ЛУ на второй кратности, снизив в два раза скорость входящих в ЛУ и выходящих из него дейтронов по сравнению с протонами. Ускорение в синхрофазотроне предлагалось осуществить в два этапа, вначале на второй кратности, а после достижения предельной частоты ускоряющей системы произвести переход в режиме "стола" магнитного поля на первую кратность ускорения.

Отметим следующие особенности режимов работы систем синхрофазотрона при ускорении дейтронов.

1. Режим работы ионного источника на дейтерии практически не отличается от режима работы на водороде, так как проницаемость используемого в источнике палладиевого фильтра оказывается для дейтерия достаточно высокой, а потенциал ионизации дейтерия практически не отличается от потенциала ионизации водорода.

2. Для получения рабочих токов ускоренных дейтронов на выходе из ЛУ оказалось недостаточным просто снизить в два раза напряжение на форинжекторе и уменьшить зазоры между дрейфовыми трубками ЛУ (это необходимо для сохранения радиальной устойчивости при сеточной фокусировке), так как при снижении напряжения на форинжекторе ухуд-

шаются условия фокусировки пучка на входе в ЛУ. Поэтому было реализовано предложение<sup>/2/</sup> о применении совмещенного 2-зазорного группирователя с инжекцией в 5-ый зазор ускоряющей структуры ЛУ, что дало возможность поднять напряжение на форинжекторе и улучшить тем самым входные параметры пучка. При этом в двух первых зазорах частицы не получают прироста энергии из-за соответствующего выбора фактора времени пролета, равного нулю, а в третьем и четвертом зазорах осуществляется группировка частиц по фазам и выравнивание их энергетического спектра. Суммарно это дало увеличение тока ускоренных дейтронов в 6 раз.

Применение дебанчера на выходе ЛУ позволило в 2 раза повысить захват дейтронов в квазибетатронной и далее в синхротронный режимы .

3. Так как на выходе из ЛУ импульс дейтронов равен импульсу протонов, инжекция пучка дейтронов в камеру ускорителя не вызвала затруднений. Потребовалась лишь более тщательная настройка квазибетатронного режима. Относительные потери частиц на участке ЛУ - квазибетатронный режим примерно такие же, как и при ускорении протонов.

4. Ускорение в синхрофазотронном режиме осуществлялось в два этапа: на второй кратности с использованием диапазона частоты ускоряющего напряжения от 0,2 до 1,44 МГц (до импульса  $P_d$  дейтронов 1,08 Гэв/с) и на первой кратности в диапазоне от 0,72 до 1,44 МГц ( $P_d = 11$  Гэв/с). Переход со второй кратности на первую осуществлен на "столе" магнитного поля, где происходил повторный захват пучка из сплошного кольцевого сгустка частиц, образовавшегося после выключения ускоряющего напряжения в конце 1-го этапа ускорения (см. рис. 1а)<sup>/3/</sup>. На рис. 1а отчетливо виден первый этап ускорения дейтронов на второй кратности и переход на второй этап ускорения с кратностью единица. Перестройка с 1,44 до 0,72 МГц частоты ускоряющей системы производится при

выключенном ВЧ напряжении; сигнал интенсивности при этом исчезает (интервал  $t_2$  ,  $t_3$  ) из-за расплывания сгустка частиц по орбите ускорителя.

Оптимальный выбор формы магнитного поля в режиме "стола", фронта и амплитуды ВЧ ускоряющего напряжения, радиального положения сгустка частиц перед переходом на второй этап ускорения дал возможность получить максимальный перезахват частиц в (90+95)% (см. рис. 16).

Перезахват частиц со второй на первую кратность оказался чувствительным к неравномерности "стола" магнитного поля. Наличие даже малых пульсаций вызывало заметное снижение эффективности перезахвата.

Нами было реализовано предложение одного из авторов (А.И. Михайлова) скомпенсировать фазовые возмущения, возникающие в момент перехода со "стола" на растущую ветвь магнитного поля, что дало возможность снизить потери на переходе по крайней мере в два раза.

Общий фактор потерь при переходе с первого этапа ускорения на второй в лучшем случае не превосходит 40% (см. рис. 16).

Дальнейшее ускорение частиц после перехода до максимальной энергии не вызывало затруднений (см. рис. 16, на котором показана осциллограмма интенсивности при ускорении дейтронов до максимальной энергии).

5. Разработанная ранее система быстрого вывода ускоренных протонов<sup>/4/</sup> была использована для вывода дейтронного пучка из ускорителя в магнитный канал (см. рис. 2).

6. В этом канале было проведено облучение выведенными дейтронами с импульсами 9,4 Гэв/с, 7,0 Гэв/с, 4,5 Гэв/с нескольких десятков эмульсионных камер, большинство из которых было при этом помещено в сильное импульсное магнитное поле<sup>/5/</sup> (см. рис. 3).

Авторами также были проведены предварительные эксперименты по ускорению  $\alpha$ -частиц. Осуществлена инжекция  $\alpha$ -частиц в камеру ускорителя, захват в квазибетатронный и синхрофазотронный режимы и ускорение на малых энергиях. В настоящее время проводятся работы по увеличению интенсивности пучка  $\alpha$ -частиц.

Осуществление режима ускорения дейтронов на синхрофазотроне увеличивает эффективность использования ускорителя и расширяет возможности физического эксперимента.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Г.А. Бокову, В.Н. Булдаковскому, И.Л. Голованю, А.З. Дорошенко, Е.Д. Дранищевой, В.С. Заболотину, Т.И. Никитаевой, С.А. Новикову, Л.С. Русаковой, П.Г. Серобабе, А.А. Смирнову, Ю.М. Старикову, В.И. Хренову, Д.И. Шерстянову за содействие в реализации предложения по ускорению дейтронов в синхрофазотроне ОИЯИ. Мы благодарны также В.Л. Степанюку и В.А. Попову за установку и настройку дебанчера.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.Д. Безногих и др. ВИНТИ, № 679-69, 1969; Реферат ПТЭ, №4, стр. 202 (1969); Препринт ОИЯИ, Р9-4214, Дубна, 1968.
2. Ю.Д. Безногих. Препринт ОИЯИ, Р2-5276, Дубна, 1970.
3. Г.С. Казанский, А.И. Михайлов. Препринт ОИЯИ, 2795, Дубна, 1966.
4. I.B. Issinsky et al. VI Int. Conference on H.E. Accelerators, p. 336, Cambridge, Sept. 1967.
5. Л.Г. Макаров. Препринт ОИЯИ, 13-4186, Дубна, 1968; Л.Г. Макаров. Препринт ОИЯИ, 13-4582, Дубна, 1969; Л.Г. Макаров, А.А. Смирнов. Препринт ОИЯИ, 13-4187, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

6 ноября 1970 года.

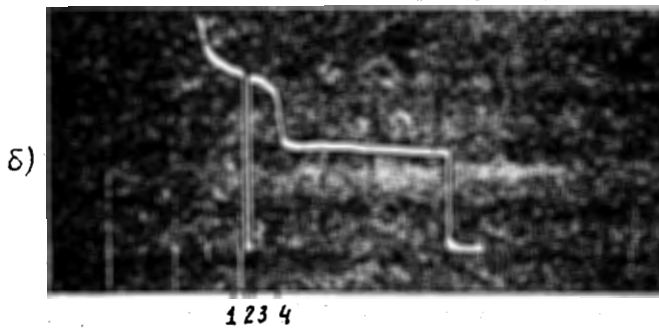
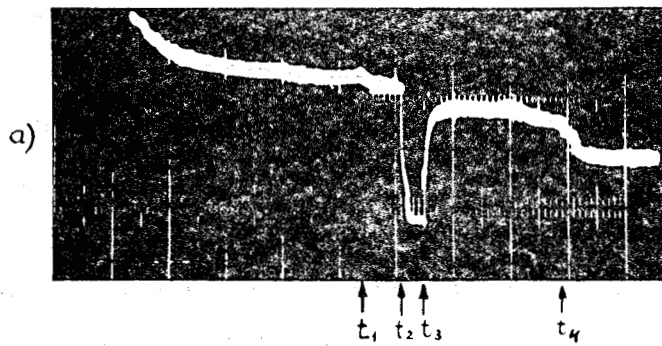


Рис. 1 (а,б). Осциллограмма интенсивности внутреннего пучка дейтронов. 1 - момент перехода магнитного поля в режим "стола". 2 - момент выключения ускоряющего ВЧ поля (частота 1,44 МГц). 3 - момент повторного включения ускоряющего ВЧ поля (частота 0,72 МГц). 4 - момент перехода магнитного поля из режима "стола" на растущую ветвь. (Отметим, что в момент 4 имеется "шпилька" в производной магнитного поля по времени).



Рис. 2. Автограф пучка дейтронов на рентгеновской фотопленке, помещенной в магнитный канал. (Импульс  $Pd = 9,4$  Гэв/с, поток -  $5,10^{10}$  дейтронов).



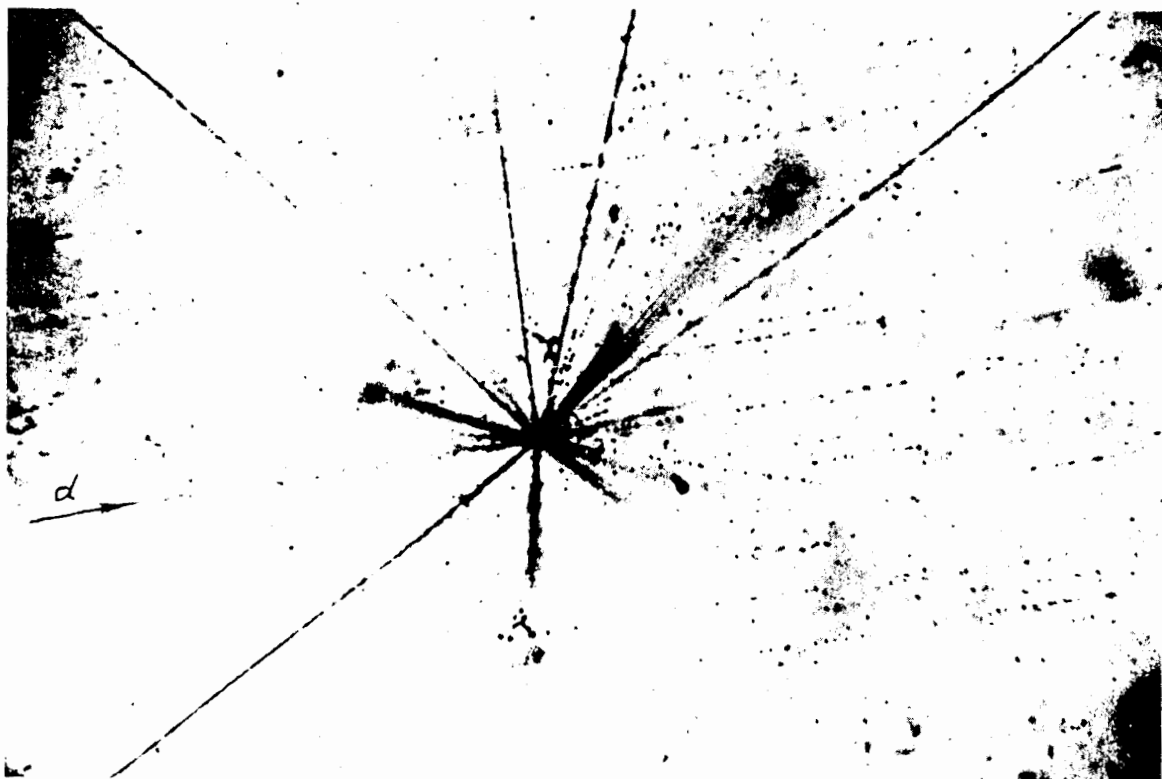


Рис. 3. Взаимодействие дейтрона ( $Pd = 9,4$  Гэв/с) с ядром фотоэмульсии.

**СБОРНИК**

**КРАТКИЕ  
СООБЩЕНИЯ  
ПО  
ФИЗИКЕ**

*№ 1 январь 1971*

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР**

*Ордена Ленина*

*Физический институт им П.Н. Лебедева*

МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ АДРОННЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЙ И ВОЗМОЖНОСТЬ ПОЛУЧЕНИЯ  
ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ  
РЕЛЯТИВИСТСКОМ УСКОРЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ  
ИОНОВА. М. Балдин

Пучки частиц высоких энергий до последнего времени получались исключительно на протонных и электронных ускорителях, т.е. при ускорении частиц, обладающих единичным зарядом. Ускорение частиц, обладающих зарядом большим единицы, как известно, в принципе дает возможность получить энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда. Так, например, на Дубненском синхрофазотроне, рассчитанном на получение протонов с энергией 10 Гэв, можно получить ядра гелия с энергией 20 Гэв, а ядра неона (заряд 10  $e$ ) с энергией 100 Гэв. Возникает естественный вопрос, не получатся ли в результате столкновения с мишенью ядер, например, неона, обладающих энергией 100 Гэв, пучки вторичных частиц, полученные пока только на Серпуховском ускорителе? Утвердительный ответ на этот вопрос означал бы, что с помощью ускорения тяжелых ядер, обладающих более высоким зарядом, можно было бы сравнительно дешевым способом в короткие сроки получить пучки частиц рекордно высоких энергий.

Цель настоящей заметки — рассмотреть этот вопрос и сделать определенные предсказания.

Обычно на вопрос о возможности передачи большой энергии составным ядром отдельному (например, сво-

бодному и покоящимся) протону отвечают отрицательно. Выдвигаются соображения о "рыхлости" ядра, о малой вероятности концентрации энергии группы нуклонов на одном нуклоне. Возражения формулируются также следующим образом.

Известно, что дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на ядрах экспоненциально зависит от квадрата четырехмерного передаваемого импульса  $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$ , причем  $a \sim R^2$ , где  $R$  - радиус ядра, а  $-t = (P - P')^2 = 2mt$ . Здесь  $P$  и  $P'$  - 4-импульсы нуклона до и после столкновения,  $m$  - масса нуклона, а  $t$  - кинетическая энергия протона после столкновения. Из приведенной формулы нетрудно получить, что вероятность передачи энергии  $\sim 1$  Гэв будет составлять  $\sim e^{-40}$ . Однако эти соображения относятся к чисто упругому столкновению. Статистические же соображения о концентрации энергии относятся к равновесным процессам и не имеют отношения к делу. Наилучший контраргумент - получение пучков вторичных частиц на современных релятивистских ускорителях при столкновении протонов с протонами. Хотя сечение рассеяния  $\pi$ -мезона на нуклоне тоже имеет вид  $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{at}$ , это не мешает получать пучки пионов с энергией 50 и даже 60 Гэв на ускорителе протонов с энергией 70 Гэв. Приведенный пример показывает, что формфакторы не играют существенной роли в процессах образования частиц в жесткой части спектра.

Сделаем крайнее предположение, что не только формфакторы, но и другие пространственные характеристики (например, среднее расстояние между нуклонами) не играют существенной роли при столкновении адронов и ядер при высоких энергиях. Наше предположение соответствует автомодельному характеру поведения решений некоторых задач гидродинамики (задача сильного точечного взрыва) /1,2/. Это предположение с успехом было применено к задаче глубоко неупругого рассеяния электронов на нуклонах /3-5/, т.е. как раз к

задаче, очень близкой к интересующей нас — к задаче о передаче больших импульсов при столкновениях высоких энергий.

Дифференциальное сечение процесса  $I + I \rightarrow I + 2 + 3 + \dots$  дается известной формулой Меллера

$$d\sigma = \frac{4\pi^2}{m_I P_I} \left[ \frac{d^3 P_1}{E_1} \dots \frac{d^3 P_n}{E_n} \right] \delta^4(P_f - P_I - P_{II}) \times \\ \times \frac{1}{(2j_{II} + 1)(2j_I + 1)} \sum_{f, i} |\langle f | S - 1 | i \rangle|^2,$$

$\langle f | S - 1 | i \rangle$  — матричные элементы  $S$ -матрицы.

Наше исходное предположение означает, что масштабное преобразование всех импульсов вида

$$P_i \rightarrow \xi P_i$$

приводит к умножению сечения на множитель  $\xi^{-2}$ .

Пусть нас интересует судьба частицы 1, по импульсам остальных частиц проинтегрируем. Сечению можно придать вид (пренебрегая  $m_1^2$  по сравнению с  $P_1^2$ ).

$$\frac{d\sigma}{dP_1 d\Omega_1} = \frac{P_1}{P_I m_{II}} \varphi, \quad (1)$$

$\varphi$  — функция, зависящая только от релятивистских инвариантов и имеющая размерность  $[m^{-2}]$ . Сохраняя приемственность с задачей неупругого рассеяния электронов на нуклонах, выберем в качестве релятивистски инвариантных переменных  $q^2 = -(P_I - P_1)^2 = 4E_I E_1 \sin^2 \theta / 2$

и  $\nu = q_0 = -\frac{q \cdot P_{II}}{m_{II}} = E_I - E_1$ . Тогда  $\varphi$  можно записать

в виде

$$\varphi = \frac{1}{q^2} F\left(\frac{2m_{II}\nu}{q^2}\right)$$

где  $F$  - универсальная функция от одной безразмерной, инвариантной переменной

$$\frac{P_{II} q}{m_{II} q^2} = \frac{E_I - E_1}{4E_I E_1 \sin^2 \theta/2} = E_I \frac{1 - Z}{4Z \sin^2 \theta/2},$$

где  $Z = E_1/E_I$ .

Сечение, проинтегрированное по интервалу углов, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dP_1} = \frac{1}{E_I^2} \Phi(Z), \quad (2)$$

где  $\Phi$  - универсальная функция от  $E_1/E_I$ . Именно такого характера спектры вторичных частиц наблюдались на Серпуховском ускорителе /8/. Это свидетельствует в пользу того, что столкновения частиц высоких энергий определяются гидродинамическими свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов.

Таким образом мы считаем, что следует ответить положительно на поставленный в начале статьи вопрос. Проверка полученной выше основной закономерности (2) после получения пучков релятивистских ядер представляется нам крайне важной. Главный вопрос, на который надо получить ответ, следующий: Начиная с каких энергий начнет осуществляться автомоделный режим при столкновении релятивистских ядер?

Как показано выше, данные о вторичных пучках на Серпуховском ускорителе явно указывают на реализацию автомоделного режима в чисто адронных столкновениях. Более детальная проверка этого вывода заслуживает специальных экспериментов на релятивистских ускорителях протонов. В особенности желательна прямая проверка закономерности

$$\frac{d\sigma}{dE_1 d\Omega_1} = \frac{1}{m_{II}} \frac{E_1}{E_{II}} \frac{1}{q^2} F\left(\frac{2m_{II} v}{q}\right),$$

включающая изучение угловых распределений.



Выражаю глубокую благодарность С. Б. Герасимову, А. Б. Говоркову и Г. Н. Флерову за обсуждение изложенных соображений. Как мне стало известно, Г. Н. Флеров еще несколько лет назад высказывал мысль о возможных кумулятивных эффектах при соударении релятивистских ядер.

Поступила в редакцию  
11 ноября 1970 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. ГИТТЛ, Москва, 1957 г.
2. К. П. Станюкевич. Неустановившиеся движения сплошной среды. ГИТТЛ, Москва, 1958 г.
3. J. D. Bjorken. Phys. Rev., 179, 1547 (1969).
4. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвелидзе. Сообщения ОИЯИ P2-4578, 1969 г.
5. В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тахвелидзе. Сообщения ОИЯИ E2-4968, 1970 г.
6. Ю. Б. Бушнин, Ю. П. Горин, С. П. Денисов и др. Ядерная Физика, 10, 585 (1969).

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P1 - 5819

А. М. Балдин, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев,  
А. Д. Кириллов, В. А. Кузнецов, Н. С. Мороз,  
В. Б. Радоманов, В. Н. Рамжин, В. А. Свиридов,  
В. С. Ставинский, М. И. Яцута

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

НАБЛЮДЕНИЕ ПИОНОВ  
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ДЕЙТОНОВ С ЯДРАМИ

1971

Изучение эффектов, связанных с большими передачами импульсов при столкновении лептонов с адронами или адронов с адронами, привлекает в последние годы все большее внимание. В результате многочисленных исследований были обнаружены очень интересные закономерности, носящие универсальный характер.

Среди этих закономерностей особое значение имеет масштабная инвариантность, по-видимому, отражающая общие важные свойства материи. Одним из ярких проявлений этой закономерности следует считать обнаруженную зависимость отношения выходов вторичных каонов к пионам <sup>/1/</sup> только от отношения  $p/p_{max}$ , где  $p_{max}$  - максимальный импульс, а  $p$  - импульс вторичной частицы, для  $p \geq 0,6 p_{max}$ .

Проблема получения вторичных пучков частиц имеет большое значение не только с точки зрения отмеченных выше идей, но и с точки зрения планирования экспериментов, строительства и усовершенствования ускорителей.

На синхрофазотроне в августе 1970 г. были завершены работы по модернизации ряда систем ускорителя и получен режим ускорения дейтронов с импульсом 11 Гэв/с.

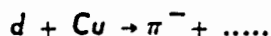
Новый режим открывает интересные перспективы для исследований в области релятивистской ядерной физики <sup>/2/</sup>. Поскольку ядра дейтерия обладают отношением заряда к массе примерно таким же, что и ядра с одинаковым количеством протонов и нейтронов, то проблема релятивистского ускорения многозарядных ядер на синхрофазотроне в основном сводится к проблеме создания источников полностью ионизованных атомов. Ускорение частиц, обладающих зарядом, большим единицы, дает возможность получать энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов в число раз, равное кратности их заряда.

В связи с изложенным возникает естественный вопрос: сколь интенсивны будут пучки вторичных частиц с энергией, превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон релятивистски движущегося ядра? Ответ на этот вопрос имеет большое значение в обоих указанных выше аспектах.

В работах <sup>/2,3/</sup> были высказаны соображения в пользу возможности получения на основе релятивистского ускорения многозарядных ионов вторичных пучков частиц с энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя.

Естественно ожидать, что для большой передачи энергии одной вторичной частице группа нуклонов налетающего ядра должна находиться на относительных расстояниях, меньших размеров области, в которой происходят многочастичные обмены — то есть появление пионов с энергией, значительно превышающей энергию, которая приходится на один нуклон налетающего ядра, является следствием многонуклонного столкновения, следствием ядерного кумулятивного эффекта.

Целью настоящей работы являлось обнаружение простейшего многобарийонного столкновения:



при энергии пионов, значительно превышающей половину кинетической энергии дейтонов.

### Эксперимент

Первичный пучок ускоренных дейтонов ( $d$ ) попадал на одну из помещенных в камеру ускорителя медных мишеней  $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5$  (рис. 1). Рожденные в направлении падающих дейтонов пионы анализировались по импульсу магнитным полем ускорителя и попадали в магнитные каналы  $K_1$  и  $K_2$  (рис. 1). Первые объективы ( $L_1, L_2$  и  $L_8, L_9, L_{10}$ ) магнитной оптики каналов определяли телесные углы вылета вторичных пионов  $\Delta\Omega_1 = 2 \cdot 10^{-4}$  и  $\Delta\Omega_2 = 4.5 \cdot 10^{-4}$  стеррад), а импульсные щели  $K_1$  и  $K_2$  определяли интервал регистрируемых импульсов ( $\pm \frac{\Delta p_1}{p_1} = 3\%$  и  $\pm \frac{\Delta p_2}{p_2} = 1,5\%$ ). Анализирующие магниты ( $H_1, H_2$  и  $H_3$ ) вместе с магнитным полем ускорителя определяли энергию вторичных пионов.

Поскольку геометрия магнитных каналов фиксирована, разные энергии вторичных пионов можно было получить, либо меняя мишень в камере ускорителя ( $T_1, T_2$  и т.д.), либо меняя магнитное поле ускорителя, т.е. меняя энергию ускоренных дейтонов.

Сечение рождения пионов  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}$  определяется через измеряемые величины следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp} = \frac{n}{N} \cdot \frac{l}{e \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta p \cdot \epsilon}, \quad \text{где}$$

$n$  - интенсивность рожденных дейтонов,

$N$  - интенсивность падающих дейтонов,

$e$  - число ядер на  $\text{см}^2$ ,

$\Delta\Omega$  - телесный угол магнитного канала,

$\Delta p$  - интервал импульсов и

$\epsilon$  - эффективность взаимодействия первичного пучка с мишенью.

Чтобы исключить погрешность, связанную с эффективностью взаимодействия (  $\epsilon$  ) ускоренного пучка дейтронов с мишенью, абсолютная нормировка была выполнена по экспериментальным данным /1,4/ для сечения рождения пионов ускоренными протонами. Действительно, сечение образования пионов протонами равно:

$$\frac{d^2 \sigma_p}{d\Omega dp} = \frac{m}{M} \cdot \frac{l}{e \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta p \cdot \epsilon} \quad , \text{ где}$$

$m$  - интенсивность рожденных пионов;

$M$  - интенсивность ускоренных протонов.

Следовательно:

$$\frac{d^2 \sigma_d}{d\Omega dp} = \eta \frac{d^2 \sigma_p}{d\Omega dp} \quad , \text{ где}$$

$\eta$  - экспериментально измеряемая величина.

Измерения на ускоренных протонах были проведены без изменения геометрии опыта (положения мишени в камере ускорителя, магнитного поля ускорителя и оптики магнитного канала).

Интенсивность первичного пучка протонов (  $M$  ) и дейтронов (  $N$  ) определялась по внутреннему монитору пучка синхрофазотрона с точностью - 10%. Интенсивность вторичных пионов (  $n$  и  $m$  ) определялась системой черенковских годоскопических (канал 1) /5/ и сцинтилляционных счетчиков (канал 2).

Регистрирующая аппаратура (рис. 1, канал 1) состояла из счётчика антисовпадений  $S_0$  с отверстием диаметром 7 см, определяющего размеры пучка пионов; годоскопического счётчика  $G_0$  двойных совпадений центральной зоны и дифференциального черенковского счётчика  $M$  тройных совпадений. При угловом разрешении  $\pm 2$  мрад система имела энергетическое разрешение  $+\frac{\Delta E}{E} = 1,5\%$ . Уровень фона (случайные совпадения) для определения отношения  $\frac{n}{m}$  составлял  $10^{-8}$ .



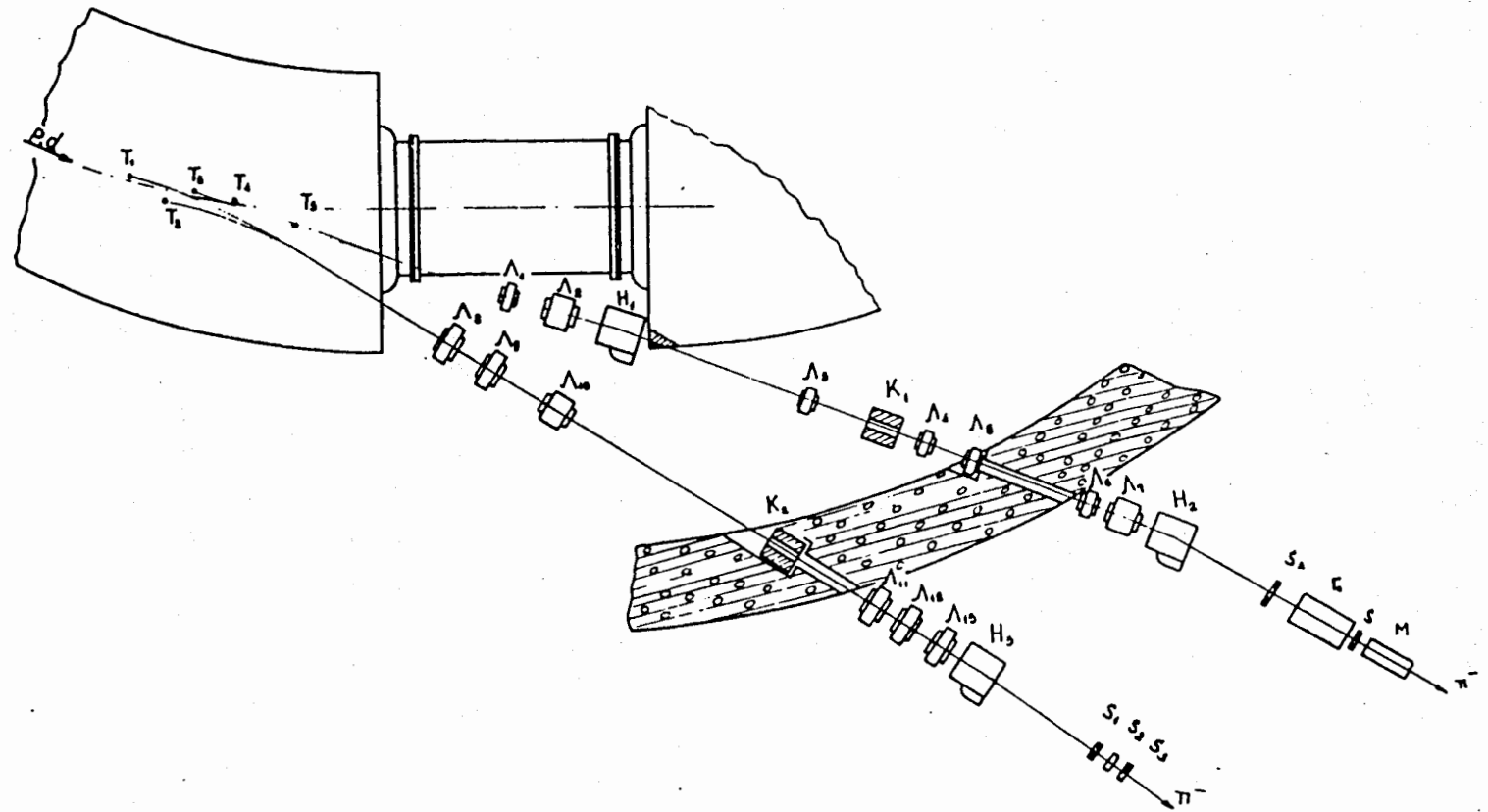


Рис. 1. Схема эксперимента.

Счетчики настраивались на регистрацию пионов так, что вероятность регистрации мюонной и электронной компонент не превышала нескольких процентов.

В фокальной плоскости канала 2 располагался годоскоп из трех сцинтилляционных счетчиков.

В таблице 1 приведены экспериментальные данные по величине  $\eta$  для различных первичных энергий дейтонов, различных энергий и углов вылета вторичных пионов (все величины в лабораторной системе координат).

Для определения абсолютной величины сечения рождения пионов дейтонами по измеренной величине  $\eta$  необходимо иметь экстраполированные значения сечения рождения пионов (указанных в столбце 2 таблицы 1 энергий) протонами с импульсом, равным импульсу ускоренных дейтонов.

