



**Академик А.М.Балдин**

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**Академик А.М. Балдин**

*К 75-летию со дня рождения*

Дубна, 2001



А38 **Академик А.М. Балдин. К 75-летию со дня рождения: / Сборник статей.** — 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 (полносного) 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. Компанеец 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–Липидуса 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 ФИАНа 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, которое присутствовало 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 удалы 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 связки 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  $1 \text{ см}^3$  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 первовосходителей 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 пройтись 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 потерять 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, 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 общепланового 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.

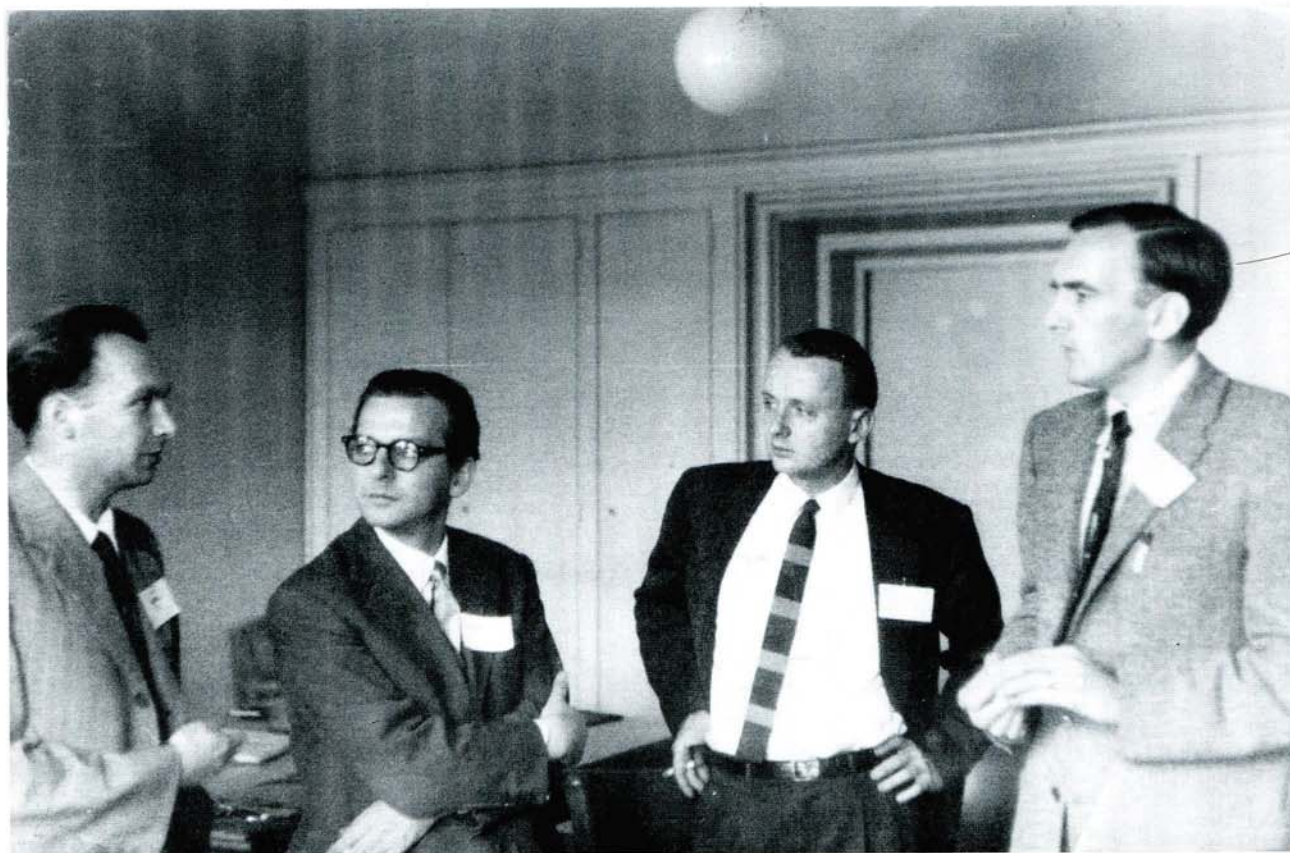






А.П.Рудик, А.М.Балдин, А.А.Логунов, М.Джакоб, Джонсон, Д.В.Ширков у Ниагары (США). 1960 г.

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

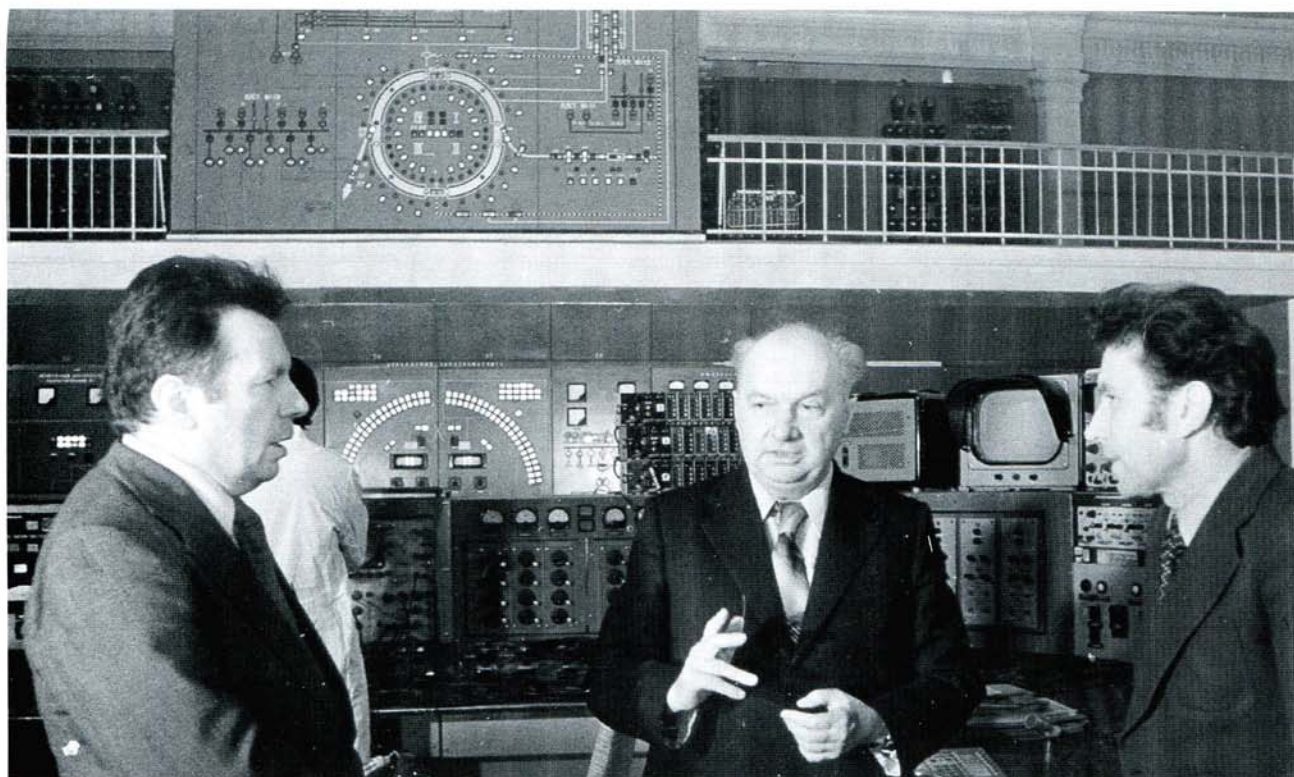


Конференция в Харькове. В первом ряду слева: А.М.Балдин и П.В.Сорокин. Май 1979 г.

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.Вирясовым, 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 Хьеу (Вьетнам). 1982 г.

С П.А.Черенковым







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.





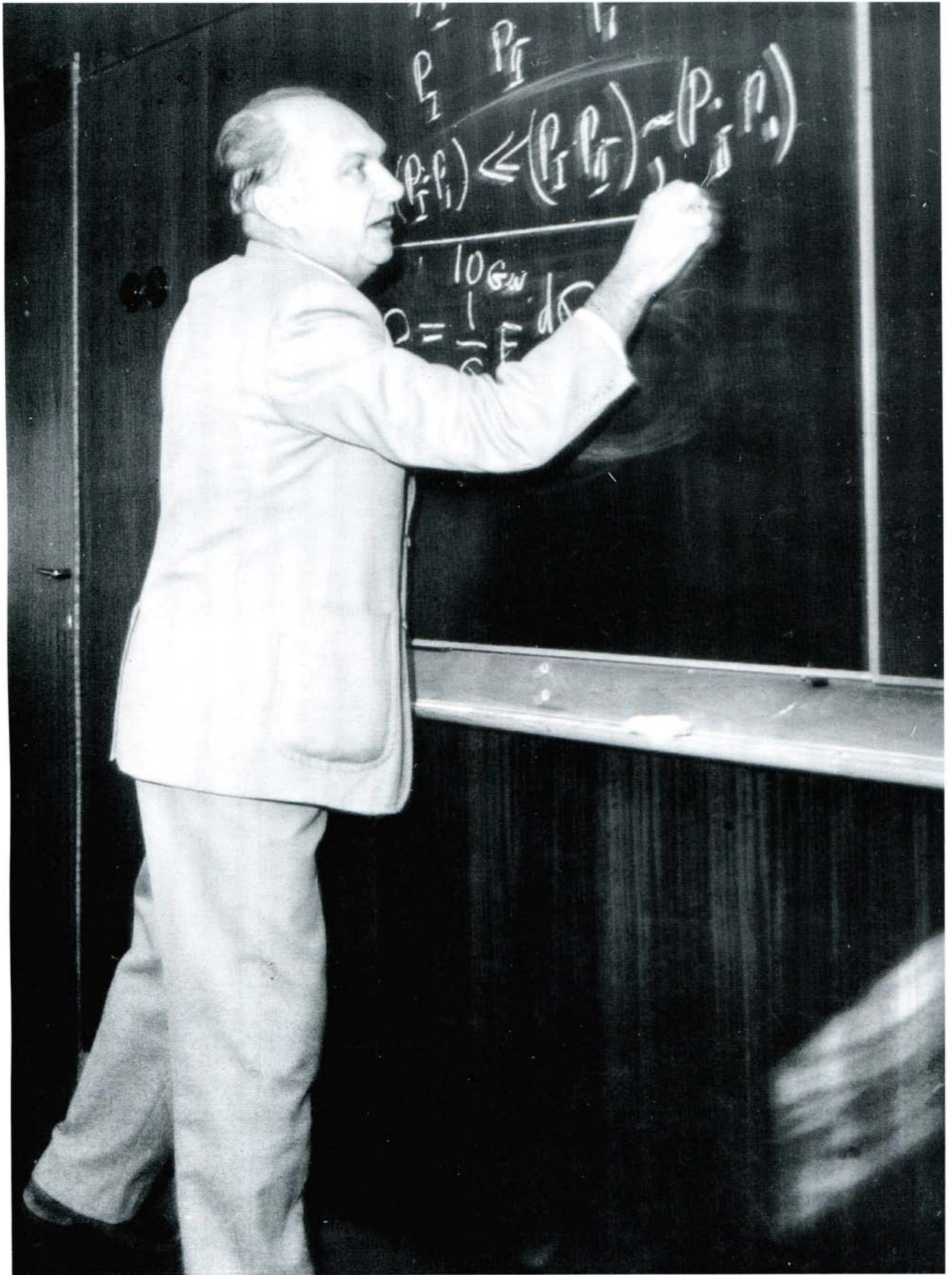


М.И.Соловьев, А.М.Балдин, В.С.Ставинский, Г.А.Лексин. 1974 г.

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







На семинаре



С В.Г.Соловьевым





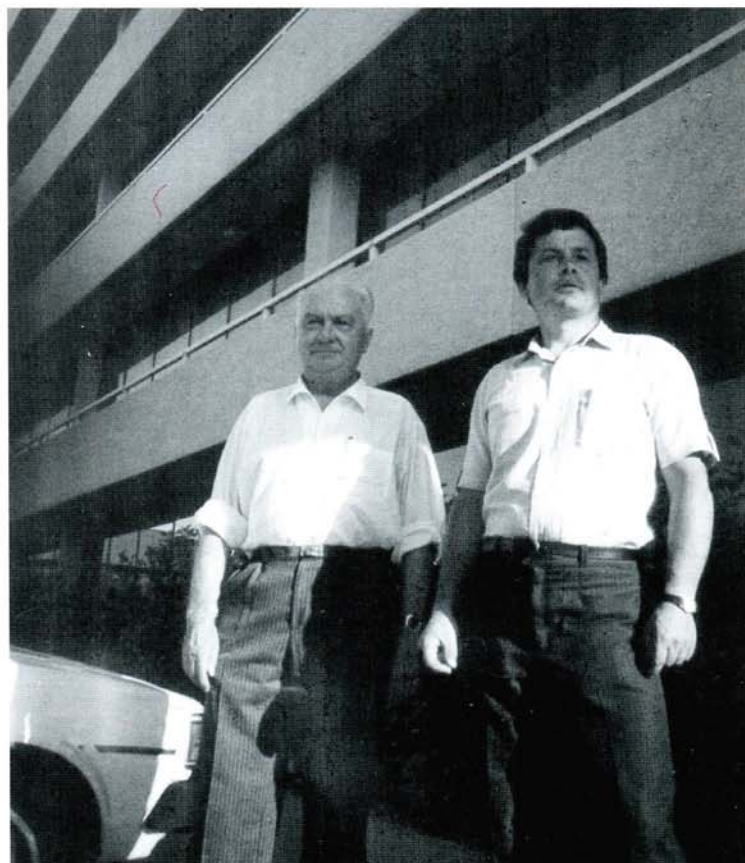
Международный семинар «Балдинская осень». С А.В.Кайдаловым и И.С.Балдиной. 1978 г.

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.





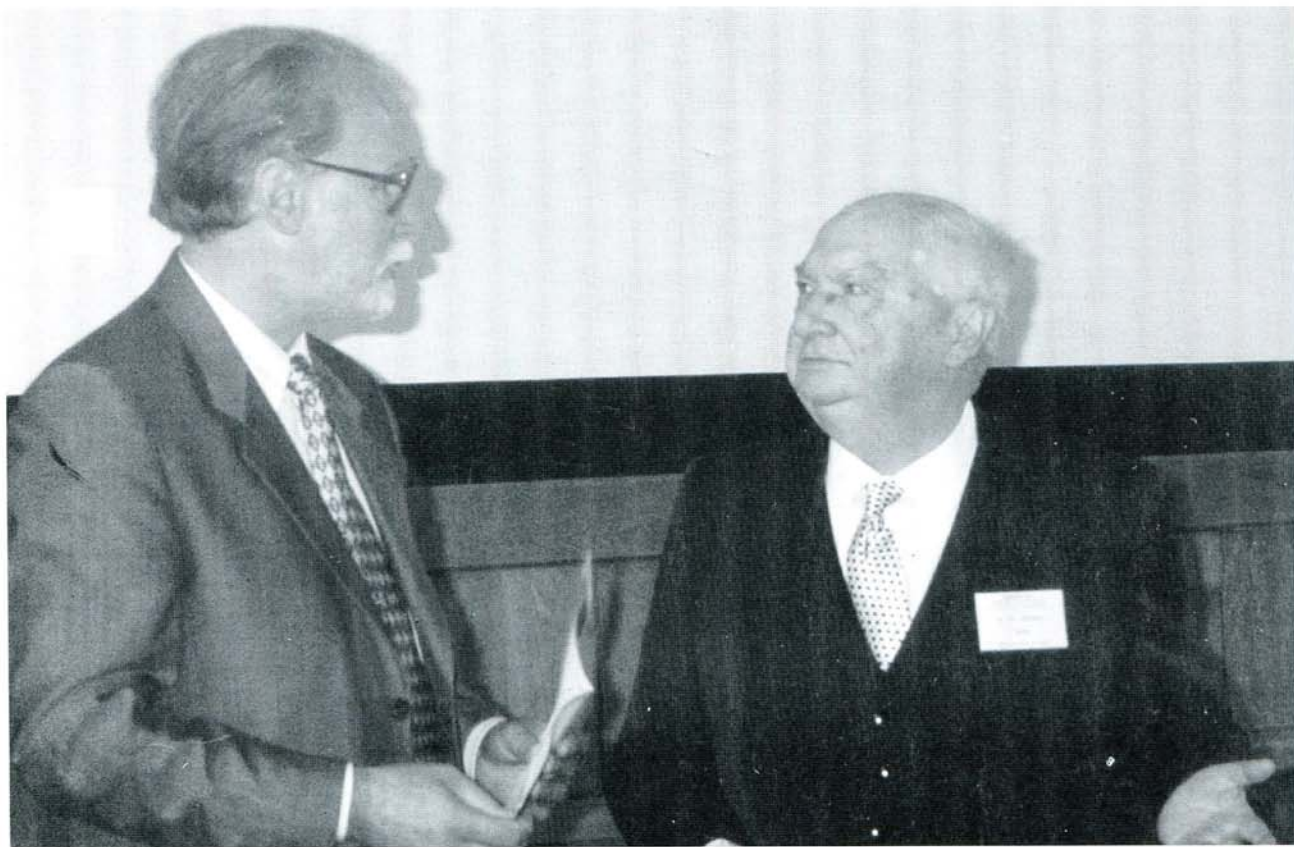
На конференции в Далласе (США)  
с А.И.Малаховым. 1992 г.



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 расчленивать 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 расчленивать, 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 околопорогового 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 околопороговой 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

СЪЕДИНЕННЫЙ  
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  $Pd$  дейтронов 1,08 Гэв/с) и на первой кратности в диапазоне от 0,72 до 1,44 МГц ( $Pd = 11$  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. 1б).

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. 1б).

Дальнейшее ускорение частиц после перехода до максимальной энергии не вызывало затруднений (см. рис. 1б, 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. Хреннову, 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.

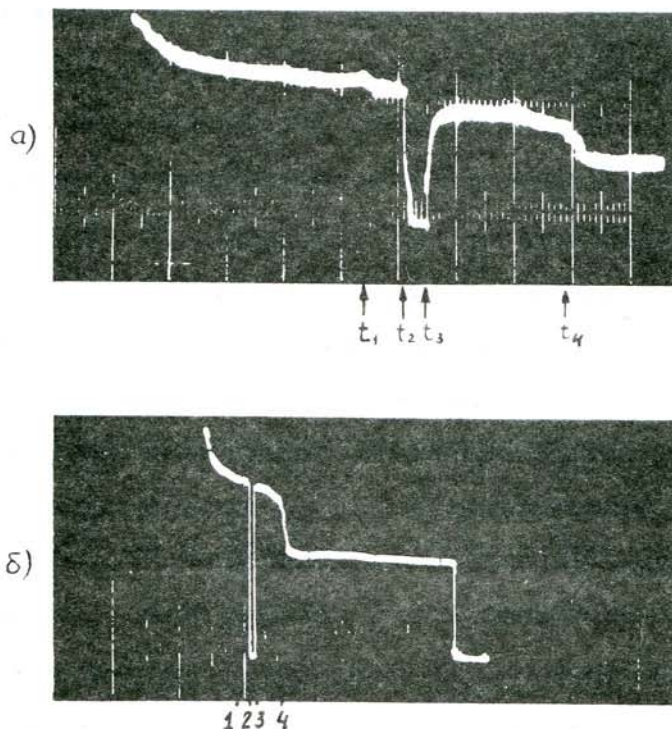


Рис. 1(а,б). Осциллограмма интенсивности внутреннего пучка дейтронов. 1 - момент перехода магнитного поля в режим "стола". 2 - момент выключения ускоряющего ВЧ поля (частота 1,44 МГц). 3 - момент повторного включения ускоряющего ВЧ поля (частота 0,72 МГц). 4 - момент перехода магнитного поля из режима "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  $- 5 \cdot 10^{10}$  дейтронов).



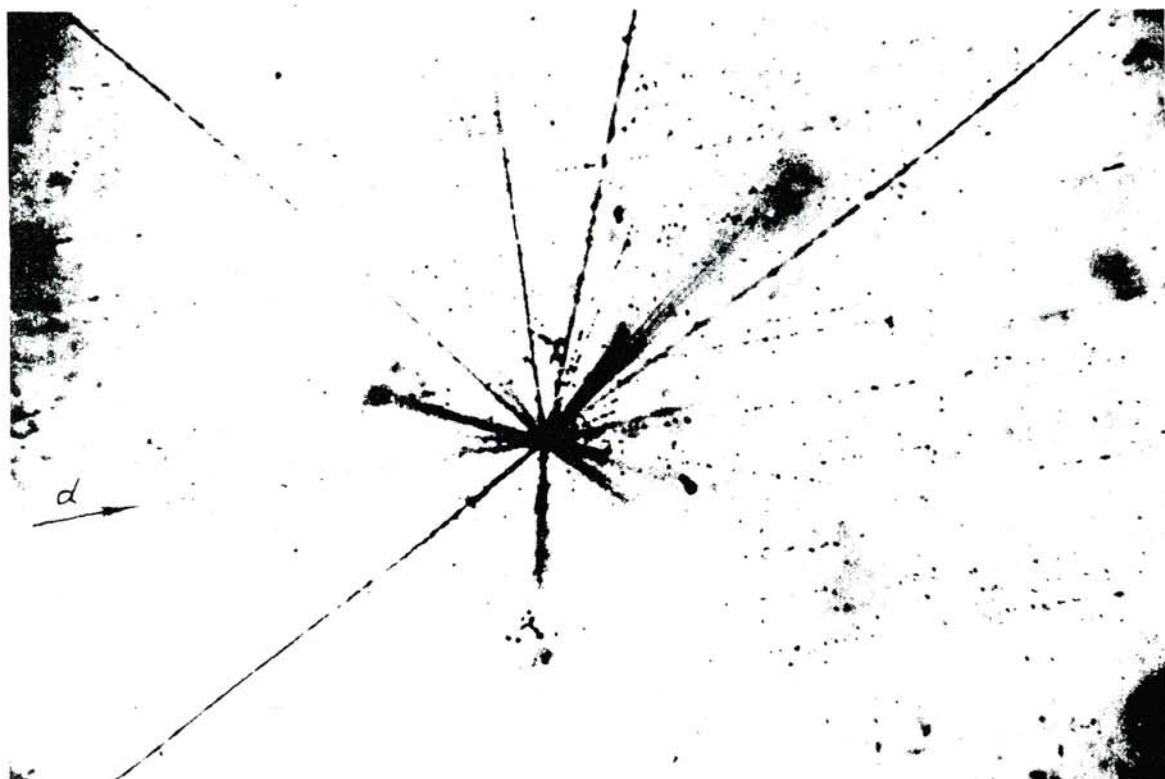


Рис. 3. Взаимодействие дейтрона ( $Pd = 9,4$  Гэв/с) с ядром фотоэмульсии.

**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  $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$  дается известной формулой Меллера

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

$\langle f | S - 1 | 1 \rangle$  — 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 преемственность 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  $v = q_0 = \frac{q \cdot P_{II}}{m_{II}} = E_I - E_1$ . Тогда  $\varphi$  можно записать в виде

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

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 /6/. 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. Vjorkep. *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

НАБЛЮДЕНИЕ ПИОНОВ  
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ  
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ДЕЙТОНОВ С ЯДРАМИ

1971

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



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.

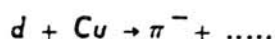
Новый режим открывает интересные перспективы для исследований в области релятивистской ядерной физики <sup>/2/</sup>. Поскольку ядра дейтерия обладают отношением заряда к массе примерно таким же, что и ядра с одинаковым количеством протонов и нейтронов, то проблема релятивистского ускорения многозарядных 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 многобарионного столкновения:





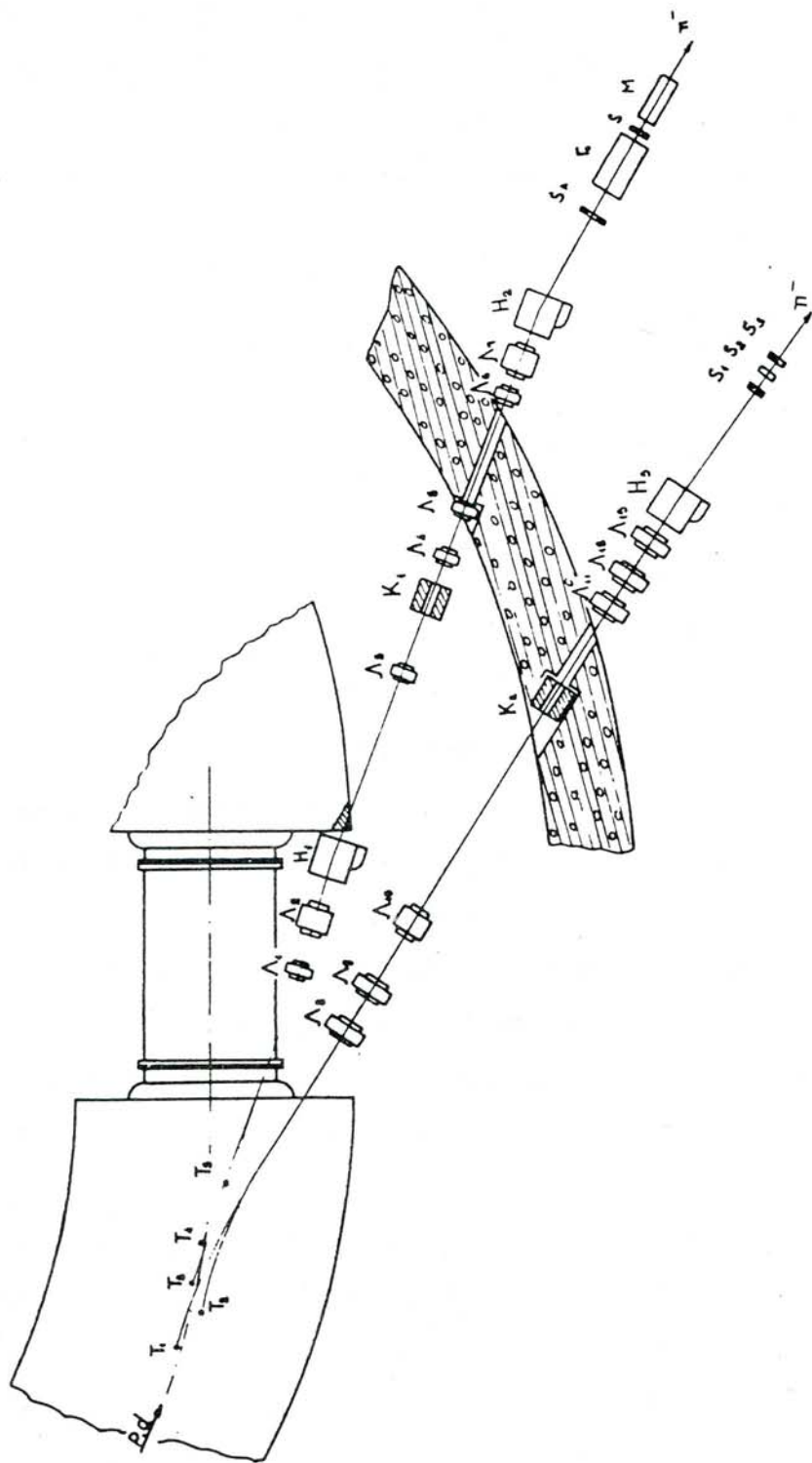


Рис. 1. Схема эксперимента.

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  $X$  . И 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 детектора Гэв/с | Угол вылета вторичных пионов (град) | Метод измерения                                  |
|--------------------------------------|----------------------------------|---|-------------------------------------|--|
| 1                                    | 2                                | 3   | 4                                   | 5  |
| 7,60                                 | 4,23                             | 3,82  | 0                                   | (1,7 ± 0,25) · 10 <sup>-2</sup> сцинтилляционный |
| 7,92                                 | 4,62                             | 3,98  | 0                                   | (1,2 ± 0,18) 10 <sup>-2</sup> черенковский       |
| 7,92                                 | 4,62                             | 3,98  | 94                                  | (1,5 ± 0,22) 10 <sup>-2</sup> черенковский       |
| 8,52                                 | 4,95                             | 4,30  | 0                                   | (0,8 ± 0,12) 10 <sup>-2</sup> черенковский       |
| 8,52                                 | 4,95                             | 4,30  | 94                                  | (1,2 ± 0,18) 10 <sup>-2</sup> черенковский       |
| 5,40                                 | 3,35                             | 2,72  | 0                                   | (0,8 ± 0,12) 10 <sup>-2</sup> сцинтилляционный   |
| 8,52                                 | 7,02                             | 4,30  | 0                                   | (5,3 ± 0,6) 10 <sup>-4</sup> черенковский        |
| 8,50                                 | 7,24                             | 4,29  | 0                                   | (4,4 ± 0,7) 10 <sup>-5</sup> сцинтилляционный    |

∞

Таблица 2

| Кинетическая<br>энергия<br>дейтонов<br>(ГэВ) | X     | $\theta$<br>[мр] | $\frac{d^2\sigma_d}{dQ dP} \left[ \frac{mb}{st.G^2k} \right]$ | $\alpha$          |
|--|-------|------------------|---|-------------------|
| 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                | $0,014 \pm 0,003$   | $0,3 \pm 0,2$     |



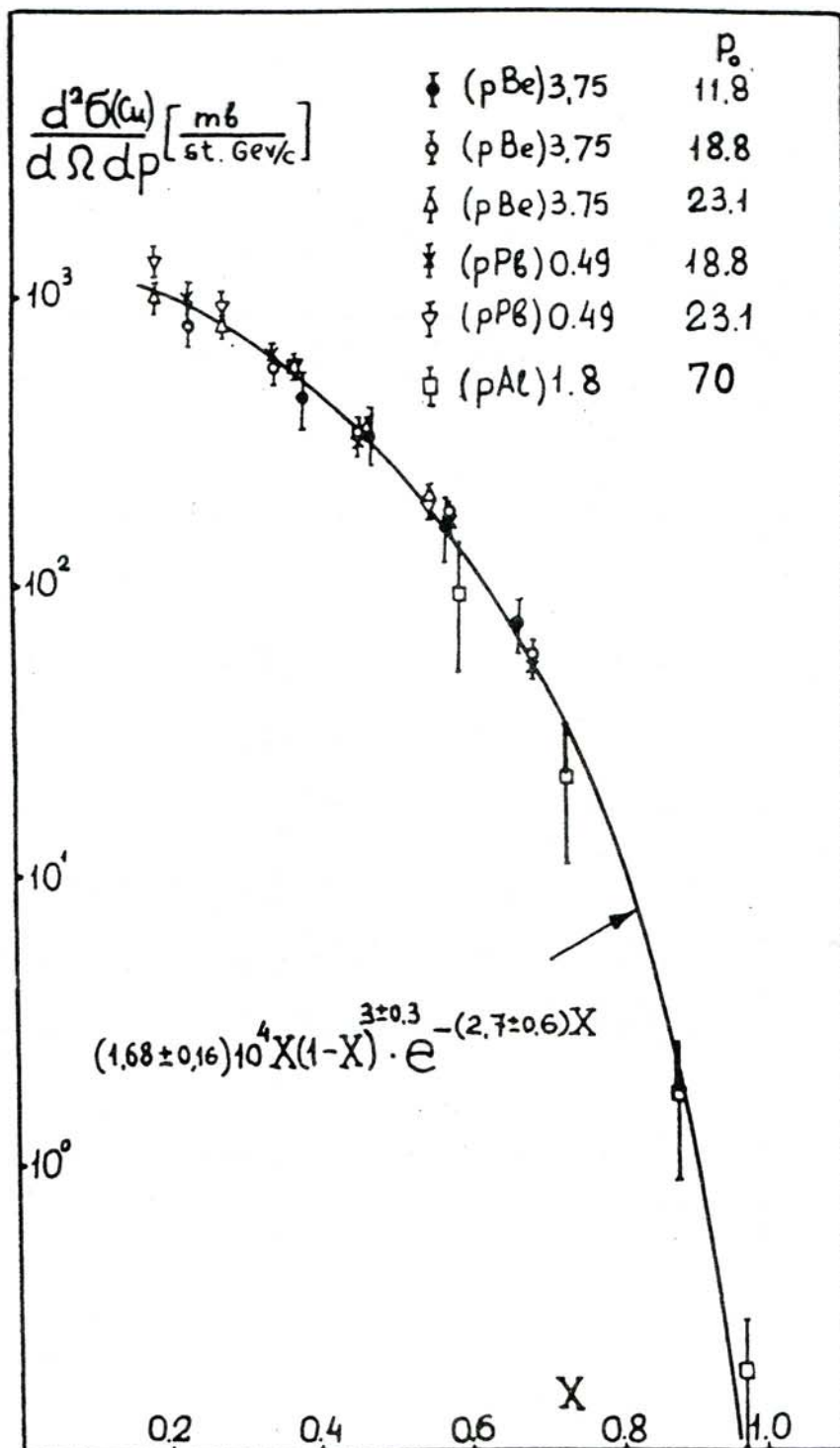


Рис. 2. Аппроксимация экспериментальных данных по сечению рождения пионов на ядрах меди аналитической функцией.

$$\sigma(Be) = 227 \text{ мб}$$

$$\sigma(Al) = 472 \text{ мб}$$

$$\sigma(Cu) = 850 \text{ мб}$$

$$\sigma(Pb) = 1750 \text{ мб},$$

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:

$$\begin{aligned} A &= (1,68 \pm 0,16) 10^4 && \text{мб} \\ \alpha &= 2,70 \pm 0,60 && \text{стер. Гэв/с} \\ c &= 2,93 \pm 0,30 \end{aligned}$$

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 [3] 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 применении 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-

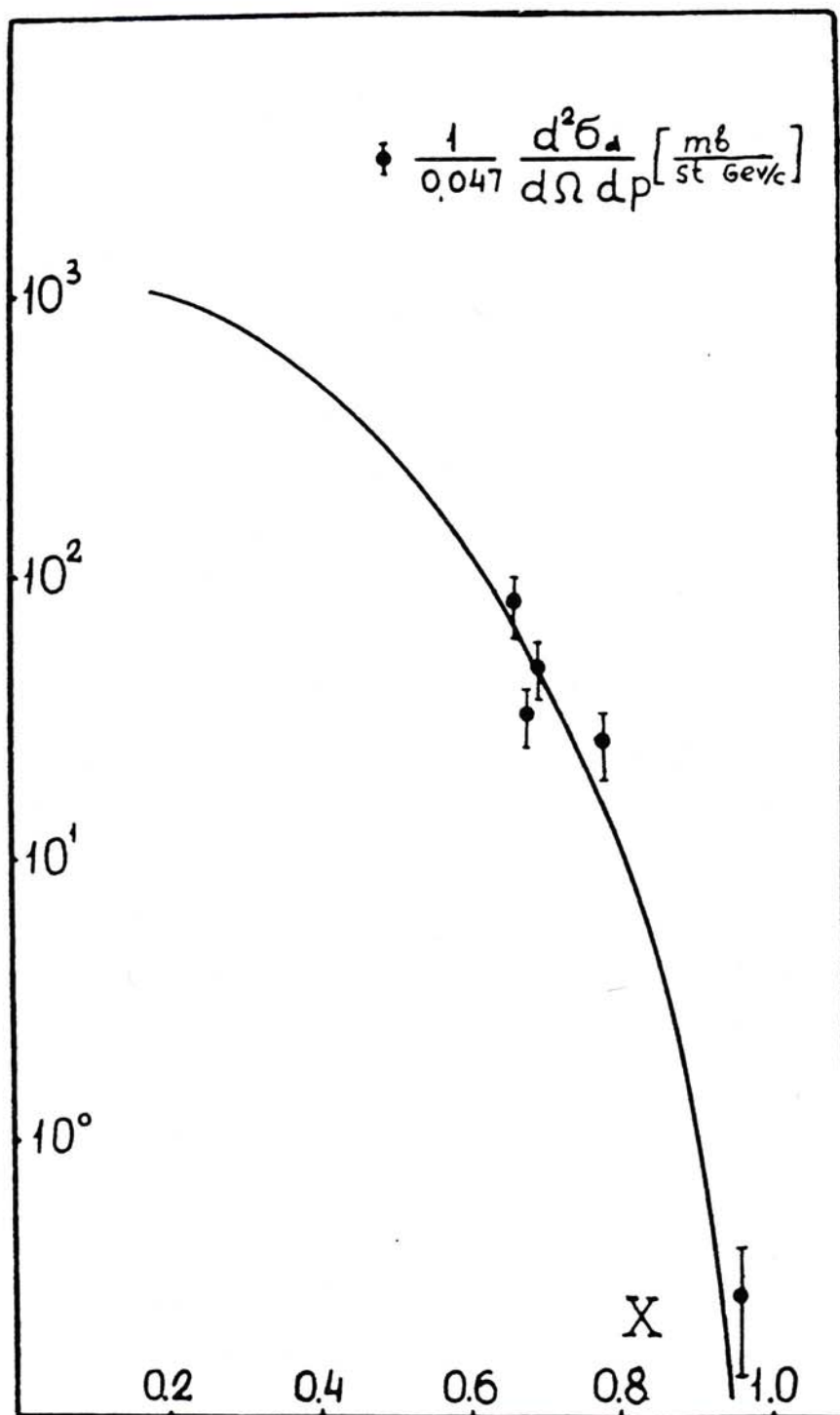


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных по сечению рождения пионов дейтронами с теоретической функцией, описывающей сечение рождения пионов протонами.



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

Как видно из табл. II, величина  $a$  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. Федукосу, 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. Дюйтейль, Р. Менье, Ж.П. Пенье, М. Спигель, К.А. Стольбрандт, Ж.П. Строст, 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.



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  $0^\circ$ ,  $\frac{d^2\sigma_{\pi^-}}{d\Omega dp} / \frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  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.

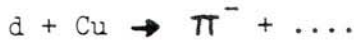
The problem of secondary beams is of great importance not only from the point of view of the ideas mentioned above, but also from the point of view of experiment planning, accelerator construction and development.

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 ( $\pm \frac{\Delta p_1}{p_1} = 3\%$  and  $\frac{\Delta p_2}{p_2} = 1.5\%$ ). 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  $\text{cm}^2$ ,

$\Delta\Omega$  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



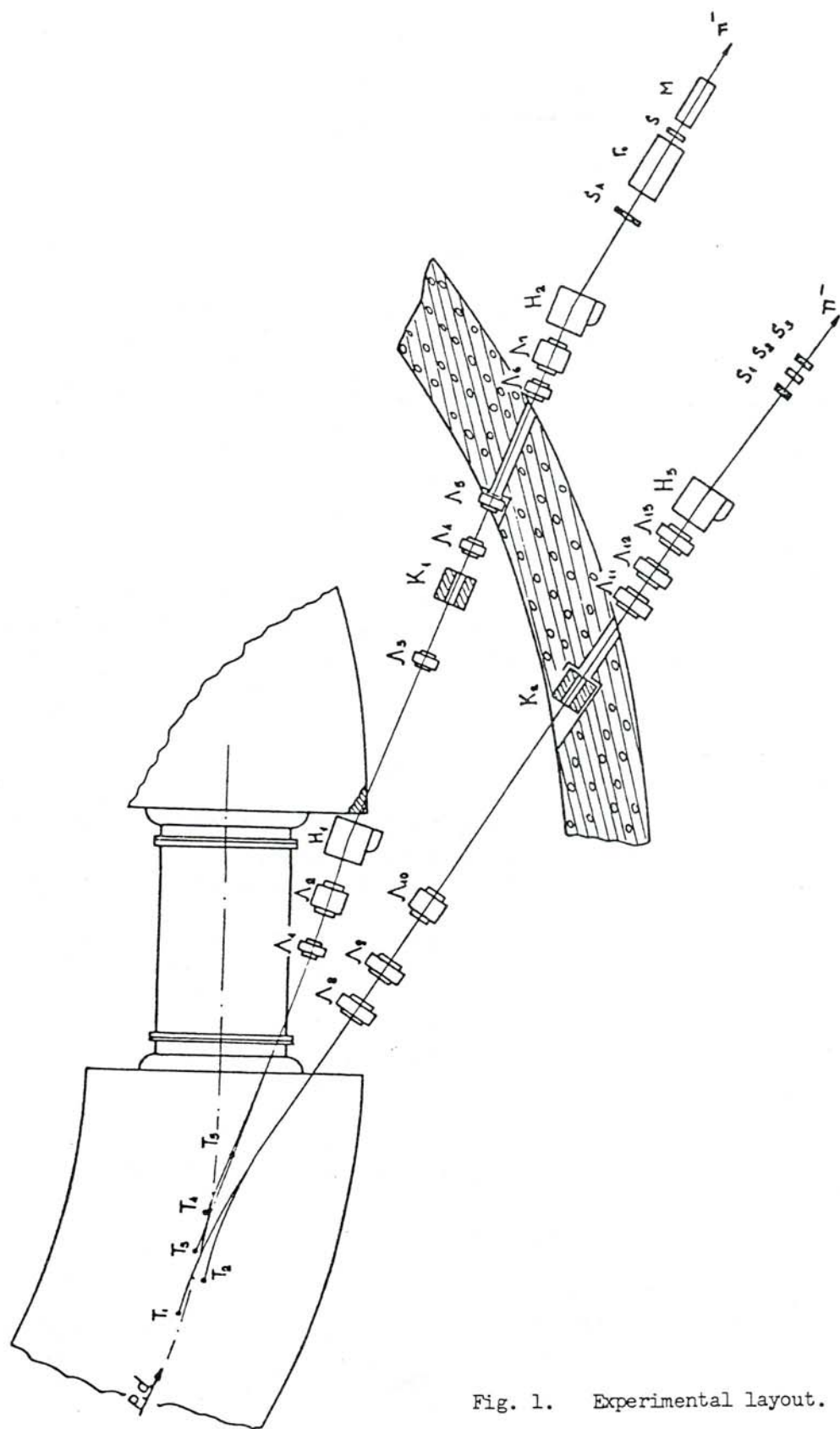


Fig. 1. Experimental layout.

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  $\frac{d^2\sigma_p}{d\Omega dp}$  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,

$P_\pi^{\max}$  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  $P_\pi^{\max}$  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.

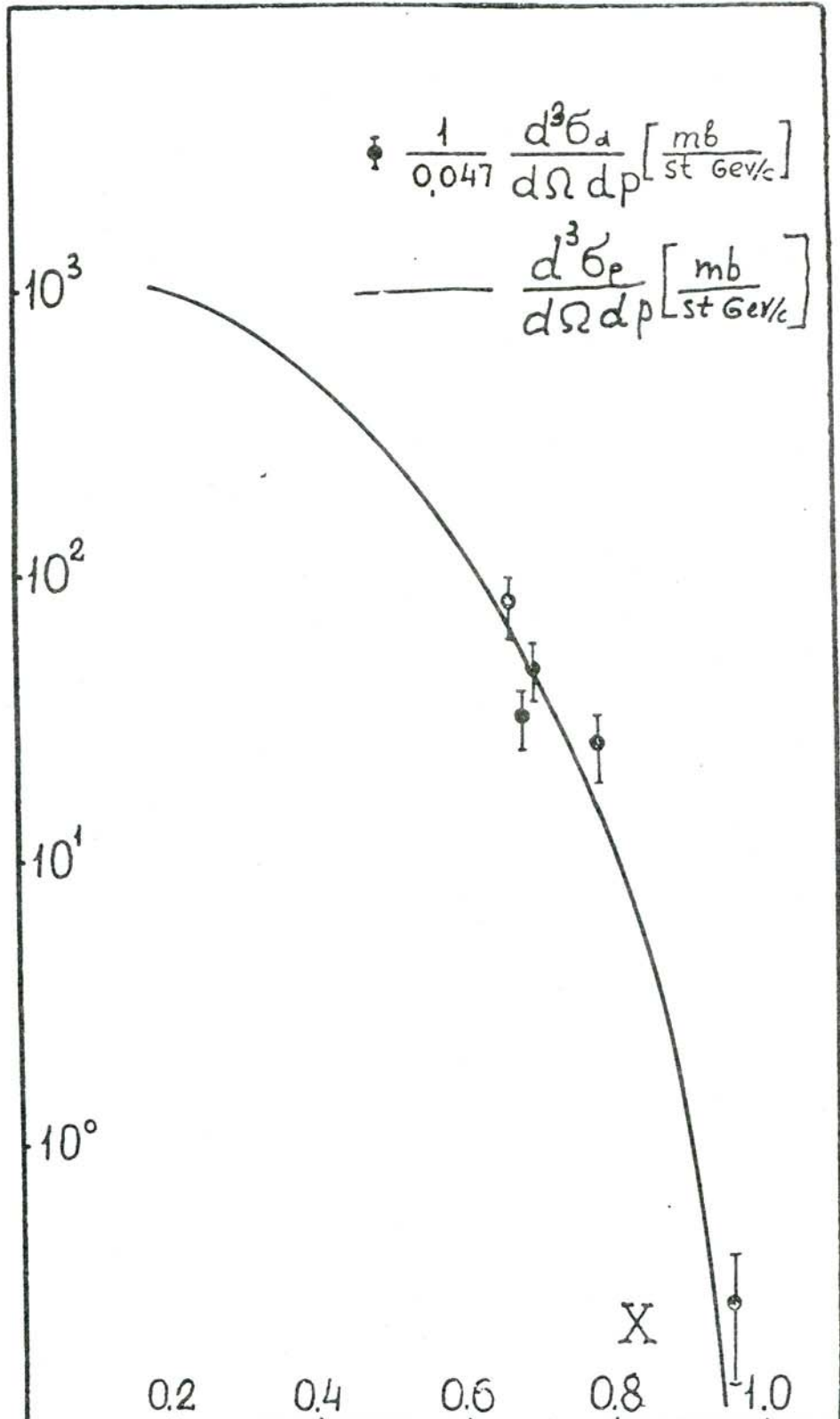


Fig. 2 Comparison of the experimental data on the cross section of the pion production by deuterons with the function describing the cross section of the pion production by protons.



Semenyushkin, L. P. Zinoviev, Yu. D. Beznagikh, 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. Giacomelli, A. N. Diddens, P. Duteil, R. Meunier, J. P. Peigneaux, M. Spighel, K. A. Stolbrandt, J. P. Stroot, K. Schlüpman, *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) | $h$  |      |    |            |                  |               | Method of measurement |
|-----------------------------------|------|------|----|------------|------------------|---------------|-----------------------|
|                                   | 2    | 3    | 4  | 5          | 6                |               |                       |
| 7.60                              | 4.23 | 3.82 | 0  | (1.7+0.25) | 10 <sup>-2</sup> | scintillation |                       |
| 7.92                              | 4.62 | 3.98 | 0  | (1.2+0.18) | 10 <sup>-2</sup> | Cerenkov      |                       |
| 7.92                              | 4.62 | 3.98 | 94 | (1.5+0.22) | 10 <sup>-2</sup> | Cerenkov      |                       |
| 8.52                              | 4.95 | 4.30 | 0  | (0.8+0.12) | 10 <sup>-2</sup> | Cerenkov      |                       |
| 8.52                              | 4.95 | 4.30 | 94 | (1.2+0.18) | 10 <sup>-2</sup> | Cerenkov      |                       |
| 5.40                              | 3.35 | 2.72 | 0  | (0.8+0.12) | 10 <sup>-4</sup> | scintillation |                       |
| 8.52                              | 7.02 | 4.30 | 0  | ( 5.3+0.8) | 10 <sup>-5</sup> | Cerenkov      |                       |
| 8.50                              | 7.24 | 4.29 | 0  | ( 4.4+0.7) | 10 <sup>-5</sup> | 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 $\pm$ 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     |

**СБОРНИК**

**КРАТКИЕ  
СООБЩЕНИЯ  
ПО  
ФИЗИКЕ**

*№ 1 январь 1972*

**АКАДЕМИЯ НАУК СССР**

*Ордена Ленина*

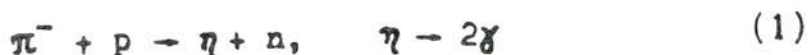
*Физический институт им. П.Н. Лебедева*



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>.

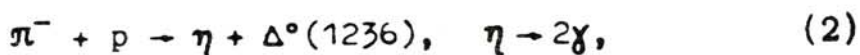
Пучок отрицательных пионов от синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ проходил через жидководородную мишень. Образованные в ней  $\eta$ -мезоны практически в точке генерации распадались на два фотона. Поток пионов регистрировался двумя сцинтилляционными счетчиками, расположенными перед мишенью.

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  $\pm 0,6^\circ$ .

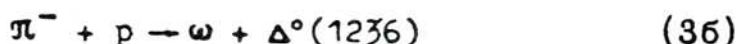
Распределение событий по эффективной массе двух  $\gamma$ -квантов  $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})}$  представлено на рис. 1. Положение максимума близко к массе  $\eta$ -мезона. На этом же рисунке изображено промоделированное распределение эффективных масс двух  $\gamma$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

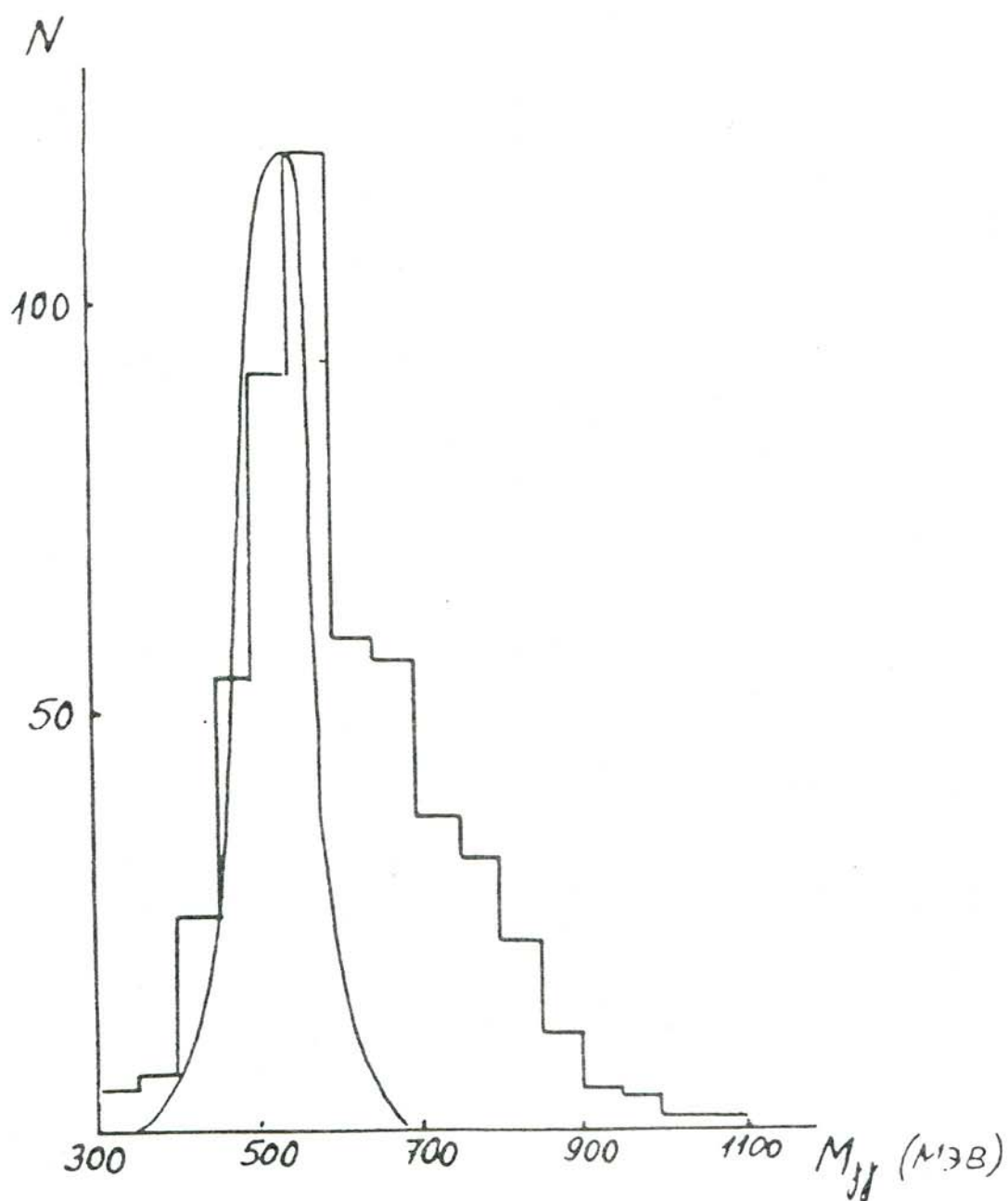
Во-вторых, процесс образования  $\omega$ -мезонов в реакциях



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.