Анализ экспериментальных данных по сечению образования пионов на ядрах ( $Be$ ,  $Al$ ,  $Pb$ ) протонами с импульсом 11, 8; 18,8; 23,1; 70 Гэв/с <sup>/1,4/</sup> методом наименьших квадратов показал, что необходимая для нормировки величина  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  может быть аппроксимирована аналитической функцией одной переменной

$$X = p_{\pi} / p_{\pi \max} \quad , \quad \text{где}$$

$p_{\pi}$  - импульс рожденного пиона,

$p_{\pi \max}$  - максимальный импульс пиона в предположении, что налетающий протон взаимодействует с одним из нуклонов ядра мишени.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные по  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}(0^\circ)$ ,

пересчитанные на ядро меди (прямая пропорциональность полному неупругому сечению) в зависимости от переменной  $X$ . Использованные для пересчета на ядро меди неупругие сечения, равные <sup>/6/</sup>:

Таблица I

| Кинетическая энергия дейтронов (Гэв) | Импульс вторичных пионов (Гэв/с) | Максимально возможный импульс пиона, рожденного одним из нуклонов дейтрона (Гэв/с) | Угол вылета вторичных пионов (мрад) | $\eta$                         | Метод измерения  |
|--------------------------------------|----------------------------------|--|-------------------------------------|--------------------------------|------------------|
| 1                                    | 2                                | 3  | 4                                   | 5                              | 6                |
| 7,60                                 | 4,23                             | 3,82   | 0                                   | $(1,7 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$ | сцинтилляционный |
| 7,92                                 | 4,62                             | 3,98   | 0                                   | $(1,2 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$ | черенковский     |
| 7,92                                 | 4,62                             | 3,98   | 94                                  | $(1,5 \pm 0,22) \cdot 10^{-2}$ | черенковский     |
| 8,52                                 | 4,95                             | 4,30   | 0                                   | $(0,8 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$ | черенковский     |
| 8,52                                 | 4,95                             | 4,30   | 94                                  | $(1,2 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$ | черенковский     |
| 5,40                                 | 3,35                             | 2,72   | 0                                   | $(0,8 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$ | сцинтилляционный |
| 8,52                                 | 7,02                             | 4,30   | 0                                   | $(5,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$  | черенковский     |
| 8,50                                 | 7,24                             | 4,29   | 0                                   | $(4,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$  | сцинтилляционный |

Таблица 2

| Кинетическая<br>энергия<br>дейтонов<br>(ГэВ) | X     | $\theta$<br>[мр] | $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega d\rho} \left[ \frac{mb}{st, G^2k} \right]$ | $\alpha$          |
|--|-------|------------------|--|-------------------|
| 7,60   | 0,667 | 0                | $3,81 \pm 0,76$  | $0,057 \pm 0,015$ |
| 7,92   | 0,694 | 0                | $2,24 \pm 0,45$  | $0,045 \pm 0,012$ |
| 7,92   | -     | 94               | $0,82 \pm 0,17$  | -                 |
| 8,52   | 0,681 | 0                | $1,52 \pm 0,30$  | $0,03 \pm 0,008$  |
| 8,52   | -     | 94               | $0,83 \pm 0,17$  | -                 |
| 5,40   | 0,779 | 0                | $1,24 \pm 0,25$  | $0,06 \pm 0,015$  |
| 8,52   | 0,966 | 0                | $0,014 \pm 0,003$  | $0,3 \pm 0,2$     |

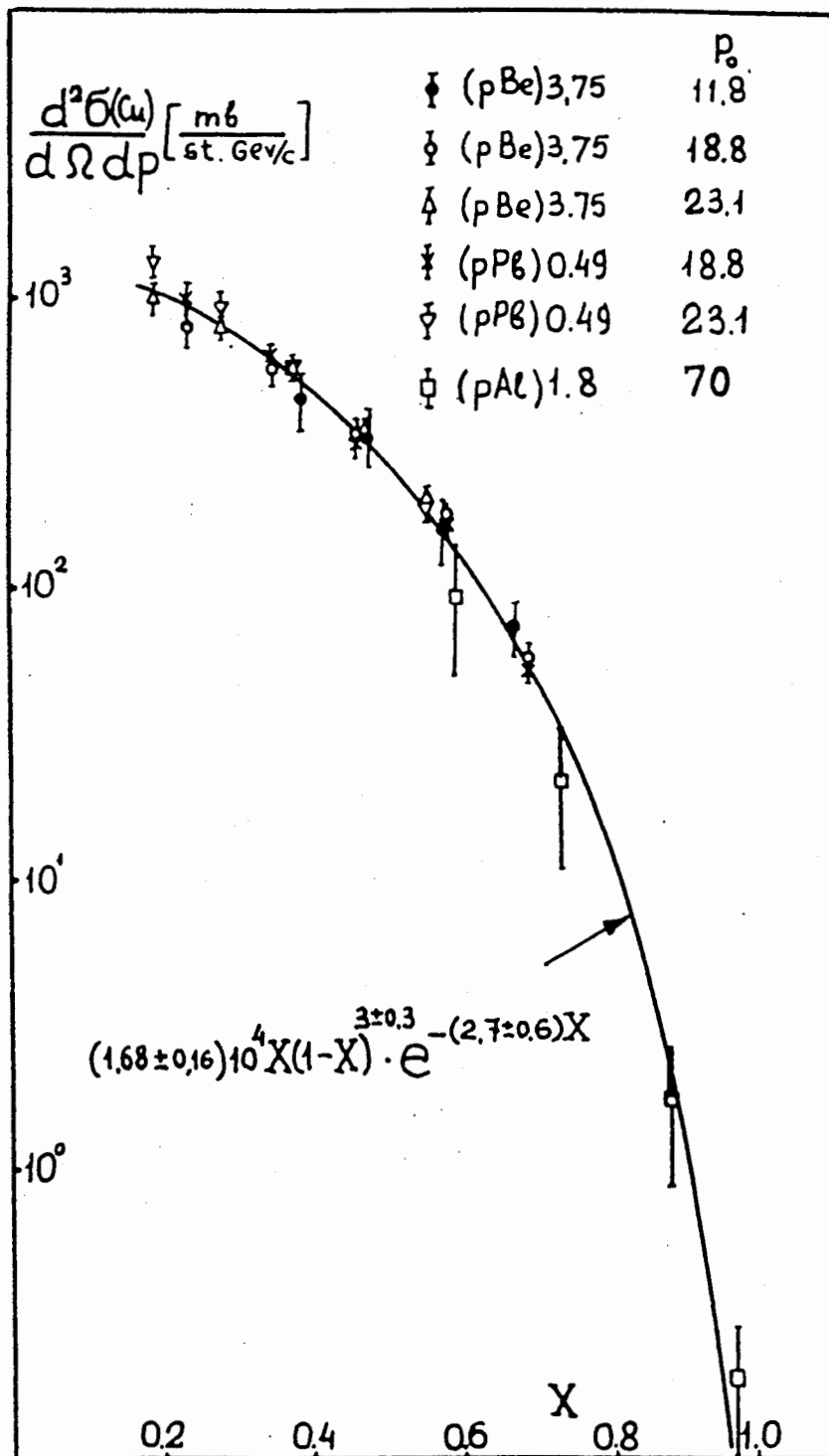


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных данных по сечению рождения пионов на ядрах меди аналитической функцией.

$$\sigma(\text{Be}) = 227 \text{ мб}$$

$$\sigma(\text{Al}) = 472 \text{ мб}$$

$$\sigma(\text{Cu}) = 850 \text{ мб}$$

$$\sigma(\text{Pb}) = 1750 \text{ мб,}$$

хорошо согласуются с зависимостью от атомного номера типа  $A^{2/3}$ .

Экспериментальные данные фитировались аналитической функцией вида:

$$\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp} = AX(1-X)^c e^{-\alpha X}.$$

При  $\chi^2 = 29$  (28 экспериментальных точек) получены значения параметров:

$$\begin{aligned} A &= (1,68 \pm 0,16) 10^4 && \text{мб} \\ \alpha &= 2,70 \pm 0,60 && \text{стер. Гэв/с} \\ c &= 2,99 \pm 0,30 \end{aligned}$$

Таким образом, экспериментальные данные по рождению пионов протонами разных энергий можно описать функцией, зависящей от относительной переменной  $X$ . Используя найденную параметризацию, можно по экспериментальной величине  $\eta$  найти абсолютные величины сечения образования пионов дейтонами. Экспериментальные данные по  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}$  приведены в таблице II. В этой же таблице приведены отношения ( $\alpha$ ) сечений  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}$  к протонному сечению  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  при такой энергии протонов, чтобы максимально возможные импульсы пионов в реакциях  $d + N \rightarrow \pi^- + \dots$   $p + N \rightarrow \pi^- + \dots$  были равны ( $X$  - отношение импульса рожденного пиона к максимально возможному в реакции с дейтоном).

На рис. 3 приведена кривая сечения рождения пионов дейтонами, нормированная на среднее значение  $\alpha$ , найденное нормировкой экспериментальных данных для дейтонов по протонному фиту.



Полученные результаты показывают, что при бомбардировке мишени даже такими слабо связанными ядрами как дейтоны выход вторичных пионов заданной энергии всего лишь в  $\sim 25$  раз ниже чем при бомбардировке той же мишени протонами (при равных кинематических пределах для энергии пиона, рожденного на нуклоне мишени). Таким образом, обнаруженный эффект достаточно велик, чтобы предоставлять интерес в обоих, указанных во введении, аспектах.

В <sup>13/</sup> была высказана гипотеза, что спектры вторичных частиц высоких энергий при столкновении релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов (формфакторами). Эта гипотеза фактически означает распространение масштабной инвариантности на столкновение релятивистских ядер.

Согласно сформированной гипотезе, спектр вторичных частиц от бомбардировки ядрами дейтерия должен определяться той же универсальной функцией от аргумента  $X$ , которой описывается спектр вторичных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях. Из рис. 3 видно, что экспериментальные данные, полученные в настоящей работе для ядер дейтерия, хорошо согласуются с этой гипотезой. Оценка же абсолютной нормировки спектра (отношение выхода частиц от столкновения группы из  $A$  нуклонов с мишенью, к выходу от столкновения протонов) должна определяться вероятностью нахождения группы из  $A$  нуклонов в области мезообразования.

В применений к нашему случаю эта модель означает, что отношение выходов пионов в случае дейтонной и протонной бомбардировок в условиях, когда аргумент  $X$  одинаков, должно быть постоянной величиной, равной отношению объема, определяемого радиусом взаимодейст-

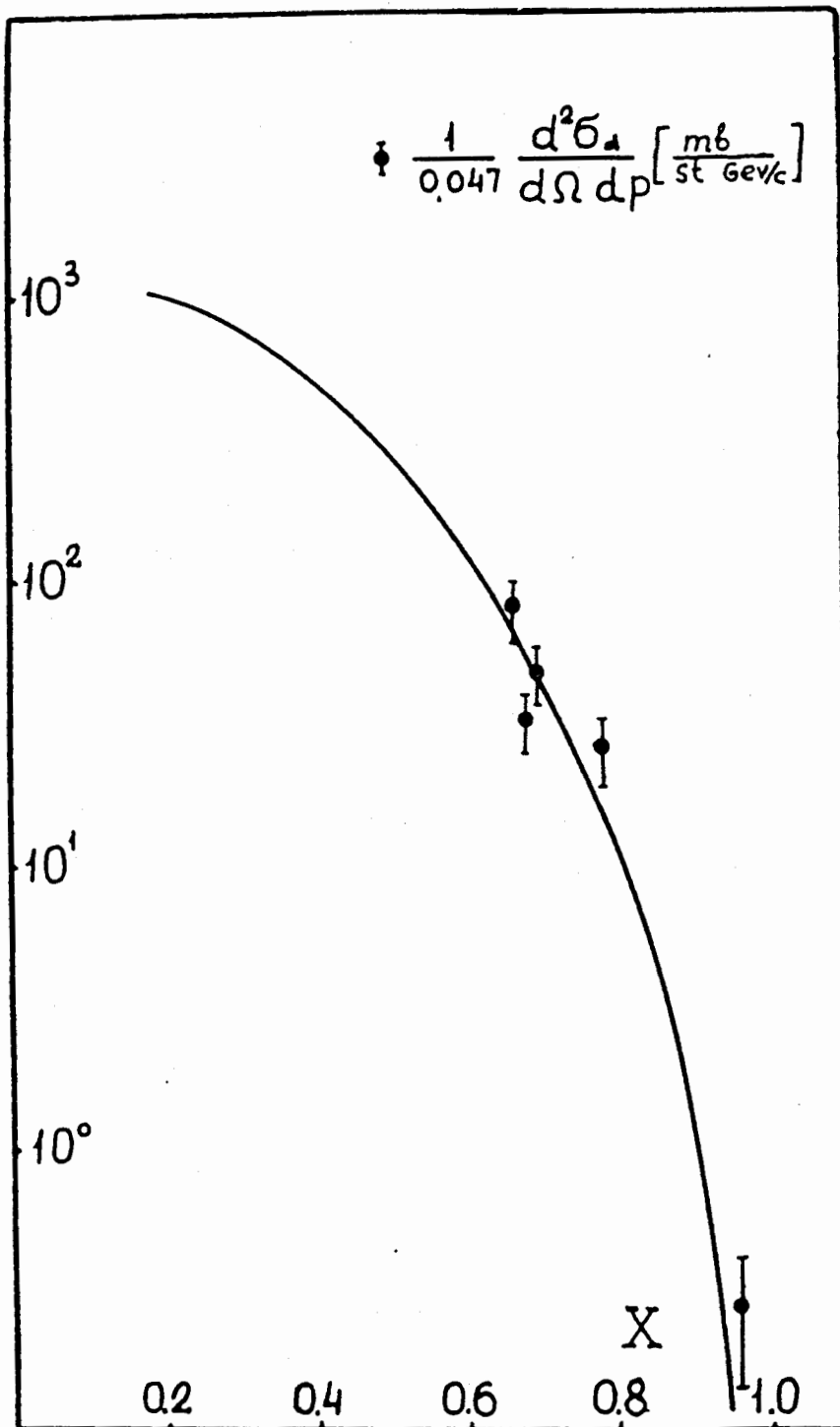


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных по сечению рождения пионов дейтронами с теоретической функцией, описывающей сечение рождения пионов протонами.

вия  $\rho$ , к объему, занимаемому дейтроном,  $\alpha \approx (\rho/R_d)^3$ .

Как видно из табл. II, величина  $\alpha$  в пределах ошибок постоянна и равна  $4 \pm 5\%$ . Отсюда для радиуса  $\rho$  получаем

$$\rho \approx (0,7 + 0,8) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Таким образом, наши данные хорошо согласуются с обсуждаемой моделью. Следует отметить, что они относятся к близким значениям  $X$ .

Точка при  $X = 0,966$  тоже согласуется с моделью, причем сечение в этой области падает на два порядка величины по сравнению с  $X = 0,7$ . Однако этому факту мы не склонны придавать большого значения, ибо в данной области спектр недостающих масс определяется очень малым разрешенным фазовым объемом, в котором основную роль играют дискретные и квазидискретные состояния, а не состояния сплошного спектра с большим числом образующихся частиц.

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность Н.И. Павлову, И.Н. Семенюшкину, Л.П. Зиновьеву, Ю.Д. Безногих, С.В. Федукову, С.Н. Перфееву, О.Н. Цисляку, А.С. Исаеву, И.Н. Яловому за обеспечение режима ускорения дейтронов, А. Михулу, С.Б. Герасимову, Л. Ивановой за полезные обсуждения и помощь в работе.

#### Литература

1. Ю.Б. Бушнин, Ю.П. Горин, С.П. Денисов, С.В. Донсков, А.Ф. Дунайцев, В.А. Качанов, В.И. Котов, В.М. Кутьин, А.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, Е.А. Разуваева, Д.А. Стоянова, Ю.С. Ходырев, Р.С. Шувалов, Дж.В. Аллаби, Ф. Бион, А.М. Везерелл, Дж.Джакомелли, А.Н. Дидденс, П. Дюйтеиль, Р. Менье, Ж.П. Пенье, М. Спигель, К.А. Стольбрандт, Ж.П. Струот, К. Шлюпманн. Ядерная физика, 10, 585 (1969).
2. А.М. Балдин. Труды международной конференции по физике тяжелых ионов. Препринт ОИЯИ, Р7-5769, Дубна (1971).

3. А.М. Балдин. Краткие сообщения по физике №1, стр. 35, Академия наук СССР (1971).
4. D. Dekkers, J.A. Geibel, R. Mermod, G. Weber, T.R. Willitts, K. Winter, B. Jordan, M. Vivargent, N.M. King, and E.J.N. Wilson Phys.Rev., 137, B.gb2 (1965).
5. V.I. Ivanov, N.S. Moroz, V.B. Radomanov, V.S. Stavinsky, V.N. Zubarev. Preprint JINR E13-5459, Dubna 1970.
6. G. Bellettini, G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, G. Matthiae, J.P. Scanlon and A.M. Wetherell. Nucl.Phys., 79, 609 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 июня 1971 года.

AIP Conf. Proc of the Rochester Meeting of APS/DPF  
30 Aug - 2 Sept 1971

131

THE OBSERVATION OF HIGH ENERGY PIONS IN INTERACTIONS OF  
RELATIVISTIC DEUTERONS WITH NUCLEI

A. M. Baldin, N. Ghiordanescu, A. D. Kirillov, V. A. Kuznetsov,  
N. S. Moroz, V. B. Radomanov, V. N. Ramzhin, V. S. Stavinsky, V. A.  
Sviridov, M. I. Yatsuta, V. N. Zubarev  
Laboratory of High Energies, Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna, U.S.S.R.

ABSTRACT

The production cross sections of negative pions by relativistic deuterium nuclei have been measured. The energy of secondary pions exceeded the kinematic boundary of the pion production by a single nucleon from deuteron. It has been obtained that the ratio of the differential cross sections of the pion production by deuterons and protons, at the angle  $0^\circ$ ,  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp} / \frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  at equal  $P/P_{\max}$ , is 0.05 and, within the limits of errors, does not depend on the energy of incident particles and pions produced.

INTRODUCTION

The study of effects connected with large momentum transfers in lepton-hadron or hadron-hadron interactions has recently attracted great attention. As a result of numerous investigations, very interesting regularities, having a universal character, have been found.

Among these regularities, scale invariance which seems to reflect very general and important properties of matter is of especial importance. The dependence of the ratio between the yields of secondary kaons and pions<sup>1</sup> on the ratio  $P/P_{\max}$  only, where  $P$  is the secondary particle momentum and  $P_{\max}$  is its maximum value for  $P \geq 0.6 P_{\max}$ , should be considered as one of the striking manifestations of this regularity.

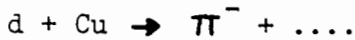
The problem of secondary beams is of great importance not only from the point of view of the ideas mentioned above, but also from the point of view of experiment planning, accelerator construction and development.

The problem of obtaining secondary particle beams in collisions of relativistic nuclei has been discussed in refs. 2, 3. The knowledge of the secondary particle flux from relativistic nuclei collisions is of great importance as the energy of accelerating particles is proportional to their charge (at equal parameters of the accelerator). From here it follows that it is possible to obtain particle beams with the energy significantly exceeding the nominal accelerator energy. We mean the transformation of a proton accelerator into an accelerator of relativistic nuclei (the situation at the Dubna synchrophasotron).

It is natural to expect that for a large momentum transfer to one secondary particle the group of nucleons of the projectile nucleus should be at relative distances less than the dimensions of the region in which many-particle exchanges take place. Thus, the generation of pions at an energy significantly higher than the

energy of one nucleon of the projectile nucleus is a result of multi-nucleon collisions, a nuclear cumulative effect.

The aim of the present work was to observe the simplest multi-baryon interaction:



at the energy of pions considerably higher than a half of the kinetic energy of deuterons.

### EXPERIMENT

The primary beam of accelerating deuterons (d) bombarded one of the copper targets  $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5$  (Fig. 1) located in the chamber of the accelerator. Pions (P) generated in the direction of incident deuterons were momentum-analysed in the magnetic field of the accelerator and arrived at the magnetic channels  $K_1$  and  $K_2$  (fig. 1). The first lenses ( $L_1, L_2$  and  $L_8, L_9, L_{10}$ ) of the magnetic optics of the channels determined the solid emission angles of secondary pions ( $\Delta\Omega_1 = 2.10^{-4}$  and  $\Delta\Omega_2 = 4.5 \cdot 10^{-4}$  steradians). The momentum slits  $K_1$  and  $K_2$  defined the interval of detected momenta ( $\pm \frac{\Delta p_1}{p} = 3\%$  and  $\frac{\Delta p_2}{p} = 1.5\%$ ). The analysing magnets ( $H_1, H_2$  and  $H_3$ ) together with the magnetic field of the accelerator determined the energy of secondary pions.

As the geometry of the magnetic channels is fixed, different energies of secondary pions may be obtained either by changing the target in the chamber ( $T_1, T_2$  etc.) or by changing the magnetic field of the accelerator, i.e. by changing the energy of accelerating deuterons.

The pion production cross section  $\frac{1}{P} \frac{d^3\sigma_d}{d\Omega dp}$  is determined from the measured values as follows:

$$\frac{1}{P} \frac{d^3\sigma_d}{d\Omega dp} = \frac{n}{N} \frac{1}{\rho l \Delta\Omega \Delta p \epsilon}$$

where  $n$  is the intensity of pions produced,

$N$  is the intensity of incident deuterons,

$l$  is the number of nuclei per  $cm^2$ ,

$\Delta\Omega$  is the solid angle of the magnetic channel,

$\Delta p$  is the momenta interval and

$\epsilon$  is the efficiency of the primary beam interaction with the target.

In order to exclude the error connected with the efficiency of the interaction ( $\epsilon$ ) of the accelerating deuteron beam with the target, an absolute normalization was made by the experimental data<sup>1,4</sup> for the cross sections of the pion production by accelerating protons. In fact, the cross section of the pion production by protons is equal to:

$$\frac{1}{P} \frac{d^3\sigma_p}{d\Omega dp} = \frac{m}{M} \frac{1}{\rho l \Delta\Omega \Delta p \epsilon}$$

where  $m$  is the intensity of pions produced and



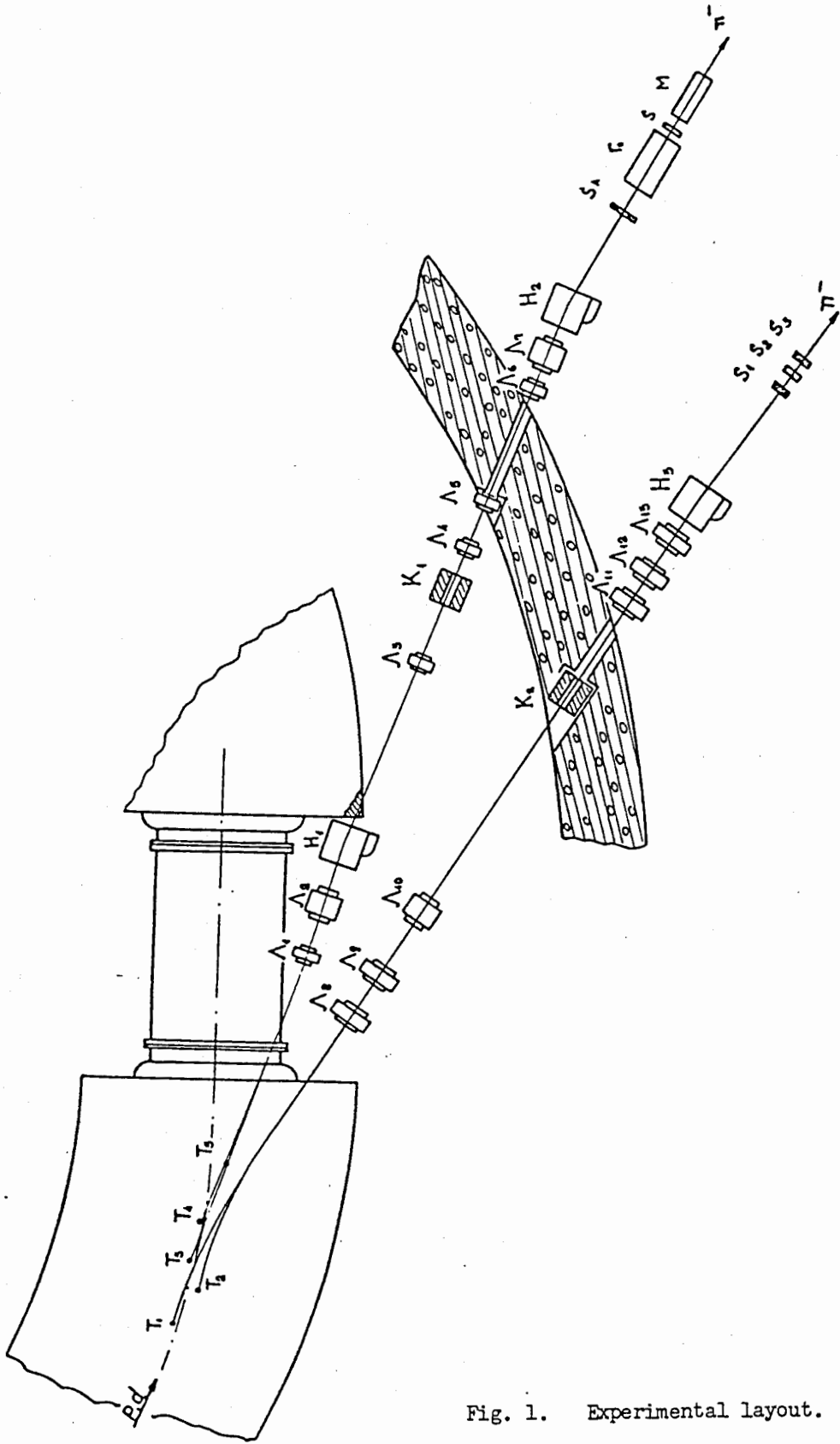


Fig. 1. Experimental layout.

M is the intensity of accelerating protons. Consequently,

$$\frac{1}{P} \frac{d^3\sigma_d}{d\Omega dp} = h \frac{d^3\sigma_p}{P d\Omega dp}$$

where  $h$  is the experimentally measured value.

The measurements with accelerated protons were made without changing the experiment geometry (the location of the target in the chamber, the magnetic field of the accelerator and the optics of the magnetic channel).

The intensity of the primary beam of protons (M) and deuterons (N) was determined by the internal monitor of the synchrophasotron beam with an accuracy of 10%. The intensity of secondary pions (n and m) was defined by a system of Cerenkov hodoscope counters (channel 1) and scintillation counters (channel 2).

The registration apparatus (Fig. 1, channel 1) consisted of the anticoincidence counter  $S_a$  (with a hole of 7 cm in diameter) determining the dimensions of the pion beam, double coincidences of the central zone of the hodoscope counter  $H_0$  and triple coincidences of the differential counter M.

At the angular resolution  $\pm 2$  mrad the system had the energy resolution  $\pm \frac{\Delta E}{E} = 1.5\%$ . The background level (accidental coincidences) for determining the ratio  $n/m$  was of the order  $10^{-8}$ . The counters were adjusted to detect pions so that the registration probability of muon and electron components did not exceed a few per cent.

The hodoscope of three scintillation counters was placed in the focal plane of channel 2.

Table I presents the experimental data of the value of  $h$  for different primary energies of deuterons, different energies and emission angles of secondary pions (all the values are given in the lab coordinate system).

In order to determine the absolute value of the cross section of the pion production by deuterons by the measured value of  $h$ , it is necessary to have the extrapolated values of the cross section of the pion production by protons (see column 2 of Table I) with the momentum being equal to the momentum of accelerating deuterons.

The least-square analysis of the experimental data according to the cross section of the pion production on Be, Al, Pb nuclei by protons at 11.8; 18.8; 23.1; 70 GeV/c<sup>1,4</sup> show that the value of

required for normalizing may be approximated by the analytic function of one variable  $x = \frac{P_\pi}{P_{\max}}$  where  $P_\pi$  is the pion momentum produced,

$P_{\max}$  is the maximum pion momentum on the assumption that an incident proton interacts with one of the nucleons of the target nucleus. The data on  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}$  are presented in Table II. This table also gives the ratios ( $\alpha$ ) of the cross sections  $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}$  to the proton cross section  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  at the proton energy which corresponds to  $P_{\max}$  both for the reaction  $d + N \rightarrow \pi + \dots$  and  $p + N \rightarrow \pi + \dots$ . ( $\alpha$  is the ratio of the pion momentum product to the maximum one in the deuteron reaction).

Fig. 2 shows the curve for the cross section of the pion production by deuterons normalized to the mean value of  $\alpha$  found by the normalization of the deuteron data according to the proton fit.

#### DATA DISCUSSION

The results obtained show that when bombarding the target even by such weakly bound nuclei as deuterons the yield of secondary pions at the given energy is only  $\sim 25$  times as low as the yield when bombarding the same target by protons (at equal kinematic limits for the energy of the pion produced on the target nucleon). Thus, the effect observed is sufficiently pronounced to be of interest in both aspects mentioned above.

In ref.<sup>3</sup> the hypothesis that spectra of high energy secondary particles are determined by local properties of hadron matter when interacting with relativistic nuclei, but not by geometric characteristics of colliding objects (form factors) has been suggested. In fact, this hypothesis means that scale invariance can be applied for the collision of relativistic nuclei.

According to the mentioned hypothesis, the spectrum of secondary particles, as a result of the bombardment by deuterium nuclei, must be determined by the same universal function of  $X$  (the spectrum of secondary particles in nucleon-nucleon interactions is described by this function). As is seen from Fig. 2, the data obtained for deuterium nuclei in this work are in good agreement with the hypothesis. The estimate of the absolute spectrum normalization (the ratio of the yield of particles from collisions of  $N$ -nucleons with the target to the yield of particles from proton collisions) should be determined by the probability to find  $N$ -nucleons in the small region responsible for production mechanism.

In our case this model means that the ratio of the pion yields for the deuteron and proton bombardments, when argument  $X$  is the same, should be a constant value being equal to the ratio of the volume defined by the radius  $\rho$  to the volume of a deuteron

$$\alpha \sim \left(\frac{\rho}{R_d}\right)^3$$

As is seen from Table II within the limits of errors,  $\alpha$  is constant and equal to  $4 \pm 5\%$ . From here for the radius  $\rho$  we obtain

$$\rho \sim (0.7 \pm 0.8) \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

Thus, our data agree well with the model discussed. It should be noted that they refer to values of  $X$  in a small range.