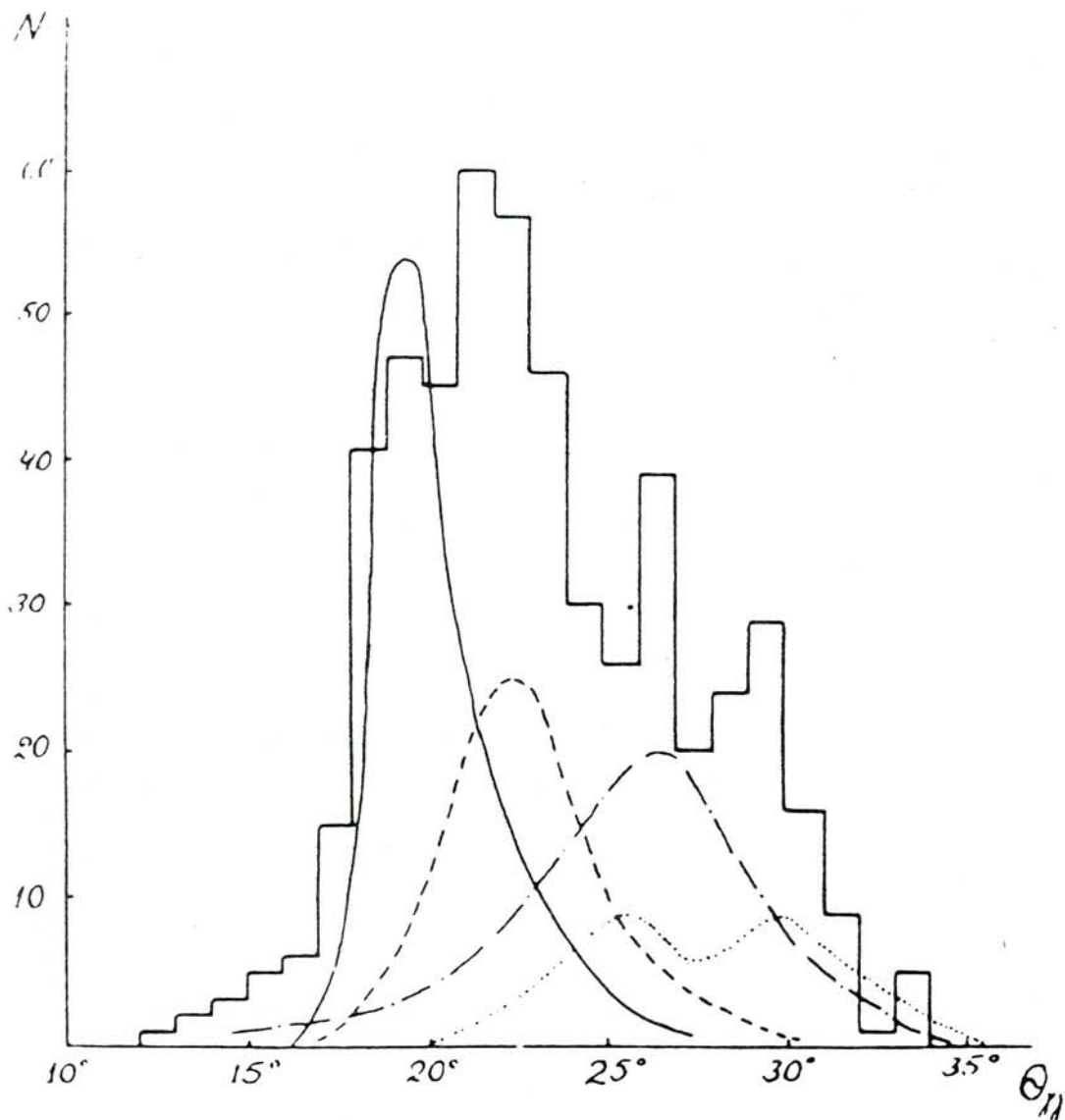
На рисунке 2 представлено полученное в эксперименте распределение по углу разлета двух  $\gamma$ -квантов  $\theta_{\gamma\gamma}$ . Пунктиром изображено промоделированное





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.

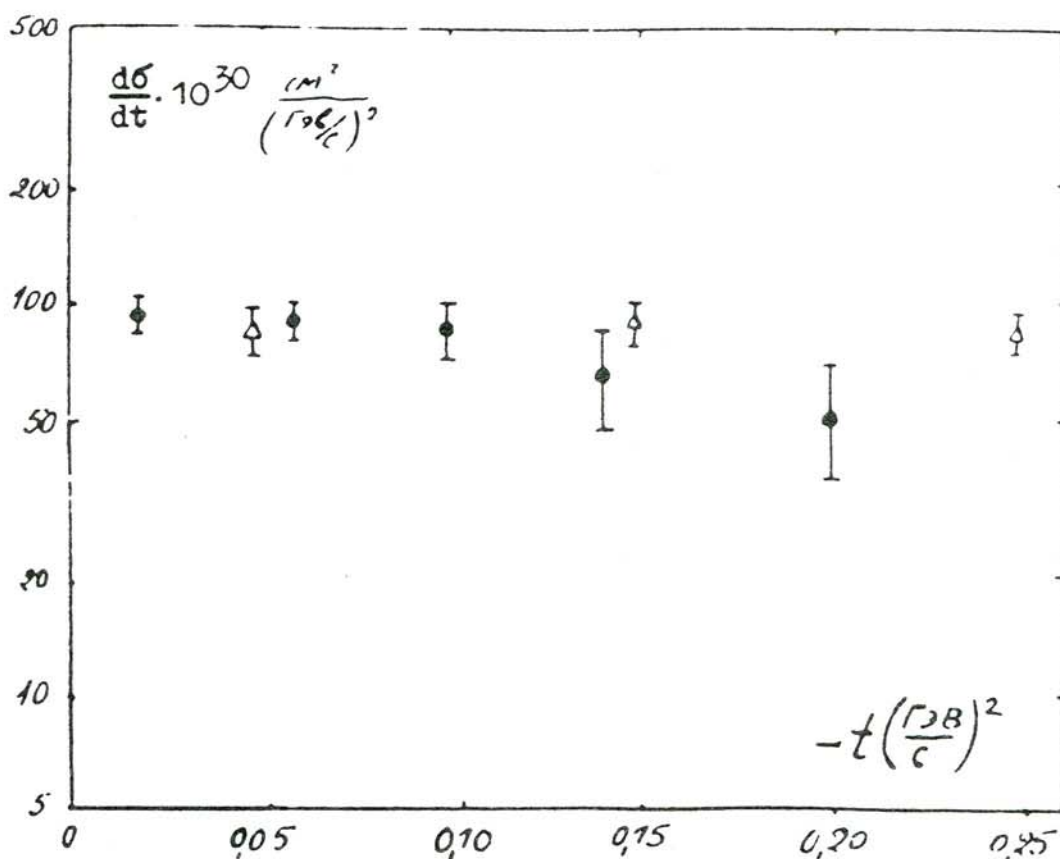
50



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  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-p \rightarrow \eta\pi, \eta \rightarrow 2\gamma)$  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  $\chi$ -квантов. Как видно из рисунка, ограничение  $\theta_{\chi\chi}$  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  $\chi\chi$ -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).





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. ВВЕДЕНИЕ

Успешный запуск 2-метровой жидководородной камеры "ЛЮДМИЛА" 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, интенсивностью  $1,3 \cdot 10^5$  (цикл и с примесями других частиц  $\pm 1\%$ ). Исследования электромагнитных взаимо-



действий являются прямым и логическим продолжением программы исследований взаимодействий частиц высоких энергий, проводимой в ИФЭ. 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 ИФЭ. 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 ИФЭ 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 (s) 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.РИКЕРА и Б.НАРОС-КА (DESU) 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 ИФВЭ. 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 ИФЭ на базе действующего канала Е 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 программ, 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  $\sigma_{\pm}(\gamma N)$  измерено до  $\nu \approx 20$  Гэв, рис.3. Наиболее популярным выражением для  $\nu$ -зависимости  $\sigma_{\pm}$  в этой области является:

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

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

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

при учете вклада  $P(\alpha_P(0) = 1)$ ,  $P'$  и  $\Omega_2$

$$(\alpha_{P'}(0) = \alpha_{\Omega_2}(0) = 1/2) \quad \text{траекторий.}$$

Имеющиеся экспериментальные данные дают для протона:

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

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  $\sigma_t(\pi^+ p)$  и  $\sigma_t(K^+ p)$ .

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

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

здесь  $\varphi$  - фаза вычета и  $\alpha_I$  - 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  $\sigma_t$  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 комптон-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  |
|---|--|---------------------|---------------------------|----------------------------------|--|
| EA <sup>21</sup><br>collaboration             | bremsstrahlung                             | $\leq 6$            |                           | 500                              | Final state $p\pi^+\pi^-$ is 3 (or 4) - constrained; background from other reactions is negligible; no data below $ t  = 0.02 \text{ GeV}^2$ |
| DESY <sup>22</sup><br>(ABBHM)                 |  | $\leq 6$            | $p, \gamma, \pi^+, \pi^-$ | 2000                             |  |
| SLAC-Weizmann-<br>Tel Aviv <sup>24</sup>      | quasi monochromatic                        | 2-8                 |                           | 3000                             |  |
| SLAC-Berkeley <sup>23,28</sup><br>Tufts       | Laser beam, lin.pol., approx.monochromatic | 2.8; 4.7<br>9.3     |                           | 6000                             |  |
| SLAC <sup>29</sup>                            | bremsstrahlung                             | 2-16                |                           | 400                              |  |
| DESY (AHHM) <sup>30</sup>                     | tagged $\gamma$ beam                       | 3-6                 |                           | 2000                             |  |
| DESY <sup>31</sup><br>(Blechschild<br>et al.) | tagged $\gamma$ beam                       | 3-5                 |                           | 350                              | 1 constraint, $\sin^2\theta$ assumed   |
| Cornell <sup>32</sup>                         | bremsstrahlung                             | 4-8.5               | $\pi^+, \pi^-$            | many                             | inelast.BG subtracted at 8.5 GeV   |
| DESY-MIT <sup>33</sup>                        |  | 3-7                 |                           | 10 <sup>5</sup>                  | inelast.BG not excluded  |
| SLAC <sup>34</sup><br>(Bulos et al.)          | monochromatic                              | 9                   |                           | 1400                             | $\sin^2\theta$ assumed   |
| SLAC <sup>35</sup><br>(Anderson et al.)       | bremsstrahlung                             | 6-18                | $p$ and missing mass      | many                             | 1 constraint, missing mass technique; resolution not good enough to separate $\rho$ and $\omega$ production                                  |
| CEA<br>(Gladding et al.)                      | Tagged $\gamma$ beam                       | 3-4.7               | $p$ and missing mass      |                                  |  |



Для объяснения экспериментальных фактов был предложен целый ряд теоретических моделей, таких, как мультипериферическая, мультиреджеонная, статистическая, фиберболевая, партонная и др. Существенные черты этих моделей получили отражение в так наз. гипотезе предельной фрагментации /6/, 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 /7/, что существование таких пределов фактически эквивалентно масштабной инвариантности Фейнмана /8/, 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 /9/, 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:

$$P(P_{\parallel}, P_{\perp}, E) = P_{\infty}(P_{\parallel}, P_{\perp}) + E^{\alpha-1} P'(P_{\parallel}, P_{\perp}), \quad (4)$$

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

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

$$P_{\infty}(p \xrightarrow{\gamma} c) = P_{\infty}(p \xrightarrow{\pi^{\pm}} c) \sigma_{+}(\gamma p) / \sigma_{+}(\pi^{\pm} p),$$

где  $P(p \xrightarrow{\gamma} c)$  соответствуют инклюзивным реакциям  $a + p \rightarrow c + \dots$ .

Таким образом, ожидается, что функция распределения

$P_{\infty}(P_{\parallel}, P_{\perp})$  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  $\gamma + p \rightarrow (n - \text{частиц})$ . 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

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

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

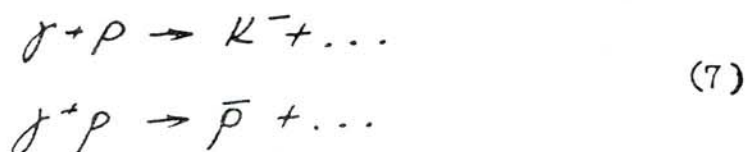
$$\rho(p_{\parallel}, p_{\perp}, E) \rightarrow \rho_{\infty}(p_{\parallel}, p_{\perp})$$

(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  $p_{\parallel}$  и  $E$  меняются. Изучается зависимость  $\rho$  от  $p_{\parallel}/E$  (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>9</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.

### Г. Поиски корреляционной длины

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

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

Ищется корреляционная функция:

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

Специальный интерес представляет изучение предела  $G$  при  $p_{||} \ll p'_{||}, E$ . 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/:

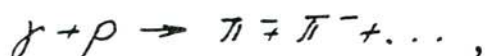
$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp} dp'_{\perp}} = G(\vec{p}_{\perp}, \vec{p}'_{\perp}),$$

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

Здесь  $\vec{p}_{\perp}$  - поперечный импульс конечной "ведущей" частицы,  $\vec{p}'_{\perp}$  - 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

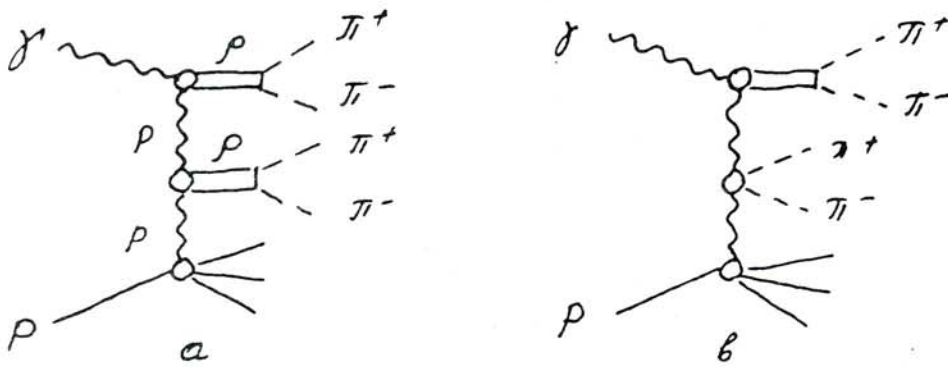


подобно тому, как это предлагалось для реакций (7).

#### 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  $\rho$  -пики в распределении  $\pi^+\pi^- / |I_3|$ .

### 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).

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

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

$\rho, \rho', A_2, \pi$  - 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:

$$\sigma_t(\gamma p) = \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{g_V^2}} \frac{1}{4\pi} \frac{1}{1+\eta_V^2} \left. \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow pV) \right|_{t=0}. \quad (2)$$

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

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

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow pV) = \frac{\pi\alpha}{g_V^2} \frac{d\sigma}{dt}(Vp \rightarrow Vp), \quad (3)$$

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

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



Проверка этих соотношений при высоких энергиях представляет большой интерес.

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

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

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

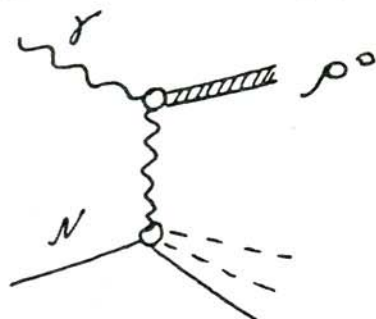
$$\sigma_{\pm}(\gamma p) = \sigma_{\pm}(\kappa^+ p). \quad (6b)$$

Можно избежать использования соотношений (6), т.е. модели кварков, если для  $\sigma_{\pm}(Vp)$  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:

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

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 5 9 на ускорителе ИФВЗ 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  $\Pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Гамма-кванты с углом образования  $\vartheta_\gamma = 0^\circ$  конвертируют 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 ИФВЗ внутренняя мишень длиной 20 мм,  $\phi$  2 мм,  $Al$ . В стигматичном фокусе между магнитами  $M_3$  и  $M_4$  устанавливается радиатор  $R$  толщиной



0,02-0,05 рад.единицы, который является источником тормозных гамма-квантов. Магнит  $M_4$  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  $M_4$  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  $\mu\text{р}$ - взаимодействий, из них  $\sim 17 000$  3-лучевых), приведены ниже.

| Число лучей | $14 \text{ ГэВ} \leq E_\gamma \leq 17 \text{ ГэВ}$ |  | $17 \text{ ГэВ} \leq E_\gamma \leq 35 \text{ ГэВ}$ |  |
|-------------|--|--|--|--|
|             | к-во соб.  | $\mu\text{р} \rightarrow \mu\text{р}\mu\text{р}$ | к-во соб.  | $\mu\text{р} \rightarrow \mu\text{р}\mu\text{р}$ |
| 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 немонахроматизированным тормозным излучением в интервале  $14 \text{ ГэВ} \leq E \leq 17 \text{ ГэВ}$  будет  $\sim$  в 5 раз меньше.

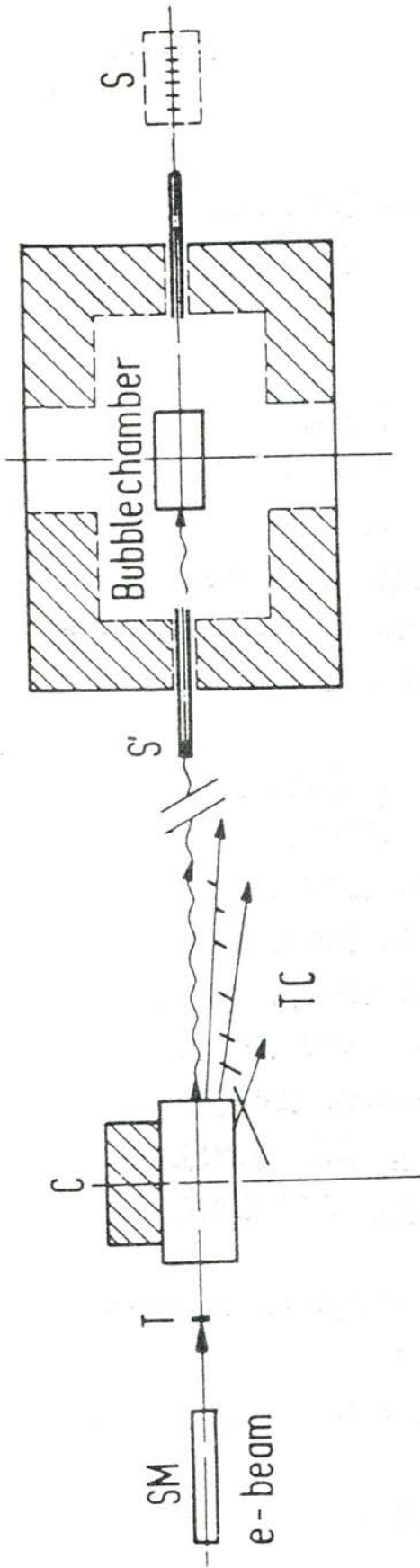
Расчеты позитронного пучка показывают, что ожидаемой интенсивности позитронов достаточно для создания необходимого по интенсивности квазимонохроматического пучка  $\gamma$ -квантов.

## 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.Тами, 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, 1319 (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.Махантхатра. Lett.. Nuovo Cim., 2, 326 (1971).  
А.И.Санда. Препринт NAL THY -19 (1971) .  
М.Еинкорт. Препринт UCRL -20688 (1971).  
М.Г.Олссен. Препринт CERN TH 1376 (1971).
13. К.Г.Уилсон . Препринт CLNS -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 ИФВЭ, ОП-СТФ 70-105, Серпухов, 1970 г.
19. К.П.Мызников и др.  
Препринт ИФВЭ, СКУ 68-57, Серпухов, 1968 г.



SM Pulsed magnet

T Conversion target

C C Magnet

TC Tagging counters

S' Window counter

S Shower counter

Experimental Arrangement

Рис.1

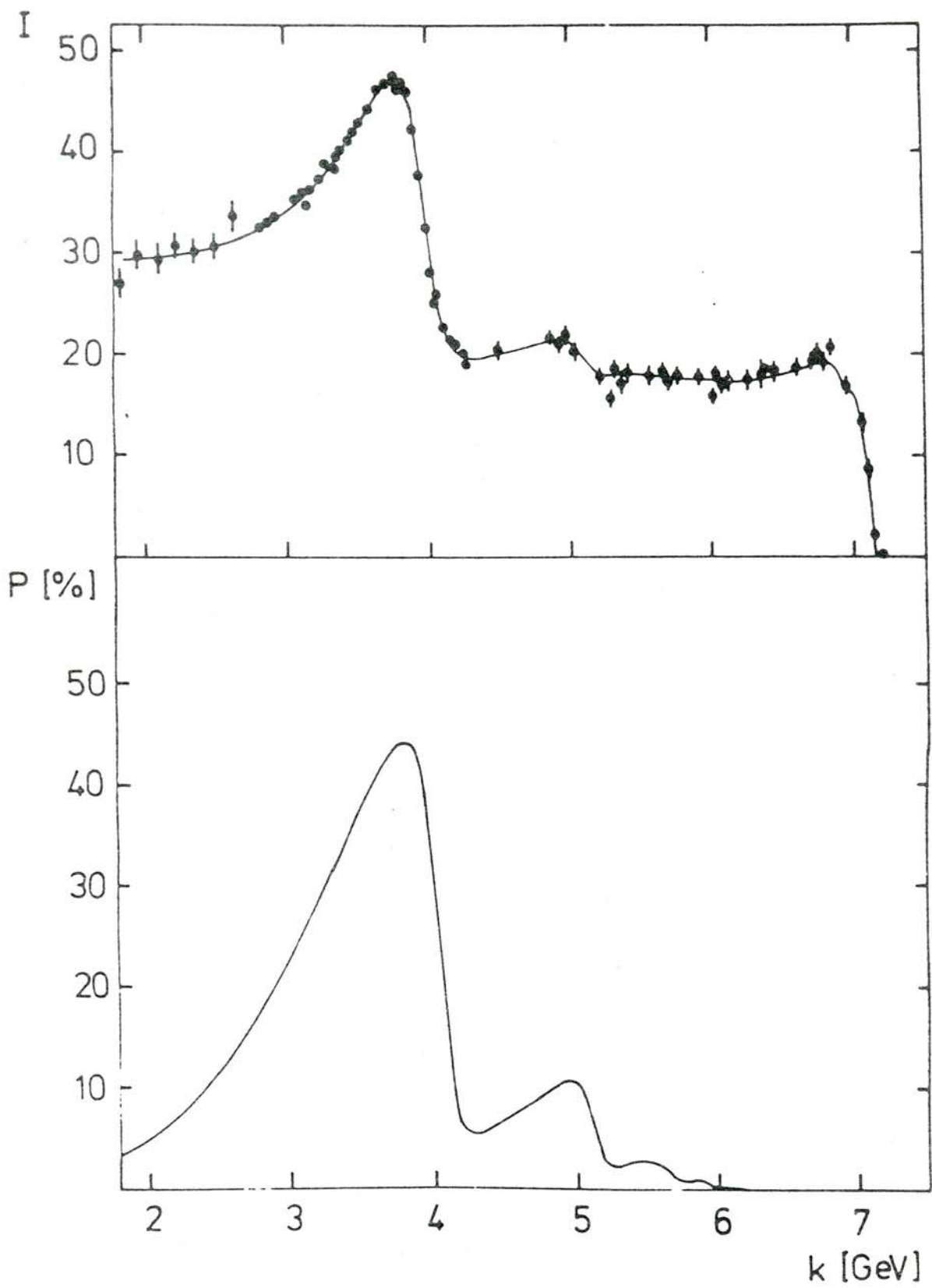


Рис. 2

30

95



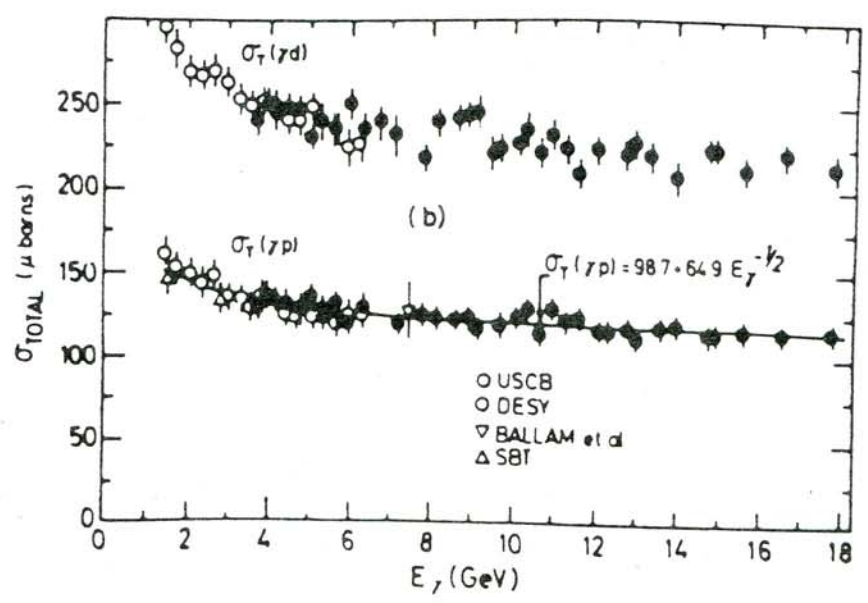
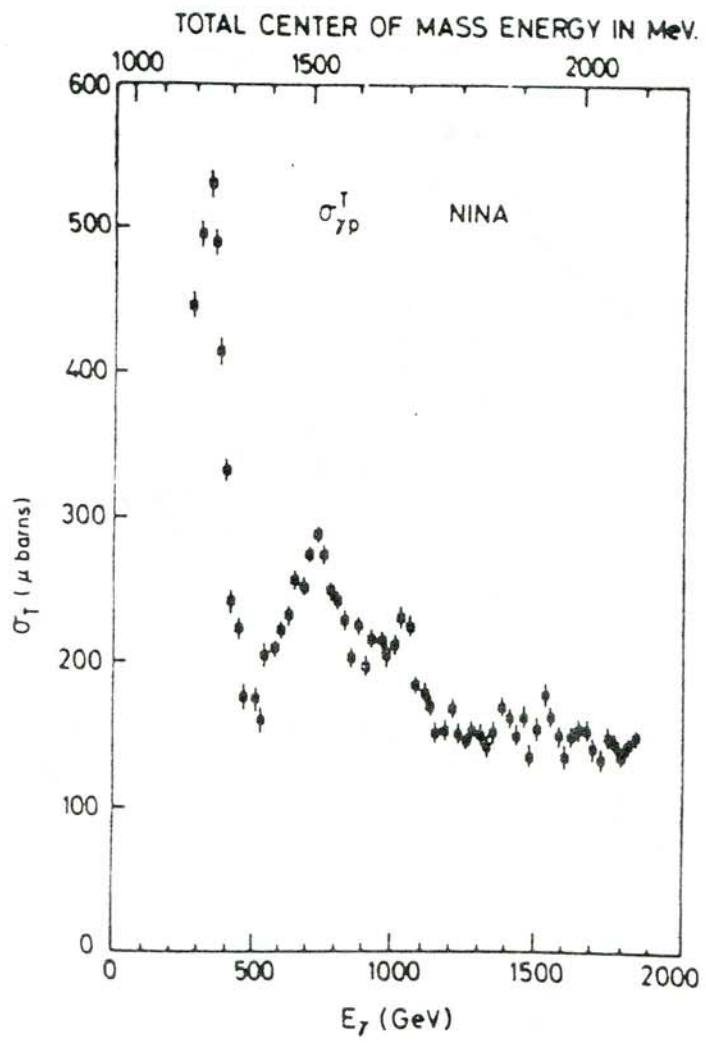


Рис. 3

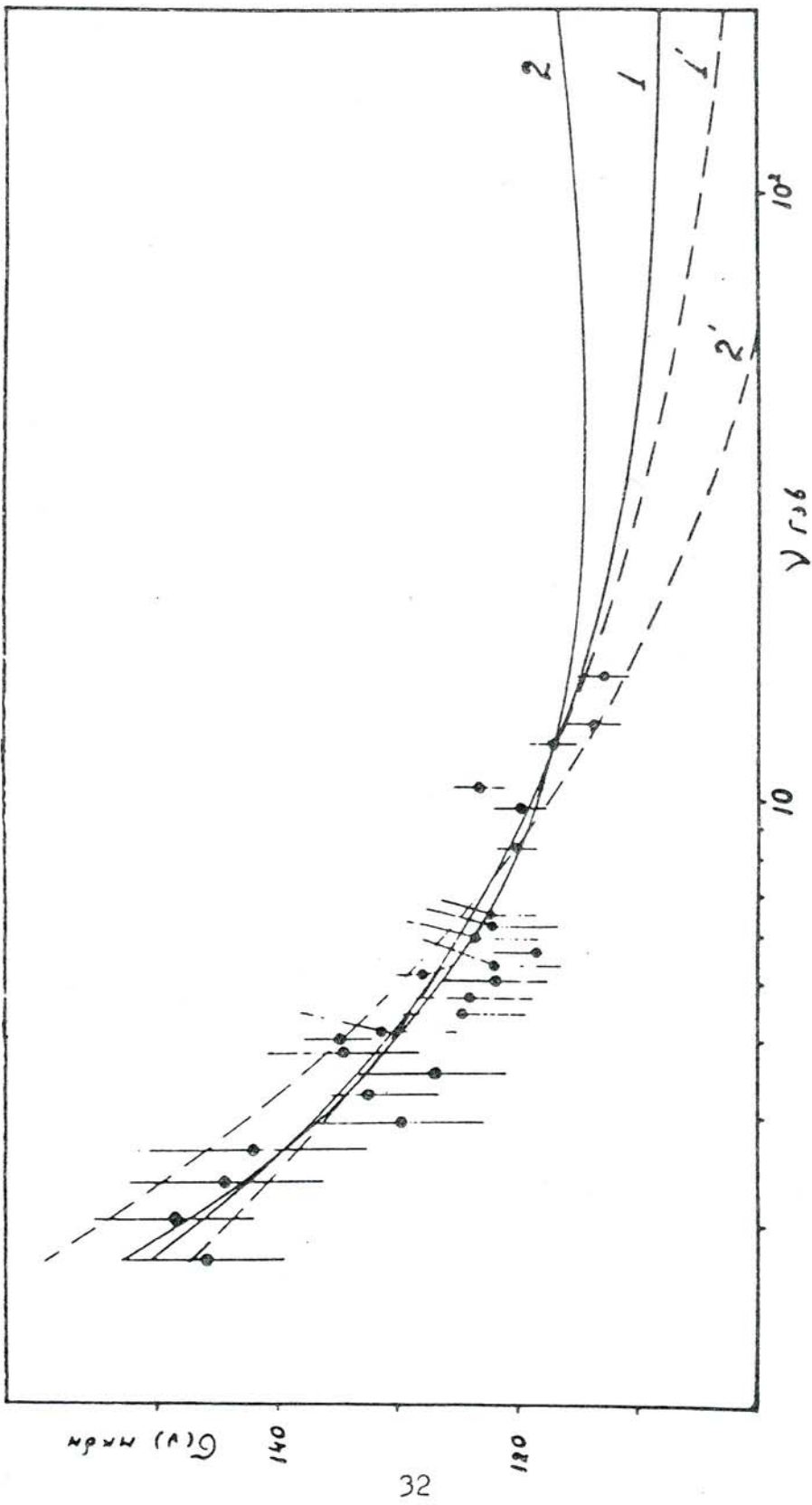
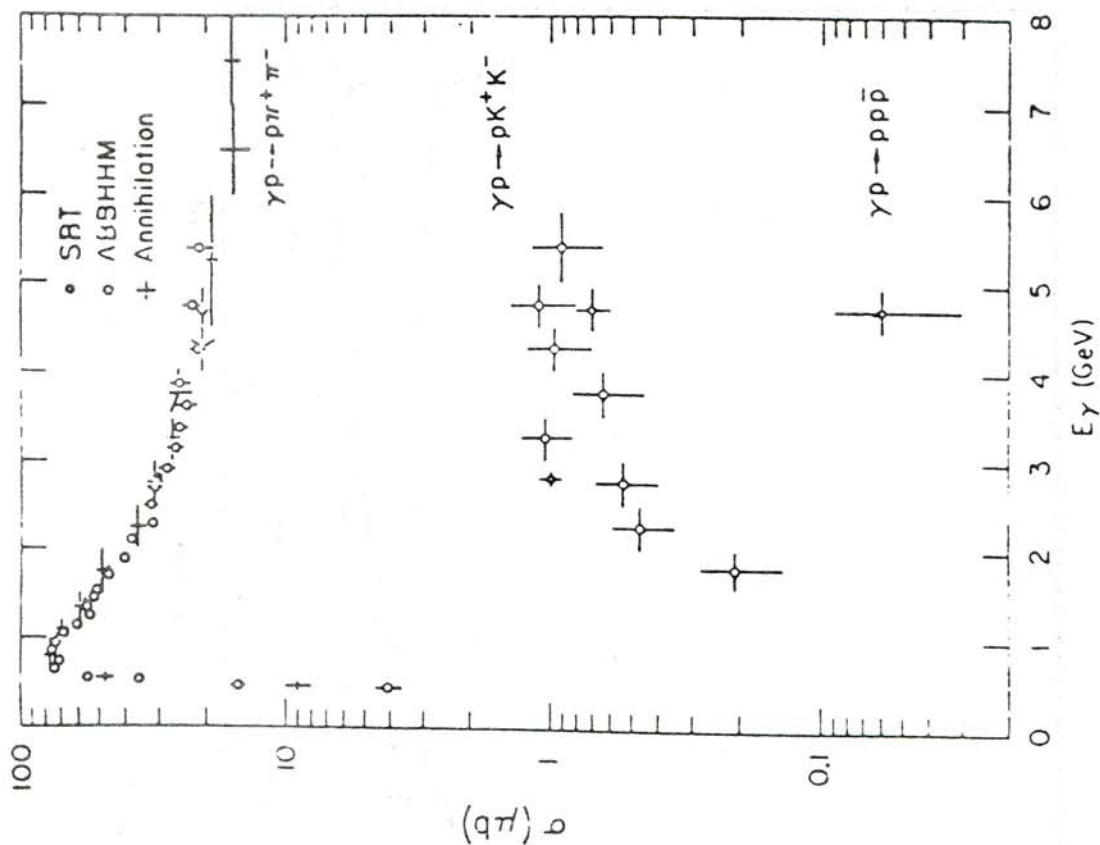
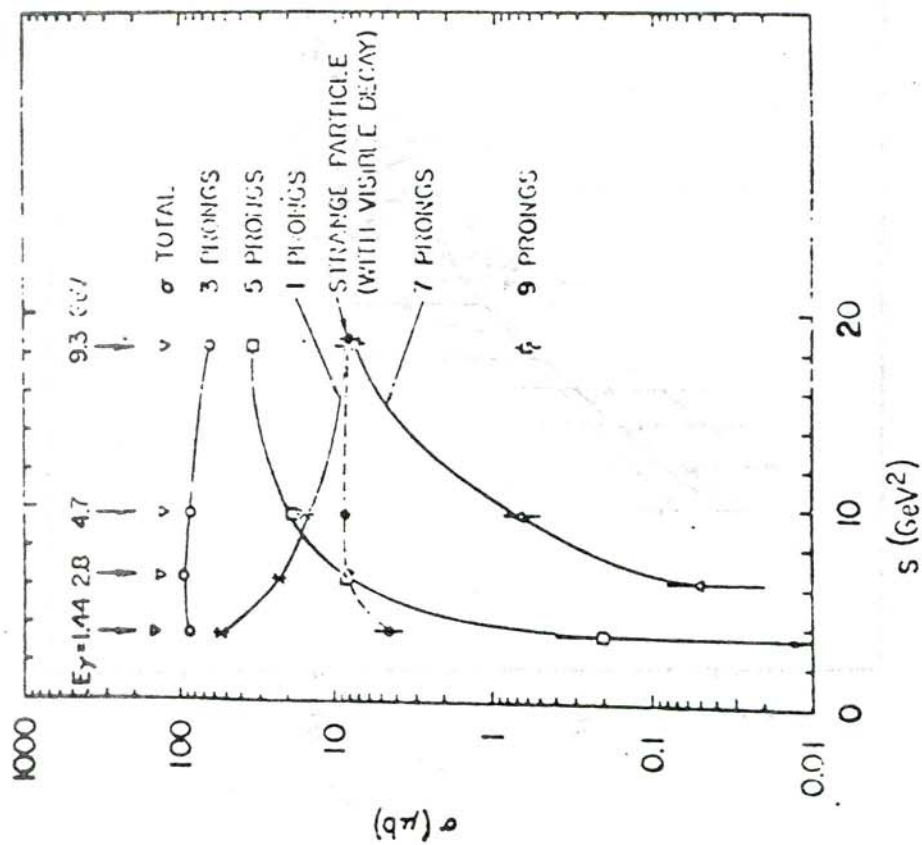


Рис. 4



### SBT-Collaboration





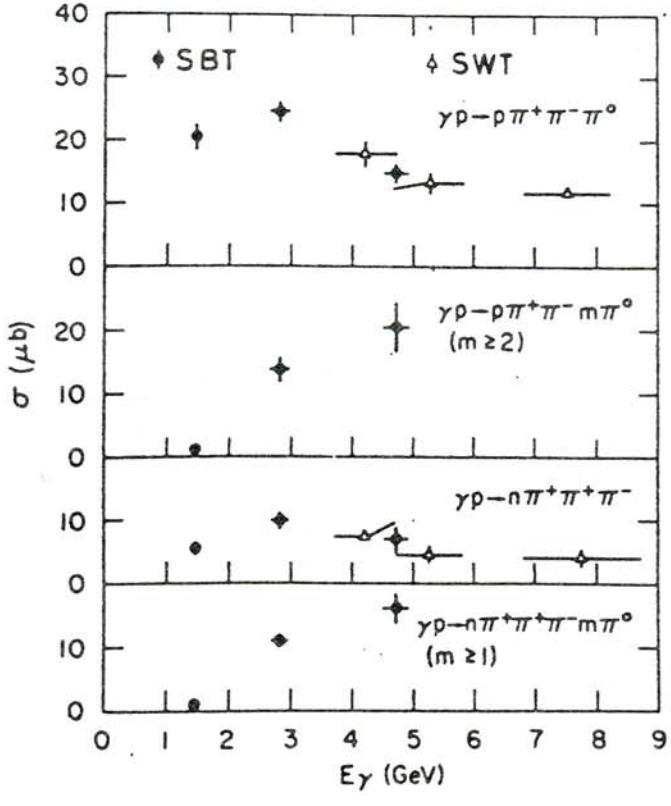
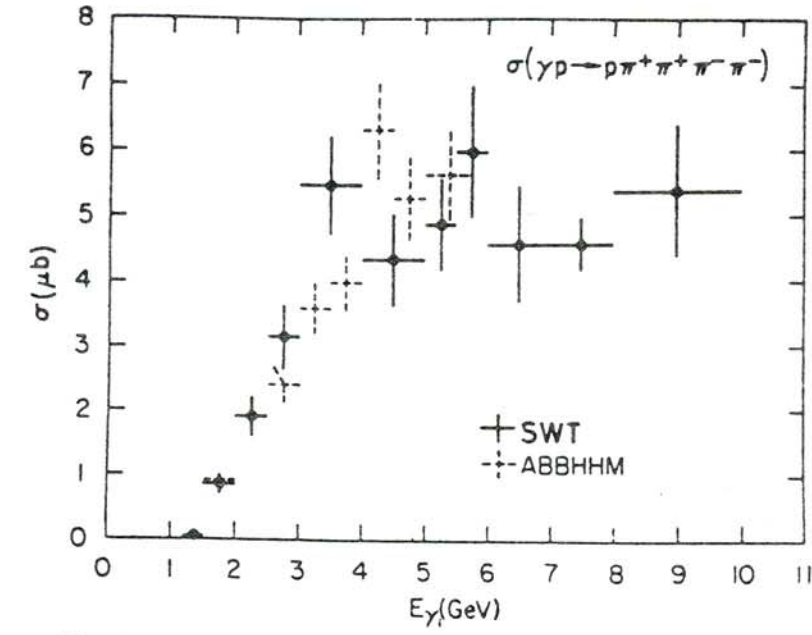