The point at  $X = 0.966$  also agrees with the model. The cross section in this region decreases by two orders of magnitude in comparison with  $X \sim 0.7$ . However, we are not inclined to attach great significance to the agreement at  $X = 0.966$ , as in this region the missing mass spectrum is determined by a very small phase space in which discrete and quasi-discrete states, but not continuous spectrum states with a great number of particles produced, play the main role.

We would like to express our gratitude to N. I. Pavlov, I. N.

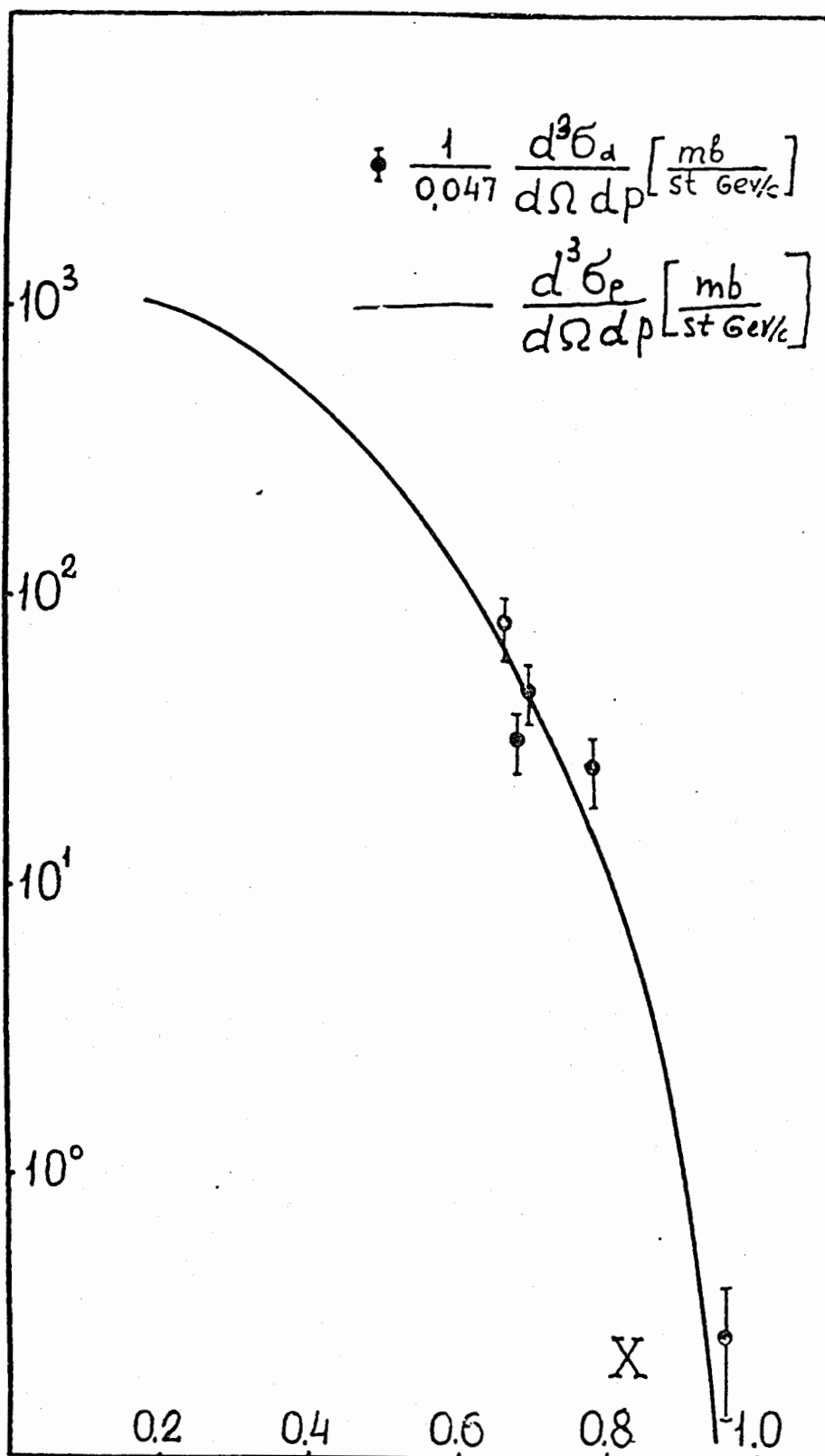


Fig. 2 Comparison of the experimental data on the cross section of the pion production by deuterons with the function describing the cross section of the pion production by protons.

Semenyushkin, L. P. Zinoviev, Yu. D. Beznogikh, S. V. Fedukov, S. N. Perfeev, O. N. Tsyslyak, A. S. Isaev, I. N. Yalovoy for supplying the acceleration of deuterons and their interest to our work and S. B. Gerasimov, A. B. Govorkov, for valuable discussions.

## REFERENCES

1. Yu. B. Bushnin, Yu. P. Gorin, S. P. Denisov, S. V. Donskov, A. F. Dunaytsev, V. A. Kachanov, V. I. Kotov, A. I. Petrkhin, V. M. Kutyin, Yu. D. Prokoshkin, E. A. Razuvaeva, D. A. Stoyanova, Yu. S. Khodyrev, R. S. Shuvalov, J. V. Allaby, F. Binon, A. M. Wetherell, J. A. Giacometti, A. N. Diddens, P. Duteil, R. Meunier, J. P. Peigneaux, M. Spighel, K. A. Stolbrandt, J. P. Stroot, K. Schlüpmann, *Yadernaya Fizika*, 10, 585 (1969).
2. A. M. Baldin, Proc. of the International Conf. on Phys. of Heavy Ions, Dubna, 1971.
3. A. M. Baldin, Reports on Physics N1, p. 35, Academy of Sciences of the USSR, 1971.
4. D. Dekkers, J. A. Geibel, R. Mermod, G. Weber, T. R. Willitts, K. Winter, B. Jordan, M. Vivargent, N. M. King, and E. J. Wilson, *Phys. Rev.* 137, B962 (1965).
5. V. I. Ivanov, N. S. Moroz, V. D. Radomanov, V. S. Stavinsky, V. N. Zubarev, Preprint JINR, Dubna (1970), E1 3-5459.
6. G. Bellettini, G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Matthiae, J. P. Scanlon, and A. M. Wetherell, *Nucl. Phys.* 79, 609 (1966).

TABLE I

| Kinetic energy of deuterons (GeV) | Momentum of secondary pions (GeV/c) | Maximum momentum of pion produced by one of deuteron nucleons GeV/c | Emission angle of secondary pions (mrad) | $h$                      | Method of measurement |
|-----------------------------------|-------------------------------------|---|--|--------------------------|-----------------------|
| 12                                | 2                                   | 3   | 4  | 5                        | 6                     |
| 7.60                              | 4.23                                | 3.82  | 0  | $(1.7 \pm 0.25) 10^{-2}$ | scintillation         |
| 7.92                              | 4.62                                | 3.98  | 0  | $(1.2 \pm 0.18) 10^{-2}$ | Cerenkov              |
| 7.92                              | 4.62                                | 3.98  | 94                                       | $(1.5 \pm 0.22) 10^{-2}$ | Cerenkov              |
| 8.52                              | 4.95                                | 4.30  | 0  | $(0.8 \pm 0.12) 10^{-2}$ | Cerenkov              |
| 8.52                              | 4.95                                | 4.30  | 94                                       | $(1.2 \pm 0.18) 10^{-2}$ | Cerenkov              |
| 5.40                              | 3.35                                | 2.72  | 0  | $(0.8 \pm 0.12) 10^{-4}$ | scintillation         |
| 8.52                              | 7.02                                | 4.30  | 0  | $(5.3 \pm 0.8) 10^{-4}$  | Cerenkov              |
| 8.50                              | 7.24                                | 4.29  | 0  | $(4.4 \pm 0.7) 10^{-5}$  | scintillation         |

TABLE II

| Kinetic energy of deuterons (GeV) | $X$   | $\theta$ (mr) | $\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp} \left( \frac{mb}{st. \frac{GeV}{c}} \right)$ | $\alpha$    |
|-----------------------------------|-------|---------------|--|-------------|
| 7.60                              | 0.667 | 0             | 3.81+0.76  | 0.057+0.015 |
| 7.92                              | 0.694 | 0             | 2.24+0.45  | 0.045+0.012 |
| 7.92                              | -     | 94            | 0.82+0.17  | -           |
| 8.52                              | 0.681 | 0             | 1.52+0.30  | 0.03+0.008  |
| 8.52                              | -     | 94            | 0.83+0.17  | -           |
| 5.40                              | 0.779 | 0             | 1.24+0.25  | 0.06+0.015  |
| 8.52                              | 0.966 | 0             | 0.014+0.003  | 0.3+0.2     |

**СБОРНИК**

**КРАТКИЕ  
СООБЩЕНИЯ  
ПО  
ФИЗИКЕ**

**№ 1 январь 1972**

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР**

*Ордена Ленина*

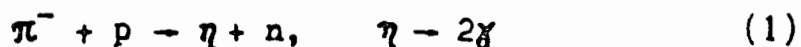
*Физический институт им. П.Н. Лебедева*



ОБРАЗОВАНИЕ  $\eta$ -МЕЗОНОВ В  $\pi^-$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ  
ПРИ  $P_{\pi} = 3,36$  Гэв/с С МАЛЫМИ ПЕРЕДАЧАМИ  
ИМПУЛЬСА

М. И. Адамович, Р. Г. Аствацатуров, А. М. Балдин,  
Г. Л. Мелкумов, С. П. Харламов, М. Н. Хачатурян,  
М. С. Хвастунов, Ф. Р. Ягудина

Исследовалось образование  $\eta$ -мезонов в реак-  
ции



при импульсе пионов 3,36 Гэв/с ( $\pm 1,5\%$ ) в интервале переданных 4-импульсов  $0 \leq |t| \leq 0,24$  (Гэв/с<sup>2</sup>)<sup>2</sup>

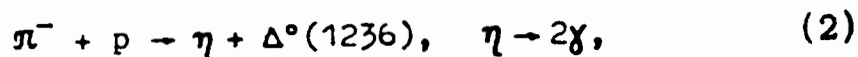
Пучок отрицательных пионов от синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ проходил через жидководородную мишень. Образованные в ней  $\eta$ -мезоны практически в точке генерации распадались на два фотона. Поток пионов регистрировался двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными перед мишенью.

Установка для регистрации фотонов состояла из двух идентичных каналов, каждый из которых представлял собой систему четырех искровых оптических камер и ливневого черенковского спектрометра полного поглощения. В одном из трех конверторов, помещенных между четырьмя искровыми камерами, фотон конвертирует в электрон-позитронную пару, которая регистрируется в последующих камерах. Треки в искровых камерах фотографировались двумя синхронно работающими фотоаппаратами. Начавшийся в конверторе ливень развивается в радиаторе спектрометра из свинцового стекла. Черенковское излучение электронов и позитронов ливня регистрируется в каждом канале девятью

фотоумножителями ФЭУ-49. В эксперименте регистрировалась энергия  $E$  каждого из двух фотонов от распада  $\eta$ -мезона и определялся угол их разлета  $\theta_{\gamma\gamma}$ . Энергетическое разрешение спектрометров при импульсе электронов 4 Гэв/с было равно 12%. Точность определения угла разлета составляла  $\pm 0,6^\circ$ .

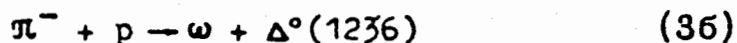
Распределение событий по эффективной массе двух  $\gamma$ -квантов  $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})}$  представлено на рис. 1. Положение максимума близко к массе  $\eta$ -мезона. На этом же рисунке изображено промоделированное распределение эффективных масс двух  $\gamma$ -квантов от распада  $\eta$ -мезонов, образовавшихся в той же реакции.

Как видно из рисунка, экспериментальное распределение шире модельного и имеет существенный "хвост" в области больших масс ( $M_{\gamma\gamma} > 650$  Мэв). Он обусловлен наличием фоновых процессов. К ним относятся, во-первых, процесс образования  $\eta$ -мезонов в реакции



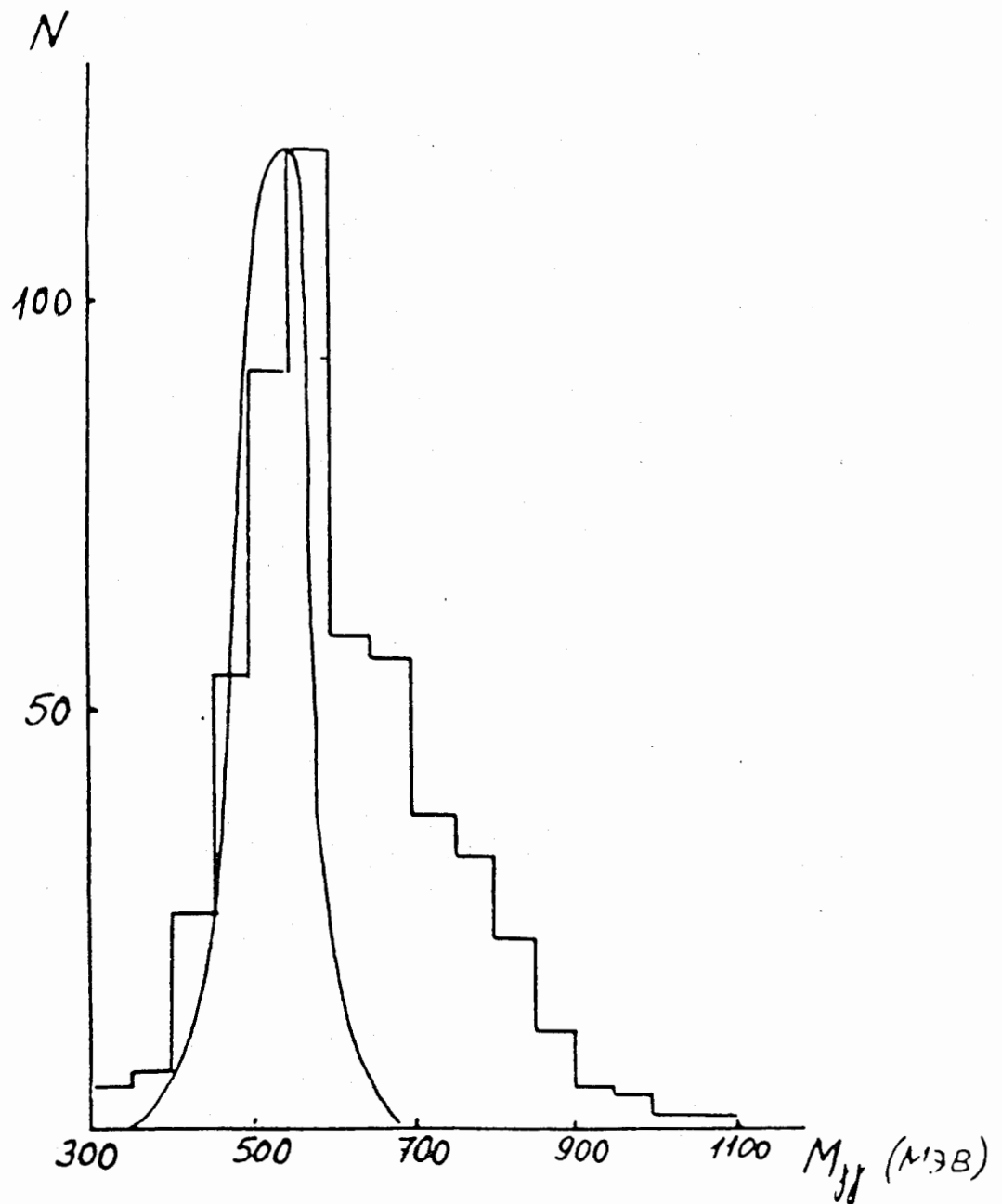
который имеет то же самое распределение эффективных масс, что и основной процесс.

Во-вторых, процесс образования  $\omega$ -мезонов в реакциях



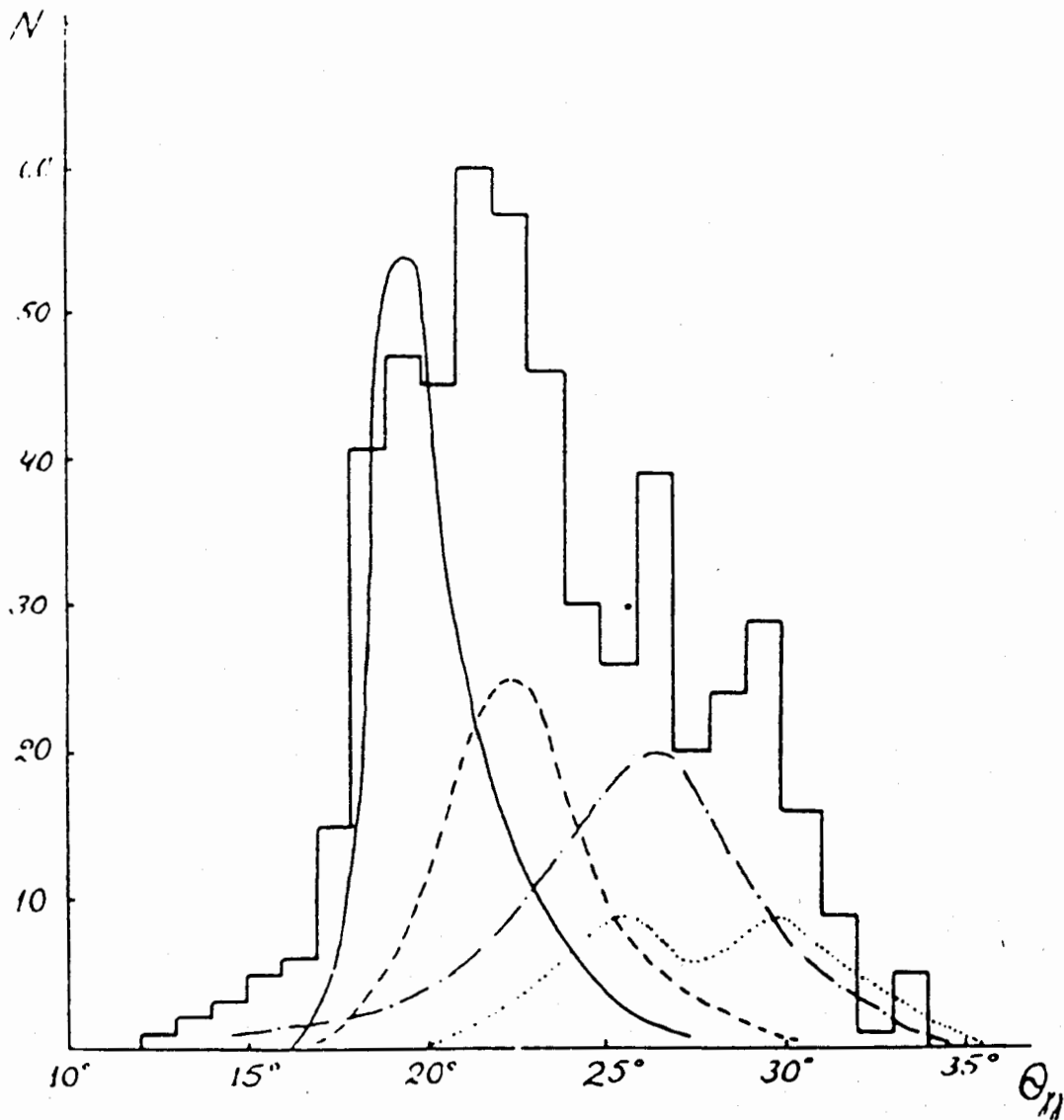
с последующим распадом  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$  и  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . В фоновых реакциях второго типа при промашке или неконверсии одного из трех  $\gamma$ -квантов может имитироваться эффективная масса, близкая к массе  $\eta$ -мезонов. Вследствие этого существенно деформируется спектр эффективных масс в области  $M_{\gamma\gamma} > 600$  Мэв.

На рисунке 2 представлено полученное в эксперименте распределение по углу разлета двух  $\gamma$ -квантов  $\theta_{\gamma\gamma}$ . Пунктиром изображено промоделированное



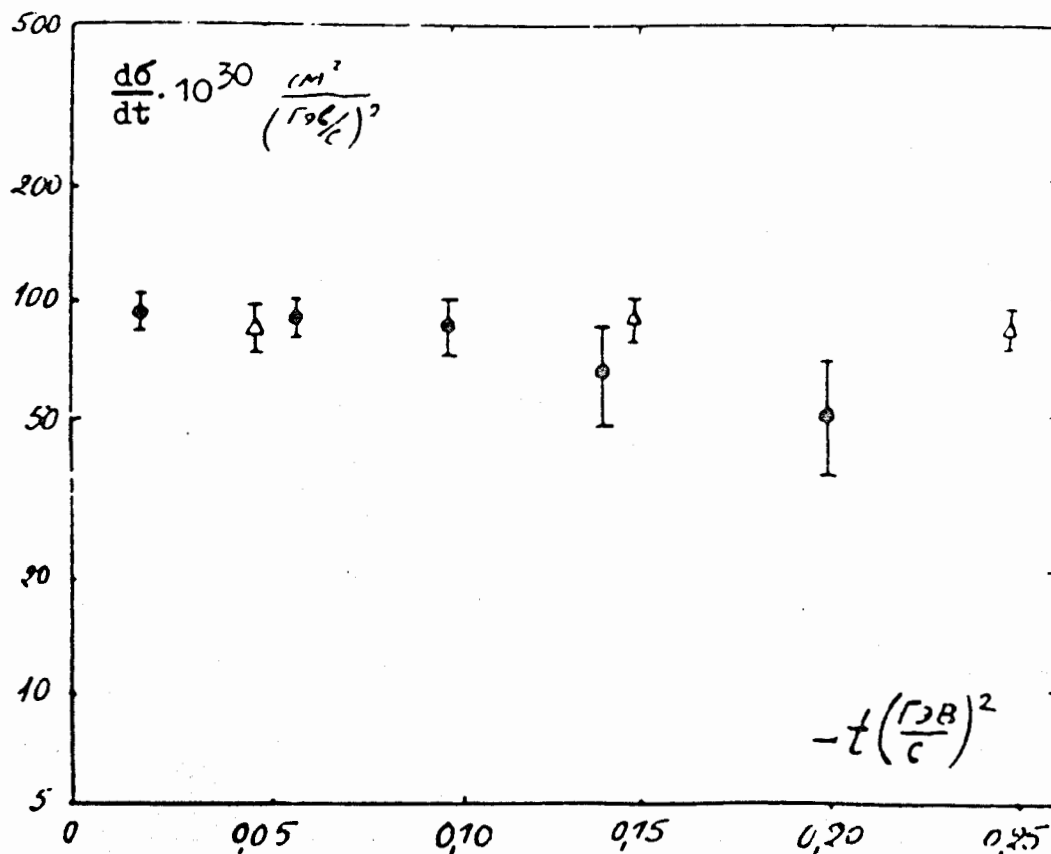
Р и с. 1. Распределение событий по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  двух  $\gamma$ -квантов. Гладкой линией изображено распределение событий в реакции (1), рассчитанное методом Монте-Карло.

50



Р и с. 2. Распределение событий по углу разлета  $\theta_{\gamma\gamma}$  двух  $\gamma$ -квантов. Рассчитанный методом Монте-Карло вклад процесса (1) изображен сплошной линией, процесса (2) - пунктиром, (3а) - штрих-пунктиром, (3б) - точками.

распределение углов разлета  $\gamma$ -квантов от распада  $\eta$ -мезонов, образующихся в реакции (1). Как видно, экспериментальное распределение углов разлета существенно отличается от промоделированного распределения.



Р и с. 3. Зависимость  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-p \rightarrow \eta p, \eta \rightarrow 2\gamma)$  от  $-t$ . Треугольниками представлены данные работы [1] при  $P_{\pi} = 3,72$  ГэВ/с.

Оценить вклад фона можно по вычисленным геометрическим эффективным сечениям и по известным сечениям фоновых реакций. Реакции (3а) и (3б) моделировались как с промашкой, так и с неконверсией одного  $\gamma$ -кванта. Из-за отсутствия прямых экспериментальных данных об образовании  $\eta$ -мезона в реакции (2) ее сечение можно оценить из известных данных по реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \eta + \Delta^{++}(1236), \quad (4)$$

если использовать соотношение

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta \Delta^0) = \frac{1}{3} \sigma(\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}), \quad (5)$$

являющееся следствием изотопической инвариантности.

На рис. 2 представлены промоделированные выходы различных реакций в зависимости от угла разлета двух  $\gamma$ -квантов. Как видно из рисунка, ограничение  $\theta_{\gamma\gamma}$  пределами  $18^\circ - 21^\circ$  выделяет в основном реакцию  $\pi^- p \rightarrow \eta p$ .

Для оценки сечения реакции (1) была рассчитана методом Монте-Карло эффективность регистрации  $\gamma\gamma$ -событий в зависимости от  $-t$  в интервале значений углов разлета  $18^\circ - 21^\circ$ . Разрешение по  $t$  в изучаемом интервале составляет  $\pm 0,015$  Гэв/с.

На рис. 3 представлено дифференциальное сечение  $d\sigma/dt$  в зависимости от  $-t$ . Как видно из рисунка, в интервале значений  $-t$  от 0 до 0,24 дифференциальное сечение согласуется с данными /1/.

В настоящее время проводится точная оценка вклада фоновых процессов при использовании критериев по  $\chi^2$ .

Поступила в редакцию

12 октября 1971 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. O. Guisan, J. Kirz, P. Sonderegger, A. V. Stirling, P. Borzeaud, C. Bruneton, P. Falk-Vairant. Phys. Letts., 18, 200 (1965).

6212



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н.ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 6212

А.М.Балдин, Н.М.Вирясов, Б.Б.Говорков, И.М.Граменицкий, А.И.Лебедев,  
А.В.Самойлов, Ю.М.Сапунов, А.М.Фролов, В.А.Царев, М.Д.Шафранов

ЭКСПЕРИМЕНТЫ  
ПО ФИЗИКЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
НА ЖИДКОВОДОРОДНОЙ КАМЕРЕ "ЛЮДМИЛА"

Дубна 1972

## І. В В Е Д Е Н И Е

Успешный запуск 2 - метровой жидководородной камеры "ЛДМИЛА" Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на пучках серпуховского ускорителя открывает большие возможности для исследования широкого класса процессов физики элементарных частиц.

В настоящем проекте предлагается использовать имеющееся время (около года) до создания универсального сепарированного пучка на эту камеру для облучения камеры фотонами высоких энергий. Такое облучение позволит выполнить ряд важных исследований в области физики электромагнитных взаимодействий. Целесообразность использования вторичных фотонных и лептонных пучков протонных ускорителей отмечалась М.А.МАРКОВЫМ еще в 1960 году /1/. Использование этих пучков позволяет изучать электромагнитные процессы при энергиях, не достигнутых на электронных ускорителях. Предложения экспериментов в лептонных и фотонных пучках были сделаны для многих протонных ускорителей, в том числе и для серпуховского /2,3/. Интересный вариант получения сепарированных электронных пучков на протонном ускорителе был предложен А.В.САМОЙЛОВЫМ и А.М.ФРОЛОВЫМ /3/.

Измерения, проведенные недавно объединенной группой ФИАН-ИФВЭ-Ер.ФИ на серпуховском ускорителе, показали, что вторичный электронный пучок протонного ускорителя ИФВЭ имеет параметры, позволяющие с успехом использовать его для изучения электромагнитных процессов. Был получен пучок электронов с энергией 40 Гэв, интенсивность  $1,3 \cdot 10^5$  (цикл и с примесями других частиц  $1 \pm 1\%$ ). Исследования электромагнитных взаимо-



действий являются прямым и логическим продолжением программы исследований взаимодействий частиц высоких энергий, проводимой в ИФВЭ. Так, обнаруженное в Серпухове поведение полных сечений взаимодействия  $\pi^+$  и  $K^+$  мезонов с протонами и амплитуды регенерации  $K^0$ -мезонов делают особенно интересными измерения полного сечения фотопоглощения, проводимые в настоящее время в ИФВЭ. Электромагнитные процессы постоянно привлекают внимание исследователей в связи с возможностями, которые они открывают для изучения структуры адронов и особенностей их взаимодействия на основе хорошо изученных законов электромагнетизма. При изучении электромагнитных процессов обнаруживается ряд важнейших закономерностей, таких, как векторная доминантность, масштабная инвариантность и др., проливающих свет на структуру и взаимодействие адронов.

Ниже рассматривается физическая проблематика и возможные экспериментальные исследования на электронном пучке ускорителя ИФВЭ с помощью 2-метровой жидководородной пузырьковой камеры ОИЯИ. Предлагаемая программа не претендует на полноту, но, по мнению авторов, может служить доказательством целесообразности и важности подобных измерений.

Основные постановки задач определяются возможностями методики жидководородных камер. Сечение взаимодействия электрон-протон слишком мало. Камеры облучаются пучками тормозных фотонов. Главная трудность - непрерывность спектра фотонов - преодолевается следующими способами:

а) Система "мечения" фотонов (см.рис. I). Моноэнергетические электроны с энергией  $E_e$  тормозятся в тонком радиаторе.

Анализирующий магнит (С) выделяет вторичные электроны с энергией  $E_f$  и в зависимости от энергии тормозного фотона направляет в соответствующий канал телескопа сцинтилляционных счетчиков (ТС). Это определяет энергии фотонов путем соотношения

$$E_\gamma = E_e - E_f .$$

Большинство фотонов проходит пузырьковую камеру без взаимодействия (нормальные дозировки 50-80 фотонов за импульс . определяются загрузками камеры электрон-позитронными парами, образующимися в водороде). Информация системы "мечения" не регистрируется, если одновременно возникает сигнал от ливневого счетчика (С) позади пузырьковой камеры. Событие также не регистрируется, если  $\gamma$ -квант вызвал реакцию в окошке камеры (сцинтилляционный счетчик позади окошка камеры). Таким образом, регистрируются только фотоны, которые вызывают взаимодействие в водороде камеры ( $e^+e^-$  - пары, реакции фоторождения).

Импульсный магнит (С), стоящий перед конверсионной мишенью (Т), перемещает в горизонтальной плоскости пучок в течение импульса.

Таким образом, энергия фотона определяется положением вершины события в горизонтальной плоскости объема камеры, которое скоррелировано с каналом сцинтилляционного счетчика. Эта система была разработана в дипломных работах С.РИСЕРА и Б.НАРОСКА (D E S Y) и использована в ряде экспериментов. Необходимая интенсивность электронов  $10^3$  е/цикл.

Спектр фотонов был измерен от 0,5 до 5 Гэв, и было выяснено, что в соответствии с ожиданием разрешение годоскопа оказалось  $\pm 100$  Мэв.