Рис. 6

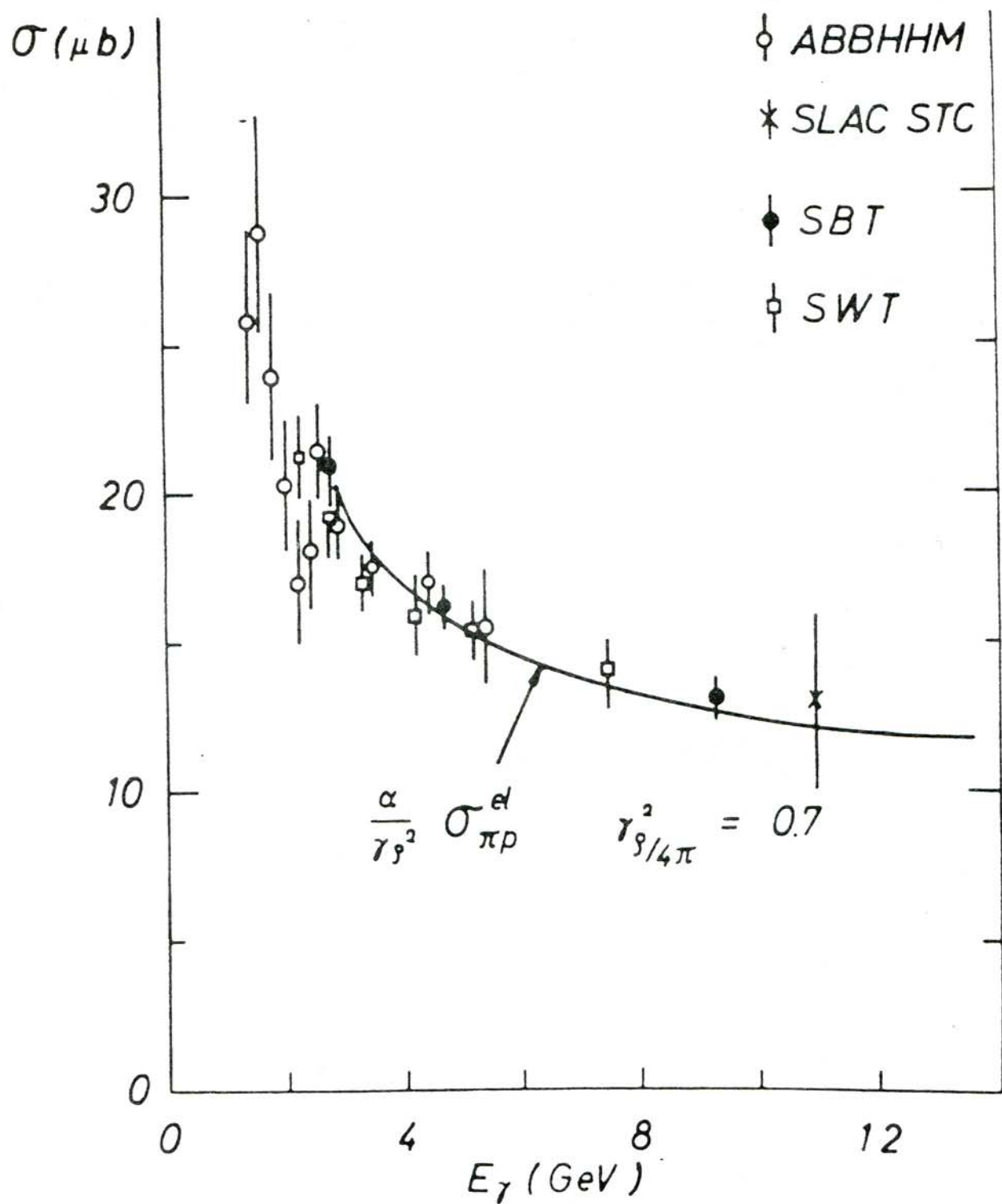


Рис. 7

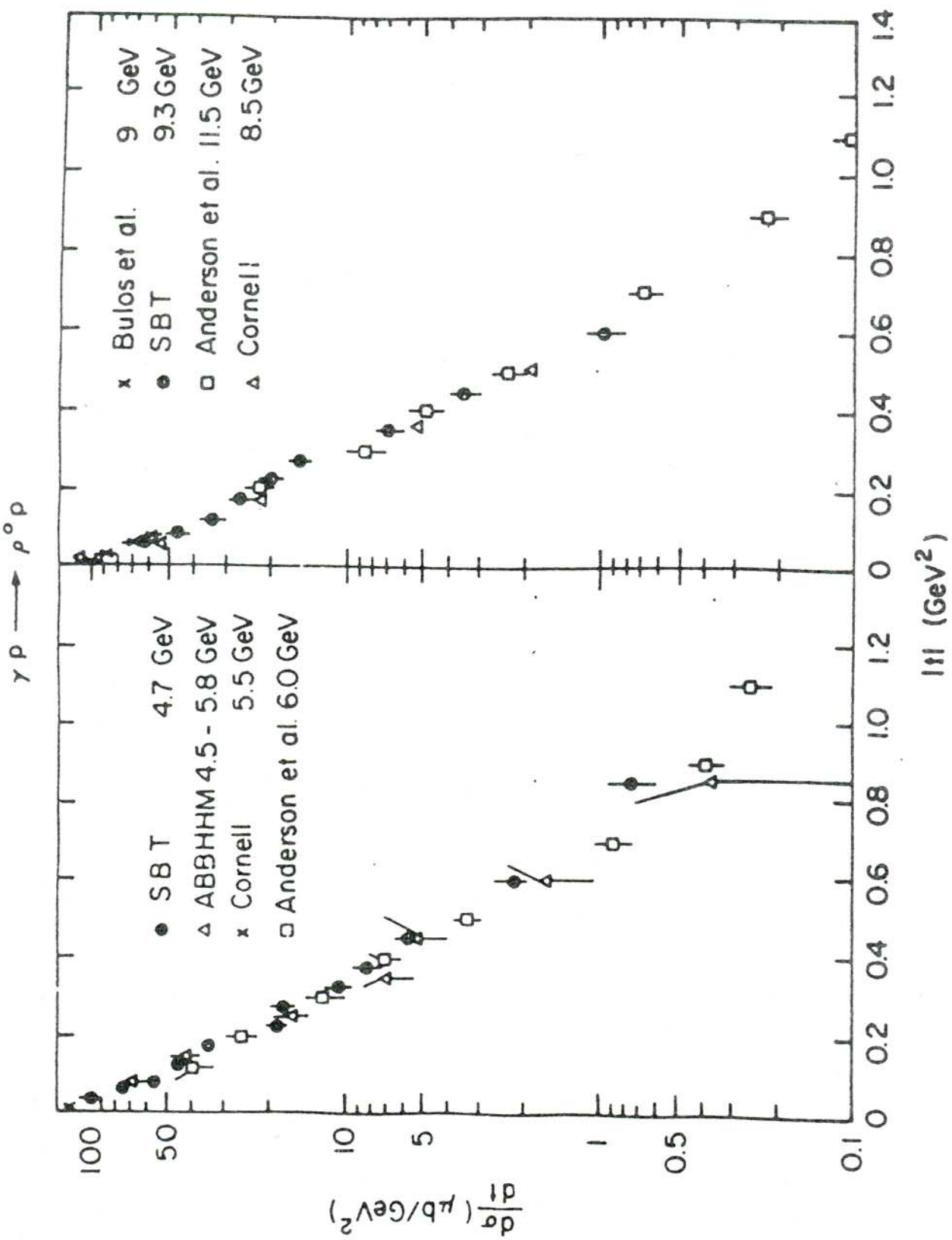


Рис. 8



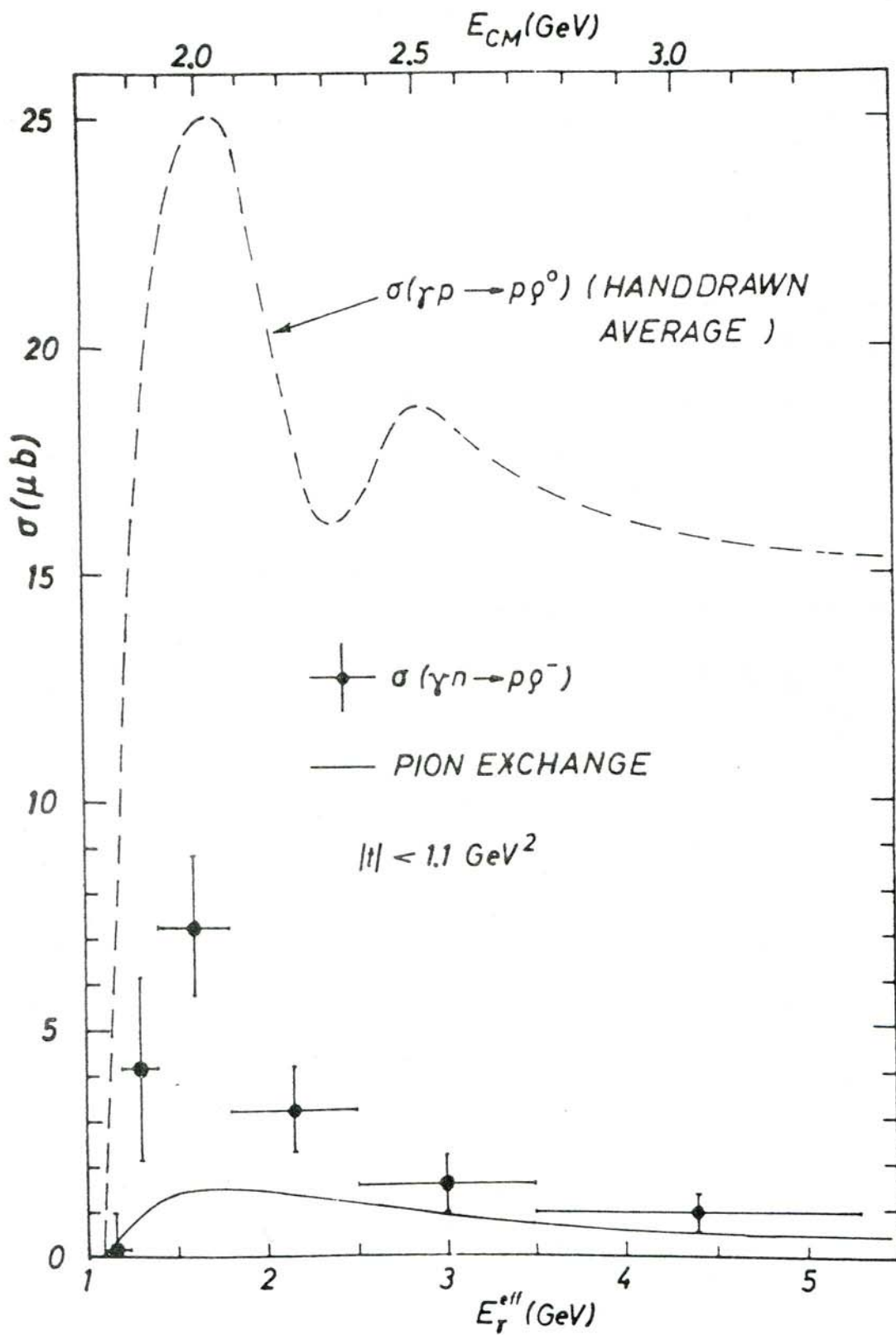


Рис. 9

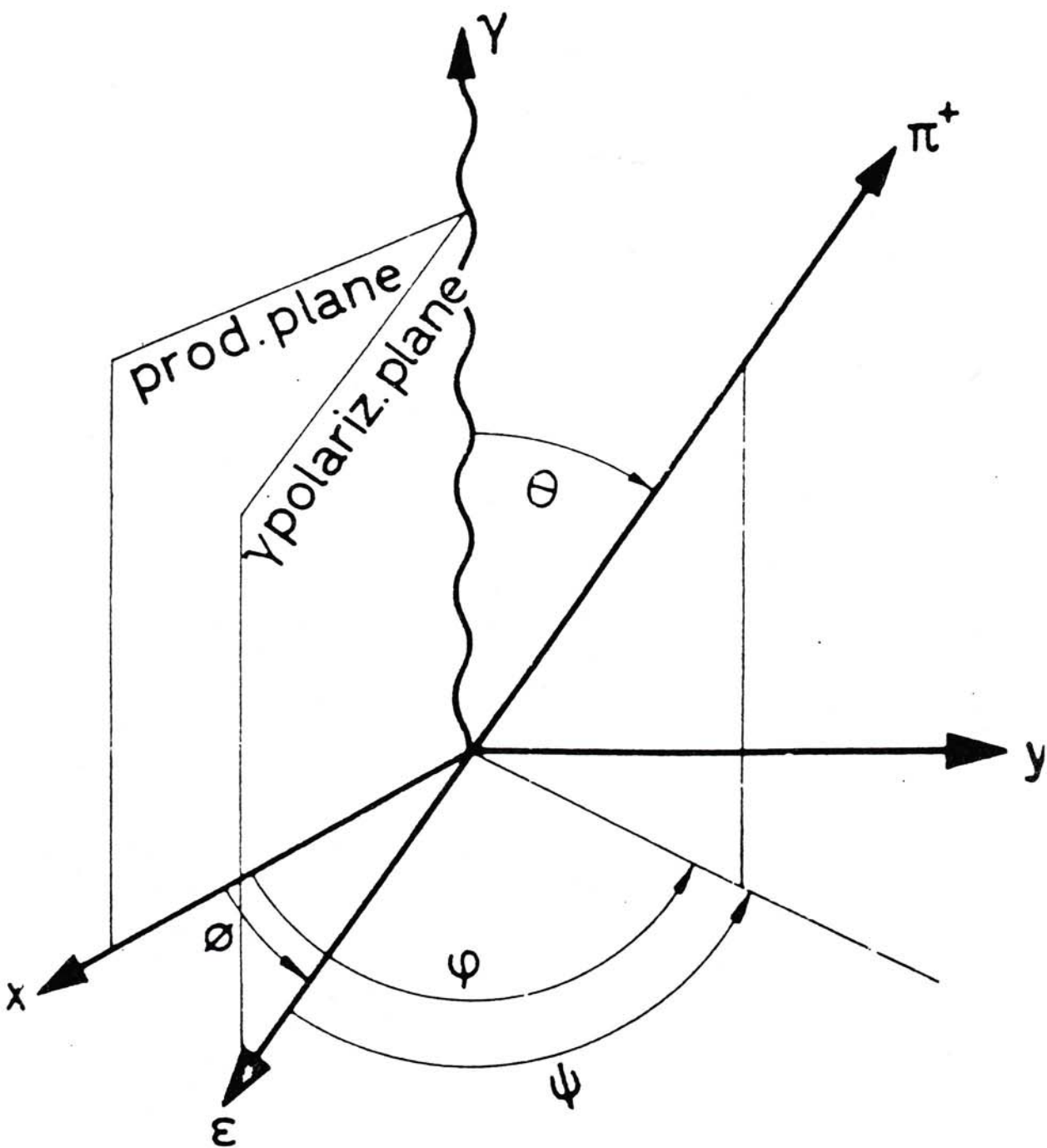
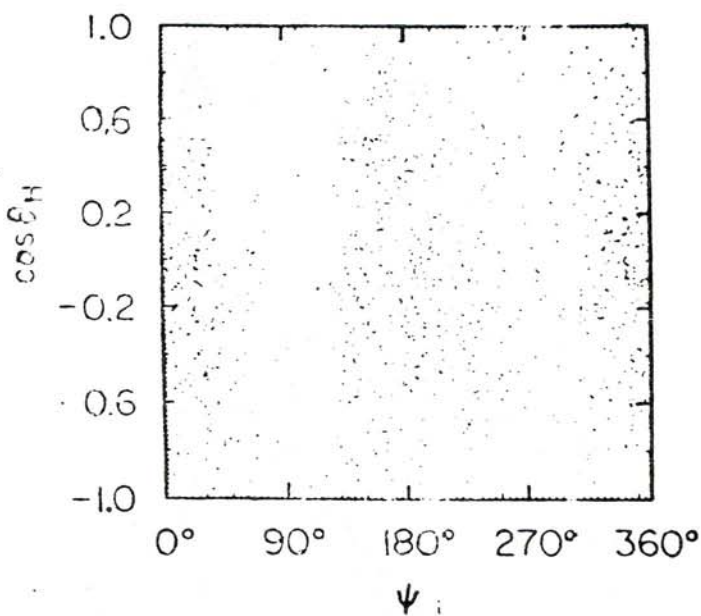
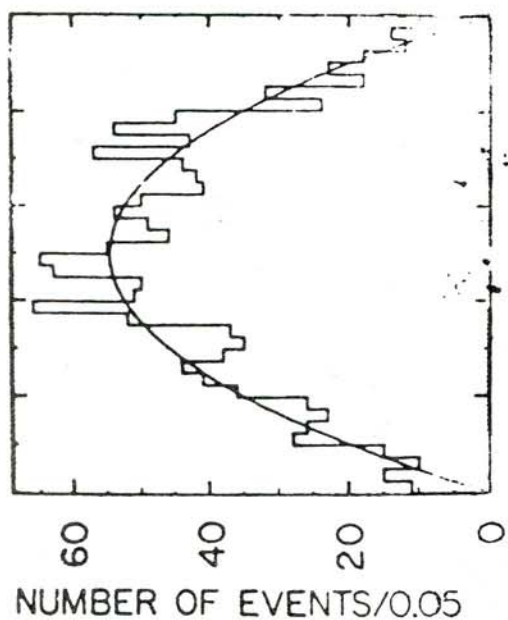


Рис. 10

38



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

$E_\gamma = 4.7$  GeV

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

$0.02 < |t| < 0.4$  GeV<sup>2</sup>

1457 EVENTS

SBT Collaboration

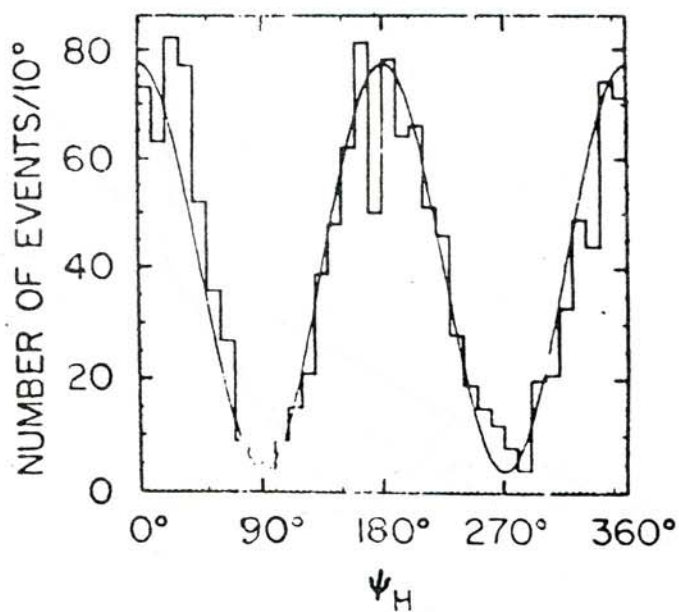


Рис. 11



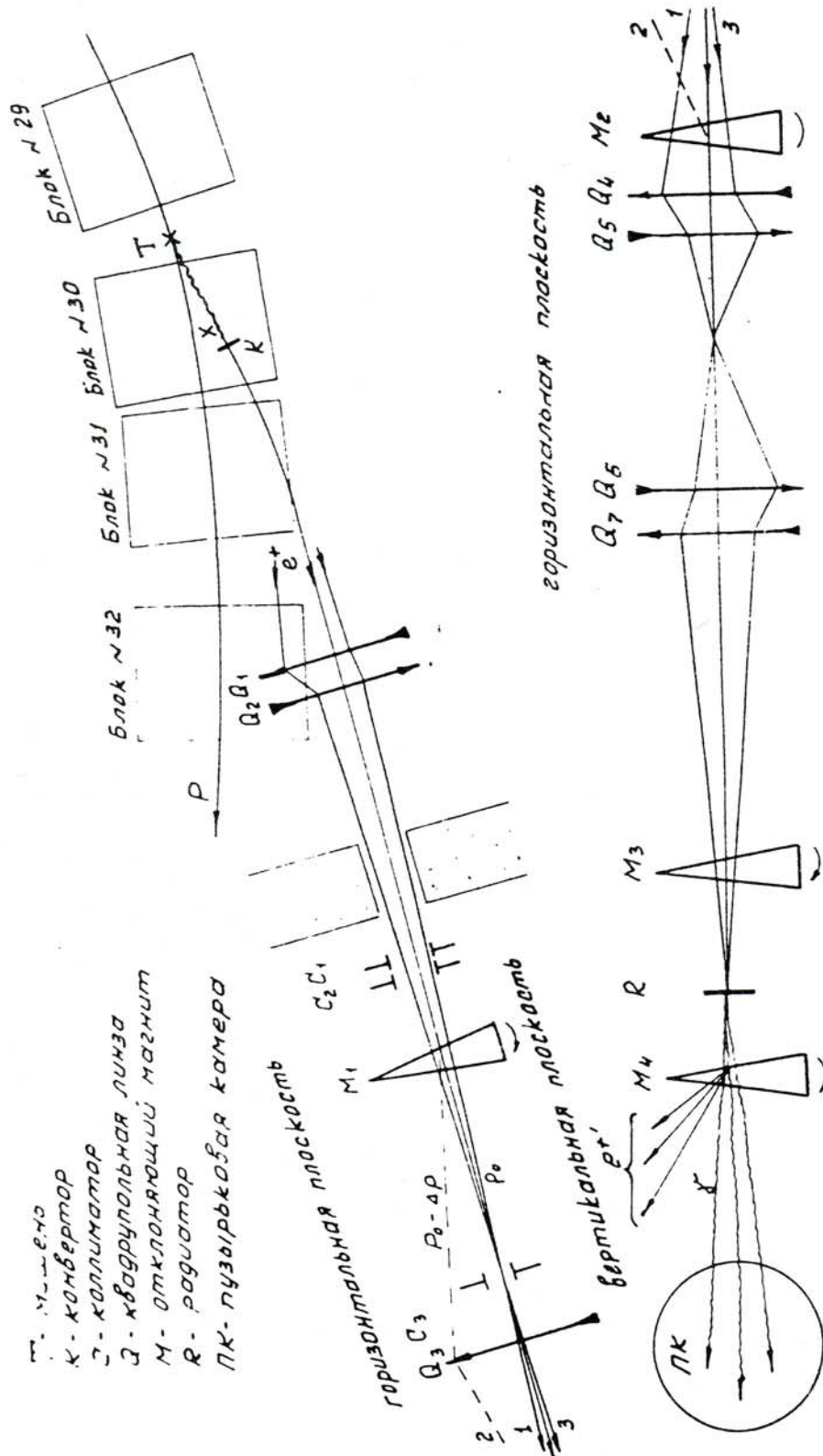


Рис. 12

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 января 1972 г.

## 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  $G\text{эв}$  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.

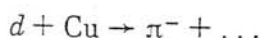
В первую очередь это относится к обнаружению масштабного закона, который характеризует спектр частицы  $c$  в реакциях типа (1), и важной универсальной характеристики — среднего значения поперечного импульса рождающихся частиц, которое не зависит от типа сталкивающихся частиц, их энергии, множественности 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:

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

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 многобаронных «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 [5] 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  $T_{1 \div 5}$  (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 ( $L_{1,2}$ ,  $L_{8 \div 10}$ ) 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 ( $T_{1 \div 5}$ ), 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:

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



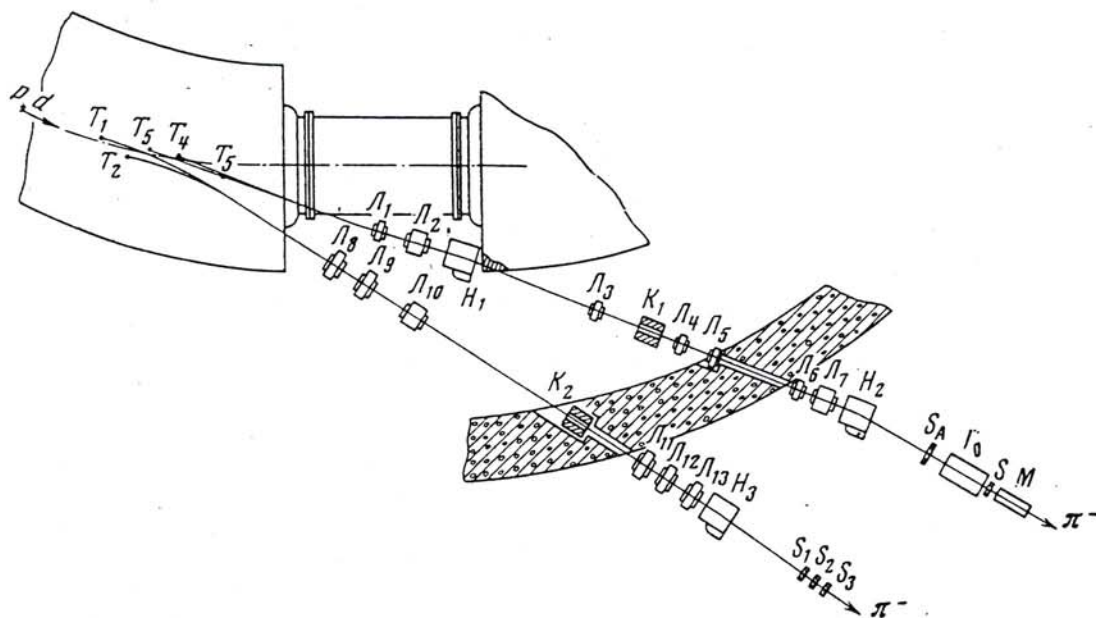


Рис. 1. Схема эксперимента

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                                | 3.35                            | 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 |

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  $G_0$  (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.).

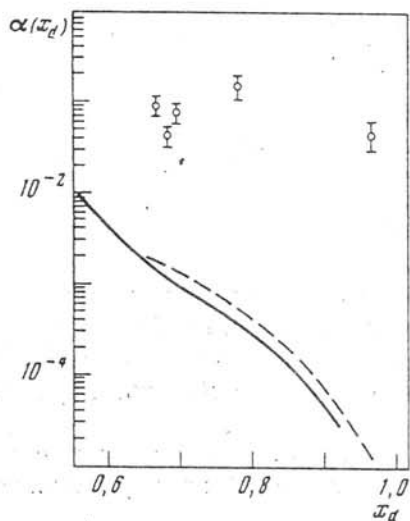


Рис. 2. Сравнение экспериментальных значений  $\alpha$  с расчетом в импульсном приближении. Точки — экспериментальные данные. Пунктирная кривая — волновая функция дейтрона с кором (импульс дейтронов 10 Гэв/с), сплошная кривая — без кора

действии 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

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

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

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

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  $x_d$

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

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 мониторингированием,

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 | $(4,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}$ |

неопределенностью в отношении эффективностей  $\epsilon_p / \epsilon_d$  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

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

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 (фит. 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

Т а б л и ц а 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 квантовых 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 пучны, 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. Яцута. 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. GIORDENESCU, 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 deuterium 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 <sup>1,2/</sup>, уникальных пучков релятивистских ядер и монохроматических нейтронов <sup>3,4/</sup>, сооружение экспериментального павильона - создают хорошие предпосылки для проведения фундаментальных исследований.

Возникшее и разрабатываемое в ЛВЭ новое научное направление - релятивистская ядерная физика <sup>5+ 9/</sup> - 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. I), 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-



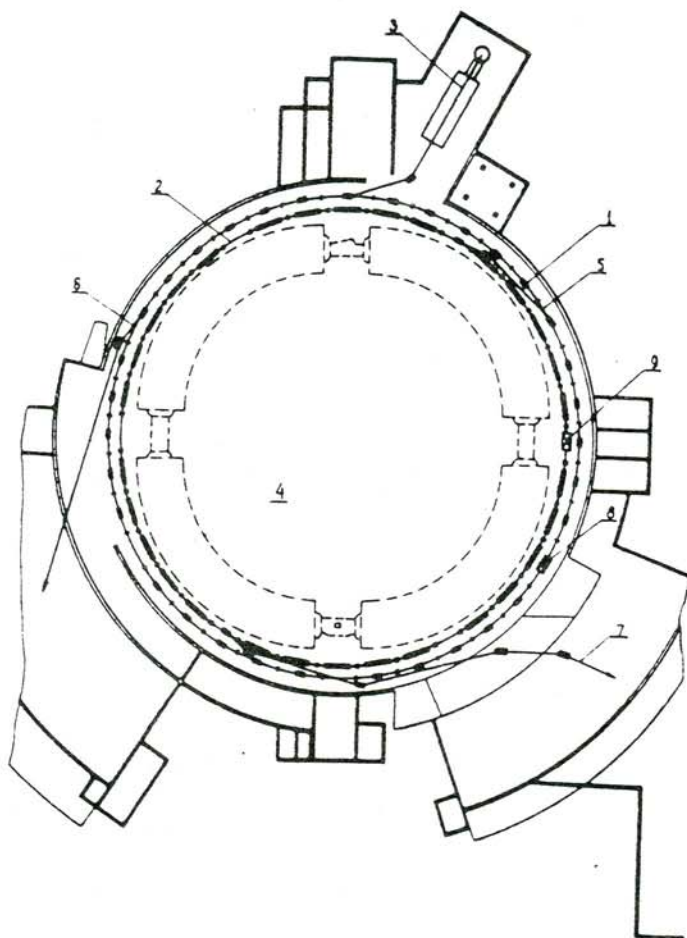


Рис. I. Схема "Нуклотрона" - криогенного ускорителя релятивистских ядер:

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 № 1
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 П 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 многобарийные 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 инжекции, 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, имеющихся 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, получат 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, ориентированных 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.

## П. СООБРАЖЕНИЯ 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 /IО, 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 Брукхейвенской 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 КОЛЬЦЕВЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ  
УСКОРИТЕЛЕЙ /II, 15, 16, 17, 18, 19/

| Ускоритель                       | С С С Р                        |                                | С Е Р И И I I                  |                                | Nimrod<br>Резерфорд-<br>ская лаборат.<br>(АНГЛИЯ) | NAL<br>Батавия<br>(США) | Saturne<br>Сакле<br>(Франция) |
|----------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|---|-------------------------|-------------------------------|
|                                  | 1-я стадия                     | 2-я стадия                     | 1-я стадия                     | 2-я стадия                     |   |                         |                               |
| Энергия ускорителя<br>(Гэв)      | 2000                           | 500                            | 1000                           | 1000                           | 30  | 1000                    | 15                            |
| Энергия инжектора<br>(Гэв)       | 70                             | 10                             | 10                             | 10                             | $50 \cdot 10^{-3}$                                | $200 \div 400$          | $20 \cdot 10^{-3}$            |
| Поле дипольных<br>магнитов (Т)   | 4,5                            | 4,5                            | 4,5                            | 4,5                            | 6   | 4,5                     | 6                             |
| Апертура диполей (мм)            | 60                             | 100 - 110                      | 100 - 110                      | 100 - 110                      | 80  | 50                      | 100                           |
| Цикл ускорителей (сек.)          | 100                            | 11                             | 22                             | 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. | $4 \cdot 10^{11}$<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               | 45-90<br>при 4 К               | -   | -                       | $1,8$<br>при $4,2$ К          |
| Радиус кольца<br>ускорителя      | $1,9 \cdot 10^3$               | $1,1 \cdot 10^3$               | $1,1 \cdot 10^3$               | $1,1 \cdot 10^3$               | 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 Брукгейвенской и Лоуренсовской радиационной лаборатории (США). Так, значительным достижением Резерфордской лаборатории (Англия) явилось изготовление и успешное испытание в 1972 году двух сверхпроводящих диполей АС3 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,



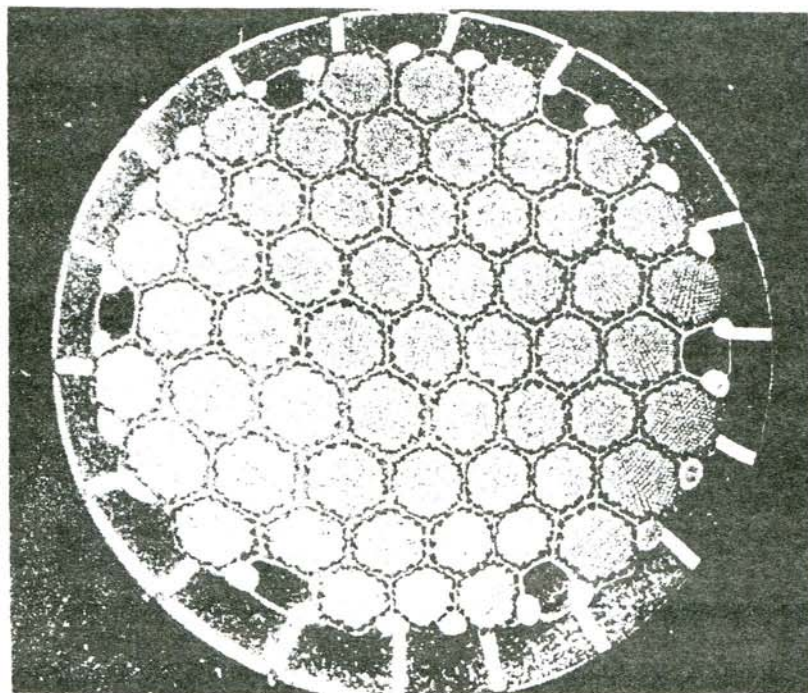


Рис.2. Сечение стренды (жилы) проводника с NbTi -нитеями.  
Диаметр стренды - 1 мм; число нитей - 13255; диаметр  
нитей - 5мкм; матрица - Cu и Cu Ni ; рабочий  
ток - 470 А при 5Т.

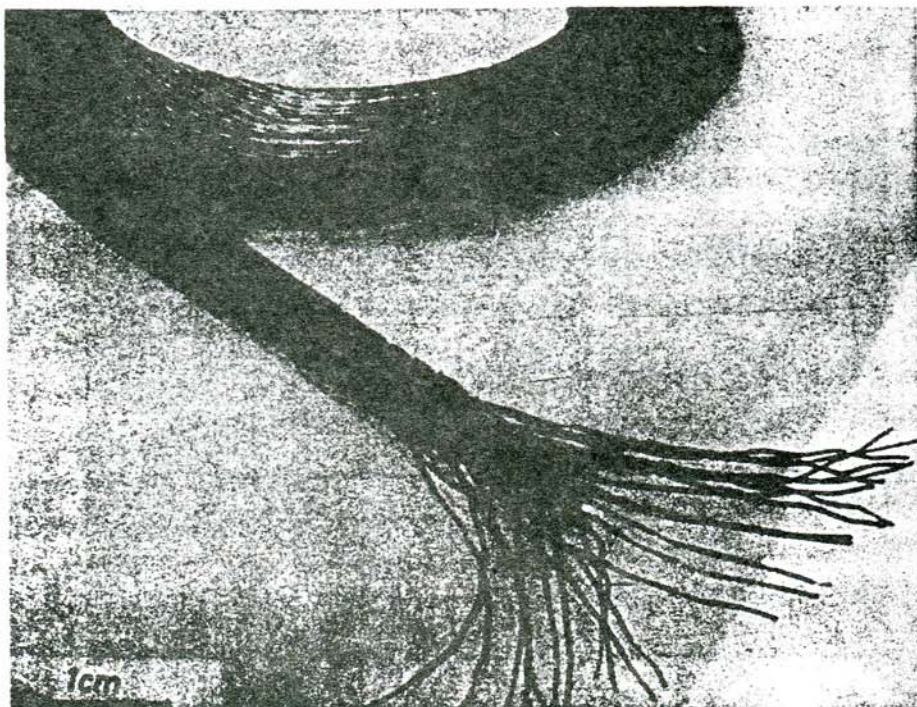


Рис. 3. Сверхпроводящая "коса" из  $NbTi$  ; число стрендей-25; диаметр стренди - 0,3 мм; число нитей в стренди - 380; диаметр нитей - 10 мкм, матрица -  $Cu$  , рабочий ток - 1400 А при 5Т.

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                    | 5                                     | 35           | 4,1        | 6                                  | есть              | 50-100  | 1972                  | холод-<br>ное         | Испытаны 10<br>диполей с<br>разными про-<br>водниками               |
| США                    | 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>"Изабеллы",<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                  | -                     | Совм -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<br>в стадии проектирования           |
| С Ш А,   | 7,5     | 40        | 3,9       | 22        | есть                          | 0,5  | 1972            | холодное             | 8 диполей испытаны при последовательном соединении |
| L R A    | 7,5     | 40        | (4,5)     | 29        | есть                          | 0,5  | 1973            | холодное             | 2 идентичных диполя для испытания на однородность  |
|          | (10-14) | (100-200) | (4,5)     | (100)     | есть хо-<br>лодн. и<br>теплый | 0,5  | (1973-<br>1974) | теплое               | В стадии проектирования                            |
| Батавия, | 5       | 90        | 2,7       | 20        | нет                           | >30  | 1972-<br>1973   | холодное             | Программа дублера                                  |
| С Ш А,   | 3,8     | 30        | 3,0       | 6         | нет                           | >30  | 1972-<br>1973   | холодное             |  |
| N A L    | 5,5     | 90        | (4,0-4,5) | (20-40)   | есть                          | ~30  | (1973)          | теплое<br>(холодное) | 4 магнита в группе                                 |
|          | 5,5     | 600       | (4,5)     | (180)     | есть                          | ~30  | (1973)          | теплое<br>(холодное) | 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                    | МОБУ                    |
|                   | 11     | 150       | (5,0) | (~700) | есть | 5-20 | (1973-<br>1974) | теплое                    | ALEC                    |

\* ) Предполагаемые характеристики заключены в скобки.



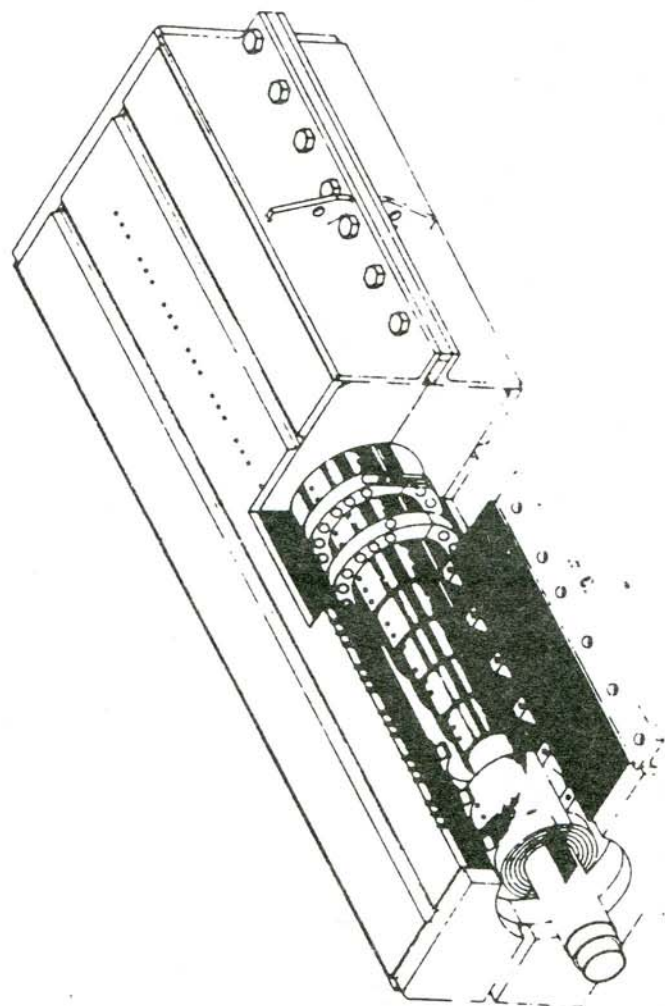


Рис. 4. Аксонометрия дипольного сверхпроводящего магнита  
Д2а Института экспериментальной ядерной физики  
(Карlsruhe, ФРГ). (Характеристики в таблице П).

## § 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-

тического ускорителя и использованы в проекте кибернетического ускорителя на энергию 1000 Гэв и в предложениях по созданию сверхпроводящего кибернетического ускорителя на энергию в несколько тысяч Гэв.

Ускорительный комплекс "Нуклотрон" для ЛВЭ ОИЯИ, призванный заменить существующий синхрофазотрон на энергию 10 Гэв при максимальном использовании существующего оборудования, представляется целесообразным выполнить в виде основного сверхпроводящего кольца на энергию  $20 + 25$  Гэв на нуклон (около 45 Гэв при ускорении протонов), промежуточного кольца на энергию 0,75 Гэв на нуклон и существующего линейного ускорителя, приспособленного для ускорения ядер до энергии 10 Мэв на нуклон. Использование промежуточного кольца позволит улучшить параметры и уменьшить стоимость всего комплекса за счет ослабления требований к основному сверхпроводящему кольцу в связи с увеличением магнитного поля в момент инжекции. Кроме того, увеличение предела по объемному заряду при повышении энергии инжекции позволит уменьшить апертуру сверхпроводящего электромагнита при одновременном увеличении числа ускоренных ядер. Возможен также вариант, при котором осуществляется непосредственная инжекция в основное кольцо ускорителя из линейного ускорителя на большую энергию ( $\sim 100$  Мэв на нуклон). Этот вариант требует, однако, осуществления специальных мер по снижению замороженных токов в сверхпроводящих магнитах, сильно влияющих при малых магнитных полях, а также реконструкции существующего линейного ускорителя.

Основное кольцо ускорителя представляет из себя жестко-фокусирующий сверхпроводящий ускоритель с системой автоматичес-



кого управления параметрами орбиты. Высокочастотная система и система инъекции должны обеспечивать возможность ускорения ядер и протонов. Здесь мы приведем только оценку параметров ускорителя и, в особенности, сверхпроводящего магнита, имея в виду проблему реализуемости ускорителя. Разумеется, точный, оптимизированный расчет ускорителя и его систем должен быть произведен позднее с учетом детальных условий организации экспериментов (расположение каналов, вывода пучка, детекторов и т.д.).

### I. Величина конечной напряженности поля в сверхпроводящем электромагните и энергия ускорителя

С ростом напряженности магнитного поля сверхпроводящего электромагнита (при фиксированной конечной энергии), увеличиваются затраты на электромагнит и на систему охлаждения электромагнита, но уменьшаются затраты на сооружение туннеля (в связи с уменьшением размеров туннеля или здания), на высокочастотную систему, на вакуумную систему и т.д. Оптимальная величина напряженности магнитного поля оказывается в районе 4Т. В том случае, однако, когда речь идет о сооружении сверхпроводящего ускорителя в уже имеющемся здании, оптимальная напряженность магнитного поля сдвигается в сторону больших напряженностей и ограничивается в настоящее время величиной 6Т, при которой конструктивные трудности, связанные с механическими усилиями в обмотке, еще преодолимы, а допустимая плотность тока в сверхпроводнике сравнительно высока.

Таким образом, длина сверхпроводящего магнита для конечной энергии (20 + 25 Гэв на нуклон) при максимальной напряженности поля в 6Т оказывается равной  $\sim 154$  м (радиус орбиты в магнитах

25 м). Так как имеющийся туннель позволяет иметь средний радиус ускорителя 39 м, то поворотные магниты должны занимать 63% от периметра. Остальная часть будет занята квадрупольными линзами фокусирующей пучок системы, ускоряющими элементами, устройствами наблюдения за пучком, корректирующими элементами, устройствами ввода и вывода, концевыми элементами обмоток магнитов, криостатов и т.д.

2. Фокусирующая магнитная структура, величина смещений орбиты частиц от оси камеры и необходимая апертура вакуумной камеры

С точки зрения удобства размещения элементов систем ввода и вывода, а также с точки зрения упрощения конструкции электромагнита целесообразно принять магнитную структуру с разделенными функциями, в которой функции поворота частиц и их фокусировки выполняются соответственно дипольными магнитами с однородным полем и квадрупольными. Сверхпроводящий магнитный блок основного кольца ускорителя представлен на рис. 5.

Ниже в таблице III приведены основные параметры структуры.

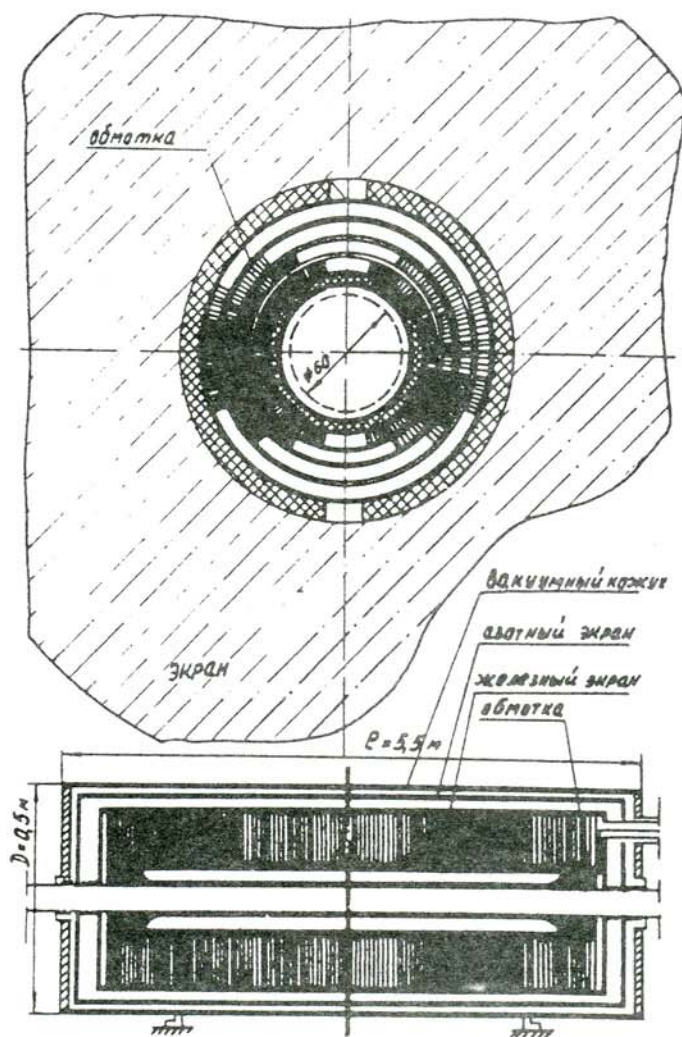


Рис.5. Сверхпроводящий магнитный блок основного кольца ускорителя.



Т А Б Л И Ц А Ш

| №№<br>пп | Параметр  | Обозначение | Величина      | Примечание                      |
|----------|---|-------------|---------------|---------------------------------|
| 1        | 2   | 3           | 4             | 5                               |
| 1.       | Число периодов структуры  |             | 18            |                                 |
| 2.       | Число суперпериодов   |             | 6             |                                 |
| 3.       | Число бетатронных колебаний на оборот                                   | $\nu$       | 4,75          |                                 |
| 4.       | Фокусирующая структура  | ФОДО        |               |                                 |
| 5.       | Число нормальных периодов в суперпериоде                                |             | 2 + 1         | с выброшен. поворотным магнитом |
| 6.       | Число поворотных магнитов в суперпериоде                                |             | 5             |                                 |
| 7.       | Общее число поворотных магнитов   |             | 30            |                                 |
| 8.       | Общее число квадрупольных линз  |             | 36            |                                 |
| 9.       | Набег фазы на магнитном периоде   |             | 95°           |                                 |
| 10.      | Длина поворотного магнита   |             | 5,3м          |                                 |
| 11.      | Длина квадрупольной линзы   |             | 0,5м          |                                 |
| 12.      | Максимальная напряженность магнитного поля в зазоре поворотного магнита | $B_m$       | 6Т            |                                 |
| 13.      | Напряженность магнитного поля при инжекции<br>( $T_i = 0,75$ Гэв/нук)   | $B_i$       | 0,3Т          |                                 |
| 14.      | Средний радиус  |             | 39м           |                                 |
| 15.      | Радиус орбиты поворотных магнитов                                       |             | 25 м          |                                 |
| 16.      | Энергия эжекции   | $T_e$       | 25 Гэв/нук.   |                                 |
| 17.      | Энергия инжекции  | $T_i$       | 0,75 Гэв/нук. |                                 |

| 1  | 2 | 3            | 4                  | 5 |
|--|---|--------------|--------------------|---|
| 18. Время инъекции   |   | $\Delta t_i$ | 1 + 3 сек.         |   |
| 19. Время ускорения  |   | $t_y$        | 5сек               |   |
| 20. Длительность спада напряжения магнитного поля                          |   |              | 5 сек              |   |
| 21. Длительность цикла соответственно при длительности плато 0 сек и 5 сек |   |              | 13 сек<br>и 18 сек |   |
| 22. Величина запасенной энергии в магните                                  |   |              | 60 Мдж             |   |
| 23. Ток электромагнита   |   |              | 2,5ка              |   |
| 24. Напряжение на одном блоке во время ускорения                           |   |              | 300в               |   |
| 25. Пиковая мощность системы электропитания магнита                        |   | $P$          | 20Мвт.             |   |

Величины, определяющие апертуру магнита

|   |        |
|---|--------|
| 1. Амплитуда бетатронных колебаний при инъекции, соответствующая эмиттансу инжектируемого пучка 6,0 см.мрад | 1,5    |
| 2. Величина (нескорректированная) смещения равновесной орбиты   | 0,3 см |
| 3. Амплитуда синхротронных колебаний  | 0,3 см |
| 4. Прирост энергии за оборот  | 7,3кэв |
| 5. Отклонения по импульсу из-за синхротронных колебаний   | 0,15%  |
| 6. Апертура, необходимая с учетом бетатронных и синхротронных колебаний пучка                               | 5 см   |
| 7. Полная апертура (с учетом вывода)  | 6 см   |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|
|---|---|---|---|---|

Ориентировочные величины, характеризующие  
сверхпроводящий магнит

|   |                        |
|---|------------------------|
| 1. Плотность тока в сверхпроводнике при $B = 6T$  | $10^5 \text{ а/см}^2$  |
| 2. Вес сверхпроводящего кабеля на I магнит при внутреннем радиусе обмотки магнита $r_2 = 4,25 \text{ см}$ . Вес сверхпроводника на I магнит | $\sim 80 \text{ кг}$ . |
| 3. Вес сверхпроводящего кабеля на весь электромагнит  | $\sim 6 \text{ тн}$ .  |
| 4. Вес сверхпроводника на весь магнит   | $\sim 2 \text{ тн}$ .  |

На рис. 6 представлена структура суперпериода (6а-для основного кольца, 6б - для промежуточного). Магнитный цикл основного и промежуточного колец ускорителя представлен на рис.7.



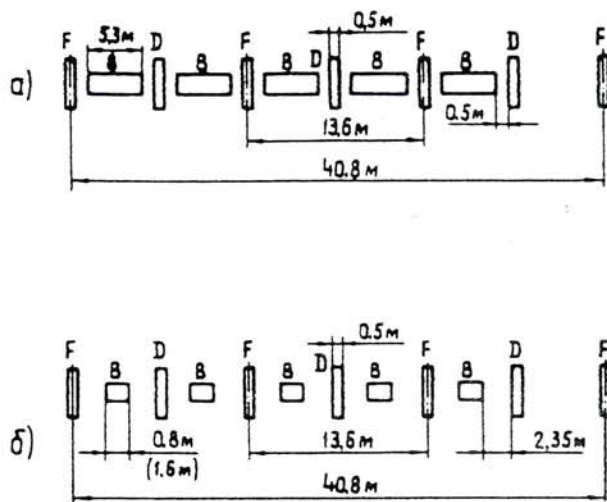


Рис.6. Структура суперпериода магнитной системы основного и промежуточного колец ускорителя.

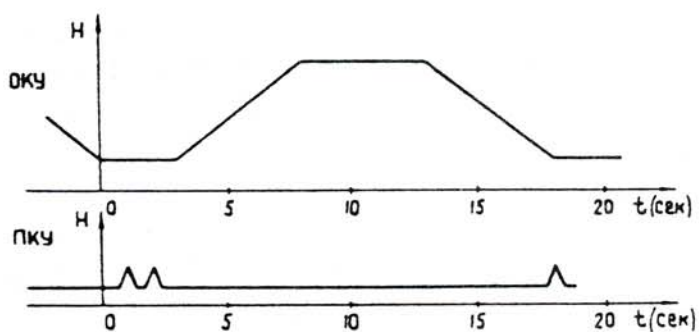


Рис.7. Магнитный цикл основного и промежуточного колец ускорителя.

### § 3. Инжектор

Инжектор ядер предполагается выполнить в виде линейного ускорителя с энергией пучка на выходе  $T_i = 10$  Мэв/нуклон. Для получения полностью ионизованных ядер будет использоваться электронно-лучевой источник /27/, спроектированный для ускорения ядер на синхрофазотроне ОИЯИ. Этот источник, который в настоящее время находится в стадии наладки, имеет следующие основные параметры:

- 1) отношение заряда к массе  $Z/A = 0,5;$
- 2) число ядер в цикле  $N_0 = 2 \cdot 10^{12}/Z ;$
- 3) время вывода частиц из источника  $\Delta t_i = 10 + 40$  мксек.

Электронно-лучевой источник будет установлен на высоковольтном конце ускорительной трубки форинжектора с ускоряющим потенциалом 570 кв. Рассматривается также вариант ускорения в инжекторе не полностью ионизованных ядер с  $Z/A = 0,2 + 0,3$ , получаемых с помощью обычного плазменного источника, с последующей их обдиркой на выходе из инжектора до  $Z/A = 0,5$ . Не исключается возможность применения лазерного источника ядер /28/.

Резонатор линейного ускорителя возбуждается на волне  $E_{010}$ . На оси его расположены 84 трубки дрейфа. Длина резонатора 14,5 м, диаметр 1,4 м, добротность 50.000, резонансная частота 144 мгц, подводимая мощность 2,5 + 3,5 Мвт. Для создания поперечной устойчивости ускоряемого пучка предполагается в первых пяти трубках дрейфа осуществить комбинацию магнитной квадрупольной и сеточной фокусировки, в остальных - фокусировку магнитными квадрупольями.

Основные параметры пучка инжектора:

1) выходная энергия  $T_i = 10$  Мэв/нуклон;

2) число инжектируемых ядер в цикле  $N = 10^{12}/Z$ ;

3) эмиттанс пучка  $E_i = 5,5$  см.мрад.;

4) Ширина энергетического спектра

$$\frac{\Delta T_i}{T_i} 100 = 0,3\%;$$

5) длительность импульса тока

$$\Delta t_i = 10 + 40 \text{ мксек.};$$

6) частота следования циклов

$$F_i = 0,1 + 2 \text{ гц.}$$

Выбор параметров инжектора определяется возможностью создания его на базе существующего ускорителя ЛУ-20 /29/, если использовать для этой цели имеющийся резонатор, систему высокочастотного питания, импульсный трансформатор и ускорительную трубку на 570 кВ, систему транспортировки пучка и другие элементы комплекса ЛУ-20.

При ускорении протонов предполагается использовать имеющийся инжектор ЛУ-9М /30/, обеспечивающий на выходе пучок протонов с энергией 9,4 Мэв при токе  $15 + 20$  мА.

#### § 4. Промежуточное кольцо ускорителя

При реализации основной сверхпроводящей системы ускорителя целесообразно производить инжекцию в нее при сравнительно большой напряженности магнитного поля. Это позволяет снизить до необходимого уровня влияние остаточных полей, "замороженных" в сверхпроводнике, а также влияние объемного заряда, что весьма существенно при создании ускорительного комплекса



со значительной интенсивностью. Для решения этих проблем необходимо промежуточное кольцо ускорителя (ПКУ), оптимальное значение энергии которого лежит в пределах  $0,5 + 0,75$  Гэв/нуклон.

Целесообразно принять периметр ПКУ равным периметру основного кольца. При этом можно использовать готовое здание с имеющимися коммуникациями. Такое увеличение периметра приведет к существенному увеличению времени инжекции в ПКУ, а следовательно, повышению числа инжектируемых в него частиц. Кроме того, такое решение позволяет упростить ввод и вывод частиц из ПКУ.

Аксептанс основного кольца ускорителя, составляющий  $6,6$  см.мрад, определяет апертуру камеры ПКУ. Эмиттанс пучка после инжекции в ПКУ с учетом затухания в процессе ускорения, а также увеличения его эффективного значения при переводе из одного ускорителя в другой должен составлять не более  $40$  см.мрад (импульс частиц при ускорении в ПКУ изменяется в  $11,6$  раза). Это соответствует сечению пучка  $75 \times 50$  мм<sup>2</sup>, что дает полную апертуру вакуумной камеры  $150 \times 100$  мм<sup>2</sup>. В этом случае предельная интенсивность ядер с отношением заряда к массе  $Z/A = 1/2$  при радиусе ПКУ =  $39$  м, энергии инжекции  $T_i = 10$  Мэв/нуклон, частоте бетатронных колебаний  $\nu = 4,75$  и допустимом изменении частоты  $\Delta\nu = 0,08$  составит  $N = 5 \cdot 10^{11}/Z$  ядер/цикл.

Накопление пучка ядер в основном кольце предполагается осуществить в продольном направлении. Тогда, учитывая адиабатическое затухание по фазам при ускорении в ПКУ, в рассматриваемом случае в основное кольцо можно инжектировать два сгустка. Таким образом, число частиц, ускоряемых в основном кольце, составит  $N = 10^{12}/Z$  ядер/цикл.

В дальнейшем могут быть рассмотрены два варианта исполнения магнита ПКУ: "теплый" и с использованием сверхпроводящих обмоток. Выбор оптимального варианта должен быть сделан с учетом всего комплекса требований к ПКУ и возможностей его скорейшей реализации.

При работе ПКУ с частотой 2 гц (допустимая частота посылки инжектора) его интенсивность составит примерно  $10^{12}/\text{г}$  ядер/сек., из которых свыше 90% могут быть использованы для экспериментов на средних энергиях. Возможно также использовать ПКУ в качестве инжектора ядер в существующий синхрофазотрон. Предполагается осуществить 3-х + 4-х оборотную инжекцию в ПКУ, при этом время инъекции составит примерно 15 нсек.

Вопросы ввода и вывода в настоящее время разработаны достаточно полно. При выводе пучка из основного кольца ускорителя может быть использован опыт создания на синхрофазотроне ЛВЭ высокоэффективных резонансных выводных систем. Для вывода пучка из промежуточного кольца целесообразно также применить системы, аналогичные применяемым на Серпуховском ускорителе.

Магнитная структура ПКУ аналогична структуре основного кольца (с разделенными функциями), однако поворотными магнитами предполагается занять всего лишь примерно 20% периметра кольца, что позволяет поднять напряженность магнитного поля при инъекции до 0,86 кгс. Ориентировочные параметры ПКУ приведены в таблице IV.

ТАБЛИЦА IY

Ориентировочные параметры  
промежуточного кольца ускорителя

| №<br>п/п | Параметр   | Обозна-<br>чения | Величина | Примечание                          |
|----------|--|------------------|----------|-------------------------------------|
| I        | 2  | 3                | 4        | 5                                   |
| 1.       | Число периодов фокусирующей структуры                            |                  | 18       |                                     |
| 2.       | Число суперпериодов  |                  | 6        |                                     |
| 3.       | Структура фокусирующей системы                                   | ФОДО             |          |                                     |
| 4.       | Частота бетатронных колебаний                                    | ✓                | 4,75     |                                     |
| 5.       | Число периодов в суперпериоде                                    |                  | 2 + I    | с выброшенным поворотным магнитом   |
| 6.       | Число поворотных магнитов в суперпериоде                         |                  | 5        |                                     |
| 7.       | Число квадруполь в суперпериоде                                  |                  | 6        |                                     |
| 8.       | Общее число поворотных магнитов                                  |                  | 30       |                                     |
| 9.       | Общее число квадруполь   |                  | 36       |                                     |
| 10.      | Максимальная напряженность магнитного поля в поворотных магнитах | $B_m$            | I T      | 2T для сверхпроводящего варианта    |
| 11.      | Напряженность магнитного поля при инъекции                       | $B_i$            | 0,086T   |                                     |
| 12.      | Длина поворотного магнита  |                  | 1,6 м    | 0,8 м для сверхпроводящего варианта |
| 13.      | Длина квадрупольной линзы  |                  | 0,5 м    |                                     |



| 1   | 2   | 3              | 4 | 5                                   |
|-----|---|----------------|---|-------------------------------------|
| 14. | Амплитуда бетатронных колебаний, соответствующая эмиттансу 40 см. мрад. |                |   | 3,75 см                             |
| 15. | Амплитуда синхротронных колебаний                                       |                |   | 2 см                                |
| 16. | Длительность цикла ускорения  | $t_{\text{ц}}$ |   | 0,5сек.                             |
| 17. | Апертура вакуумной камеры   | $a \times b$   |   | $15 \times 10 \text{ см}^2$         |
| 18. | Давление в вакуумной камере   |                |   | $10^{-7} + 10^{-8}$<br>тор          |
| 19. | Время инъекции  | $\Delta t_i$   |   | 15 мксек                            |
| 20. | Предельная интенсивность  |                |   | $10^{12} / \text{з}$<br>ядер в сек. |

#### § 5. Криогенные системы

Современные сверхпроводники (СП) для получения высоких плотностей тока нуждаются в термостатировании при температуре кипения жидкого гелия. Теплопритоки на уровень температур жидкого гелия обычно разделяют на следующие три вида:

а) динамические тепловыделения в проводнике, в железном экране и в оболочках криостата;

б) статический теплоприток из окружающей среды через теплоизоляцию и мосты в криостатах и трубопроводах;

в) теплоприток по тоководам.