б) Системы, позволяющие получать квазимонохроматическое поляризованное тормозное излучение на кристаллах. Типичный спектр такого излучения и поляризации для  $E_\gamma = 7,2$  Гэв показаны на рис. 2.

Основную роль здесь играет не столько монохроматичность, сколько поляризация. Основная трудность в создании такой системы - гониометры, позволяющие с большой точностью ориентировать пластины кристалла по отношению к пучку. Эта система будет создана на первом этапе реализации предлагаемой программы.

в) Системы, реализующие квазимонохроматичность аннигиляционного излучения позитронов.

г) Системы, основанные на трансформации лазерного излучения.

Системы (в) и (г) требуют значительно более высоких интенсивностей электронных пучков, чем это достигнуто в ИФБЭ. Существуют и другие системы, однако они недостаточно разработаны (во всяком случае в Советском Союзе).

В таблице I приведена сводка всех экспериментов, которые были проведены по наиболее характерной реакции  $\gamma p$  - взаимодействия. Сводка взята из материалов Международной конференции по взаимодействиям фотонов и электронов при высоких энергиях (Корнелл - август 1971 г.). Реакция  $\gamma p \rightarrow p^0 p$  идет с большим парциальным сечением (около 10% от полного), тем не менее мировая статистика пока еще довольно бедна даже при энергиях  $E_\gamma < 6$  Гэв. Кроме того, как видно из таблицы, основные данные по этой реакции получены на трековых приборах, в том числе значительный объем работы выполняется на жидководородных камерах. Камеры облучаются не только мечеными и квазимонохроматическими фотонами, но и фотонами спектра тормозного

излучения. Статистика по другим многочастичным реакциям значительно беднее. Таким образом, рассматриваемая область явлений находится в начальной стадии изучения даже при энергиях фотонов  $E_\gamma < 6$  Гэв, где имеется несколько электронных ускорителей. Предлагаемые эксперименты существенно расширяют доступную для изучения область энергий фотонов.

В нашем распоряжении пока нет системы мечения фотонов, вопрос о создании системы мечения для камеры "ЛЮДМИЛА" в настоящее время изучается.

Облучение камеры фотонами сплошного спектра представляется не очень эффективной процедурой, хотя и реализуемой в самые короткие сроки. Этот вариант рассматривается нами как резервный. Основным вариантом предлагается рассматривать облучение камеры квазимонохроматическими поляризованными фотонами когерентного тормозного излучения на кристалле алмаза. В УФТИ имеется большой опыт по созданию гониометрических систем, обеспечивающих хорошие параметры такого излучения. Предварительные оценки и соответствующие переговоры с физиками УФТИ нами проведены. Оценки показали, что имеется возможность использования существующих гониометрических систем. Облучения камеры поляризованными фотонами дает редкие возможности исследования реакций при высоких энергиях, когда известны поляризации частиц в начальном и конечном состояниях, возможность исследования множественного образования частиц поляризованными фотонами и т.п.

В разделе II излагаются постановки задач по исследованию реакций, имеющих достаточно большие сечения и представляющих значительный интерес для теории. В разделе III кратко описан расчет параметров пучка позитронов, который можно создать при

заданном расположении камеры "Людмила", ускорителя ИФВЭ на базе действующего канала Б 9.

В разделе IУ приведены результаты оценок, затрат ресурсов, необходимых для получения физических результатов. Оценки сделаны для первого этапа работы, который можно завершить в течение ближайшего года.

Дальнейшая перспектива развития физики электромагнитных взаимодействий на камере "Людмила" будет зависеть от времени введения в строй универсального сепарированного пучка и конкурентоспособности программы, которые будут для этого предложены.

## II. ПРОБЛЕМАТИКА

### I. Полное сечение фотопоглощения

Прежде чем рассматривать отдельные каналы фотон-нуклонного взаимодействия, кратко обсудим ожидаемое поведение полного сечения  $\gamma N$ - взаимодействия.

В настоящее время  $\sigma_t(\gamma N)$  измерено до  $\nu \approx 20$  Гэв, рис. 3. Наиболее популярным выражением для  $\nu$ -зависимости  $\sigma_t$  в этой области является:

$$\sigma_t(\nu) = A + \frac{B}{\sqrt{\nu}} \quad (1)$$

Это соотношение вытекает из модели Редже для амплитуды переднего комптон-эффекта:

$$\text{Im } f(\nu) = \frac{4\pi}{\nu} \sigma_t(\nu) \quad (2)$$

при учете вклада  $P(\alpha_{\rho}(0) = 1)$ ,  $\rho'$  и  $\rho_2$

$(\alpha_{\rho'}(0) = \alpha_{\rho_2}(0) = 1/2)$  траекторий.

Имеющиеся экспериментальные данные дают для протона:

$$A \approx 98, \quad B = B_{\rho'} + B_{A_2} \approx 65. \quad (3)$$

Используя (1) и (3), можно найти ожидаемые значения в области 20–100 Гэв (кривая 1, рис. 4).

Измерение  $\sigma(\gamma p)$  и сравнение его с адронными сечениями интересно с точки зрения проверки моделей векторной доминантности и кварков. Особый интерес эти измерения приобрели после обнаружения в Серпухове специфического поведения  $\sigma_{\pm}(\pi^+ p)$  и  $\sigma_{\pm}(K^+ p)$ .

Заметим, что несколько иная зависимость  $\sigma_{\pm}(\nu)$  от энергии дает <sup>4/</sup> модель комплексных полюсов Редже:

$$\sigma(\nu) = A + \frac{B}{\sqrt{\nu}} \cos(\varphi + \alpha_T \ln \nu), \quad (4)$$

здесь  $\varphi$  — фаза вычета и  $\alpha_T$  — мнимая часть  $\rho'$  траектории.

Интересно отметить, что модель (1) с учетом имеющихся данных приводит с необходимостью к существованию (фиксированного) полюса с  $\alpha(0) = 0$  в амплитуде комптон-эффекта <sup>5/</sup>.

Наоборот, модель КНР (4) допускает отсутствие ф.п., причем в этом случае при  $\nu > 20$  Гэв предсказывается  $\nu$ -зависимость, заметно отличная от (1) (кривая 2, рис. 4).

Если точность измерения  $\sigma_{\pm}$  в области  $\nu > 20$  Гэв будет достаточной, чтобы различить кривые (1) и (2), то это может способствовать решению чрезвычайно важного для теории Редже вопроса о существовании ф.п. в электромагнитных амплитудах. (Напомним, что ф.п. правильной сигнатуры в амплитудах сильных

взаимодействий в отличие от электромагнитных и слабых, запрещены условием унитарности. Поэтому обнаружение ф.п. в амплитуде комптона-эффекта было бы важно для выявления специфики электромагнитных процессов при высоких энергиях).

## 2. Множественное фоторождение

Наибольший объем информации, который может быть получен в камере при облучении потоком фотонов с энергией  $E \sim 20-40$  Гэв связан с процессами множественного фоторождения. В настоящее время изучение множественных процессов составляет одну из центральных задач физики частиц. Множественное фоторождение наряду с (множественным) образованием частиц в чисто адронных реакциях позволит получить сведения, необходимые для понимания структуры адронов, механизма взаимодействия при высоких энергиях, а также специфики электромагнитных взаимодействий. (Напомним, что именно в неупругом  $e-\rho$  рассеянии было найдено наиболее значительное отклонение от модели векторной доминантности, т.е. от представления об адроноподобном характере фотонов).

При систематическом изучении неупругих процессов удалось выявить ряд важных особенностей, свойственных неупругим адрон-адронным и лептон-адронным процессам.

Так, показано, что рождающиеся пионы имеют малые поперечные импульсы  $p_{\perp} < 0,5$  Гэв относительно оси столкновения. В ряде случаев найдено, что распределения частиц с ростом энергии стремятся к пределам, не зависящим от энергии. В неупругом  $e-\rho$  рассеянии обнаружено явление масштабной инвариантности, которое, возможно, может быть обобщено и на другие процессы.

Таблица I

Experiments on  $\rho^0$  Photoproduction,  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ 

| Technique                            | Beam  | Photon Energy (GeV) | Particles Detected      | Number of Rho Events Above 2 GeV | Remarks   |
|--------------------------------------|---|---------------------|-------------------------|----------------------------------|---|
| DESY 21<br>collaboration             |   | $\leq 6$            |                         | 500                              | Final state $p\pi^+\pi^-$ is 3 (or 4) -   |
| DESY 22<br>(ABBHMM)                  | HBC<br>bremsstrahlung                         | $\leq 6$            | $p, \pi^+, \pi^-$       | 2000                             | constrained; background from other reactions is negligible; no data below $ t  = 0.02 \text{ GeV}^2$                    |
| SLAC-Weizmann-<br>Tel Aviv 24        | quasi<br>monochromatic                        | 2-8                 |                         | 3000                             |   |
| SLAC-Berkeley-<br>Tufts 23,28        | Laser beam, lin.pol.,<br>approx.monochromatic | 2.8;4.7<br>9.?      |                         | 6000                             |   |
| SLAC 29                              | Streamersch<br>bremsstrahlung                 | 2-16                |                         | 400                              |   |
| DESY (AMM) 30                        | tagged $\gamma$ beam                          | 3-6                 |                         | 2000                             |   |
| DESY 31<br>(Bleichschmidt<br>et al.) | tagged $\gamma$ beam                          | 3-5                 |                         | 350                              | 1 constraint,<br>$\sin^2\theta$ assumed   |
| Cornell 32                           | bremsstrahlung                                | 4-8.5               | $\pi^+, \pi^-$          | many                             | inelast.BG sub-<br>tracted at 8.5 GeV 0 con-<br>straint   |
| DESY-MIT 33                          | counter<br>set up                             | 3-7                 |                         | $10^5$                           | inelast.BG not<br>excluded $\sin^2\theta$<br>assumed  |
| SLAC 34<br>(Bulos et al.)            | monochromatic                                 | 9                   |                         | 1400                             |   |
| SLAC 35<br>(Anderson et al.)         | bremsstrahlung                                | 6-18                | $p$ and missing<br>mass | many                             | 1 constraint,<br>missing mass technique;<br>resolution not good<br>enough to separate $\rho$ and<br>$\omega$ production |
| CEA<br>(Gladding et al.)             | Tagged $\gamma$ beam                          | 3-4.7               | $p$ and missing<br>mass |                                  |   |



Для объяснения экспериментальных фактов был предложен целый ряд теоретических моделей, таких, как мультипериферическая, мультиреджеонная, статистическая, фэйрболльная, партонная и др. Существенные черты этих моделей получили отражение в так наз. гипотезе предельной фрагментации <sup>/6/</sup>, согласно которой для инклюзивных реакций типа  $a + b \rightarrow c + \dots$  в системе покоя мишени существует предел

$$\rho_0^2 \frac{d\sigma}{dp_{\parallel}^2 dp_{\perp}^2} = \rho(p_{\parallel}, p_{\perp}, E) \rightarrow \rho_{\infty}(p_{\parallel}, p_{\perp}), \quad (I)$$

к которому стремится сечение образования фрагментов мишени.

(Аналогичные пределы существуют и для сечений с регистрацией 2-х, 3-х и т.д. частиц). Точно так же в системе покоя налетающей частицы существует предел, к которому стремится сечение фрагментации налетающей частицы. Не трудно показать <sup>/7/</sup>, что существование таких пределов фактически эквивалентно масштабной инвариантности Фейнмана <sup>/8/</sup>, согласно которой при больших энергиях сечение  $\rho_0 d\sigma/d^3p$  является функцией только  $p_{\perp}$  и  $x = p_{\parallel}/p_0$ .

Предел (I) простым способом может быть получен посредством обобщенной оптической теоремы <sup>/9/</sup>, связывающей сечения инклюзивных процессов типа

$$a + b \rightarrow c + \dots \quad (2)$$

со свойствами амплитуд реакции

$$a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}. \quad (3)$$

В модели полюсов Редже удается также предсказать характер выхода на асимптотику:

$$\rho(p_{11}, p_{12}, E) = \rho_{\infty}(p_{11}, p_{12}) + E^{\alpha-1} \rho'(p_{11}, p_{12}), \quad (4)$$

где  $\alpha$  связана с невакуумными редже-обменами /6/(3), а использование факторизации позволяет связать предельные распределения  $\rho_{\infty}$  для различных процессов. В частности, для интересующих нас реакций, инициированных фотонами, можно получить /10/:

$$\rho_{\infty}(p \xrightarrow{\gamma} c) = \rho_{\infty}(p \xrightarrow{P} c) \sigma_{+}(\gamma p) / \sigma_{+}(p p), \quad (5)$$

$\rho_{\infty}(p \xrightarrow{\sigma} c) = \rho_{\infty}(p \xrightarrow{\pi^{\pm}} c) \sigma_{+}(\gamma p) / \sigma_{+}(\pi^{\pm} p)$ ,  
 где  $\rho(p \xrightarrow{\gamma} c)$  соответствуют инклюзивным реакциям  $a + p \rightarrow c + \dots$ .

Таким образом, ожидается, что функция распределения

$\rho_{\infty}(p_{11}, p_{12})$  является (с точностью до нормировочного фактора) универсальной функцией для фрагментации нуклона в адрон вне зависимости от вида налетающей частицы.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные и теоретические модели предсказывают рост множественности с энергией :

$$\bar{n} \sim \ln E.$$

На рис.5а приведены данные по E-зависимости сечений фоторождения 2,3,.... частиц, из которых виден увеличивающийся с E вклад в  $\sigma_{+}(\gamma p)$  множественного рождения.

На рис.5б, 6 приведены имеющиеся данные по сечениям различных каналов ( $\gamma p \rightarrow p \pi^{+} \pi^{-}$ ,  $p \kappa^{+} \kappa^{-}$ ,  $p p \bar{p}$ ,  $p \pi^{+} \pi^{+} \pi^{-} \pi^{-}$ ) и т.д.

Если полное сечение  $\sigma_{\rho}$  - взаимодействия постоянно, а множественность растет, то, очевидно, парциальные сечения каналов с рождением определенного числа ( $n$ ) частиц должны достигать максимума при некоторой энергии  $E_n$  и затем падать.

Экстраполируя имеющиеся данные по неупругим адрон-адронным процессам и используя соотношения типа (5), можно оценить парциальные сечения различных множественных фотореакций

$\gamma + \rho \rightarrow (n - \text{частиц})$ . Результаты оценок для средней энергии  $E \sim 30$  Гэв приведены в таблице II:

Таблица II

| $n$              | : | 2     | : | 4     | : | 6     | : | 8  | : | 10 |
|------------------|---|-------|---|-------|---|-------|---|----|---|----|
| $\sigma_{\mu b}$ |   | 30-40 |   | 25-30 |   | 20-25 |   | 10 |   | 3  |

Таким образом, ожидается, что средняя множественность составит  $\bar{n} = 4$  и наиболее вероятными будут события с 2-, 4- и 6- частицами. Следует заметить, что ожидается увеличивающаяся с  $E$  доля процессов, в конечных состояниях которых будут присутствовать нейтральные частицы. Так, отношение сечения процессов с 2 заряженными частицами (или 2 заряженными и одной нейтральной) к сумме сечений с 2 заряженными и произвольным числом нейтральных составляет  $R_2 \sim 2$ . Для 4 заряженных  $R_4 \sim 0,5$  и для 6 -  $R_6 \sim 0,1$ .

Основная трудность при изучении множественных процессов связана с тем, что огромное количество информации, заключенное в множественном событии, трудно "переварить" из-за отсутствия ясного выбора среди большого числа возможных наборов переменных и неоднозначности в теоретической интерпретации. Дополни-

тельная трудность возникает из-за большого числа нейтральных частиц, не наблюдаемых на эксперименте (в камере) и затрудняющих, таким образом, кинематический анализ события. Предполагаемая ниже программа первоочередных измерений множественных процессов свободна от трудностей, связанных с регистрацией нейтральных частиц. Эти измерения позволяют проверить в случае фотопроцессов существующие представления о масштабной инвариантности, предельной фрагментации, дуальности, выявить роль пионизации в фоторождении при высоких энергиях, а также проверить предсказания существующих моделей множественного рождения. В различных кинематических условиях могут быть изучены различные асимптотические режимы.

Данные по множественному рождению представляют интерес также для проверки различного рода правил сумм для неупругих реакций  $/I2/$  и лежащих в их основе предположений об аналитических свойствах, асимптотическом поведении и "обобщенной дуальности". (При этом важно уметь выделить резонансные вклады по недостающей массе от фона). Мы надеемся, что проведение этих экспериментов будет стимулировать дальнейшие теоретические исследования в данной области.

Эксперименты условно разделены на три группы, соответствующие увеличивающемуся объему информации в измерениях:

а) В первую группу входят измерения, требующие только подсчета числа (заряженных) частиц, без кинематического анализа.

### I. Средняя множественность как функция энергии фотонов

Фактически измеряется зависимость

$$\bar{n}_{зар} = f(E)$$

средней множественности заряженных частиц и сравнивается с предсказанием (6). Возможно,  $\bar{n}_{зар}(E)$  растет с  $E$  медленнее, чем  $\bar{n}(E)$ .

## 2. Зависимость парциальных сечений от энергии

Изучается зависимость рождения  $n$  заряженных частиц ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) от энергии фотонов  $E$ . Как уже говорилось, следует ожидать, что  $\sigma_n(E)$  будет достигать максимума при некотором  $E_n$  и затем падать с ростом  $E$ .

## 3. Зависимость парциальных сечений от числа частиц

Измеряется зависимость рождения  $n$  заряженных частиц ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) от числа  $n$  :

$$\sigma_n = f(n).$$

Возможно, что уже в исследуемой области энергий будет обнаружен дип в зависимости  $\sigma_n(n)$ , который можно связать с существованием двух различных механизмов множественного рождения: дифракционной диссоциации и мультипериферического /8/.

## 4. Относительный вес различных частиц

Изучается зависимость

$$\bar{n}_i = f_i(E),$$

где  $i$  - соответствует различным типам частиц.

Различные модели предсказывают разные соотношения для отдельных сортов частиц ( $\pi, \rho$  - мезоны, нуклоны, ...). Эти измерения требуют идентификации частиц.

б) Во вторую группу входят измерения одночастичных спектров вторичных частиц.

I. Измерение спектра  $\pi^-$  (или  $\pi^+$ )-мезонов

$$\rho(p_{||}, p_{\perp}, E)$$

при фиксированных значениях импульса мезона  $(p_{||}, p_{\perp})$  и переменной энергии фотонов. Следует ожидать, что с ростом  $E$   $\rho(p_{||}, p_{\perp}, E)$  будет достигать предела

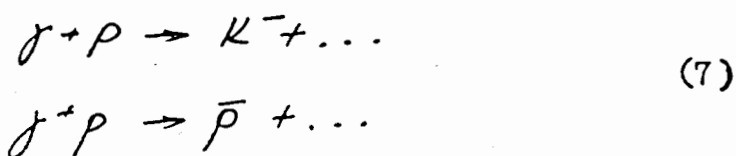
$$\rho(p_{||}, p_{\perp}, E) \rightarrow \rho_{\infty}(p_{||}, p_{\perp})$$

(гипотеза предельной фрагментации). Интересно проследить выход на асимптотический режим и сравнить с предсказанием (4).

2. Возможен другой вариант измерений, при котором  $p_{\perp}$  фиксируется, а  $p_{||}$  и  $E$  меняются. Изучается зависимость  $\rho$  от  $p_{||}/E$  (проверка масштабной инвариантности).

Первые измерения такого типа были проведены недавно в Стенфорде для реакции  $\gamma p \rightarrow \pi^- + \dots$  при  $5,5 < E < 15$  ГэВ<sup>19</sup>. Оказалось, что в области до 15 ГэВ форма сечения уже не зависит от энергии, а величина проявляет слабую зависимость от  $E$ .

3. Специальный интерес представляет изучение инклюзивных фотореакций, имеющих экзотический  $p\bar{c}$  канал, как например,<sup>10</sup>



Дуальность в этом случае предсказывает быстрый выход на предельный режим.

Рассмотренные выше измерения носят в основном интегральный характер. Более детальная информация относительно механизма рождения может быть получена в корреляционных экспериментах.

в) К этой группе относятся эксперименты, в которых измеряются распределения двух заряженных частиц.

### 1. Поиски корреляционной длины

Измеряется а) двухчастичный спектр  $\rho(p_{11}, p_{12}, E, p'_{11}, p'_{12})$  для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  с импульсами  $p$  и  $p'$  и б) однозначные функции распределения  $\pi^+$  и  $\pi^-$  :

$$\rho(p_{11}, p_{12}, E) \text{ и } \rho(p'_{11}, p'_{12}, E).$$

Ищется корреляционная функция:

$$G(p_{11}, p_{12}, p'_{11}, p'_{12}, E) = \rho(p_{11}, p_{12}, p'_{11}, p'_{12}, E) - \rho(p_{11}, p_{12}, E) \rho(p'_{11}, p'_{12}, E).$$

Специальный интерес представляет изучение предела  $G$  при  $p_{11} \ll p'_{11}, E$ . Равенство нулю этого предела свидетельствовало бы о существовании специфической корреляционной длины /13/.

2. Другая возможность изучения корреляций связана с измерениями поперечных импульсов двух (заряженных) частиц в конечном состоянии. Обобщение мультипериферической и абсорбтивной моделей приводит к следующей параметризации сечения /15/:

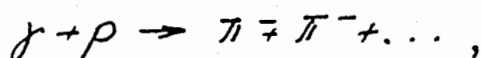
$$\frac{d\sigma}{dp_{1\perp} dp'_{1\perp}} = G(\vec{p}_{1\perp}, \vec{p}'_{1\perp}),$$

$$G(\vec{p}_{1\perp}, \vec{p}'_{1\perp}) = G_0 \exp(-a\vec{p}_{1\perp} - b\vec{p}'_{1\perp} - c\vec{p}_{1\perp} \vec{p}'_{1\perp}) \Phi(p_{1\perp}, p'_{1\perp}, E).$$

Здесь  $\vec{p}_{1\perp}$  - поперечный импульс конечной "ведущей" частицы,  $\vec{p}'_{1\perp}$  - поперечный импульс фрагмента мишени. По остальным переменным производится интегрирование.

Величины  $a$  и  $b$  измеряют "размеры" налетающей частицы (фотона и мишени). Корреляционный параметр  $c$  учитывает перерассеяние и абсорбцию частиц в начальном и конечном состояниях.  $E$  - фиксировано. При больших энергиях (асимптотическая область) изучение зависимости сечения от  $\varphi = \vec{p}_1 \vec{p}_1'$  может пролить свет на природу сингулярности Померанчука. Ожидается /16/, что если померону соответствует простой полюс, то сечение не будет зависеть от  $\varphi$ ; если же  $\rho$  - это более сложная особенность (например, разрез), то такая зависимость будет присутствовать.

3. Экзотические реакции. Возможность получить экзотический  $\rho\bar{c}$  канал в случае 2 регистрируемых частиц ( $c = c_1 + c_2$ ) значительно шире, чем для одной, и предсказания "обобщенной" дуальности можно проверять в спектрах частиц  $c_1$  и  $c_2$  для таких реакций, как

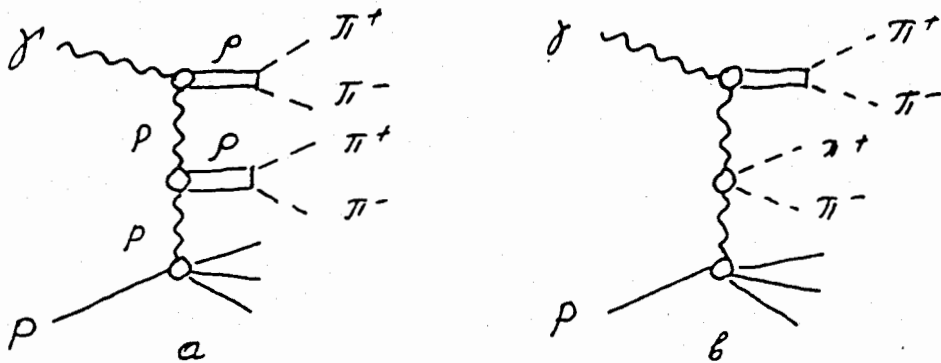


подобно тому, как это предлагалось для реакций (7).

#### 4. Поиски двойного обмена помероном

Если дифракция представляет специфическое явление, не связанное с обменом полюсов в  $t$ -канале, то механизм двойного  $P$ -обмена может быть запрещен. В противном случае он может быть преобладающим для определенных реакций. В частности, процессу  $\gamma + \rho \rightarrow \rho^0(\pi^+\pi^-) + \pi^+\pi^-$  могут соответствовать механизмы, изображенные на следующем рисунке.





При этом доминирующий (если он возможен) механизм ( *б* ) соответствует  $\pi^+\pi^-$  паре в состоянии  $I = 0$  и т.о. проявляет  $\rho$ -пик для "подвешенной" пары  $\pi$ -мезонов.

Если оба механизма работают, то с ростом  $E$  должно наблюдаться уширение  $\rho$ -пика в распределении  $\pi^+\pi^-$  /13/.

### 3. Фоторождение векторных мезонов

Поскольку спин и четность векторных мезонов такие же, как у фотона, процесс фотообразования  $\rho^0, \omega^0$ - и  $\varphi$ - мезонов при высоких энергиях обусловлен дифракционным механизмом. Асимптотические значения полных сечений фоторождения составляют (см. рис.7).

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) \approx 10 \mu\text{б}, \sigma(\omega^0 p) \approx 1.7 \mu\text{б}, \sigma(\varphi p) \approx 0.5 \mu\text{б}. \quad (1)$$

Дифференциальные сечения экспоненциально падают с ростом квадрата передаваемого импульса  $t$  (см. например, рис.8, где приведено  $d\sigma/dt$  для процесса  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ). Выяснение механизма выхода сечений фоторождения нейтральных векторных мезонов на асимптотический режим представляет большой интерес с точки зрения теории Редже (выяснение относительной роли обмена

$\rho, \rho', \Delta_2, \pi$  - траекториями). Изучение матрицы плотности распада векторных мезонов на пионы предоставляет уникальную возможность выяснения роли переворота спина в дифракционных процессах.

Заряженные  $\rho$  - мезоны образуются при высоких энергиях, видимо, за счет обмена однопионным полюсом в  $t$  - канале, поэтому сечение их рождения будет очень мало и должно падать с ростом энергии (см. рис. 9).

Изучение фоторождения  $\rho, \omega, \varphi$  - мезонов дает возможность осуществить проверку модели векторной доминантности (МВД) при высоких энергиях. Известно, что в области энергий фотонов 5-20 Гэв обнаружены существенные отклонения от предсказаний МВД.

Наиболее прямой способ проверки МВД состоит в измерении левой и правой частей соотношения, которое следует из этой модели:

$$\sigma_t(\gamma p) = \sum_{\nu=\rho, \omega, \varphi} \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{g^2_\nu}} \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1+\eta^2_\nu} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \nu p) \Big|_{t=0} \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_t$  - полное сечение фотопоглощения,  $g_\nu$  - константа связи фотона с  $V$  - мезоном,  $\eta_\nu$  - отношение действительной и мнимой частей амплитуд фоторождения.

Другое соотношение, являющееся следствием МВД и модели кварков, имеет вид (мы пренебрегаем вкладом переходов  $V' \rightarrow V$ ):

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \nu p) = \frac{f_\alpha}{g^2_\nu} \frac{d\sigma}{dt}(\nu p \rightarrow \nu p), \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\rho p \rightarrow \rho p) = \frac{d\sigma}{dt}(\omega p \rightarrow \omega p) = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p)} \right)^2 \quad (4a)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\varphi p \rightarrow \varphi p) = \left( \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^- p)} - \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p)} \right)^2 \quad (4b)$$

Проверка этих соотношений при высоких энергиях представляет большой интерес.

Из выражения (3) и модели кварков следует еще одна группа соотношений:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \rho V) = \frac{\alpha N}{g_V^2/4\pi} \frac{d\sigma}{dt}(\nu p \rightarrow \nu p) = \frac{(1+Q_V^2) \alpha/64\pi}{g_V^2/4\pi} \sigma_{\pm}(\nu p), \quad (5)$$

$$\sigma_{\pm}(\rho p) = \sigma_{\pm}(\omega p) - \frac{1}{2} [\sigma_{\pm}(\pi^+ p) + \sigma_{\pm}(\pi^- p)], \quad (6a)$$

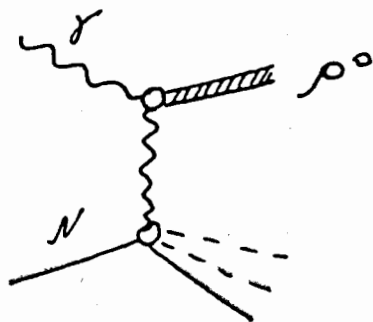
$$\sigma_{\pm}(\gamma p) = \sigma_{\pm}(\kappa^+ p). \quad (6b)$$

Можно избежать использования соотношений (6), т.е. модели кварков, если для  $\sigma_{\pm}(\nu p)$  использовать данные, полученные при образовании векторных мезонов на ядрах.

Наконец, МВД может быть проверена, если измерено сечение комптоновского рассеяния фотонов на малые углы. Соотношение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \frac{\alpha}{4} \left| \sum_{\rho, \omega, \varphi} \sqrt{1/g_V^2/4\pi} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \nu p) \right|^2. \quad (7)$$

Большой интерес для физики элементарных частиц представляет изучение дифракционного неупругого фоторождения векторных мезонов, представляемого графиками типа



КВАНТОВЫЕ  
ЧИСЛА НУКЛОНА

Оценки показывают, что сечения подобных процессов могут достигать значительной величины.

#### 4. Поляризационные измерения

Поляризационные измерения дают информацию, важную для понимания деталей механизма реакции и критического выбора теоретических моделей. Достаточно вспомнить, какую важную роль в установлении сохранения спиральности в дифракционных процессах сыграли измерения поляризационной матрицы плотности распада  $\rho^0$ -мезонов, образованных поляризованными фотонами в процессе  $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p$ . На рис. 10 изображена угловая кинематика этого процесса в системе координат Готтфрида-Джексона. Если использовать те же обозначения для углов, но в системе координат, где ось  $Z$  совпадает с направлением движения  $\rho^0$ -мезона в системе центра масс, то в случае сохранения спиральности угловое распределение  $T$ -мезонов распада  $W$  должно быть пропорционально  $\sim \sin^2 \theta_H$ , что и наблюдается на эксперименте (рис. II). Распределение  $W$  по углу  $\psi_H$  дает сведения о другой важной характеристике механизма фоторождения векторных мезонов: о роли обменов натуральной и ненатуральной четностью в  $t$ -канале. В соответствии с моделью дифракционного фоторождения  $\rho^0$ -мезонов должен преобладать натуральный обмен, что приводит к угловой зависимости  $W \sim \cos^2 \psi_H$ , прекрасно согласующейся с экспериментальными данными (см. рис. II).

Подобные измерения необходимо провести и для области высоких энергий, причем необходимо исследовать не только фоторождение  $\rho^0$ -мезонов, но и  $\omega$ -мезонов (для которых дифракционный механизм начинает преобладать при энергиях выше 10 ГэВ) и процессы множественного фоторождения, которые обсуждались нами выше. При этом следует особо отметить, что использование квазимонохроматических пучков фотонов позволяет провести широкую программу, включающую:

- а) измерение асимметрии рождения поляризованными фотонами;
- б) измерение поляризации конечных частиц (при неполяризованном  $\gamma$ -пучке);
- в) измерение поляризации конечных частиц при рождении их поляризованными фотонами.

В случае инклюзивных реакций эти измерения могут быть использованы для проверки факторизации померона и других траекторий. Большой интерес представляют измерения полных сечений фотопоглощения поляризованных  $\gamma$ -квантов. Следует предусмотреть также измерения поляризации барионов отдачи в тех случаях, когда это возможно, например, в реакции



Представляет большой интерес получение (хотя бы грубых) данных о величине и знаке асимметрии и поляризации в различных кинематических областях.

### III. ПУЧОК ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ФОТОНОВ

Схема получения пучка фотонов в канале Б 9 на ускорителе ИФВЭ для облучения жидководородной пузырьковой камеры "Людмила" представлена на рис. 12. Мишень Т, установленная на существующем в 30-ом прямолинейном промежутке ускорителя мишенном приводе служит источником гамма-квантов, образующихся в распаде  $P^0 \rightarrow 2\gamma$ . Гамма-кванты с углом образования  $\vartheta_\gamma = 0^\circ$  конвертируются в электрон-позитронные пары в свинцовой пластине К толщиной 0,2-0,5 рад. единицы. Конвертор устанавливается на внешнем радиусе ускорителя на расстоянии 16 см от равновесной орбиты протонов. В канале отбираются позитроны с импульсом  $P=35$  Гэв/с при энергии  $E_p=70$  Гэв. При этом мишень в рабочем положении должна находиться на равновесной орбите протонов. Магнитное поле ускорителя и магнитный анализатор канала ( $Q_1, Q_2, M_1$ ) очищают позитронный пучок от адронов, рожденных в мишени /18/. Некоторая примесь положительно заряженных адронов будет присутствовать в позитронном пучке из-за взаимодействия в веществе конвертора нейтральных частиц с мишени. Позитронный пучок с конвертора выводится магнитным полем ускорителя на внешнюю трассу протонного вывода С /19/. Для формирования позитронного пучка в канале необходимо дополнительно установить квадрупольные линзы  $Q_1, Q_2$  и отклоняющий магнит  $M_3$ . Транспортировка пучка осуществляется в вакуум-проводе.

В первой серии облучений пузырьковой камеры гамма-пучок с мишени на конвертор выводится через стенку вакуумной камеры ускорителя с количеством вещества 0,69 рад. единицы (нержавеющая сталь I, 23 см). Используется стандартная в ИФВЭ внутренняя мишень длиной 20 мм,  $\phi$  2 мм,  $\rho$ . В стигматическом фокусе между магнитами  $M_3$  и  $M_4$  устанавливается радиатор  $\rho$  толщиной

0,02-0,05 рад.единицы, который является источником тормозных гамма-квантов. Магнит  $M_{\text{ц}}$  используется для очистки пучка тормозных гамма-квантов от позитронов. "Мечение" этих гамма-квантов по энергии осуществляется отклоняющим магнитом с линейно-меняющимся во времени магнитным полем (на рис. I не показан). Светосила канала в этом случае составляет  $\sim 20$  мкстер  $\times$  % Р/Р, что позволяет ожидать поток позитронов в канале  $\sim 10^4$   $e^+$ /имп. при  $10^{12}$  р/имп. и времени "сброса" протонного пучка на мишень  $\sim 1$  мсек. Размеры гамма-пучка на камере должны составить  $\sim 80 \times 50$  мм<sup>2</sup> (горизонталь  $\times$  вертикаль), а соответствующие угловые расходимости  $(\pm 1,0) \times (\pm 1,0)$  мрад<sup>2</sup>.

Во второй серии облучений пузырьковой камеры алюминиевая мишень заменяется на бериллиевую длиной 50 мм, высотой 0,5 мм и радиальным размером 3 мм. Вывод гамма-пучка с мишени на конвертор осуществляется через специальный вакуумный выводной патрубок. Вместо радиатора  $\mathcal{L}$  в том же месте устанавливается кристалл алмаза, который является источником монохроматизированных поляризованных гамма-квантов. Магнит  $M_{\text{ц}}$  выполняет ту же функцию, что и в предыдущей серии облучений пузырьковой камеры. Размеры позитронного пучка в кристалле ожидаются  $20 \times 8$  мм<sup>2</sup> (горизонталь  $\times$  вертикаль), а соответствующие угловые расходимости  $(\pm 1,5) \times (\pm 0,3)$  мрад<sup>2</sup>. Ожидаемый поток позитронов в канале  $3 \times 10^4$   $e^+$ /имп. при  $10^{12}$  р/имп. и  $\tau \leq 1$  мсек. Размеры гамма-пучка в пузырьковой камере должны быть  $\sim 130 \times 25$  мм<sup>2</sup> (горизонталь  $\times$  вертикаль), а соответствующие угловые расходимости  $\sim (\pm 1,5) \times (\pm 0,3)$  мрад<sup>2</sup>. Дальнейшая оптимизация проекта должна позволить улучшить представленные выше параметры пучка.

## IV. ОЦЕНКИ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ

Считая наиболее реальным вариант облучения камеры квазимонохроматическим пучком  $\gamma$ -квантов, получаемом на кристалле алмаза, мы оценили количество ожидаемых событий по каналам реакций в области поляризационного пика ( $\bar{p} = 0,6$ ,  $14 \text{ ГэВ} \leq E_\gamma \leq 17 \text{ ГэВ}$ ) и высокоэнергетичной области спектра ( $17 \text{ ГэВ} \leq E_\gamma \leq 35 \text{ ГэВ}$ ).

Результаты вычислений, соответствующих обычной фоновой загрузке камеры в 14 конверсионных пар ( $\sigma$  пар ( $\text{H}_2$ )  $\sim 20 \text{ мб}$ ) и экспозиции в 500 000 фотографий (25 000  $\gamma p$ -взаимодействий, из них  $\sim 17$  000 3-лучевых), приведены ниже.

| Число лучей | 14 ГэВ $\leq E_\gamma \leq 17$ ГэВ |                              | 17 ГэВ $\leq E_\gamma \leq 35$ ГэВ |                              |
|-------------|------------------------------------|------------------------------|------------------------------------|------------------------------|
|             | к-во соб.                          | $\gamma p \rightarrow p^0 p$ | к-во соб.                          | $\gamma p \rightarrow p^0 p$ |
| 3           | 4 000                              | 600                          | 2 300                              | 350                          |
| 5           | 1 750                              |                              | 1 000                              |                              |
| 7           | 250                                |                              | 150                                |                              |

Для сравнения укажем, что число ожидаемых событий по этим же каналам при облучении камеры монохроматизированным тормозным излучением в интервале  $14 \text{ ГэВ} \leq E \leq 17 \text{ ГэВ}$  будет  $\sim$  в 5 раз меньше.

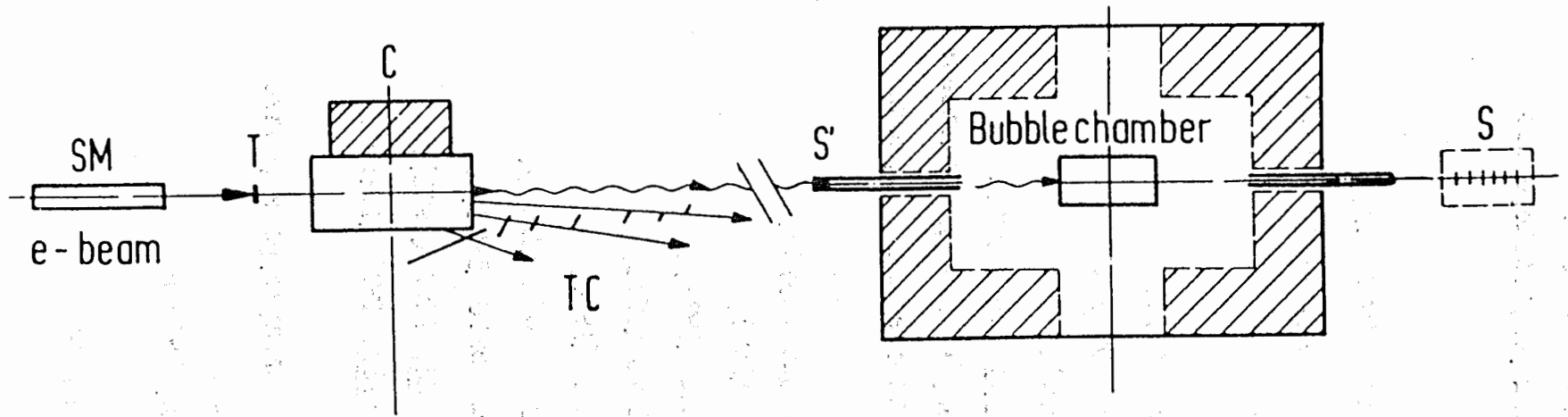
Расчеты позитронного пучка показывают, что ожидаемой интенсивности позитронов достаточно для создания необходимого по интенсивности квазимонохроматического пучка  $\gamma$ -квантов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Марков. Препринт ОИЯИ Д-577, 1960.
2. В.С.Барашенков и Сян Дин-чан. Атомная энергия 9, вып.3, стр.300. 1960 г.



3. А.С.Белоусов, Б.Б.Говорков, А.И.Лебедев, Е.В.Минарик,  
С.В.Русаков, Е.И.Тамм, Л.В.Фильков, В.А.Царев, П.А.Черенков,  
П.Н.Шарейко.  
Препринт ФИАН № 71 (1970 год).
4. Ю.А.Раков, В.А.Царев, Препринт ФИАН № 144 (1971 год).
5. H.Damashek K., F.Gilman. Phys.Rev. DI, I319 (1970).
6. J.Benecke, T.T.Chou, C.N.Yang, E. Yen.  
Phys.Rev. 188, 2159 (1969).
7. J.C.Vander Velde. Phys.Lett., 32B, 501 (1970).
8. R.P.Feynman. Phys.Rev.Lett., 23, 1415 (1969) .
9. A.H.Nuclear . Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
10. P.L.Satz, D.Schildknecht. Phys.Lett, 36B, 85 (1971).
11. С.Wolf. Доклад на Международном симпозиуме по взаимодействиям  
электронов и фотонов при высоких энергиях. Корнелл.  
1971.
12. К.Т.Махантхара. Lett.. Nuovo Cim., 2, 326 (1971).  
А.И.Санда. Препринт NAL THY -19 (1971) .  
М.Еинкorn. Препринт UCRL -20688 (1971).  
М.Г.Олссен. Препринт CERN TH 1376 (1971).
13. К.Г.Уилсон . Препринт SLNS -131 (1970).
14. W.P.Swanson et.al. SLAC-PUB- -936 (1971).
15. R.Blankenbecler, T.L.Neff . SLAC-PUB- B938 (1971) .
16. D.Z.Freedman et.al. Phys.Rev.Lett. 26, 1197 (1971).
17. J.D.Bjorken, E.A.Paschos. Phys.Rev., 185, 1975 (1969) .
18. А.И.Алиханян и др.  
Доклад на Международной конференции по аппаратуре в физике  
высоких энергий, сентябрь, Дубна, 1970 г.  
Препринт ИФЭ, ОП-СТФ 70-105, Серпухов, 1970 г.
19. К.П.Мызников и др.  
Препринт ИФЭ, СКУ 68-57, Серпухов, 1968 г.



Experimental Arrangement

- SM Pulsed magnet
- T Conversion target
- C C Magnet
- TC Tagging counters
- S' Window counter
- S Shower counter

Рис.1

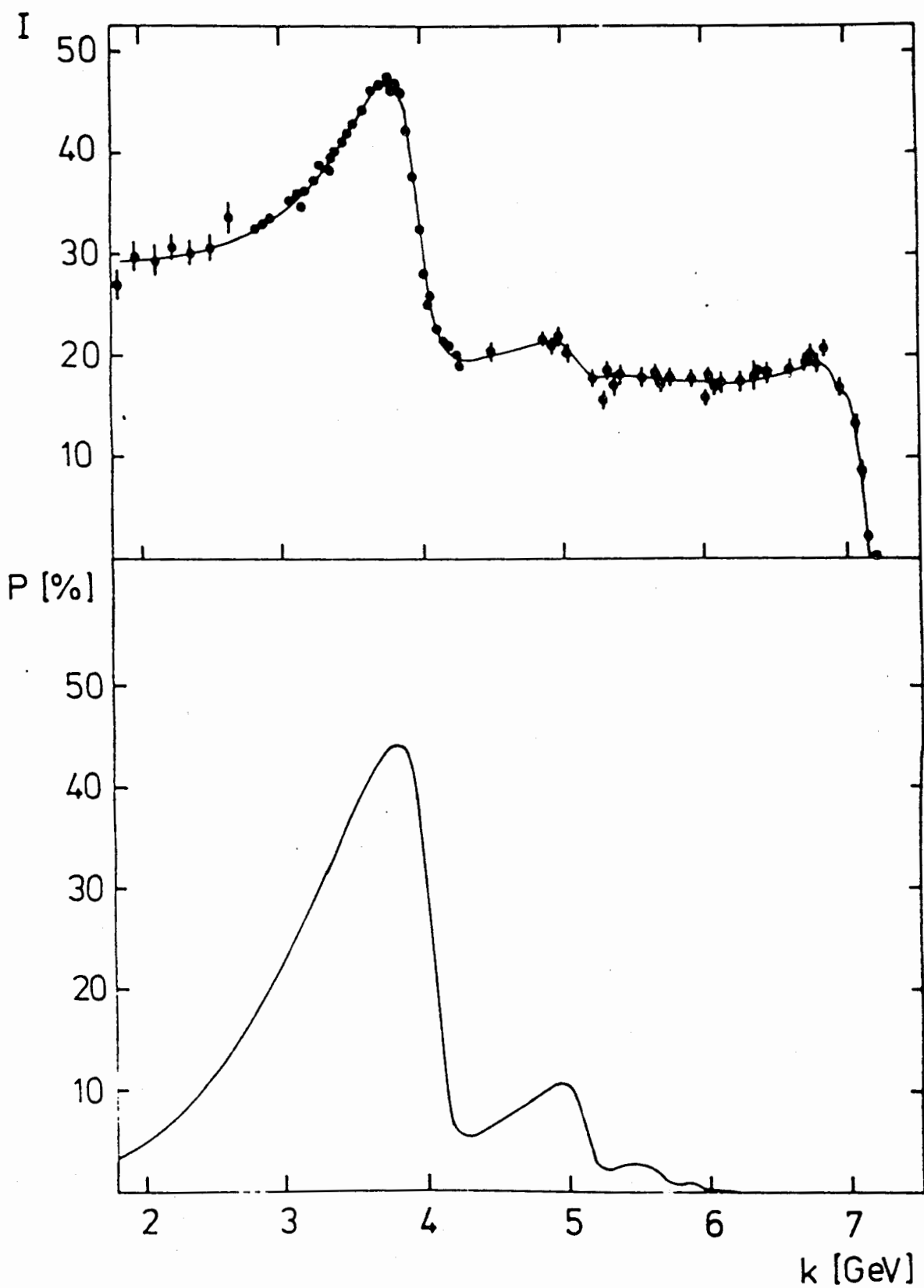


Рис. 2

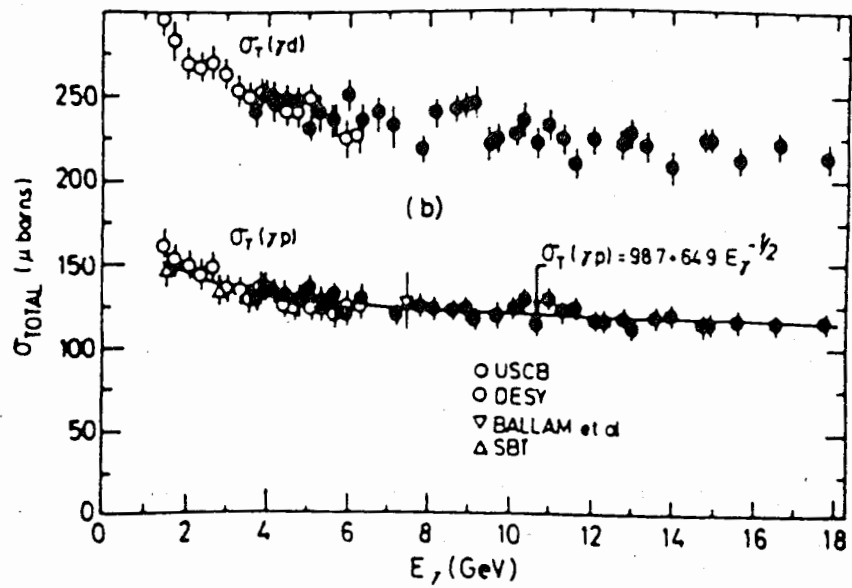
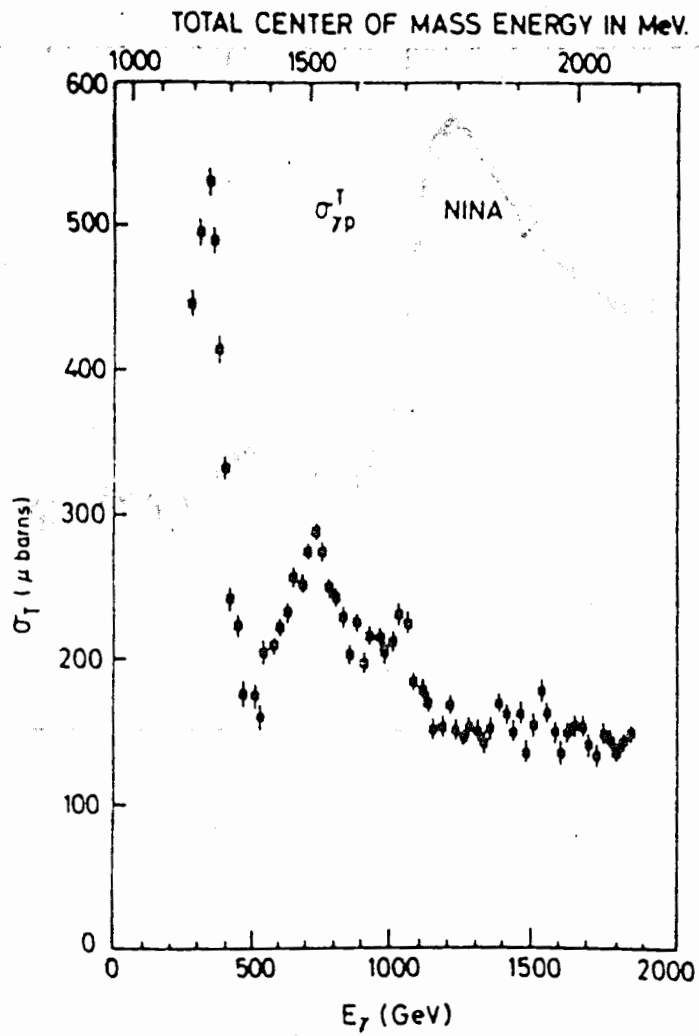


Рис. 3

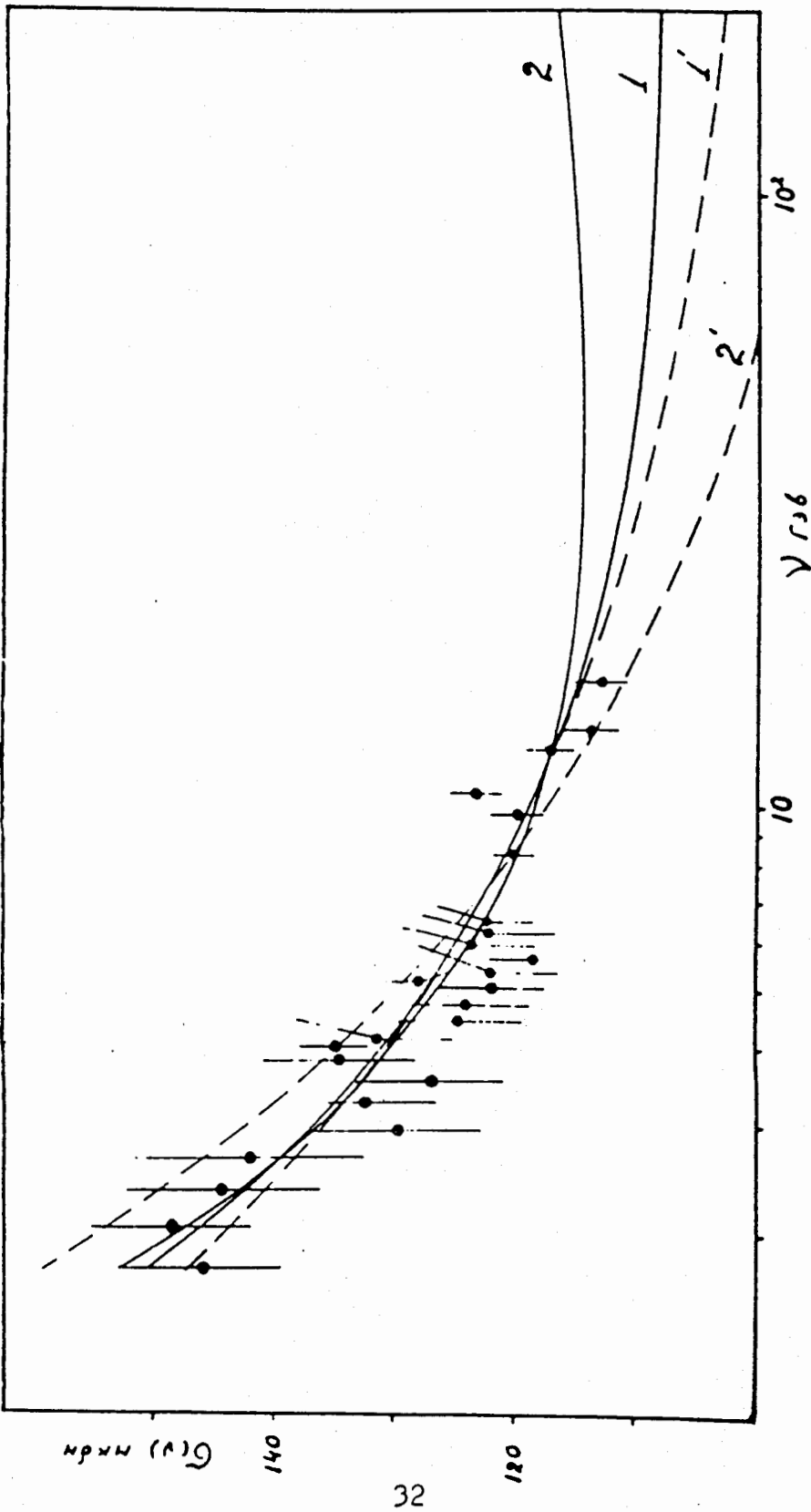


Рис. 4

### SBT-Collaboration

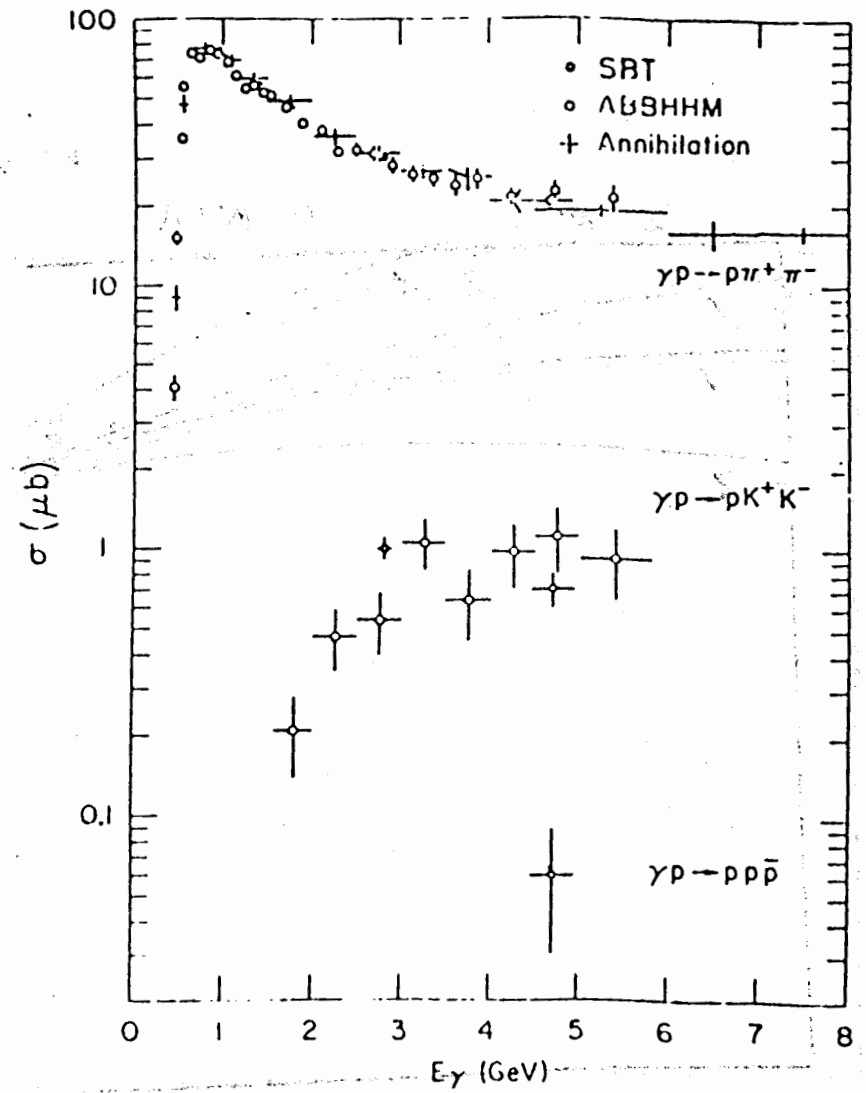
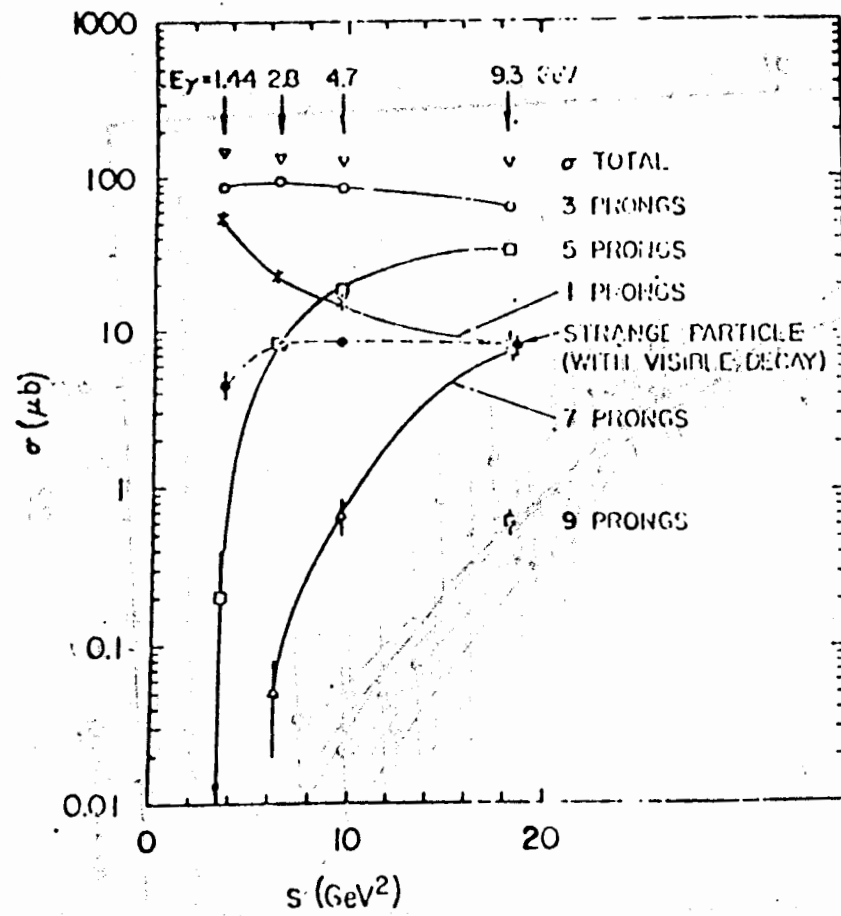