Первые два вида теплопритоков оценивались расчётно и экспериментально. Для условий работы нуклотрона наиболее подходят средние данные по ускорителю /17,24/ - около 13вт/м

для апертуры 100 мм и поля 4,5 Т. Надо отметить, что приводимые в разных публикациях данные имеют разброс в 2-3 раза от 10 до 26 Вт/м применительно к нашим условиям. При суммарной длине СП магнитов обоих колец ускорителя около 230 м (здесь рассматривается сверхпроводящий вариант ПКУ) теплопритоки в магнитах приблизительно равны 3000 Вт. Число тоководов определяется выбранной системой питания и эвакуации энергии из магнитов. Для того чтобы предотвратить серьезную аварию при переходах в нормальное состояние одного из магнитов (недопустимо высокое напряжение и повышение температуры), а также для скорейшего восстановления рабочего режима, кольцо ускорителя следует разбить на ряд секций, каждая из которых имеет самостоятельную систему электропитания и защиты и автономную систему охлаждения. Целесообразно промежуточное и основное кольца ускорителя разбить на 6 секций, соответствующих 6 суперпериодам при полном рабочем токе в обмотке 2,5 кА и удельном теплоотводе по охлаждаемым тоководам 1 Вт/кА. Общий теплоприток по тоководам составит не более 60 Вт. Тоководы охлаждаются испаряющимся гелием. Поэтому теплоприток по ним соответствует ожигательному режиму работы рефрижератора /26/, холодопроизводительность при котором в 4-5 раз ниже, чем холодопроизводительность в рефрижераторном режиме. Таким образом, теплоприток по тоководу требует  $60 \times 5 = 300$  Вт холодопроизводительности в рефрижераторном режиме.

Так как теплоприток по тоководам относительно мал, можно считать, что суммарная необходимая холодопроизводительность рефрижераторных установок составит около 3 кВт. Учитывая необходимость резервирования и потребность в увеличенной холодо-

производительности в пусковой период, удобнее всего иметь 3 установки - 2 работающие, 1 резервную, мощностью 1,5 - 2 квт каждая.

Время запуска резервного рефрижератора составит 5-7 часов. На этот период надо прекратить ускорение и поддерживать магниты в холодном состоянии либо за счет работы одного из двух работавших ожижителей, либо за счет питания ускорителя из емкости жидким гелием. Таким образом, в состав криогенного оборудования следует включить 2 танка для жидкого гелия по 2,5 м<sup>3</sup> емкостью каждый и 1 шаровую емкость для сбора газообразного гелия объемом 600 м<sup>3</sup> на давление 12 атм.

Существует несколько способов охлаждения сверхпроводящих магнитов: а) жидким гелием под сверхкритическим давлением, б) кипящим жидким гелием, поступающим в таком виде из рефрижератора, в) двухфазным гелием, который получают дросселированием в криостат холодного газа, г) принудительным продавливанием двухфазного гелия через обмотку магнита.

Последние два способа представляются нам наиболее целесообразными, так как они обеспечивают хорошее охлаждение катушек кипящим при постоянной температуре жидким гелием и вместе с тем упрощают раздачу жидкого гелия на большие расстояния.

Ускорители будут обслуживаться двумя холодными трубопроводами для подвода сжатого гелия к криостатам и отвода холодного пара в рефрижератор. При разработке рефрижераторной системы следует изучить возможность использования эжекторов для дросселирования гелия с целью откачки ими паров гелия из криостата и снижения температуры ванны.



Рефрижераторная установка с целью экономии эксплуатационных расходов должна включать азотно-холодильный цикл или детандер, работающий на уровне температуры жидкого азота. Больших усилий потребует герметизация гелиевых систем.

#### § 6. Система питания сверхпроводящих электромагнитов

Ориентируясь на современный уровень развития силовой полупроводниковой техники, с учётом возможных аварийных режимов в отдельных сверхпроводящих элементах ускорительного кольца, а также из расчёта допустимого рабочего напряжения межвитковой и корпусной изоляции обмоток возбуждения сверхпроводящих блоков электромагнита ускорителя были рассмотрены несколько вариантов системы электропитания ускорительного кольца. Наиболее предпочтительным вариантом оказалась схема питания, состоящая из восемнадцати управляемых полупроводниковых преобразователей (по числу нормальных периодов ускорительного кольца), выполненных на стандартном оборудовании.

Основные параметры преобразователя:

|                            |   |
|----------------------------|---|
| мощность                   | - 1500 квт.                                 |
| напряжения питания-        | 6000 в                                      |
| выпрямленное<br>напряжение | - 600 в                                     |
| выпрямленный ток           | - 2500 а                                    |
| схема                      | - 12-фазная с уравнительными<br>реакторами. |

В выбранном варианте все полупроводниковые преобразователи включаются между обмотками возбуждения смежных сверхпроводящих блоков, относящихся к разным нормальным периодам ускорителя, и образуют с блоками замкнутую в кольцо электрическую цепь.

Для защиты сверхпроводящих блоков при аварийном выходе из сверхпроводящего состояния необходимо шунтировать короткозамыкателем соответствующую принятому делению часть блоков ускорительного кольца (нормальный период) и с помощью тиристорного выключателя ввести в цепь обмоток замкнутых блоков активное сопротивление, на котором и будет выделяться запасенная в них энергия. Полупроводниковые преобразователи должны быть расположены в непосредственной близости от ускорительного кольца в корпусе № I.

Так как запасаемая энергия в сверхпроводящем электромагните ускорителя составляет величину порядка 60 Мдж, то во избежание раскачки сети электроснабжения, общей для всех физических установок института, целесообразно применение в системе питания электромагнита ускорителя буферных электромашинных агрегатов: асинхронный двигатель - маховик - синхронный генератор. В качестве таких устройств можно использовать два электромашинных агрегата из существующей системы питания синхрофазотрона на 10 ГэВ. Генераторы агрегатов должны быть включены на параллельную работу и питать сборные секции шин, с которых запитываются через разделительные трансформаторы все полупроводниковые преобразовательные установки системы питания.

Потребляемая мощность рассмотренных систем питания составит величину порядка 1200 квт.

#### § 7. Высокочастотная система и аппаратура диагностики пучка

Высокочастотное оборудование каждого кольца ускорителя предлагается состоящим из двухрезонаторных ускоряющих станций, установленных по периметру колец. Резонаторы заполнены ферритовыми кольцами, магнитная проницаемость которых изменяется подмагничивающим током.

Высокочастотное напряжение от выходных усилителей к резонаторам подается по коаксиальным кабелям, выходные каскады устанавливаются в помещении без радиационно опасных условий. Промежуточные каскады в/ч системы возбуждаются от задающего генератора, частота которого меняется по определенному закону. Мощность ускоряющих станций ПКУ и ОКУ порядка 30-50 квт. Из существующего оборудования в/ч системы синхрофазотрона можно использовать мощные высоковольтные выпрямители.

Оборудование для диагностики циркулирующих пучков должно состоять из аппаратуры:

а) измерения орбит циркулирующего пучка в камере в вертикальной и горизонтальной плоскостях;

б) измерения профиля циркулирующих пучков в камерах ускорителей;

в) измерения интенсивности циркулирующих пучков.

В системах диагностики параметров выводимых пучков следует измерять:

а) интенсивность пучков;



б) положение пучков и их размеры.

Для измерения параметров пучков могут быть использованы прозрачные датчики электромагнитного типа (для измерения интенсивности и положения пучков), сканирующие датчики, камеры вторичной эмиссии и проволочные ионизационные камеры, опыт использования которых накоплен на существующем синхрофазотроне. Для качественной оценки размеров и положения пучков предполагается использовать флюоресцирующие экраны и промышленные телевизионные установки. Данные от всех измерительных систем и датчиков вводятся в ЭВМ с целью получения информации для контроля параметров и управления работой "Ну-клотрона."

#### § 8. Система управления параметрами ускорительного комплекса

Информационная система, предназначенная для сбора данных о параметрах пучков, будет содержать примерно 1200 датчиков. Получаемая информация будет обрабатываться:

а) при помощи непосредственных индикаторов (цифровые вольтметры, показывающие табло, осциллографический контроль);

б) при помощи ЭВМ с представлением изображений контролируемых функций на дисплеях и возможностью автоматической коррекции их;

в) с помощью оперативной многоканальной телевизионной системы.

Структура информационной системы предусматривает преобразование информационных массивов как непосредственно в местах сбора информации, так и передачу данных к ЭВМ и обратно к системам регулирования.

В результате осуществления информационной системы ускорительного комплекса будут решены задачи:

1. Контроль режимов работы ускорителей.
2. Коррекция характеристик пучков.
3. Коррекция параметров магнитного поля.

Предполагается осуществить:

1. Режим "советчика".
2. Режим автоматического управления ускорителями по информации о пучках ускоренных частиц.
3. Режим наблюдения различных стадий ускорения.

Предварительная оценка структуры систем диагностики пучка приведена в таблице У.

ТАБЛИЦА У

Основные системы диагностики  
пучка в нуклотроне

А. Инжектор и участок ввода

| №<br>п/п | Наименование<br>и основное<br>назначение<br>датчика                                  | Кол-во | Возможность<br>связи с ЭВМ | Возможность<br>замыкания<br>обр.связи<br>(коррекция) |
|----------|--|--------|----------------------------|--|
| 1        | 2  | 3      | 4                          | 5  |
| I.       | Широкополосные тр-ры<br>тока для измере-<br>ния величины, формы<br>и положения пучка | 8      | Выборочная<br>связь        | Необходима   |

| I  | 2   | 3 | 4                  | 5        |
|----|---|---|--------------------|----------|
| 2. | Измеритель эмиттанса. Оперативное измерение угловых характеристик пучка | I | Использов. дисплея | Не нужно |
| 3. | Профилометр   | I | — " —              | Возможна |
| 4. | Устройство для измерения спектра пучка                                  | I | Связь необходима   | Не нужна |
| 5. | Многоканальная телевизионная установка                                  | I | Не нужна           | Не нужна |

### Б. Промежуточный и основной ускорители

| I   | 2  | 3  | 4                     | 5          |
|-----|--|----|-----------------------|------------|
| 6.  | Широкополосные тр-ры тока и индукционные электроды для измерения интенсивности пучка             | 4  | Необходима            | Возможна   |
| 7.  | Система регистрации орбит пучков в двух плоскостях   | 6Q | Необходима            | Необходима |
| 8.  | Профилометр  | 2  | Использование дисплея | Возможна   |
| 9.  | Системы диагностики когерентных бета-тронных колебаний   | 2  | Необходима            | Необходима |
| 10. | Многоканальная телевизионная установка   | 2  | Не нужна              | Не нужна   |
| II. | Аппаратура предварительной обработки информации о пучках для связи с ЭВМ и мониторами II корпуса | I  | Необходима            | Необходима |



Датчики разбиваются на 3 группы: датчики инжектора, датчики основного ускорителя и датчики систем вывода. В каждой группе различают датчики интенсивности, орбиты, контроля сверхпроводящих магнитов, частоты, напряжений питания и токов. Каждая группа датчиков обслуживается измерительными панелями, содержащимися в крейтах КАМАК, связанных с ЭВМ ЕС1010. Таким образом, могут быть использованы 3 малые ЭВМ типа ЕС1010В и 24 крейта КАМАК. С малых ЭВМ информация поступает на ЭВМ типа ЕС1050, установленную на главном пульте управления ускорителем.

Ускоритель также будет оснащен системой управления, содержащей примерно 500 исполнительных устройств. Функция управления поступает с главной ЭВМ в виде сигналов управления через местные малые ЭВМ и крейты КАМАК на исполнительные устройства.

При создании системы контроля и управления ускорительным комплексом целесообразно использовать разработки по автоматизации существующего синхрофазотрона, которые в настоящее время находятся в стадии реализации.

§ 9. Некоторые предварительные соображения по строительно-монтажным работам и биологической защите сверхпроводящего ускорителя

"Нуклотрон" предполагается разместить в подвальном помещении корпуса № I вокруг фундамента действующего синхрофазотрона. После выполнения некоторых работ, связанных с переносом и частичной ликвидацией кабельных трасс, воздуховодов и других коммуникаций вокруг фундамента синхрофазотрона образуется кольцевой туннель высотой приблизительно 3 м и шириной 3 м. Поперечное сечение "Нуклотрона" не будет превосходить  $0,8 \times 1,5 \text{ м}^2$ . Если учесть установку рам, раскладку необходимых коммуникаций и других систем, то размеры кольцевого туннеля вполне достаточны для размещения в нем "Нуклотрона".

В пользу высказанного предложения по размещению "Нуклотрона" могут быть использованы следующие соображения:

1. Используется готовое помещение с развитым инженерным обеспечением (энергоснабжение, водоснабжение, вентиляция и крановое хозяйство).

2. Потребуется минимум затрат для сооружения биологической защиты.

Перечень строительно-монтажных работ по "Нуклотрону", примерно, следующий:

а) демонтажные работы в туннеле и работы по переносу некоторых коммуникаций;

б) сооружение небольшого туннеля (10-15 метров) для обеспечения вывода пучка в экспериментальный корпус.

в) Монтаж кольца "Нуклотрона" с криогенными системами и другими коммуникациями.

г) Сооружение биологической защиты.

Весь цикл изготовления узлов и деталей "Нуклотрона" должен занять не более 3-4 лет. Далее синхрофазотрон останавливается для выполнения комплекса строительно-монтажных работ. На выполнение этих работ потребуется ориентировочно I год.

Ввиду того, что узлы и детали "Нуклотрона" будут иметь сравнительно небольшой вес и габариты и будут однотипны, то здесь возможно широко использовать поточный монтаж по шаблону.

Биологическую защиту потребуется дополнительно сооружать только в виде перекрытия туннеля. Внутренняя боковая сторона туннеля защищена фундаментом синхрофазотрона, а наружная - фундаментом корпуса и естественным грузом. Для укладки защитных железобетонных блоков в качестве опор может быть использован фундамент синхрофазотрона и фундамент корпуса, а в качестве подъемных средств - существующее крановое хозяйство.

В обсуждении материалов принимали участие: А.И.Дзергач, Р.А.Мещеров, В.С.Рыбалко, Г.А.Филиппов, Л.И.Гребень.



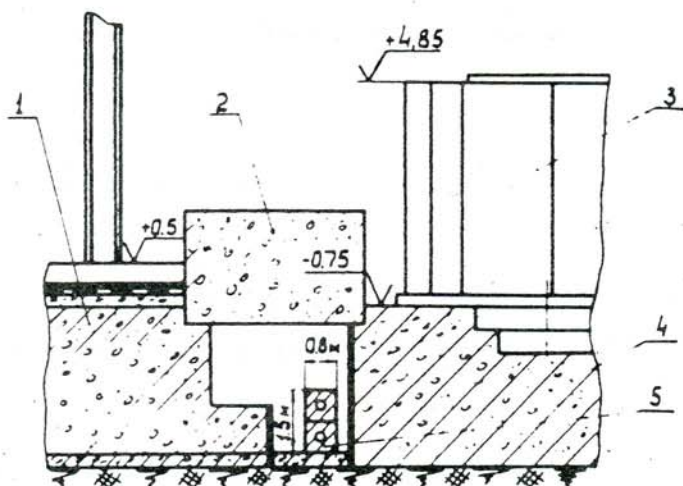


Рис.8. Вариант расположения "Нуклотрона" в подвале корпуса I:

- 1 - фундамент корпуса № I,
- 2 - планируемая бетонная защита,
- 3 - магнит синхрофазотрона,
- 4 - фундамент синхрофазотрона,
- 5 - "Нуклотрон"

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В.Василишин, И.Б.Иссинский, Е.М.Кулакова. ОИЯИ, Р9-6972. Дубна, 1973 г.
2. Б.В.Василишин, В.И.Волков, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, С.В.Каленов, С.А.Новиков, Б.Д.Омельченко, Н.И.Павлов, В.Ф.Сиколенко. ОИЯИ, Р9-6973, Дубна, 1973г.
3. Д.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов. ОИЯИ, Р9-4214, Дубна, 1968г., ПТЭ № 4, 1969 г., стр. 202.
4. А.М.Балдин, Д.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов, Г.П.Пучков. ОИЯИ, Р9-5442, Дубна, 1970 г.
5. А.М.Балдин. ОИЯИ, Р-7-5808, Дубна, 1971г. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, февраль, 1971 г. ОИЯИ Д7-5769, Дубна (1971), стр. 607 .
6. А.М.Балдин. Сборник "Краткие сообщения по физике" № I, Академия наук СССР, 1971 г.
7. А.М.Балдин, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубарев, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Родомонов, В.Н.Рамзин, В.А.Свиридов, В.С.Ставинский, М.И.Яцута. ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971г.
8. A.M.Baldin, N.G.Ghiordanescu, A.D.Kirillov, V.A.Kuznetsov, N.S.Moroz, V.B.Rodomanov, V.N.Ramzhin, V.S.Stavinsky, V.A.Sviridov, M.I.Yatsuta, V.N.Zubarev. Proc. Rochester Meeting APS/DPF, New York, 1971, p.131.
9. A.M.Baldin, S.B.Gerasimov, N.Ghiordanescu, I.K.Ivanov, A.D.Kirillov, U.A.Kuznetsov, N.S.Moroz, V.D.Radomanov, V.N.Ramzhin, V.S.Stavinsky, M.I.Yatsuta, V.N.Zubarev. Proc. XVI Intern.Conf. on High

Energy Phys., 1972, v.I, p.277.

10. Минц А.Л., Васильев А.А., Бурштейн Э.Л., Миронов Е.С.  
Труды II-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., Наука, 1972, т. I, стр. 13.
11. Адо Д.М., Васильев А.А. и др. Аннотации докладов, представленных на III-е Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1972 г., стр. 83.
12. Бурштейн Э.Л., Васильев А.А., Минц А.Л.  
Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, Москва, Атомиздат, 1964, стр. 67.
13. Васильев А.А., Дзергач А.И., Зельдович А.Г., Мещеров Р.А., Миронов Е.С. Труды УП Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Ереван, 1969 г., АН АССР, 1970 г., т. II, стр. 656.
14. Минц А.Л., Васильев А.А., Бурштейн Э.Л.  
Труды УП Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1969г., АН АССР, 1970г.т.I, стр.60
15. P.F.Smith. Proc. of the 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators. BNL, Upton, New York, 1969, part III, p.967.
16. G.Bronca, R.Levy-Mandel, G.Neyret and J.Parain. Part. Accelerators, I, p. 187, 1970.
17. GESSS-I. Towards a European Superconducting Synchrotron.  
A report of the work of the GESSS collaboration. May, 1972.
18. R.R.Wilson. Physics Today (May 1971), p.19.
19. R.A.Carrigan. FN 233 (NAL), July 1971.
20. A.Van. Steenbergen . Proc. 8th Intern.Conf. on H.E.Acc. CERN (1971).



21. J.P.Blewett. Proceedings of the 8th International Conference on High Energy Accelerators, CERN, 1971, p.501.
22. CERN Courier, N 10, vol.12, Oct. 1972.
23. Alexeev V.P., Greben L.J., Mironov E.S., Vasiliev A.A. Development and testing of proton synchrotron magnet prototypes. Radiotechnical Inst. of the USSR Academy of Sciences, Moscow, 1972, NTD - 721 A.
24. Н.Д.Вест. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., Наука, 1972 г., т. I, 239.
25. P.F.Smith. Proc. 8th Intern.Conf. on H.E.Acc., CERN (1971)
26. А.Г.Зельдович, Д.А.Шишов. ОИЯИ, Р8-3206, Дубна, 1967 г.
27. Е.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт. ОИЯИ, Р7-4469, Дубна, 1969 г.
28. Д.А.Быковский и др. ЖТФ, т. XI вып. 12, 1970 г.
29. Д.Д.Безногих. ОИЯИ, 9-6848 (автореферат диссертации), Дубна, 1972 г.
30. Д.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев. ОИЯИ, Р9-5610, Дубна, 1971 г.
31. W.S.Gilbert. Summary of International Progress on Superconducting magnets. Rep. LBL - 1703, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 мая 1973 года.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ

А. М. БАЛДИН, Н. ГИОРДЭНЕСКУ, В. Н. ЗУБАРЕВ, Л. К. ИВАНОВА,  
Н. С. МОРОЗ, А. А. ПОВТОРЕЙКО, В. Б. РАДОМАНОВ, В. С. СТАВИНСКИЙ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 16 июля 1974 г.)

Измерены энергетические спектры мезонов, образованных на ядрах D, C, Al, Cu, Pb протонами с импульсом 6 и 8,4 Гэв/с под углом 180°. Показано, что в антилабораторной системе координат эти реакции соответствуют процессам столкновения релятивистских ядер с протонами, в результате которых образующимся мезонам передается энергия, превышающая энергию, приходящуюся на один нуклон релятивистского ядра вплоть до четырех раз. Наблюдаемый кумулятивный эффект до четвертого порядка включительно описывается простыми закономерностями.

Изучение [<sup>1, 2</sup>] энергетического спектра частиц в реакции



привело к обнаружению эффекта образования мезонов в трехнуклонных столкновениях. В соответствии с оценками работ [<sup>3, 4</sup>] эффект оказался настолько значительным, что он не только доступен для всестороннего экспериментального изучения, но и может иметь практическое значение. Те же оценки [<sup>3, 4</sup>] показывают, что с довольно большими сечениями должны идти процессы кумулятивного мезонообразования более высоких порядков кумулятивности. Кумулятивным эффектом мы называем реакцию столкновения релятивистского ядра с мишенью, в результате которой вновь образующимся частицам передается энергия, значительно превышающая энергию, приходящуюся на один нуклон налетающего ядра.

Под номером кумулятивности мы понимаем число нуклонов налетающего релятивистского ядра, участвующих в столкновении. При таком определении естественно встает вопрос об отделении кумулятивного эффекта от эффектов, связанных с ферми-движением нуклонов в налетающем ядре.

Для определенности в качестве границ на шкале энергий вторичных частиц между кумулятивными эффектами соседних порядков мы указываем максимально возможные энергии вторичных частиц для частиц предыдущего порядка без учета ферми-движения. Это определение делается все более и более точным с увеличением энергии релятивистского ядра. Оно подразумевает малость (или, во всяком случае, конечность) импульса внутреннего движения нуклона по сравнению с импульсом, приходящимся на один нуклон релятивистского ядра.

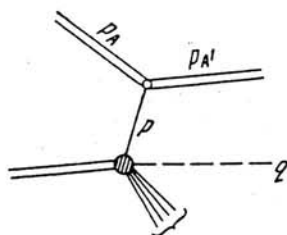
Более точное фактическое выделение кумулятивного эффекта производится на основе масштабной инвариантности и асимптотических свойств матричных элементов.

Понятие составной частицы принято определять через результат разложения ее состояния по состояниям составляющих частиц. Например, со-

стояние ядра с массовым числом  $A$  с хорошим приближением описывается одним членом разложения по числу составляющих частиц:

$$|A\rangle = \sum_N |N\rangle \langle N|A\rangle \approx |N_0\rangle \langle N_0|A\rangle, \\ |\langle N_0|A\rangle|^2 \approx 1,$$

где  $|N_0\rangle$  — состояние, описывающее  $A$  нуклонов. Состояния с участием мезонов, гиперонов, изобар и т. д. считаются дающими пренебрежимо малый вклад. Это основной постулат ядерной физики, обоснованный огромным экспериментальным материалом. Если записать состояние в импульсном представлении, то соответствующая амплитуда будет определять вероятность обнаружения тех или иных значений импульсов. Это — определение ферми-движения нуклонов в ядрах. О роли этого движения в столкновении релятивистских ядер можно сделать заключения, не прибегая к детализации моделей волновой функции ядра. Когда говорят о влиянии ферми-движения, то имеют в виду механизм, определяемый диаграммой:



(I)

Соответствующий матричный элемент имеет вид

$$\frac{\Gamma(p^2)}{p^2 - m^2} M(p^2, \xi);$$

здесь  $p_A$  и  $p_{A'}$  — 4-импульсы налетающего ядра и ядра остатка,  $p$  — импульс нуклона, вызывающего образование мезона с импульсом  $q$ .  $\xi$  — все остальные переменные, включая  $q$ .

Нас интересует случай  $|q|^2 \sim |p_A|^2 \gg M_A^2$  (имитация кумулятивного эффекта); при этом  $p^2 = (p_A - p_{A'})^2 \approx -2E_A M_{A'} \sim S$ . Вершинная часть  $\Gamma$  согласно теореме Лемана — Симанзина и Циммермана убывает при  $p^2 \rightarrow \infty$ , откуда видно, что часть инвариантного сечения  $E(d\sigma/dp)$ , обусловленная ферми-движением, не обладает свойством масштабной инвариантности и убывает с ростом  $E_A$  быстрее, чем  $1/E_A^2$  (или  $1/S^2$ ).

На основе этого рассуждения можно дать способ выделения кумулятивного эффекта от эффектов ферми-движения: необходимо инвариантное сечение  $R_A = E(d\sigma/dp)$  представить в виде разложения по степеням  $(1/S)$ ; нулевой член этого ряда выделяет  $N$ -й порядок кумулятивного эффекта при  $q_{N-1}^{max} \leq q \leq q_N^{max}$ , где  $q$  — импульс вторичной частицы, а  $q_N^{max}$  — его максимально возможное значение при столкновении  $N$  нуклонов релятивистского ядра.