Рис. 5

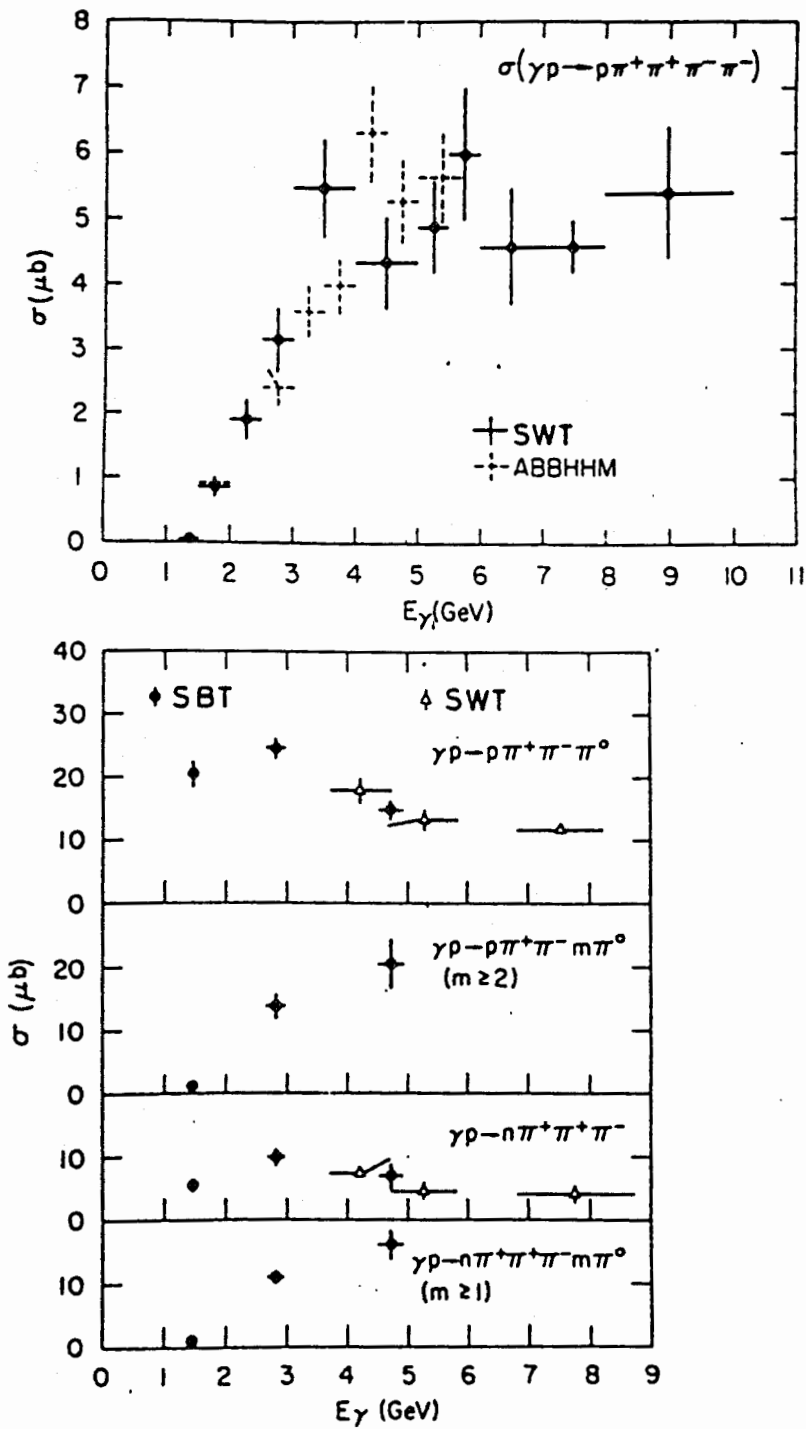


Рис. 6

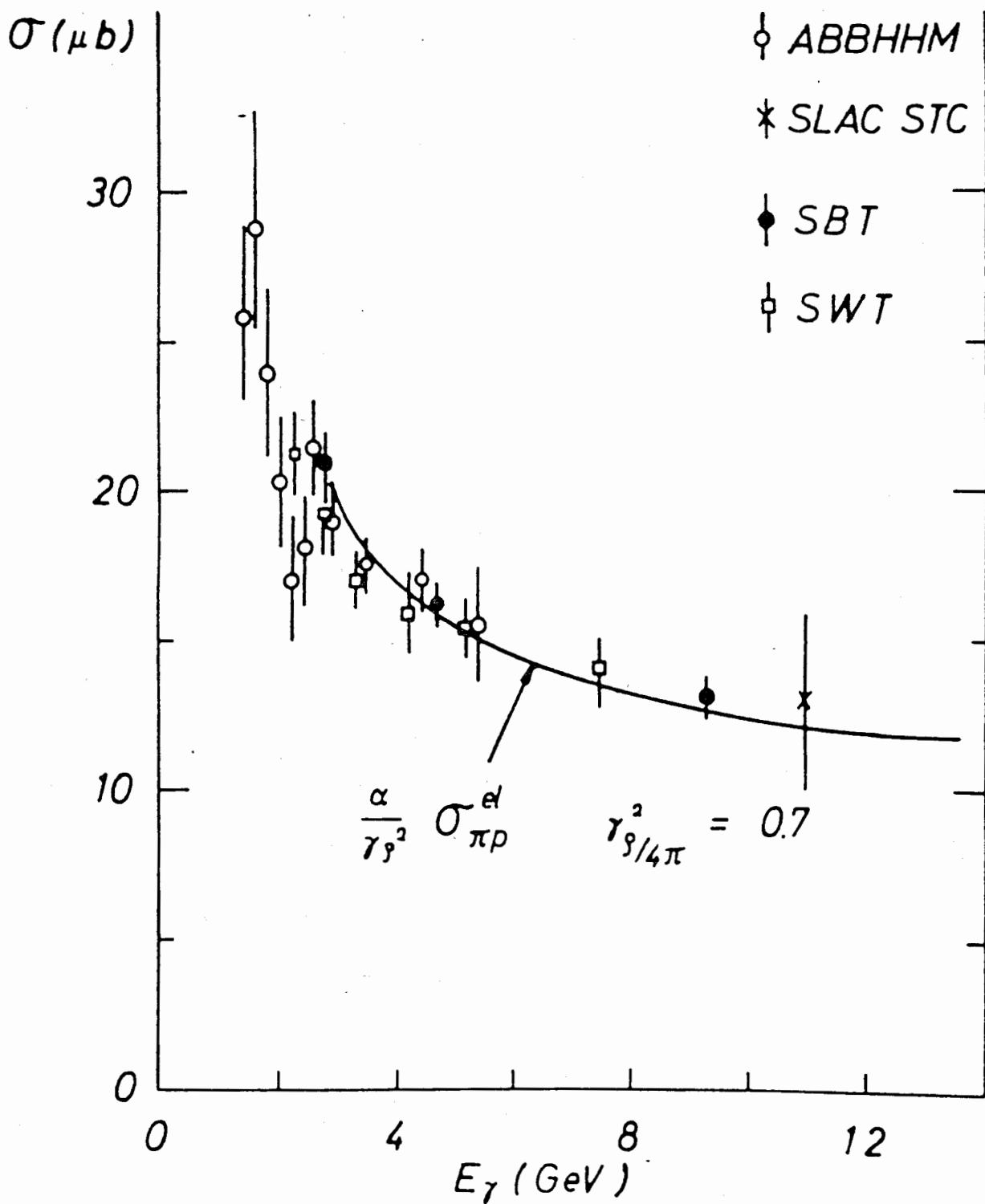
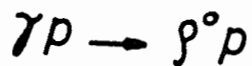


Рис. 7



$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

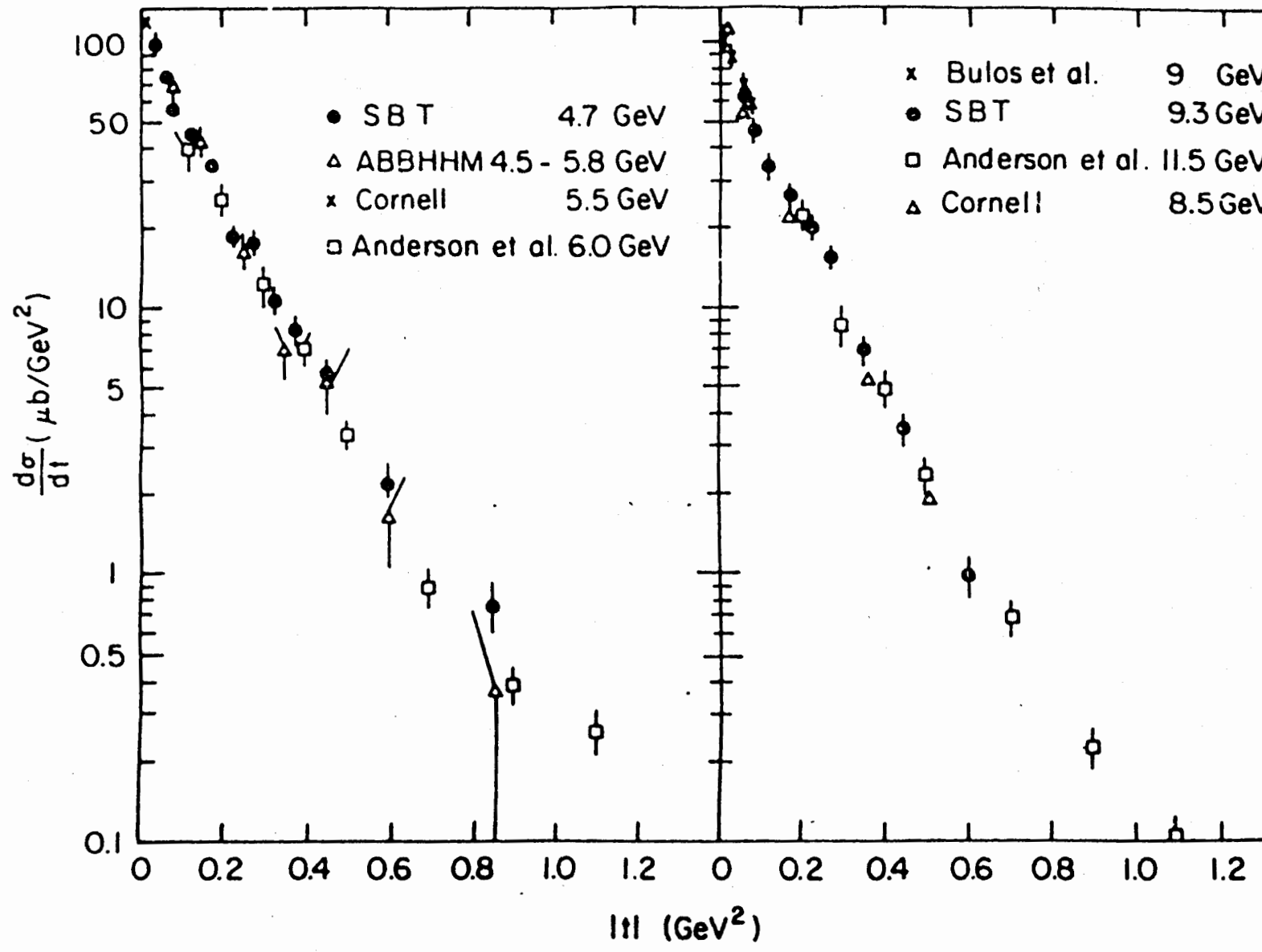


Рис. 8

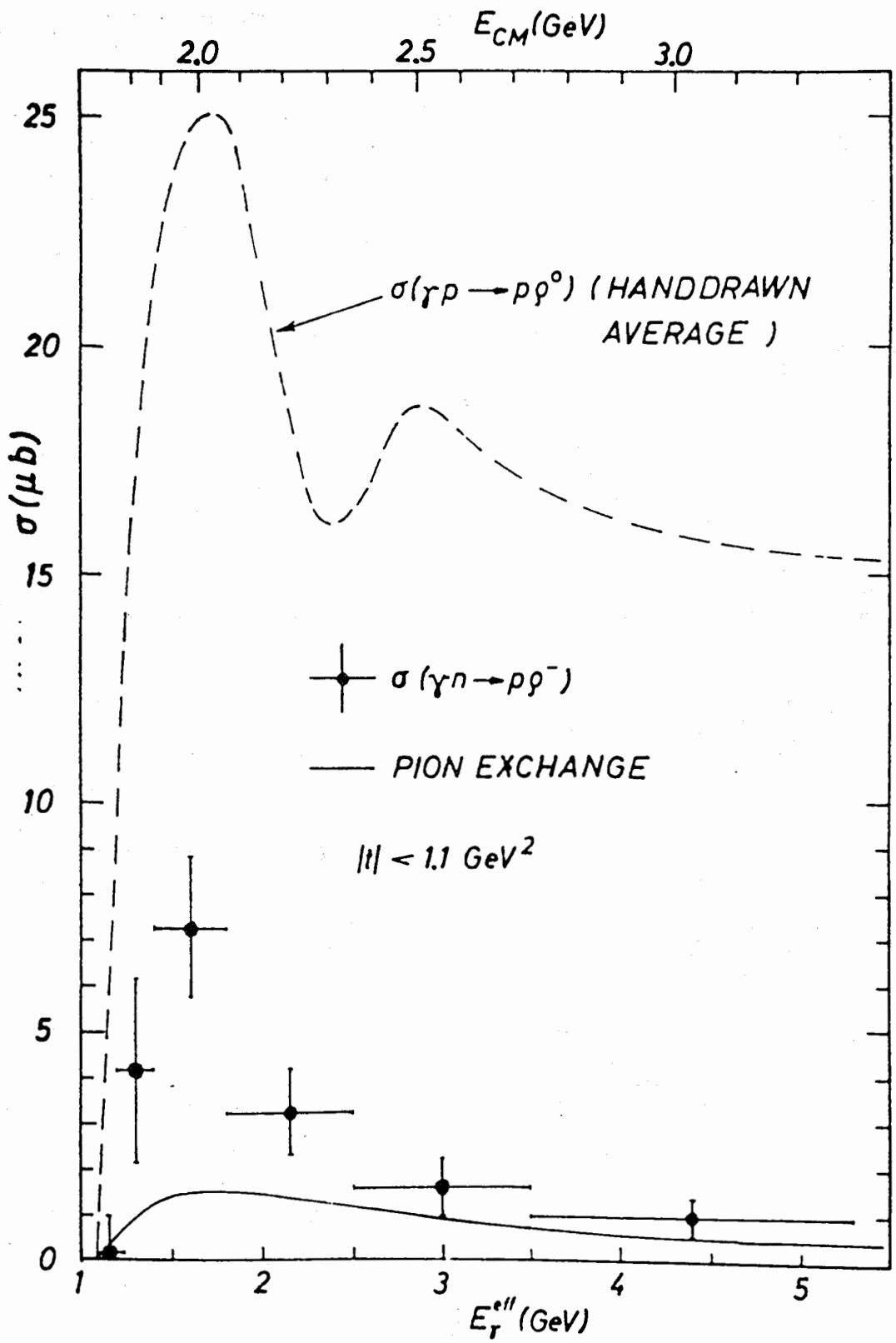


Рис. 9

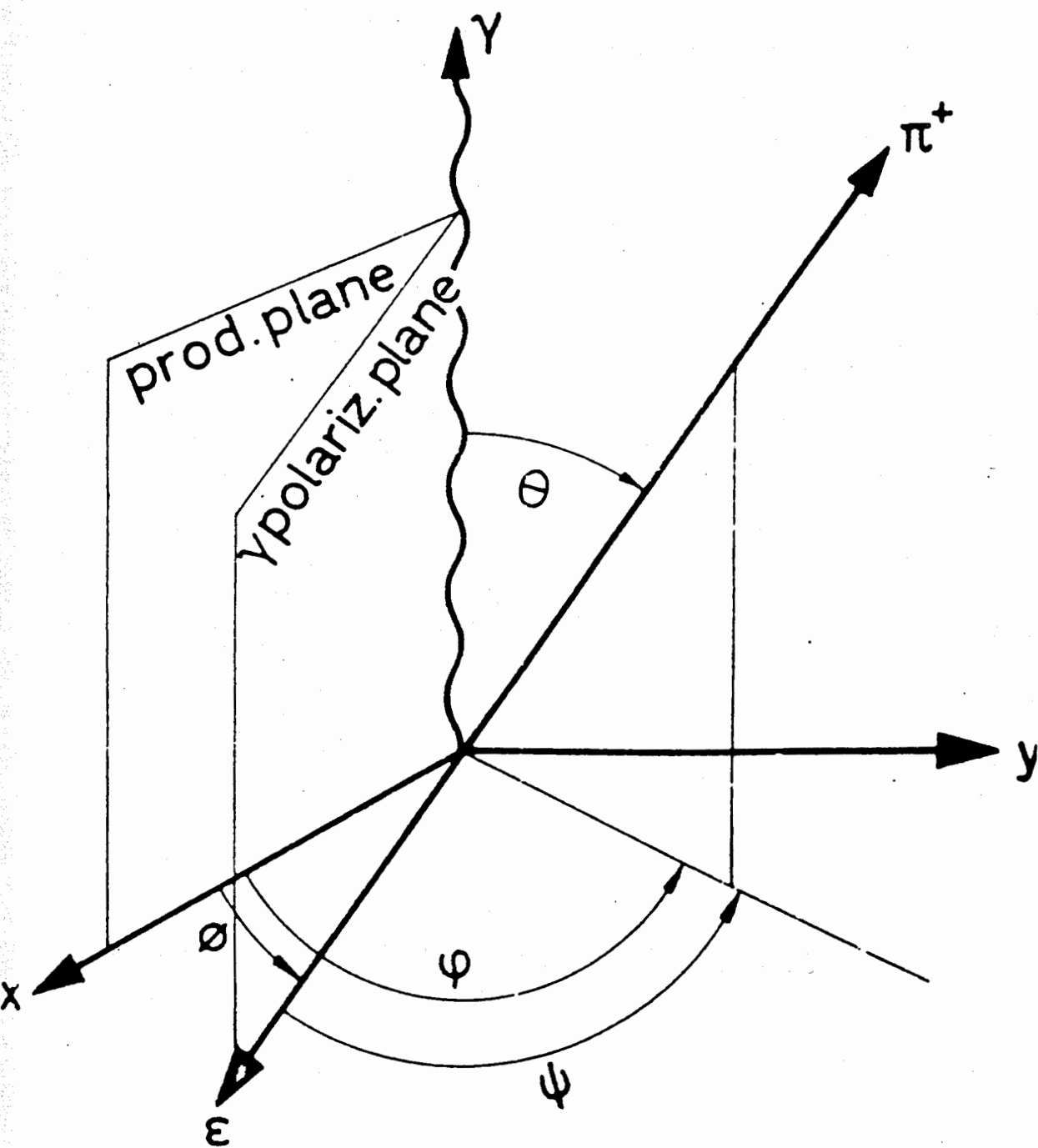
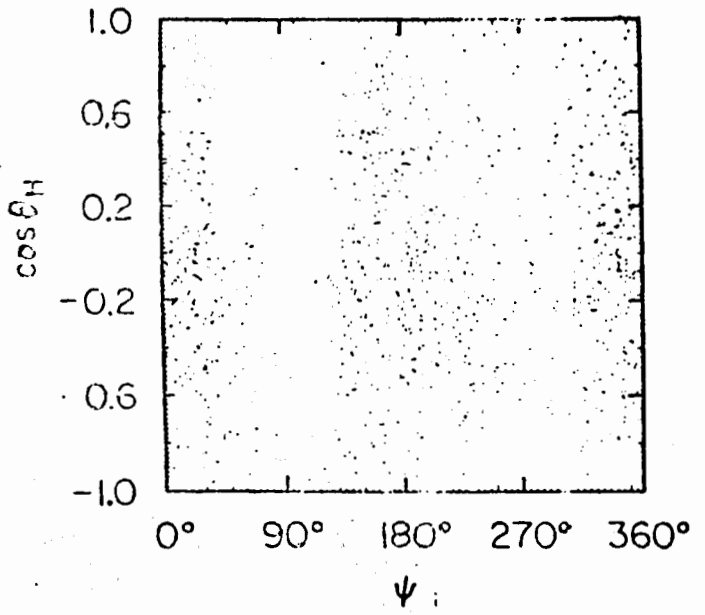
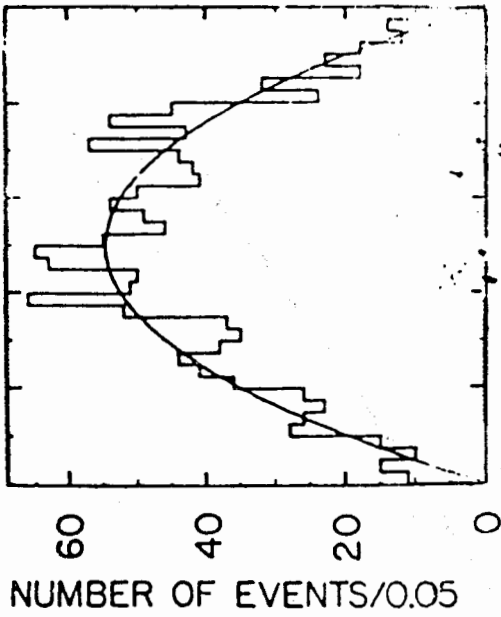


Рис. 10

38



$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

$E_\gamma = 4.7 \text{ GeV}$

$0.60 < M_{\pi\pi} < 0.85 \text{ GeV}$

$0.02 < |t| < 0.4 \text{ GeV}^2$

1457 EVENTS

SBT Collaboration

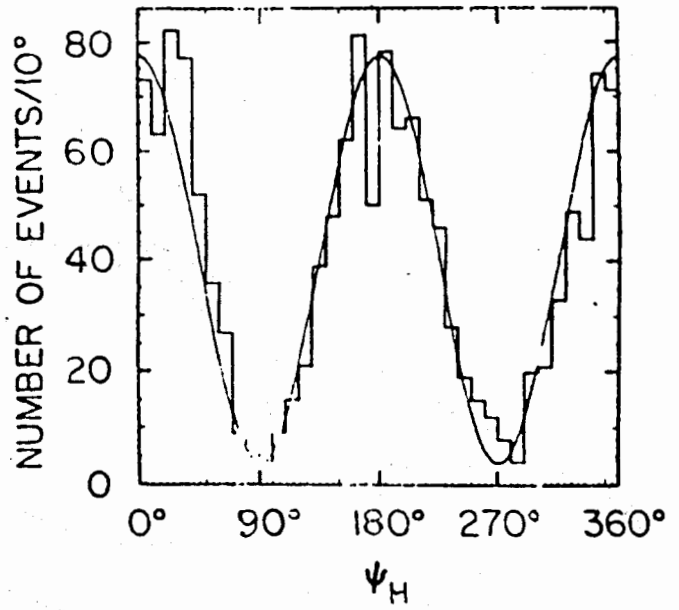
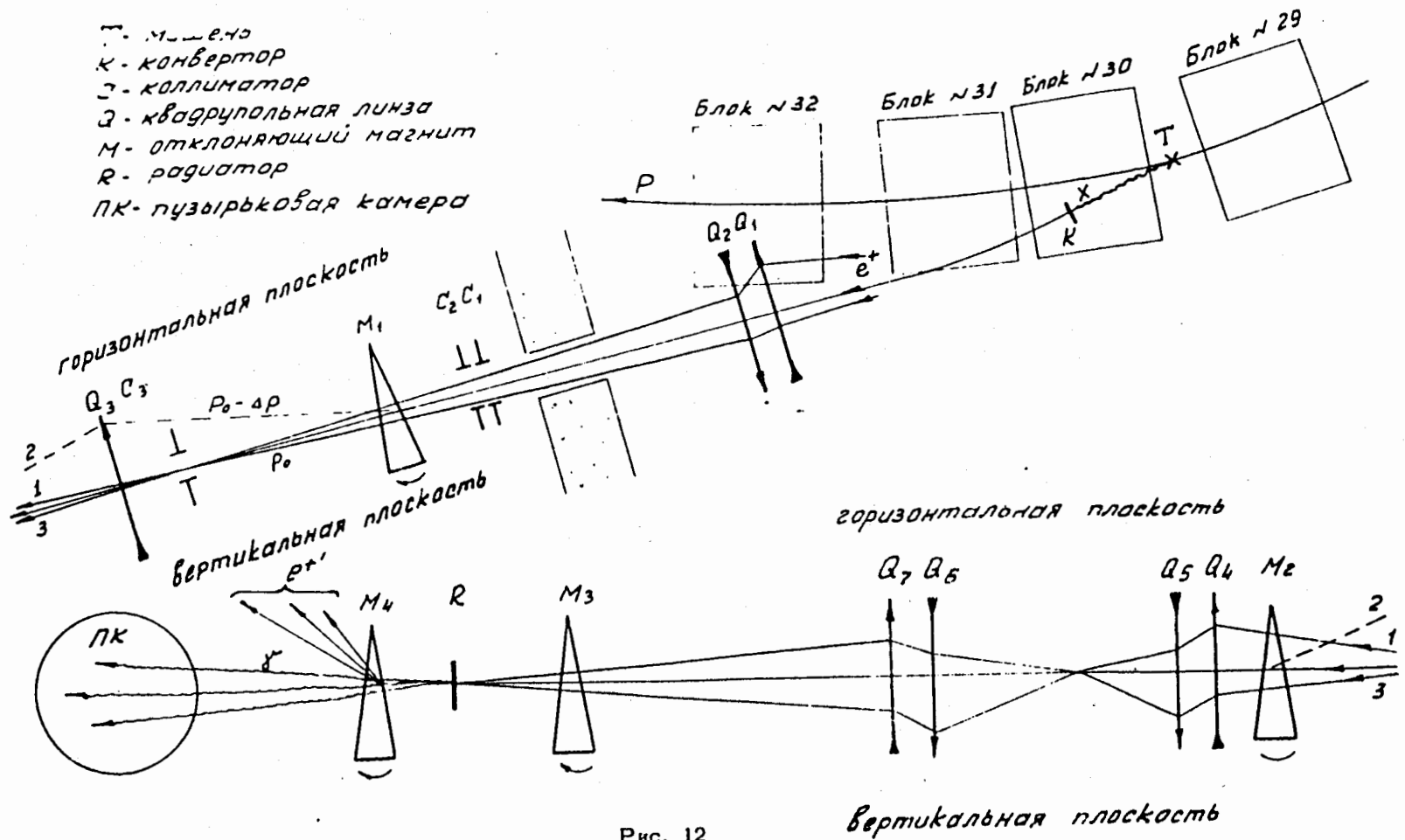


Рис. 11

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 января 1972 г.

105

40



## КУМУЛЯТИВНОЕ МЕЗОНООБРАЗОВАНИЕ

А. М. БАЛДИН, С. Б. ГЕРАСИМОВ, Н. ГИОРДЭНЕСКУ, В. Н. ЗУБАРЕВ,  
Л. К. ИВАНОВА, А. Д. КИРИЛЛОВ, В. А. КУЗНЕЦОВ, Н. С. МОРОЗ,  
В. Б. РАДОМАНОВ, В. Н. РАМЖИН, В. С. СТАВИНСКИЙ, М. И. ЯЦУТА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 5 февраля 1973 г.)

Измерена вероятность рождения мезонов ускоренными ядрами дейтерия. Энергия вторичных пионов превышает энергию одного нуклона ядра дейтерия. Отношение сечений рождения мезонов ядрами дейтерия к сечению рождения пионов нуклонами при равных энерговыделениях не зависит ни от отношения импульса пиона к максимально возможному по кинематике, ни от энергии первичных дейтронов и равно 0,06. Сама величина отношения и ее энергетическая зависимость не может быть объяснена ферми-движением.

### 1. Введение

Недавно в Дубне [1] и Беркли [2] были получены пучки ускоренных ядер с энергиями порядка нескольких  $T_{эв}$  на нуклон. Имеющиеся возможности и дальнейшие перспективы получения и использования пучков релятивистских ядер создают предпосылки для развития нового раздела физики адронов — релятивистской теории взаимодействия сложных составных частиц, т. е. атомных ядер. Первыми экспериментами, выполненными на пучках ядер высоких энергий, были эксперименты по изучению реакции «инклюзивного» типа

$$a + b \rightarrow c + \dots \quad (1)$$

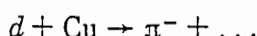
Помимо относительной простоты постановки эксперимента выбор реакции (1) объясняется, по-видимому, еще и тем повышенным интересом, который проявляется в последнее время к проблеме описания многочастичных реакций. Теория образования пучков вторичных частиц фактически отсутствует даже для случая столкновения двух нуклонов. Вместе с тем значительный прогресс в экспериментальном изучении многочастичных реакций позволил выявить и сформулировать некоторые весьма важные закономерности общего и универсального характера.

В первую очередь это относится к обнаружению масштабного закона, который характеризует спектр частицы  $c$  в реакциях типа (1), и важной универсальной характеристики — среднего значения поперечного импульса рождающихся частиц, которое не зависит от типа сталкивающихся частиц, их энергии, множественности образующихся частиц, т. е. действительно выступает в роли характерного параметра, определяющего какие-то общие свойства взаимодействия адронов. Кроме того, было выяснено, что характер универсальной зависимости, описывающей выход частиц в реакции (1), и абсолютная величина этого выхода сильно зависят от внутренних квантовых чисел системы ( $a\bar{c}$ ). Вопрос о применимости этих общих закономерностей к реакциям взаимодействия ядер не исследован. Теоретически он представляется принципиально ясным, если принять традиционную точку зрения на ядро как на совокупность слабо связанных между собой нуклонов. Действительно, кажется вполне естественным принять, что всю

динамику множественного рождения частиц определяет взаимодействие квазисвободных нуклонов и что вся ядерная специфика сводится к правильному учету процессов многократного взаимодействия частиц с нуклонами ядра. Такая картина взаимодействия выглядит, однако, вполне оправданной до тех пор, пока расстояние между нуклонами в ядре не меньше, чем характерная длина  $l$ , связанная с ограниченным значением среднего поперечного импульса вторичных частиц, рождающихся в высокоэнергетических соударениях:

$$\rho \sim \frac{1}{\langle p_{\perp} \rangle} \approx 0,6 \text{ ф.} \quad (2)$$

Отметим, что  $\rho \geq r_c = 0,3 \div 0,5 \text{ ф.}$ , где  $r_c$  — радиус отталкивающего кора, который характеризует нуклон-нуклонное взаимодействие на малых расстояниях. Если бы мы имели  $\rho \ll r_c$ , то вероятность для двух (или большего числа) нуклонов находиться на расстоянии, достаточно близком, чтобы служить «источником» поля мезонов с характерной областью взаимодействия порядка  $\rho$ , была бы экспоненциально мала. Подобного рода интуитивные соображения могут служить свидетельством в пользу предложенной ранее [3, 4] гипотезы о масштабном характере инклюзивных спектров частиц, образующихся в ядерных соударениях, когда в определение масштабной переменной входит не энергия, приходящаяся на один нуклон ядра, а может входить энергия группы нуклонов или даже энергия ядра как целого. Процесс образования таких частиц называется ядерным кумулятивным эффектом. Основные закономерности инклюзивных процессов должны проявляться в кумулятивном эффекте довольно резко и нетривиально (имеется в виду проявление характерной длины, эффекты многобарпионных «экзотических» обменов). Обнаружение кумулятивного эффекта предполагает такие условия эксперимента, когда появление высокоэнергетических вторичных частиц не может быть объяснено фермиевским движением нуклонов в ядрах. Цель настоящей статьи — сообщение о результатах анализа работы [3] по первому обнаружению ядерного кумулятивного эффекта в реакции



в условиях, когда пион уносит значительно больше половины кинетической энергии дейтрона.

## 2. Эксперимент

Первичный пучок ускоренных дейтронов попадал на одну из помещенных в камере ускорителя медных мишеней  $T_{1+5}$  (рис. 1). Рожденные в направлении падающих дейтронов пионы анализировались по импульсу магнитным полем ускорителя и попадали в магнитные каналы  $K_1$  и  $K_2$  (рис. 1). Первые объективы ( $L_{1,2}$ ,  $L_{3+10}$ ) магнитной оптики каналов определяли телесные углы вторичных пионов ( $\Delta\Omega_1 = 2 \cdot 10^{-4}$  и  $\Delta\Omega_2 = 4,5 \cdot 10^{-4}$  стерад), а импульсные щели  $K_1$  и  $K_2$  — интервал регистрируемых импульсов ( $\Delta p_1 / p_1 = 3\%$  и  $\Delta p_2 / p_2 = 1,5\%$ ). Анализирующие магниты ( $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ ) вместе с магнитным полем ускорителя определяли энергию вторичных пионов.

Поскольку геометрия магнитных каналов фиксирована, разные энергии вторичных пионов можно получить, либо меняя мишень в камере ускорителя ( $T_{1+5}$ ), либо меняя магнитное поле ускорителя, т. е. меняя энергию ускоренных дейтронов.

Сечение рождения пионов  $d^2\sigma_d / d\Omega dp$  определяется через измеряемые величины следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}(p_0, p_{\pi}) = \frac{n}{N} \frac{1}{l\Omega\Delta p\epsilon_d}, \quad (3)$$

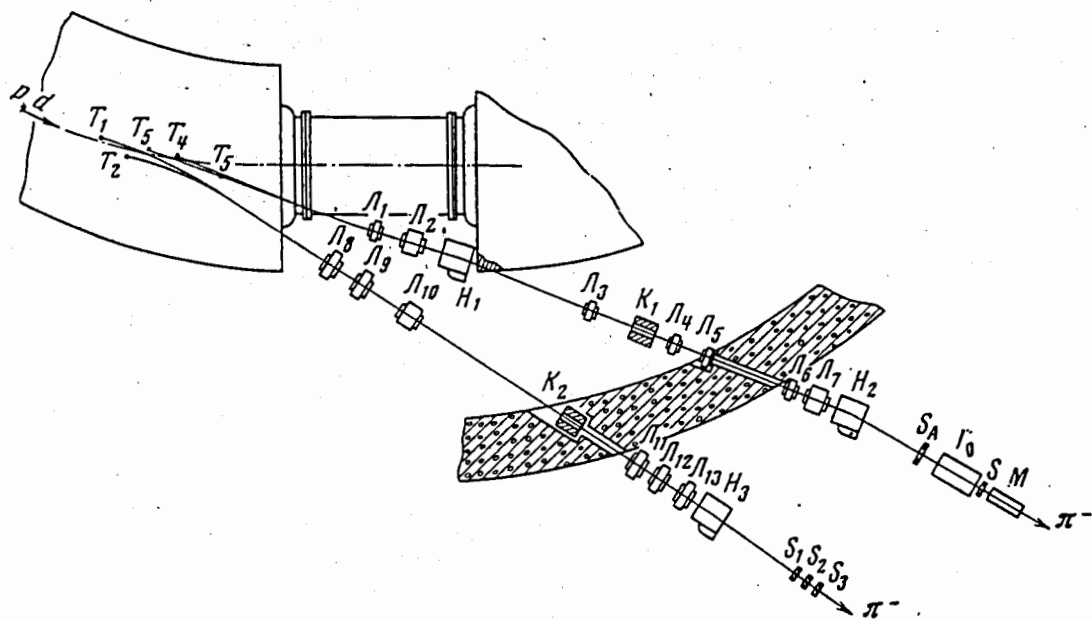


Рис. 1. Схема эксперимента

где  $n$  — интенсивность рожденных пионов,  $N$  — интенсивность падающих дейтронов,  $l$  — толщина мишени (в числе ядер/см<sup>2</sup>),  $\Omega$  — телесный угол магнитного канала,  $\Delta p$  — интервал импульсов пионов,  $\epsilon_d$  — эффективность мишени, определяемая вторичными взаимодействиями,  $p_0$  — импульс первичных частиц,  $p_\pi$  — импульс рожденных пионов.

В настоящей работе абсолютная нормировка была выполнена по сечениям рождения пионов протонами. Действительно, сечение образования пионов протонами равно

$$\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}(p_0, p_\pi) = \frac{m}{M} \frac{1}{l\Omega\Delta p\epsilon_p}, \quad (4)$$

где  $m$  — интенсивность рожденных пионов,  $M$  — интенсивность ускоренных протонов и  $\epsilon_p$  — эффективность мишени для протонов. Следовательно,

$$\frac{d^2\sigma_d}{d\Omega dp}(p_0, p_\pi) = \eta \frac{\epsilon_p}{\epsilon_d} \frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}(p_0, p_\pi), \quad (5)$$

где  $\eta$  — экспериментально измеряемая величина.

Таблица 1

| Кинетическая энергия дейтронов, Гэв | Импульс вторичных пионов, Гэв/с | Максимально возможный импульс пиона, рожденного одним из нуклонов дейтрона, Гэв/с | Угол вылета вторичных пионов, мрад | $\eta$                         | Метод измерения  |
|-------------------------------------|---------------------------------|---|------------------------------------|--------------------------------|------------------|
| 7,60                                | 4,23                            | 3,82  | 0                                  | $(1,7 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$ | Сцинтилляционный |
| 7,92                                | 4,62                            | 3,98  | 0                                  | $(1,2 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$ | Черенковский     |
| 7,92                                | 4,62                            | 3,98  | 94                                 | $(1,5 \pm 0,22) \cdot 10^{-2}$ | »                |
| 8,52                                | 4,95                            | 4,30  | 0                                  | $(0,8 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$ | »                |
| 8,52                                | 4,95                            | 4,30  | 94                                 | $(1,2 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$ | »                |
| 5,40                                | 3,36                            | 2,72  | 0                                  | $(0,8 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$ | Сцинтилляционный |
| 8,52                                | 7,02                            | 4,30  | 0                                  | $(5,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$  | Черенковский     |
| 8,50                                | 7,24                            | 4,29  | 0                                  | $(4,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$  | Сцинтилляционный |



Для медной мишени толщиной 10 см отношение эффективностей равно

$$\varepsilon_p / \varepsilon_d = 1,4 \pm 0,15$$

(ошибка определяется неопределенностью полных сечений взаимодействия дейтронов и протонов с ядрами меди).

Интенсивность первичного пучка протонов ( $M$ ) и дейтронов ( $N$ ) определялась по внутреннему монитору пучка синхрофазотрона с точностью 10%. Интенсивность вторичных пионов ( $n$  и  $m$ ) определялась системой черенковских [6] (канал 1) и сцинтилляционных счетчиков (канал 2).

Регистрирующая аппаратура (рис. 1, канал 1) состояла из счетчика антисовпадений  $S_a$  с отверстием диаметром 7 см, определяющего размеры пучка пионов; черенковского счетчика  $\Gamma_0$  (двойные совпадения) и черенковского счетчика  $M$  (тройные совпадения). При угловом разрешении  $\pm 2$  мрад система имела энергетическое разрешение  $\Delta E / E = 1,5\%$ . Уровень фона (случайные совпадения) для определения отношения  $n / m$  составлял  $10^{-8}$ . Счетчики настраивались на регистрацию пионов так, что вероятность регистраций мюонной и электронной компонент не превышала нескольких процентов.

В фокальной плоскости канала 2 располагался телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков.

В табл. 1 приведены экспериментальные данные по величине  $\eta$  для различных первичных энергий дейтронов, различных энергий и углов вылета вторичных пионов (все величины в л.с.).

В табл. 1 приведены экспериментальные данные по величине  $\eta$  для различных первичных энергий дейтронов, различных энергий и углов вылета вторичных пионов (все величины в л.с.).

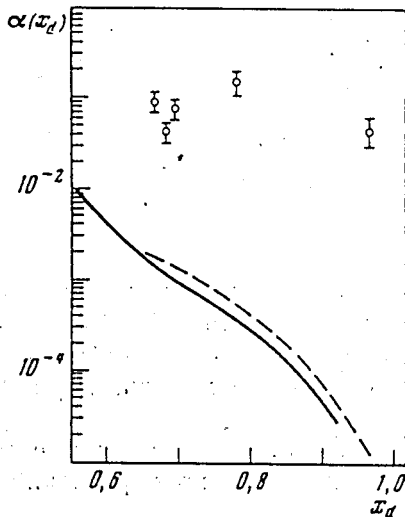


Рис. 2. Сравнение экспериментальных значений  $\alpha$  с расчетом в импульсном приближении. Точки — экспериментальные данные. Пунктирная кривая — волновая функция дейтрона с кором (импульс дейтронов 10 Гэв/с), сплошная кривая — без кора

### 3. Определение сечений образования пионов при взаимодействии протонов с ядрами

Для определения вероятности образования пионов (с энергией, близкой к максимально возможной по кинематике) использовались экспериментальные данные о рождении пионов в протон-протонном взаимодействии при импульсах протонов 12,5 [7], 18,3 [8], 19,2 [9] и 30 [10] Гэв/с.

Экспериментальные данные аппроксимировались двумя (фит 1 и фит 2) аналитическими функциями

$$\rho(x, p_{\perp}) = \frac{E_{\pi}}{\sigma_{pp} p_{\perp}^2} \frac{d^2 \sigma_p}{d\Omega dp}$$

$$\rho(x, p_{\perp}) = F(x) \exp(-a_6 p_{\perp}^2), \quad (6)$$

$$\rho(x, p_{\perp}) = F(x) \exp[a_6(-p_{\perp} + p_{\perp} x - p_{\perp}^2 x^2)], \quad (7)$$

где

$$F(x) = a_1 \frac{\exp(-a_2 x)}{1 + \exp[(x - a_3)/a_4]} (1 - x)^{a_5}, \quad x = p_{\parallel} / p_{\max}$$

(отношение параллельной составляющей импульса пиона к максимально возможной по кинематике),  $p_{\perp}$  — перпендикулярная составляющая импульса пиона (в Гэв/с). Анализ по методу максимального правдоподобия для  $x > 0,5$  дал следующие значения параметров:

|       | $a_1$            | $a_2$         | $a_3$           | $a_4$             | $a_5$           | $a_6$           |
|-------|------------------|---------------|-----------------|-------------------|-----------------|-----------------|
| Фит 1 | $0,175 \pm 0,07$ | $1,87 \pm 1$  | $0,6 \pm 0,02$  | $0,076 \pm 0,003$ | $0,47 \pm 0,1$  | $4,24 \pm 0,04$ |
| Фит 2 | $0,92 \pm 0,3$   | $3,9 \pm 0,9$ | $0,65 \pm 0,03$ | $0,083 \pm 0,005$ | $0,69 \pm 0,17$ | $6,12 \pm 0,04$ |

Предполагая, что функция  $\rho(x, 0)$  для протонов и дейтронов, взаимодействующих с ядром мишени Cu, отличается на константу, можно найти относительную вероятность рождения пионов при одинаковых значениях величины  $x_d$

$$\alpha(x_d) = \eta \frac{\varepsilon_p \rho(x_p, 0)}{\varepsilon_d \rho(x_d, 0)}, \quad x_p = x_d \frac{p_\pi^{\max}(d)}{p_\pi^{\max}(p)}, \quad (8)$$

где  $p_\pi^{\max}(d)$  — максимальный импульс в аргументе  $x_d$  определяется кинематикой реакции  $d + N \rightarrow \pi^- + \dots$ . На рис. 2 и в табл. 2 приведены экспериментальные данные о величине  $\alpha$  и ошибки, определяемые мониторингирова-

Таблица 2

| $E, \text{Гэв}$ | $p, \text{Гэв}/c$ | $x_d$ | $\alpha$                      |
|-----------------|-------------------|-------|-------------------------------|
| 7,60            | 4,23              | 0,667 | $(9,1 \pm 2) \cdot 10^{-2}$   |
| 7,92            | 4,62              | 0,694 | $(7,6 \pm 1,7) \cdot 10^{-2}$ |
| 8,52            | 4,95              | 0,681 | $(4,4 \pm 1) \cdot 10^{-2}$   |
| 5,40            | 3,35              | 0,779 | $(15 \pm 4) \cdot 10^{-2}$    |
| 8,52            | 7,02              | 0,966 | $(4,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}$ |

нием, неопределенностью в отношении эффективностей  $\varepsilon_p / \varepsilon_d$  и коридором ошибок в функции  $\rho$  для протонов. Из рис. 2 видно, что величина относительного выхода пионов  $\alpha(x)$  в пределах ошибок измерений не зависит от аргумента  $x$ . Среднее значение  $\langle \alpha \rangle$  равно

$$\langle \alpha \rangle = 0,06 \pm 0,007.$$

#### 4. Влияние фермиевского движения нуклонов в ядрах на образование высокоэнергетических пионов в дейтрон-ядерных столкновениях

Чтобы оценить вклад фермиевского движения нуклонов в сечение образования пионов при рассматриваемых нами кинематических условиях, была рассчитана величина

$$\alpha(x) = \frac{d^2\sigma(d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)}{d^2\sigma(p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)}$$

в рамках модели импульсного приближения. Дифференциальное сечение образования пионов релятивистскими дейтронами в импульсном приближении равно

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}(d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots) = \int \left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}(p_d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots) + \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}(n_d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots) \right] |\Psi(p')|^2 dp', \quad (9)$$

где усреднение проводится по импульсному распределению нуклонов в дейтроне и  $\Psi(p')$  — волновая функция дейтрона в импульсном представлении. Для сечений рождения пионов нуклонами дейтрона использовались аналитические функции  $\rho(x, p_\perp)$ , полученные в данной работе (фиг. 2), причем предполагалось, что

$$d^2\sigma(n + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots) \simeq d^2\sigma(p + \text{Cu} \rightarrow \pi^+ + \dots).$$

Зависимость сечений от импульса  $p'$  внутриядерного движения нуклонов в дейтроне входит через масштабную переменную  $x = p_\pi / p_\pi^{\max}(p')$ . Для численного расчета формулы (9) использовались два варианта волновых функций дейтрона: волновая функция типа Хамады — Джонсона с отталкиваю-

щим кором [11] и волновая функция без кора [12]. На рис. 2 приведены результаты вычислений. Сплошная кривая соответствует волновой функции без кора, а пунктирная — с кором. Из рисунка видно, что расчетная величина  $\alpha$  по абсолютной величине примерно на два порядка меньше экспериментальных значений  $\alpha$  и, кроме того, расчетная кривая зависимости

Таблица 3

| Импульс дейтронов, Гэв/с | Импульс пионов, Гэв/с | $\eta \frac{\epsilon_p}{\epsilon_d}$ | $\eta_1$             |
|--------------------------|-----------------------|--------------------------------------|----------------------|
| 7,06                     | 3,35                  | $1,12 \cdot 10^{-2}$                 | $2,03 \cdot 10^{-4}$ |
| 9,3                      | 4,23                  | $2,32 \cdot 10^{-2}$                 | $1,04 \cdot 10^{-3}$ |
| 9,64                     | 4,62                  | $1,68 \cdot 10^{-2}$                 | $6,2 \cdot 10^{-4}$  |
| 10,29                    | 4,95                  | $0,8 \cdot 10^{-2}$                  | $7,3 \cdot 10^{-4}$  |
| 10,29                    | 7,02                  | $7,42 \cdot 10^{-4}$                 | $1,6 \cdot 10^{-7}$  |

$\alpha(x)$  сильно падает с ростом  $x$ , тогда как экспериментальная величина практически не зависит от аргумента  $x$ . Для оценки влияния фермиевского движения нуклонов в ядре мишени было вычислено отношение сечений

$$\eta_1 = \frac{d^2\sigma(d + p_{Cu}(p_f) \rightarrow \pi^- + \dots)}{d^2\sigma(p + p_{Cu}(p_f) \rightarrow \pi^- + \dots)}$$

при одинаковых импульсах падающих частиц и одинаковых значениях импульсов регистрируемых пионов. Импульсное распределение нуклонов в ядре меди было взято в виде

$$W(p_f) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi p_{max}^3} & |p_f| \leq p_{max} = 0,26 \text{ Гэв/с} \\ 0 & |p_f| > p_{max} \end{cases}$$

а распределение импульсов в дейтроне определялось волновой функцией с кором [11]. В табл. 3 приведены результаты расчета. Вычисленная величина существенно меньше (больше чем на порядок величины) экспериментально измеренной величины  $\eta(\epsilon_p/\epsilon_d)$ .

### Заключение

В заключение подведем общий итог настоящей работы. Анализ приведенных выше экспериментальных данных по образованию релятивистскими дейтронами пионов с энергией, значительно превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон, позволяет сделать следующие выводы.

1. Обнаружен эффект и измерено сечение кумулятивного образования пионов в дейтрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

2. Отношение выходов реакции  $d + Cu \rightarrow \pi^- + \dots$  и  $p + Cu \rightarrow \pi^- + \dots$  при таких энергиях мезонов не может быть объяснено ферми-движением нуклонов в дейтроне. Это следует не только из абсолютной величины этого отношения (различие с предсказанием теории более чем на порядок величины), но и из характера зависимости его от масштабной переменной  $x = p_\pi / p_\pi^{max}$  (см. рис. 2).

3. Экспериментальные данные находятся в согласии с гипотезой [3] о справедливости масштабной инвариантности для реакций кумулятивного образования вторичных частиц при столкновении релятивистских ядер.

4. Результаты эксперимента не противоречат модельному предположению [3] о том, что спектры пионов, образованных при столкновении ядер, описываются той же функцией  $f(x)$  от масштабной переменной  $x = p_\pi / p_\pi^{max}$ , что и спектры пионов в нуклон-нуклонных столкновениях.

5. Простая модель [3], согласно которой  $\alpha(x) = \text{const}$  и определяется вероятностью для нуклонов в дейтроне оказаться на расстоянии, меньшем характерного размера  $\rho$ , хорошо предсказывает порядок величины  $\alpha$ . Величина  $\alpha \approx 0,06$  соответствует  $\rho = 1 / \langle p_{\perp} \rangle$ , где  $\langle p_{\perp} \rangle$  — среднее значение величины поперечного импульса при множественном рождении частиц. Таким образом, исследование кумулятивного образования частиц при столкновении релятивистских ядер дает возможность получать сведения о наиболее существенных чертах инклюзивных процессов (масштабная инвариантность, роль кваптовых чисел, обмениваемых в  $t$ -канале, выделенность характерного параметра сильных взаимодействий размерности длины  $\rho = 1 / \langle p_{\perp} \rangle$ , многочастичные корреляции), причем эти характерные черты исследуются в нетривиальной постановке задачи. Однако для изучения общих закономерностей пучины, естественно, более детальные экспериментальные данные.

#### Литература

- [1] А. М. Балдин, Ю. Д. Безпогих, Л. П. Зиновьев, И. Б. Иссинский, Г. С. Казанский, А. И. Михайлов, В. И. Мороз, Н. И. Павлов, Г. П. Пучков. Препринт Р9-5442, ОИЯИ, 1970.
- [2] H. H. Heckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, F. S. Bieser. Phys. Rev. Lett., 28, 926, 1972.
- [3] А. М. Балдин. Препринт Р7-5769, ОИЯИ, 1971.
- [4] А. М. Балдин. Краткие сообщения по физике, № 1, Изд. АН СССР, 1971, стр. 35.
- [5] А. М. Балдин, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, А. Д. Кириллов, В. А. Кузнецов, Н. С. Мороз, В. Б. Радоманов, В. Н. Рамзин, В. С. Свиридов, В. С. Ставинский, М. И. Яцуга. Препринт Р1-5819, ОИЯИ, 1971.
- [6] В. И. Иванов, Н. С. Мороз, В. Б. Радоманов, В. С. Ставинский, В. Н. Зубарев. Препринт Е13-5459, ОИЯИ, 1970.
- [7] G. W. Akerlof, D. G. Grabb, T. L. Day, N. P. Johnson, P. Kalbaci, A. D. Krisch, A. T. Lin, M. L. Marshak, J. K. Randolph, P. Schmuesser, A. L. Read, K. W. Edwards, I. G. Asbury, G. T. Mermer, L. G. Rafter. Phys. Rev., D3, 645, 1971.
- [8] D. Dekkers, J. A. Geibel, R. Mermod et al. Phys. Rev., 137B, 962, 1965.
- [9] J. V. Allaby, F. Binon, A. N. Diddens et al. Preprint 70-12, CERN, 1970.
- [10] A. W. Anderson, E. J. Bleser, G. B. Collins et al. Phys. Rev. Lett., 19, 198, 1957.
- [11] J. Hamberstone. J. S. Wollare. Nucl. Phys., A141, 362, 1970.
- [12] I. J. McGee. Phys. Rev., 151, 772, 1966.

#### CUMULATIVE MESOPRODUCTION

A. M. BALDIN, S. B. GERASIMOV, H. GUIORDENESCU, V. N. ZUBAREV,  
L. K. IVANOVA, A. D. KIRILLOV, V. A. KUZNETSOV, N. S. MOROZ,  
V. B. RADOMANOV, V. N. RAMZHIN, V. S. STAVINSKY, M. I. YATSUTA

Probability of production of mesons induced by accelerated deuterium nuclei is measured. The produced pion energy is more than the energy of a nucleon in the deuteron beam. The ratio of the cross section of the pion production induced by deuterium nuclei to the cross section of the pion production induced by nucleons at an equal energy release does not depend on the ratio of the pion momentum to the maximal value allowed by the kinematics, nor on the primary deuteron energy. The ratio equals to 0.06. This quantity and its energy dependence cannot be explained by means of the Fermi motion.

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



9 - 7148

В.П. Алексеев, А.М. Балдин, Ю.Д. Безногих,  
А.А. Васильев, М.А. Воеводин, Е.И. Дьячков,  
Л.И. Зайдина, А.Г. Зельдович, Л.П. Зиновьев,  
И.Б. Иссинский, Г.С. Казанский, И.Ф. Колпаков,  
А.А. Кузьмин, Л.Г. Макаров, Е.С. Миронов,  
А.И. Михайлов, Б.П. Мурин, Н.И. Павлов,  
И.Н. Семенюшкин, В.Ф. Сиколенко, А.А. Смирнов,  
В.Л. Степанюк, А.П. Царенков, К.В. Чехлов

ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ  
В ЛВЭ ОИЯИ

(Соображения по развитию ускорительного комплекса)

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Предоставление физикам уникальных или редких возможностей проведения эксперимента является одним из важнейших факторов успешных исследований в области физики высоких энергий. В связи с этим во всех крупнейших ускорительных центрах мира очень большое внимание уделяется коренной модернизации крупных установок, и в первую очередь, ускорителей. Заново создаются большие ускорители, причем новые системы держат рекорд по параметрам пучков в течение всего лишь нескольких лет. Со времени запуска в 1957 году основной базовой установки ОИЯИ в области физики высоких энергий - синхрофазотрона - были предприняты лишь довольно ограниченные усовершенствования этого ускорителя. Синхрофазотрон давно утратил рекордность параметров пучков, и перед ЛВЭ и Институтом стоит трудная задача - поиск направлений исследований, которые позволили бы ответить на наиболее острые вопросы физики высоких энергий и предоставить физикам, базирующимся на ОИЯИ, уникальные и редкие условия эксперимента. Одно из таких направлений - выход на крупнейшие ускорители мира - уже принесло хорошие плоды. Создание ЛВЭ крупнейших электронных установок и двух пузырьковых камер на Серпуховском ускорителе в период, когда этот ускоритель обладал рекордными параметрами пучков, позволил Лаборатории не только получить ряд важных научных результатов, но и обеспечить лаборатории стран-участниц ОИЯИ уникальной информацией, которая будет ими обрабатываться в течение ближайших двух-трех лет. Это направление с привлечением ускорителей на встречных пучках и электронных ускорителей имеет хорошие перспективы и на будущее. Однако, несмотря на значительные успехи в этой области, выход на крупнейшие ускорители не может обеспечить потребностей

физиков, базирующихся на ОИЯИ. Такому крупному международному институту необходима собственная достаточно современная ускорительная база. 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.

Предпринятая в последние годы модернизация синхрофазотрона в значительной степени решает проблему создания собственной ускорительной базы ОИЯИ на ближайшее время. Создание системы медленного вывода  $/1,2/$ , уникальных пучков релятивистских ядер и монохроматических нейтронов  $/3,4/$ , сооружение экспериментального павильона - создают хорошие предпосылки для проведения фундаментальных исследований.

Возникшее и разрабатываемое в ЛВЭ новое научное направление - релятивистская ядерная физика  $/5+9/$  - имеет хорошие перспективы, обеспечивая не только нетривиальный подход к самым острым проблемам физики элементарных частиц (множественные процессы, проблема структуры частиц и др.), но и важные практические применения. Это направление подхвачено и интенсивно развивается американскими физиками. Однако его дальнейшее развитие - увеличение интенсивности пучков и зарядности ядер - на существующем ускорителе встретится со значительными трудностями, связанными с особенностями конструкции синхрофазотрона ЛВЭ. Необеспеченной пока остается и более далекая перспектива других направлений физики высоких энергий в ОИЯИ.

Ниже излагаются соображения по созданию в ЛВЭ ОИЯИ сверхпроводящего жесткофокусирующего ускорителя релятивистских ядер- "Нуклотрона", который в будущем заменит синхрофазотрон.

"Нуклотрон" - трехкаскадный ускорительный комплекс (рис.1), в котором ядра ускоряются последовательно в существующем линейном ускорителе до энергии 10 Мэв на нуклон, промежуточном кольце ускорителя (ПКУ) до энергии 0,75 Гэв на нуклон, основном кольце ускорителя (ОКУ) - до энергии 20 + 25 Гэв на нуклон.

Ускорительный комплекс будет работать в следующем режиме: ядра, ускоренные в линейном ускорителе, за 3-4 оборота вводятся в промежуточное кольцо; из ПКУ ядра переводятся в основное кольцо, где после накопления нескольких импульсов, инжектируемых промежуточным кольцом, ускоряются до конечной энергии.

Предусматривается вывод ядер в экспериментальные павильоны как из промежуточного кольца при энергии 10 + 750 Мэв на нуклон и интенсивности примерно  $10^{12}/z$  ядер в секунду ( $z$  - заряд ядра), так и с основного кольца при энергии 0,75 + 25 Гэв на нуклон и интенсивности примерно  $10^{12}/z$  ядер в цикле.

Применение сверхпроводящих магнитов позволит примерно в 4 раза увеличить энергию ускоренных ядер при размещении сверхпроводящего кольца в существующем здании синхрофазотрона и обеспечить большую длительность вывода (более 5 секунд).

Реализация этого предложения позволит обеспечить физиков, базирующихся на ОИЯИ, широким спектром пучков частиц высоких энергий: релятивистские ядра вплоть до средних и, возможно, тяжелых ядер с энергией 20 + 25 Гэв на нуклон, что позволит получать на основе кумулятивного эффекта вторичные пучки частиц с энергией значительно выше 100 Гэв, выведенный протон-



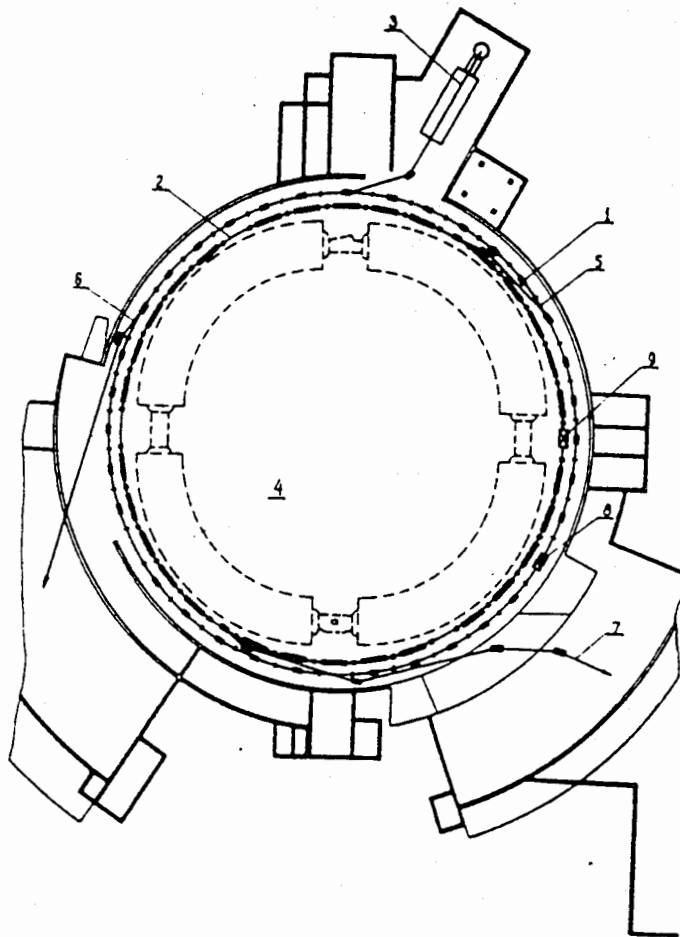


Рис. I. Схема "Нуклотрона" - криогенного ускорителя релятивистских ядер:

1. Промежуточное кольцо ускорителя (ПКУ)
2. Основное кольцо ускорителя (ОКУ)
3. Инжектор
4. Существующий синхрофазотрон
5. Система вывода пучка из ПКУ и ввода в ОКУ
6. Вывод пучка ядер из ПКУ в экспериментальный павильон № I
7. Вывод пучка ядер из ОКУ в экспериментальный павильон № 2
- 8,9. Ускоряющие резонаторы

ный пучок с энергией до 50 Гэв, интенсивный монохроматический пучок нейтронов с регулируемой энергией и др.

Создание "Нуклотрона" потребует относительно скромных затрат, так как предлагается максимально использовать развитие существующей площадки, имеющиеся сооружения, коммуникации и аппаратуру синхрофазотрона, а также накопленный в Лаборатории опыт, традиционные направления научных и технических исследований. Как показывают оценки, затраты на сооружение такого ускорителя укладываются в рамки финансирования развития ЛВЭ.

Применение сверхпроводимости, автоматизации и других достижений современной техники обеспечит снижение и эксплуатационных расходов по сравнению с расходами на эксплуатацию существующего синхрофазотрона. Важным моментом сооружения ускорителя является освоение и развитие специалистами социалистических стран новой техники, в частности, техники сверхпроводимости, что будет способствовать повышению научно-технического потенциала социалистических стран. Особое значение имело бы такое развитие ОИЯИ, если будет принято решение о сооружении в социалистических странах ускорителя или накопителей на сверхвысокие энергии. В этом случае "Нуклотрон" мог бы служить прототипом таких ускорителей.

"Нуклотрон" будет первым ускорителем, специально сооружаемым для ускорения релятивистских ядер, что обеспечит ему уникальность и высокую конкурентоспособность исследований.

В разделе I настоящего предложения описываются направления научных исследований, которые будут актуальными к моменту создания "Нуклотрона", оценивается их значимость, делаются прогнозы развития этой области физики.

В разделе II приводятся соображения по выбору параметров основных узлов предлагаемого сверхпроводящего кольцевого ускорителя "Нуклотрона".

### I. ПРОБЛЕМАТИКА ИССЛЕДОВАНИЙ НА "НУКЛОТРОНЕ"

Основу проблематики исследований на "Нуклотроне" составят эксперименты в области релятивистской ядерной физики, т.е. исследования явлений, в которых важную роль играют многобарионные системы, движущиеся со скоростями, близкими к скорости света. В настоящее время эта область физики только зарождается, и прогнозирование ее развития может содержать некоторые неопределенности. Вместе с тем, становится все более очевидным, что решение одной из центральных проблем современной физики — проблемы построения теории сильных взаимодействий — невозможно без привлечения существенной информации о многочастичных процессах. Процессы множественного рождения частиц являются в настоящее время наиболее интенсивно изучаемыми процессами физики высоких энергий. Их экспериментальное исследование привело к пониманию важной роли масштабной инвариантности в физике элементарных частиц, что, в свою очередь, оказало и продолжает оказывать большое влияние на развитие всей квантовой теории поля. Тенденция увеличения значимости исследований процессов множественного рождения, несомненно, сохранится на многие годы, ибо эти процессы необычайно сложны и многообразны. Исследование столкновений релятивистских ядер дает возможность нетривиального подхода к многочастичным процессам.

Определение релятивистской ядерной физики как области многобарионных явлений, задаваемой условием

$$\xi = \frac{p^2}{m^2} \gg 1,$$

где  $p^2$  - квадраты импульсов частиц, а  $m^2$  - квадраты их масс, совпадает с определением области применимости масштабной инвариантности. Применение принципа масштабной инвариантности очень сильно ограничивает возможный класс моделей и существенно упрощает задачу построения теории. Очень важными особенностями, составляющими специфику столкновений релятивистских ядер по сравнению со столкновениями частиц, являются: (1) возможность варьировать в широких пределах квантовые числа (в частности, исследование многобарионных обменов); (2) возможность исследовать множественные процессы, когда не только в конечном, но и в начальном состоянии присутствует много частиц; (3) возможность исследования "поперечного размера" столкновения, тесно связанного с перпендикулярной проекцией импульсов вторичных частиц.

Как постановка задачи о применении масштабной инвариантности к столкновениям релятивистских ядер, так и первые эксперименты в этой области были предложены и выполнены в ЛВЭ. В настоящее время мы располагаем пучками с параметром

$\xi = 25$ , что пока не достигнуто в других лабораториях. В Беркли (США), где недавно также начаты эксперименты с релятивистскими ядрами, параметр  $\xi$  не превышает 6. Даже в нашей области энергии поправки на конечность  $\xi$  оказываются существенными и заметно маскируют эффекты проявления масштабной инвариантности.

Создание "Нуклотрона" позволит достигнуть значения параметра  $\xi \approx 0,5 \cdot 10^3$ . Кроме того, существующая вакуумная система синхрофазотрона не позволяет получить сколько-нибудь значимые интенсивности пучков ядер тяжелее неона. Для "Нуклотрона" же ограничения по зарядности и интенсивности пучков ядер будут определяться только условиями инъекции, которые получают в ЛВЭ значительное развитие до создания "Нуклотрона".

В ЛВЭ начато изучение принципиально нового явления - кумулятивного эффекта, т.е. такого столкновения релятивистских ядер, когда энергия группы нуклонов передается одной частице. Ускорение частиц, обладающих зарядом, большим единицы, в принципе, дает возможность получать энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда.

На "Нуклотроне" при радиусе его, равном радиусу синхрофазотрона, можно будет получать, например, ядра кальция с энергией около 1000 Гэв. (Энергия на нуклон - 20 + 25 Гэв). Как показывают оценки кумулятивного эффекта, основанные на применении масштабной инвариантности, на "Нуклотроне" можно получить вторичные пучки частиц с энергиями, значительно превышающими 100 Гэв. Хотя изучение кумулятивного эффекта только началось и надежные оценки интенсивностей пучков вторичных частиц сделать трудно, однако уже сейчас ясно, что в этих пучках можно будет провести большую программу экспериментов в области физики высоких энергий, особенно на основе камерной методики.

Таким образом, исследование кумулятивного эффекта кроме большого принципиального значения, имеет и практическое значение – существенное повышение энергий пучков ускорителей. Помимо неупругих столкновений и процессов множественного образования частиц, большой интерес представляют задачи упругого рассеяния и бинарные реакции с релятивистскими протяженными системами. Это также совершенно открытое поле деятельности. Эти реакции представляют большой интерес с точки зрения проверок ряда моделей, используемых в теории элементарных частиц, ибо ядра могут служить реалистичной "кварковой" моделью релятивистского протяженного объекта, о котором мы многое знаем, хотя бы в нерелятивистском пределе. Причем мы можем в широких пределах варьировать структуру таких 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. Поэтому актуальность исследований не только сохранится, но и существенно возрастет.

Создание "Нуклотрона" позволит начать систематическое изучение нового раздела физики – гиперядерную физику и изоядерную физику. Возможность наблюдения движущихся групп барионов, особенно групп барионов, обладающих странностью, даст возможность исследовать так называемое экзотическое ядро, в том числе возбужденные состояния ядер с очень короткими временами жизни вплоть до  $10^{-23}$  сек. Как показывают оценки, при ускорении ядер среднего веса можно получить квазистабильные ядра, содержащие, помимо протонов и нейтронов, несколько лямбда-частиц.

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 спектроскопия — одно из возможных существенно новых направлений в ядерной физике.

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 экспериментально они даже не сформулированы. Наибольший интерес здесь представляло бы изучение образования электронных или мюонных пар.

Использование ускоренных ядер имеет 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 явлений 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).

Создание "Нуклотрона" существенно расширит как доступную область энергий релятивистских ядер, так и позволит достигнуть больших зарядностей. Для исследования космических лучей особенно

желательно было бы дойти до ускорения ядер 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 было показано 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. Очевидно, что при формировании системы пучков "Нуклотрона" необходимо предусмотреть потребность в медико-биологических пучках как самостоятельную. Пучки "Нуклотрона" могут также иметь 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 этих исследований очень высокие энергии не нужны. Даже в области энергий до 10 Гэв можно предложить обширные программы исследований, которые заведомо не будут исчерпаны за ближайшие 5-7 лет и вряд ли потеряют свою исключительную актуальность. Увеличение диапазона энергий вторичных пучков частиц, имеющих в распоряжении физиков, базирующихся на ОИЯИ, до 100 Гэв и выше (на основе использования кумулятивного эффекта) позволит исследовать как резонансную область сечений,



так и предасимптотическую и асимптотическую. Существенно подчеркнуть, что уже при энергиях около 20 Гэв сечения проявляют автомодельные (самоподобные) свойства.

Таким образом, создание "Нуклотрона" фактически даст возможность перекрыть все наиболее интенсивно изучаемые области энергий. Переход же к "унитарным" энергиям (200-300 Гэв в системе центра масс), по-видимому, в настоящее время лежит далеко за пределами экономических возможностей ОИЯИ. Отметим некоторые из традиционных для ЛВЭ научных направлений в области физики элементарных частиц, которые заведомо найдут отражение в будущей проблематике исследований на "Нуклотроне".

(I) Исследование сечений бинарных реакций при предельно малых (включая случаи кулоновской интерпретации) и при больших (близких к  $180^\circ$ ) углах. Для проведения этих исследований в ЛВЭ разработаны, эксплуатируются и, несомненно, получают развитие газовые дифференциальные и пороговые черенковские счетчики оригинальных конструкций, искровые и стримерные камеры, магнитные спектрометры, искровые спектрометры с бесфильмовым съемом информации, установки с внутренними мишенями ускорителя и др. В этом классическом разделе физики сильных взаимодействий будет сделан существенный шаг в сторону прецизионных количественных измерений, увеличения исследуемых энергетических интервалов, изучения спиновых зависимостей, расширения набора частиц, включая столкновения ядро-ядро. Информация об этих реакциях всегда служила и будет служить очень критичной проверкой различных модельных подходов в теории сильных взаимодействий.

(2) Исследование многочастичных процессов на основе трековой методики (пропановая и водородная пузырьковые камеры, стримерные камеры). Многие из этих задач к моменту создания "Нуклотрона" будут исследованы лишь частично. Множественные же процессы при столкновении ядер высоких атомных номеров и высоких энергий можно будет изучать только на "Нуклотроне". К моменту создания "Нуклотрона" необходимо предусмотреть разработку более совершенного трекового прибора, специально приспособленного для исследования множественных процессов.

(3) Исследование реакций с участием гамма-квантов, в том числе регистрация некоторых чисто адронных реакций по продуктам распадов нестабильных нейтральных частиц ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  и др.). Существует область явлений физики элементарных частиц — электромагнитные распады резонансов. Эта область дает необычно ценную информацию о связи электромагнитных и сильных взаимодействий. Несмотря на большое число запросов теоретиков, электромагнитные распады резонансов, за очень небольшим исключением, не изучены экспериментально. Даже такой давно известный распад, как распад нейтрального пиона на

два гамма-кванта, вызывает еще серьезные дискуссии; из двенадцати распадов типа векторный мезон-псевдоскалярный мезон + фотон изучены только два, а для остальных имеются лишь очень грубые оценки. В течение последних десяти лет опубликованы сотни работ, в которых показана удивительная критичность существующих теоретических моделей (модель составных частиц, алгебра токов, векторная доминантность, эффективные лагранжианы и др.) к вероятностям их распадов. Не подлежит сомнению, что основная масса электромагнитных распадов резонансов (а их можно указать сотни) за время до создания "Нуклотрона" не будет изучена.

Особое внимание будет уделяться исследованию реакций с векторными мезонами и их специфике взаимодействий с электромагнитным полем. В этой области у ЛВЭ имеется большой опыт работы и хороший задел методик.

Любой процесс распада с испусканием заряженных частиц сопровождается излучением фотонов, а в ряде случаев и электрон-позитронных пар. Особый интерес представляют процессы слабого взаимодействия, идущие с испусканием фотонов. Большинство таких процессов также не изучено. Создание установок ядерной электроники, рассчитанных на исследование корреляций фотонов и заряженных частиц, фактически только начинается. Со стороны теоретиков имеется целый ряд предложений по изучению электромагнитных характеристик нестабильных частиц на основе измерения переходов с испусканием фотонов и электрон-позитронных пар.

Продолжает оставаться актуальной проверка гипотезы о нарушении  $CP$ -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях

адронов. Процессы, в которых одновременно проявляются как слабые, так и электромагнитные взаимодействия, представляют собой очень важную, но малоизученную область физики.

Приведенные выше направления, конечно, не исчерпывают будущей проблематики исследований на "Нуклотроне", они скорее являются иллюстрацией того, что одновременно с выходом в совершенно новую область исследований - в релятивистскую ядерную физику, с созданием "Нуклотрона" ОИЯИ получит вполне современную ускорительную базу в области высоких энергий. Эта база позволит полностью обеспечить потребности физиков, ориентирующихся на ОИЯИ, широким спектром пучков частиц. Следует также отметить, что специфика сверхпроводящего ускорителя обеспечивает очень хорошие пространственно-временные характеристики пучков. Последнее особенно касается такого параметра, как большая временная растяжка пучка, недостижимая для существующих ускорителей.

## II. СОБРАЖЕНИЯ ПО ОСНОВНЫМ УЗЛАМ "НУКЛОТРОНА"

### § I. О применении сверхпроводящих магнитов с изменяющимся магнитным полем в кольцевых ускорителях

Во многих лабораториях, работающих в области физики высоких энергий, разрабатываются проекты сверхпроводящих ускорителей на высокие и сверхвысокие энергии. В СССР разработка сверхпроводящих малоапертурных (кибернетических) ускорителей /I, II/ явилась продолжением работ по проектированию и экспериментальному исследованию малоапертурных

кибернетических ускорителей, с железным электромагнитом /12, 13, 14/

В связи с большой дороговизной сверхпроводящих материалов применение вакуумной камеры с малой апертурой и, следовательно, необходимость автоматического регулирования смещений орбиты, оказались особенно важными для сверхпроводящих ускорителей на сверхвысокие энергии. Эти концепции используются в проектах всех сверхпроводящих ускорителей, разрабатываемых в СССР, США и Западной Европе.

В настоящее время ряд проектов новых ускорителей предусматривает применение сверхпроводящих магнитов.

В Англии рассмотрен вопрос о модернизации ускорителя "Нимрод" с переводом его на сверхпроводимость и увеличением энергии с 7 ГэВ до 25-30 ГэВ с последующим использованием его в качестве бустера для ускорителя на 150-200 ГэВ /15/. Аналогичный проект имеется во Франции по реконструкции ускорителя "Сатурн" с увеличением энергии с 3 ГэВ до 15 ГэВ /16/. В настоящее время успешно работает Группа по разработке Европейского сверхпроводящего ускорителя на сверхвысокую энергию в ЦЕРНе, в которую вошли ученые Англии, Франции и ФРГ /17/. В США ученые Национальной ускорительной лаборатории в Батавии намерены поднять энергию существующего ускорителя (400 ГэВ) с помощью применения сверхпроводящих магнитов до 1000 ГэВ /18, 19/. Разработан проект сверхпроводящего ускорителя на энергию 100-150 ГэВ /20/, а также проект накопительных колец /21/ в Брук-хайвенской лаборатории. Параметры некоторых проектируемых кольцевых сверхпроводящих ускорителей приведены в таблице I. Ожидается, что сверхпроводящие ускорители будут дешевле по капитальным затратам и потребуют меньших эксплуатационных расходов по сравнению с обычными ускорителями на те же энер-

ТАБЛИЦА I

ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ПРОЕКТИРУЕМЫХ КОЛЫЦЕВЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ  
УСКОРИТЕЛЕЙ /II, I5, I6, I7, I8, I9/

| Ускоритель<br>Параметры          | С С С Р                        | С В Е Р Н И И                  |                               | Nimrod<br>Резерфорд-<br>ская лаборат.<br>(Англия) | NAL<br>Батавия<br>(США) | Saturne<br>Сакле<br>(Франция) |
|----------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|---|-------------------------|-------------------------------|
|                                  |                                | I-я стадия                     | 2-я стадия                    |   |                         |                               |
| Энергия ускорителя<br>(Гэв)      | 2000                           | 500                            | 1000                          | 30  | 1000                    | 15                            |
| Энергия инжектора<br>(Гэв)       | 70                             | 10                             | 10                            | $50 \cdot 10^{-3}$                                | 200+400                 | $20 \cdot 10^{-3}$            |
| Поле дипольных<br>магнитов (Т)   | 4,5                            | 4,5                            | 4,5                           | 6   | 4,5                     | 6                             |
| Апертура диполей (мм)            | 60                             | 100 - 110                      | 100 - 110                     | 80  | 50                      | 100                           |
| Цикл ускорителей (сек.)          | 100                            | 11                             | 22                            | -   | 30                      | 2                             |
| Интенсивность                    | $4 \cdot 10^{14}$<br>прот/цикл | $9 \cdot 10^{11}$<br>прот/сек. | $4 \cdot 10^{11}$<br>прот/сек | $10^{13}$<br>прот/цикл                            | -                       | -                             |
| Мощность (квт)<br>рефрижераторов | 50<br>при 4,2 К                | 22-45<br>при 4 К               | 45-90<br>при 4 К              | -   | -                       | 1,8<br>при 4,2 К              |
| Радиус кольца<br>ускорителя      | $1,9 \cdot 10^3$               | $1,1 \cdot 10^3$               | $1,1 \cdot 10^3$              | 28  | $10^3$                  | 22,6                          |

гии и интенсивности. Возможность разработки сверхпроводящих импульсных ускорителей приобрела реальный характер, главным образом, благодаря крупным успехам последних лет в создании сверхпроводящих кабелей. В таких кабелях для уменьшения динамических потерь ниобий-титановые сверхпроводники протягиваются в медной матрице до нитей толщиной 2-10 мкм и закручиваются с шагом 2-5 мм. При больших скоростях изменения тока медная матрица содержит, кроме того, медно-никелевые перегородки (рис. 2). Отдельные жилы собираются в транспонированный плетеный или витой кабель. Такой кабель обычно формируется для придания ему прямоугольной либо плоской формы (рис.3).

Пульсирующие сверхпроводящие магниты для синхротронов создаются в различных лабораториях мира с 1967 года. Наиболее продвинута эта работа в лабораториях, входящих в Группу по созданию Европейского сверхпроводящего синхротрона, а также в Брукгейвской и Лоуренсовской радиационной лаборатории (США). Так, значительным достижением Резерфордской лаборатории (Англия) явилось изготовление и успешное испытание в 1972 году двух сверхпроводящих диполей АСЗ и АС4. Магнит АС4 /22/ с внутренним диаметром обмотки 90 мм и длиной 0,72 м при испытаниях достиг расчетного поля 4,5 Т, работая в импульсном режиме с длительностью цикла 4 сек. (при времени нарастания 2 сек.). Магнит генерирует поле с неоднородностью  $\sim 10^{-3}$ . Намечен ряд мер, которые позволят улучшить однородность поля при изготовлении следующих магнитов типа АС5, длина каждого из которых будет составлять 1,8 м.

Центр ядерных исследований в Сакле (Франция) сосредоточил усилия на создании магнитов с более высоким значением поля,

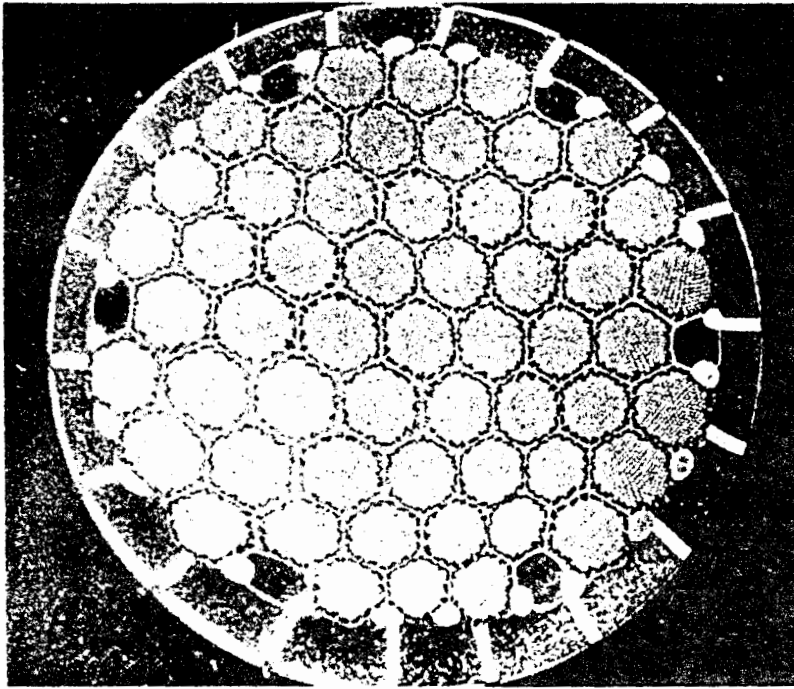


Рис.2. Сечение стренди (жила) проводника с NbTi -нитеями.  
Диаметр стренди - 1 мм; число нитей - 13255; диаметр  
нитей - 5мкм; матрица - Си и Си Ni ; рабочий  
ток - 470 А при 5Т.



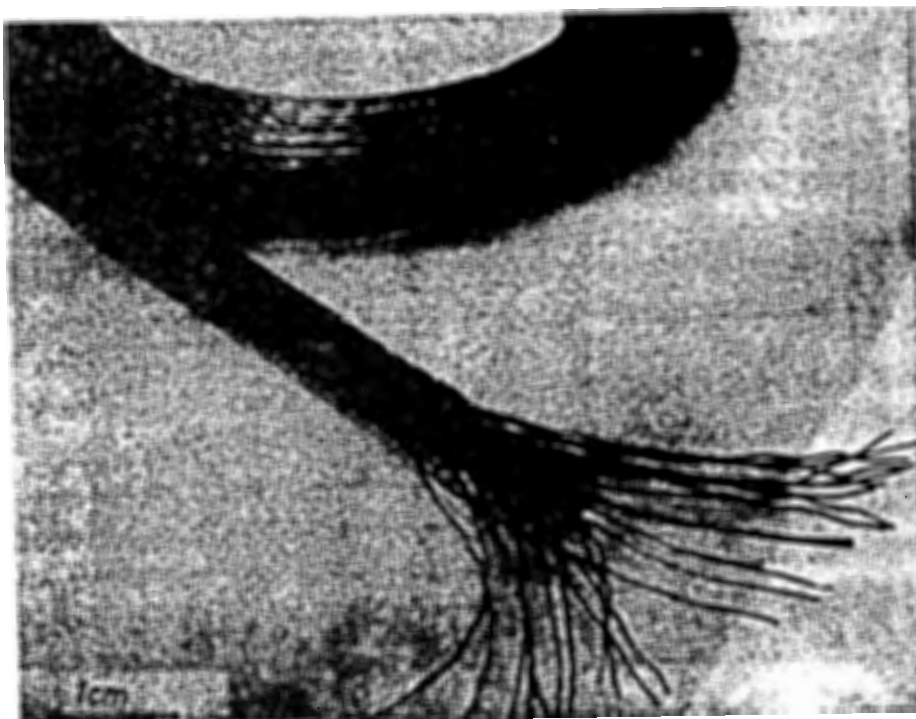


Рис. 3. Сверхпроводящая "коса" из NbTi ; число стрендей-25;  
диаметр стренди - 0,3 мм; число нитей в стренди - 380;  
диаметр нитей - 10 мкм, матрица - Си , рабочий  
ток - 1400 А при 5Т.

достигающим 6Т, но для более длительного времени подъема поля (цикл 20-60 сек.) /17/.

Магниты, разрабатываемые Институтом экспериментальной ядерной физики в Карлсруе, отличаются большей длиной (до 2,3м) /17/. Значительное число сверхпроводящих магнитов с различными параметрами создано в США в Брукхейвенской лаборатории, в Батавии, в Лоуренсовской и Аргоннской лабораториях.

В Советском Союзе разработка сверхпроводящих магнитов с переменным полем на протяжении ряда лет ведется в Радиотехническом институте АН СССР, где в 1972 году был успешно испытан импульсный диполь на поле 4Т /23/. Диполь работал без деградации тока со скоростью роста поля до 0,4Т/сек. Ведется разработка сверхпроводящих магнитов для ускорителей в Научно-исследовательском институте электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова. Начаты работы по созданию сверхпроводящих отклоняющих магнитов в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна).

Характеристики некоторых магнитов, созданных и проектируемых в последние годы, представлены в таблице П.

На рис. 4 изображен один из создаваемых в Карлсруе магнитов.

Таблица П

ИМПУЛЬСНЫЕ МАГНИТЫ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЕ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ  
СИНХРОТРОНОВ /23, 31/

| Лаборатория,<br>страна | Внутренний<br>размер об-<br>мотки, см | Длина,<br>см | Поле,<br>Т | Запасен-<br>ная<br>энергия<br>К Дж | Железный<br>экран | Минималь-<br>ное время<br>на раст.<br>поля сек. | Дата<br>испыт.<br>год | Харак-<br>тер<br>поля | Примечание -  |
|------------------------|---------------------------------------|--------------|------------|------------------------------------|-------------------|---|-----------------------|-----------------------|---|
| I                      | 2                                     | 3            | 4          | 5                                  | 6                 | 7   | 8                     | 9                     | 10  |
| РТИ АН<br>СССР         | 7,8                                   | 65           | 4          | 50                                 | нет               | 10  | 1972                  | теплое                | СПД-3   |
| BNL<br>США             | 5                                     | 35           | 4,1        | 6                                  | есть              | 50-100  | 1972                  | холод-<br>ное         | Испытаны 10<br>диполей с<br>разными про-<br>водниками               |
|                        | 8                                     | 90           | (4,0)      | (38)                               | есть              | 50-100  | 1973                  | холод-<br>ное         | 2 идентичных<br>магнита в<br>программе<br>"Изабелла"                |
|                        | 8                                     | 290          | (4,0)      | (~120)                             | есть              | 50-100  | (1974)                | теплое                | Прототипы<br>"Изабелли",<br>метал.про-<br>питка кабеля              |
| Карлсруэ,<br>ФРГ       | 4 x 8                                 | 40           | 4,0        | -                                  | есть              | 10- 20  | 1973                  | холод-<br>ное         | Отогнутые кон-<br>цы, пропитка<br>припоем Jn Sn. D T                |
|                        | 8                                     | 140          | (4,5)      | (128)                              | есть              | 10- 20  | 1973                  | -                     | Совθ -распре-<br>деление тока,<br>пропитка при-<br>поем Jn Sn. D 2a |

|                             | 2       | 3         | 4     | 5         | 6                      | 7    | 8           | 9                  | 10   |
|-----------------------------|---------|-----------|-------|-----------|------------------------|------|-------------|--------------------|--|
|                             | 8       | (140-280) | (4,5) | (150+300) | есть                   | 5-10 | (1974)      | теплое             | Диполи Д2Б-Д3 в стадии проектирования              |
| С Ш А,<br>L R A             | 7,5     | 40        | 3,9   | 22        | есть                   | 0,5  | 1972        | холод-ное          | 8 диполей испытаны при последовательном соединении |
|                             | 7,5     | 40        | (4,5) | 29        | есть                   | 0,5  | 1973        | холод-ное          | 2 идентичных диполя для испытания на однородность  |
|                             | (10-14) | (100-200) | (4,5) | (100)     | есть хо-лодн. и теплый | 0,5  | (1973-1974) | теплое             | В стадии проектирования                            |
| Батавия,<br>С Ш А,<br>N A L | 5       | 90        | 2,7   | 20        | нет                    | >30  | 1972-1973   | холод-ное          | Программа дублера                                  |
|                             | 3,8     | 30        | 3,0   | 6         | нет                    | >30  | 1972-1973   | холод-ное          |  |
|                             | 5,5     | 90        | (4,5) | (20-40)   | есть                   | ~30  | (1973)      | теплое (холод-ное) | 4 магнита в группе                                 |
|                             | 5,5     | 600       | (4,5) | (180)     | есть                   | ~30  | (1973)      | теплое (холод-ное) | I магнит в группе                                  |

|                   | 2      | 3         | 4     | 5      | 6    | 7    | 8               | 9                         | 10                      |
|-------------------|--------|-----------|-------|--------|------|------|-----------------|---------------------------|-------------------------|
|                   | 5,5    | 600       | (4,5) | (180)  | есть | ~ 30 | (1974)          | теплое<br>(холод-<br>ное) | 10 магнитов в<br>группе |
| Англия,           | 10     | -         | 3,9   | 58     | -    | -    | -               | -                         |                         |
| RHEL              | 8      | 40        | 4,5   | -      | нет  | I    | 1971-<br>1972   | холодное                  | АС3                     |
|                   | 9      | 50        | 5,0   | 82     | есть | I    | 1972            | холодное                  | АС4                     |
|                   | (9-10) | (100-200) | (4,5) | >150   | есть | I    | (1973-<br>1974) | теплое                    | АС5                     |
| Сакле,<br>Франция | 10     | 50        | (6,0) | (280)  | есть | 5-20 | 1973            | теплое                    | МОВУ                    |
|                   | 11     | 150       | (5,0) | (~700) | есть | 5-20 | (1973-<br>1974) | теплое                    | АЛЕС                    |

\* ) Предполагаемые характеристики заключены в скобки.

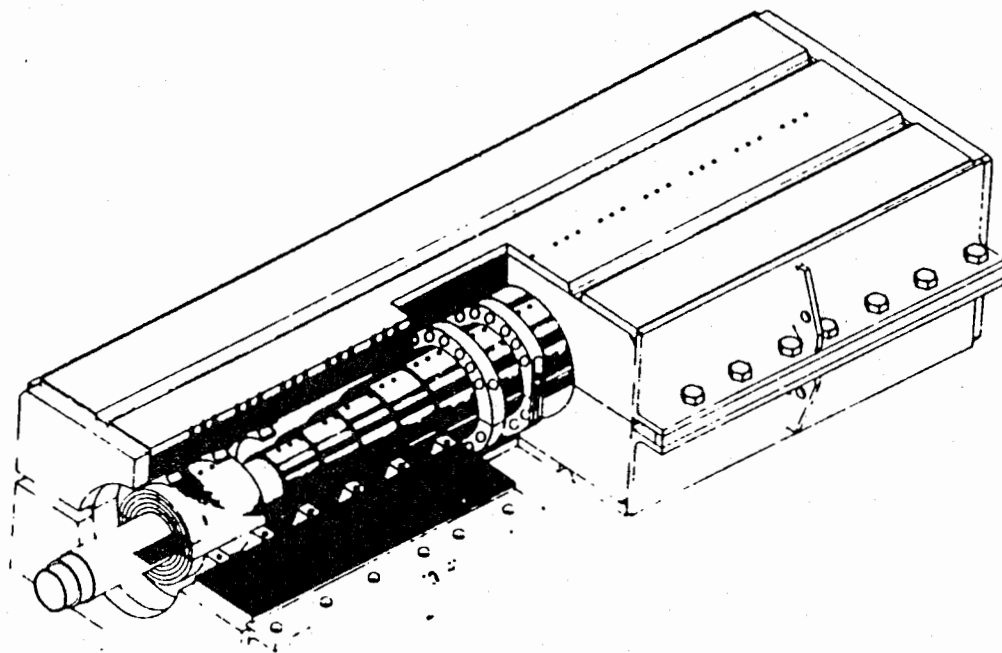


Рис. 4. Аксонометрия дипольного сверхпроводящего магнита Д2а Института экспериментальной ядерной физики (Карлсруе, ФРГ). (Характеристики в таблице П).

## § 2. Основное сверхпроводящее кольцо ускорителя

Создание кабелей, содержащих большое число тонкожильных сверхпроводящих твистированных жил из сплава NbTi, позволило начать разработку сверхпроводящих магнитов, способных формировать изменяющееся во времени магнитное поле. С помощью такого рода кабелей удалось преодолеть трудности, связанные с тепловыми потерями в сверхпроводнике из-за работы на переменном токе при длительности цикла ускорителя, большей нескольких секунд.

Ниже будут сделаны оценки относительно требуемого количества сверхпроводящего материала, число магнитов и квадрупольных линз, которые показывают сравнительно скромный объем изготовления магнитной системы ускорителя с учетом даже необходимости изготовления криостатов, подводящих гелий трубопроводов и установки нескольких рефрижераторов.

Реализуемость сверхпроводящего ускорителя существенно зависит от необходимого для электромагнита количества сверхпроводника, определяемого длиной электромагнита и его поперечным сечением.

В 1961 году группа советских специалистов предложила для уменьшения апертуры вакуумной камеры и, следовательно, для уменьшения поперечного сечения магнита применять методы автоматического регулирования положения орбиты ускоряемых частиц путем измерения отклонений орбиты и коррекции параметров магнитной системы, определяющей бетатронное движение частиц.

Эти кибернетические методы уменьшения поперечных размеров ускорителя были проверены в конце 60-х годов на специально созданной в Радиотехническом институте АН СССР модели киберне-