В работе [1] было показано, что для реакции (1) такой нулевой член ряда существует, масштабная инвариантность выполняется. Расчеты в импульсном приближении [2, 3] в согласии с приведенным выше рассуждением показывают, что наблюдаемый эффект невозможно объяснить ферми-движением нуклонов в ядрах дейтерия и меди.

В эксперименте [1, 2] было также показано, что отношение инвариантных функций  $R_A = 2E(d^3\sigma/dp^3)$  дейтронов и протонов при равных значениях масштабного аргумента  $x = p_\pi/p_\pi^{max}$  для ( $x > 0,5$ ) в пределах ошибок не



зависит от самого аргумента и равно  $\sim 0,06$ . Последнее находится в соответствии с простейшей моделью кумулятивного мезообразования [2, 3], согласно которой оказываются вполне реальными обнаружения и исследования различных характеристик этого процесса.

Важной и пока не изученной характеристикой кумулятивного эффекта является зависимость выхода вторичных частиц от атомного номера релятивистского ядра. Очень актуальны исследования проявлений масштабной инвариантности и обнаружение кумулятивного эффекта максимально возможного порядка.

Настоящая работа посвящена решению этих задач. Ниже приводятся и обсуждаются экспериментальные данные по реакциям



полученные в системе координат, где ядро  $A$  покоится, а мезоны регистрируются под углом  $180^\circ$ . Такая постановка задачи позволяет получить интересные нас сведения до того, когда станут доступными пучки релятивистских ядер с  $A > 4$  с энергией, позволяющей надежно отделять ку-

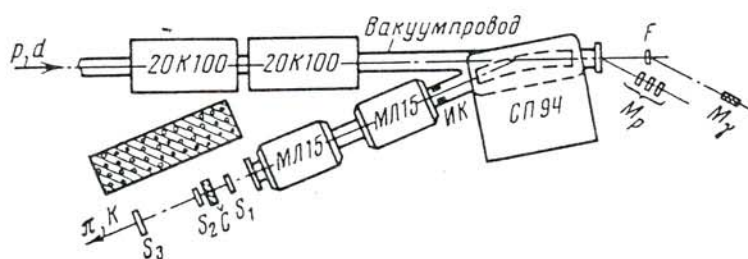


Рис. 1. Схема эксперимента

мулятивный эффект от эффектов, связанных с ферми-движением. Проблема релятивистского ускорения ядер среднего веса и, возможно, тяжелых ядер будет, видимо, решена только после создания специализированного ускорителя релятивистских ядер — нуклотрона [4].

В качестве ядер  $A$  в реакции (2) нами были взяты D, C, Al, Cu, Pb. Исследования реакции (2) проведены возбуждением ядер-мишеней протонами с импульсом 6 и 8,4 Гэв/с. Энергия вторичных мезонов изменялась от 100 до 1070 Мэв, что соответствует обнаружению кумулятивного эффекта вплоть до четвертого порядка включительно (в столкновении участвуют до четырех нуклонов из  $A$ ). Как будет видно из дальнейшего, инвариантные сечения  $R_A = 2E(d^3\sigma/dp^3)$  во всей изученной области энергий мезонов слабо зависят от  $S$ . Как будет показано ниже, энергетический спектр рожденных пионов описывается простой экспоненциальной зависимостью вида

$$R_A = R_A^{(0)} \exp\{-T/T_0\},$$

где параметр  $T_0$  практически не зависит от энергии. Отношение

$$[R_A^{(0)}(6) - R_A^{(0)}(8,4)] / R_A^{(0)}(6)$$

для углеродной мишени равно  $-0,2 \pm 0,1$ , т. е. в пределах точности наших измерений вклад членов более высокого порядка, чем нулевой, в разложении  $R_A$  по степеням  $(1/S)$  практически отсутствует. Это означает, согласно приведенному выше рассуждению, что при наших энергиях влияние ферми-движения ничтожно мало, и измеряется кумулятивный эффект. Таким образом, приведенные ниже данные демонстрируют обнаружение кумулятивного эффекта до четвертого порядка и позволяют обсудить применимость модельных представлений о кумулятивном мезообразовании.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Мониторингирование первичного пучка осуществлялось сцинтилляционным телескопом  $M_p$ ; регистрация пионов — совпадениями трех сцинтилляционных счетчиков  $S_1, S_2, S_3$  и черенковского счетчика  $\check{C}$  ( $N_\pi = S_1 + S_2 + S_3 + \check{C}$ ). Геометрия установки обеспечивала неопределенность по импульсу вторичных пионов  $\pm 6\%$ , неопределенность в угле вылета ( $\langle \theta_\pi \rangle = 180^\circ$ ) пионов не превышала  $30 \text{ мрад}$ . Таким образом, максимальный перпендикулярный импульс регистрируемых мезонов не превышал  $30 \text{ Мэв/с}$ . Более подробное описание регистрирующей аппаратуры содержится в работе [7]. Следует отметить, что предложенный метод измерения спектров вторичных частиц для взаимодействия нуклон — нуклон в области малых переданных импульсов ( $t$ ) является наиболее точным для измерения  $t$ -зависимости при ультрарелятивистских энергиях.

### Определение эффективных сечений рождения мезонов

Будем в дальнейшем использовать представления экспериментальных данных в двух видах:

$$R_A = 2E_\pi \frac{d^3\sigma}{dp^3} \text{ либо } \rho = \frac{2E_\pi}{\sigma_{tot}} \frac{d^3\sigma}{dp^3}. \quad (3)$$

Функция  $R_A$  следующим образом выражается через наблюдаемые величины:

$$R_A = \frac{2E_\pi}{p_\pi^2} \frac{1}{p_k s_k} \frac{k\eta}{l_A} \left[ \xi_A \frac{N_\pi(A)}{M_p(A)} - \frac{N_\pi(\Pi)}{M_p(\Pi)} \right], \quad (4)$$

здесь  $E_\pi, p_\pi$  — полная энергия и импульс вторичных мезонов; произведение  $p_k s_k = \Delta\Omega \Delta p$ , где  $\Delta\Omega$  — входной телесный угол экспериментальной установки и  $\Delta p$  — интервал регистрируемых импульсов [7]. Константа  $k$  учитывает поправку на вторичные взаимодействия в веществе счетчиков, фланцев и мишени, а также влияние распада пионов и примесь мюонов. Константа  $\eta$  связывает отсчеты монитора при измерениях без мишени ( $M_p(\Pi)$ ) с интенсивностью первичного пучка, измеренной по наведенной активности  $^{12}\text{C}$  [7]. Константа  $\xi_A$  ( $\xi \approx 1,02 \div 1,10$ ) учитывает изменение мониторного счета ( $M_p(A)$ ) с введением в пучок мишени ( $A$ ). Отсчет  $N_\pi(A)$  есть счет мезонов от мишени  $A$  толщиной  $l_A$ , выраженной в обратных миллибарнах, отсчет  $N_\pi(\Pi)$  — счет без мишени.

Систематическая погрешность в определении величины  $R_A$  связана с неопределенностью в константах  $k, \eta$  и  $p_k s_k$ . Импульс регистрируемых частиц  $p_k$  определялся по градуировочной кривой, полученной методом токонесущей нити [7]. Систематическая погрешность градуировок составляет  $3\%$ . Константа  $s_k$  определялась расчетным путем [7]. Для данной геометрии опыта систематическая погрешность в определении  $s_k$  составляет  $8\%$ . Систематическая погрешность в вычислении константы  $k$  в основном определяется распадом мезонов. Эта поправка максимальна для малых значений импульса мезонов. Например, для импульса вторичных мезонов  $200 \text{ Мэв/с}$  она равна  $1,5$ , а ее неопределенность составляет  $3$  и  $1\%$  для больших значений  $p_k$ . Систематическая погрешность в мониторинговании по наведенной активности определяется неопределенностью в поперечном сечении реакции  $^{12}\text{C}(p, np)^{11}\text{C}$  и составляет  $6\%$ .

Таким образом, суммарная систематическая погрешность в определении величины  $R_A$  (при условии независимости всех указанных факторов) составляет  $10\%$ .

### Экспериментальные данные

Экспериментальные данные по инвариантному сечению ( $R_A$ ) инклюзивного процесса

$$p + A \rightarrow \pi^- \quad (180^\circ)$$



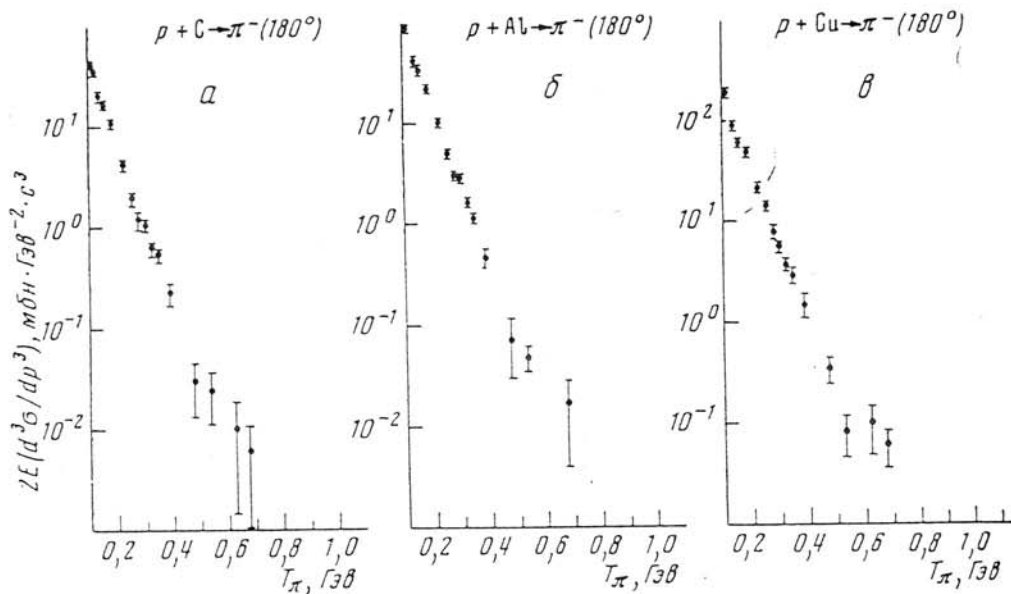


Рис. 2. Экспериментальные данные по реакциям  $p+C \rightarrow \pi^- (180^\circ)$  (а),  $p+Al \rightarrow \pi^- (180^\circ)$  (б),  $p+Cu \rightarrow \pi^- (180^\circ)$  (в) для первичных протонов с импульсом 6 Гэв/с

для возбуждения ядер С, Al, Cu и Рв протонами с импульсом 6,0 Гэв/с приведены в табл. 1. Приведенные ошибки статистические. Энергия (кинетическая) отрицательных пионов изменялась в пределах от 109 до 673 Мэв. Согласно кинематике нуклон-нуклонного взаимодействия

$$N+N \rightarrow \pi^- (180^\circ)$$

энергия вторичных пионов не должна превышать  $T_{max}=244$  Мэв. Таким образом, значительная часть экспериментальных данных соответствует, согласно нашему определению (см. выше), кумулятивному мезообразованию.

На рис. 2а — в приведены экспериментальные данные по инвариантным сечениям  $2E(d^3\sigma/dp^3)$  для ядер С, Al и Cu в функции кинетической энергии отрицательных пионов. Из рисунков видно, что зависимость сечений

Таблица 1

| $T_{\pi^-}$ ,<br>Мэв   | $R_C$                           | $R_{Al}$                        | $R_{Cu}$                        | $R_{Pb}$                     |
|--|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|------------------------------|
| $R_A = 2E(d^3\sigma/dp^3)$ [мбн·Гэв <sup>-2</sup> ·с <sup>3</sup> ], $p-A \rightarrow \pi^- (180^\circ)$ , 6 Гэв/с |                                 |                                 |                                 |                              |
| 109  | $(3,98 \pm 0,39) \cdot 10^1$    | $(8,41 \pm 0,74) \cdot 10^1$    | $(1,80 \pm 0,18) \cdot 10^2$    |                              |
| 113  | $(3,51 \pm 0,14) \cdot 10^1$    |                                 |                                 |                              |
| 140  | $(1,82 \pm 0,19) \cdot 10^1$    | $(3,96 \pm 0,37) \cdot 10^1$    | $(8,48 \pm 0,88) \cdot 10^1$    |                              |
| 160  | $(1,49 \pm 0,13) \cdot 10^1$    | $(3,21 \pm 0,27) \cdot 10^1$    | $(5,63 \pm 0,58) \cdot 10^1$    |                              |
| 185  | $(1,04 \pm 0,1) \cdot 10^1$     | $(2,17 \pm 0,1) \cdot 10^1$     | $(4,64 \pm 0,45) \cdot 10^1$    |                              |
| 226  | $(4,05 \pm 0,38) \cdot 10^0$    | $(9,9 \pm 0,75) \cdot 10^0$     | $(2,14 \pm 0,19) \cdot 10^1$    |                              |
| 258  | $(1,89 \pm 0,28) \cdot 10^0$    | $(4,95 \pm 0,59) \cdot 10^0$    | $(1,37 \pm 0,17) \cdot 10^1$    |                              |
| 281  | $(1,16 \pm 0,24) \cdot 10^0$    | $(3,06 \pm 0,44) \cdot 10^0$    | $(7,62 \pm 1,4) \cdot 10^0$     |                              |
| 302  | $(1,04 \pm 0,14) \cdot 10^0$    | $(2,92 \pm 0,29) \cdot 10^0$    | $(5,47 \pm 0,73) \cdot 10^0$    |                              |
| 329  | $(6,05 \pm 1,05) \cdot 10^{-1}$ | $(1,63 \pm 0,19) \cdot 10^0$    | $(3,60 \pm 0,57) \cdot 10^0$    |                              |
| 351  | $(5,30 \pm 0,88) \cdot 10^{-1}$ | $(1,14 \pm 0,15) \cdot 10^0$    | $(2,91 \pm 0,46) \cdot 10^0$    |                              |
| 390  | $(2,22 \pm 0,62) \cdot 10^{-1}$ | $(4,67 \pm 1,21) \cdot 10^{-1}$ | $(1,00 \pm 0,40) \cdot 10^0$    |                              |
| 477  | $(2,81 \pm 1,43) \cdot 10^{-2}$ | $(6,94 \pm 4) \cdot 10^{-2}$    | $(3,41 \pm 0,97) \cdot 10^{-1}$ | $(8,50 \pm 4,20) \cdot 10^0$ |
| 538  | $(2,42 \pm 0,93) \cdot 10^{-2}$ | $(4,74 \pm 1,34) \cdot 10^{-2}$ | $(8,36 \pm 3,72) \cdot 10^{-2}$ |                              |
| 629  | $(1 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$     | $(3,30 \pm 1,74) \cdot 10^{-2}$ | $(1,04 \pm 0,50) \cdot 10^{-1}$ |                              |
| 673  | $(6,05 \pm 4,5) \cdot 10^{-3}$  | $(1,70 \pm 1,27) \cdot 10^{-2}$ | $(6,34 \pm 2,70) \cdot 10^{-2}$ | $(1,4 \pm 0,7) \cdot 10^0$   |



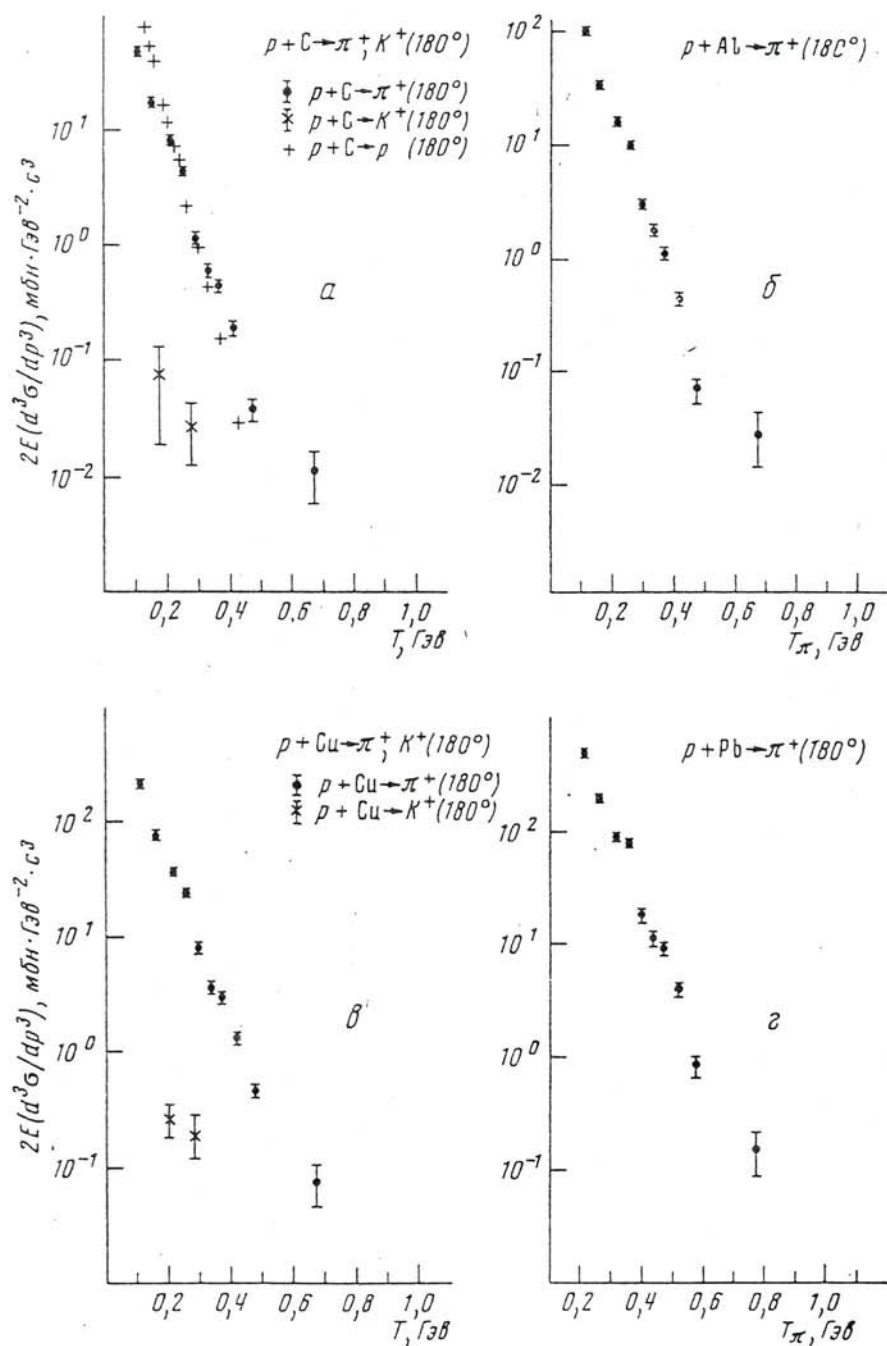


Рис. 3. Экспериментальные данные по реакциям  $p+C \rightarrow \pi^+, K^+ (180^\circ)$  (а),  $p+Al \rightarrow \pi^+ (180^\circ)$  (б),  $p+Cu \rightarrow \pi^+, K^+ (180^\circ)$  (в),  $p+Pb \rightarrow \pi^+ (180^\circ)$  (г) для первичных протонов с импульсом  $8,4 \text{ Гэв}/c$

от кинетической энергии пионов имеет экспоненциальный характер, причем спектры для разных ядер подобны и в первом приближении отличаются на константу.

В табл. 2 приведены экспериментальные данные по инвариантным сечениям рождения положительных мезонов на ядрах С, Al, Cu и Рb при возбуждении протонами с импульсом  $8,4 \text{ Гэв}/c$ . Энергия рожденных пионов изменяется от  $115$  до  $676 \text{ Мэв}$ . Кинематическая граница для взаимодействия нуклон — нуклон составляет  $269 \text{ Мэв}$ . Таким образом, опять значительная часть экспериментальных данных по рождению положительных

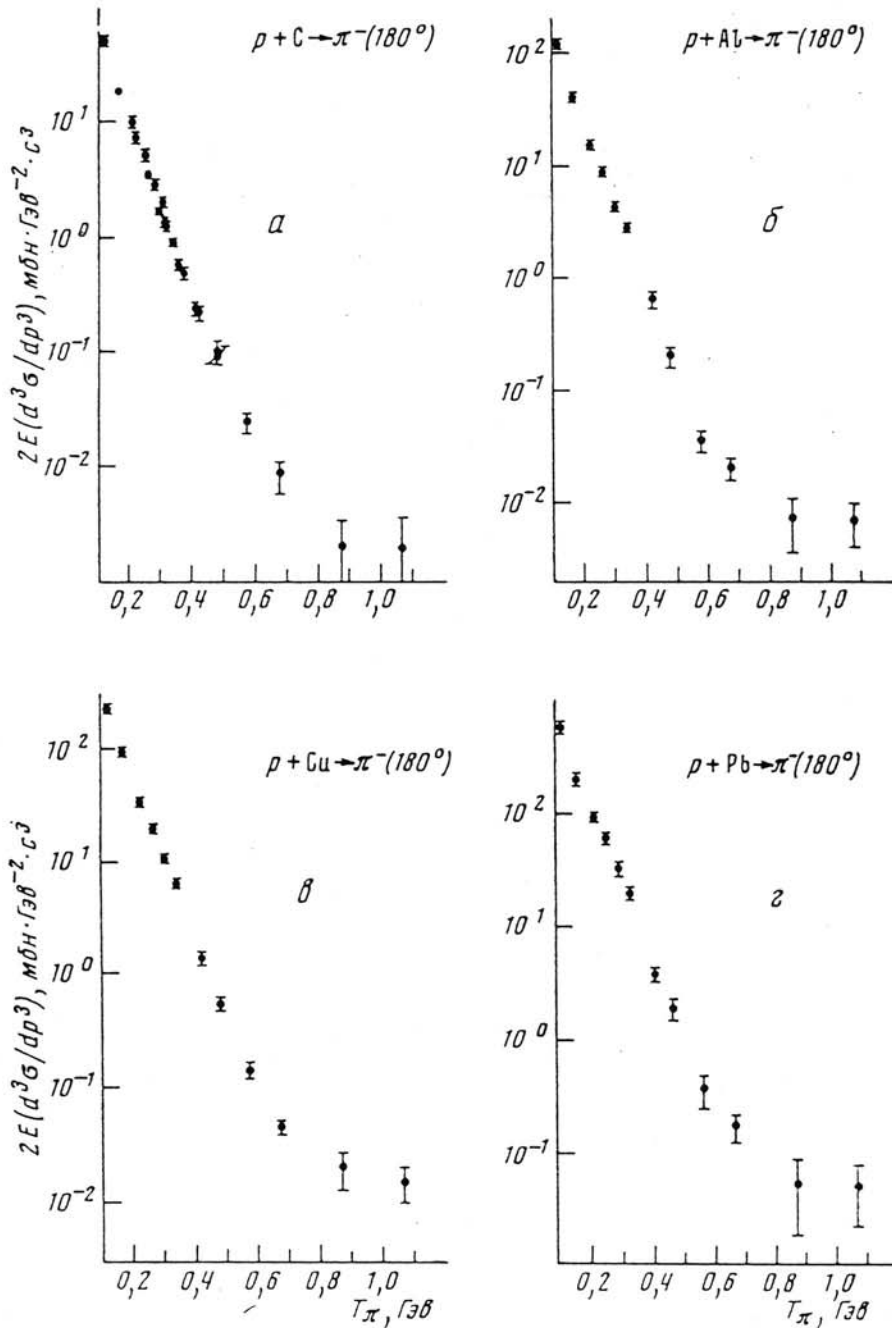


Рис. 4. Экспериментальные данные по реакциям  $p+C \rightarrow \pi^-(180^\circ)$  (а),  $p+Al \rightarrow \pi^-(180^\circ)$  (б),  $p+Cu \rightarrow \pi^-(180^\circ)$  (в),  $p+Pb \rightarrow \pi^-(180^\circ)$  (г) для первичных протонов с импульсом  $8,4 \text{ Гэв}/c$

пионов соответствует коллективным, многонуклонным взаимодействиям в ядре-мишени.

На рис. 3а — г приведены экспериментальные данные по рождению пионов (черные точки) на ядрах-мишенях соответственно С, Al, Cu и Pb. Из рисунков можно видеть, что энергетические спектры пионов имеют экспоненциальный характер и подобны для разных ядер. На рис. 3а для сравнения приведен энергетический спектр протонов (прямой крест) для углеродной мишени [8], облученной протонами с импульсом  $6,6 \text{ Гэв}/c$ . Из сравнения данных можно заключить, что инвариантный выход пионов

| $T_{\pi},$<br>Мэв  | $R_C$                           | $R_{Al}$                        | $R_{Cu}$                        | $R_{Pb}$                        |
|--|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $R_A = 2E (d^3\sigma/dp^3) [\text{мбн} \cdot \text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3], pA \rightarrow \pi^+ (180^\circ), 8,4 \text{ Гэв/с}$ |                                 |                                 |                                 |                                 |
| 115  | $(4,73 \pm 0,27) \cdot 10^1$    | $(9,71 \pm 0,45) \cdot 10^1$    | $(2,04 \pm 0,1) \cdot 10^2$     | $(4,67 \pm 0,39) \cdot 10^2$    |
| 163  | $(1,74 \pm 0,09) \cdot 10^1$    | $(3,33 \pm 0,19) \cdot 10^1$    | $(7,47 \pm 0,41) \cdot 10^1$    | $(1,86 \pm 0,12) \cdot 10^2$    |
| 219  | $(8 \pm 0,28) \cdot 10^0$       | $(1,60 \pm 0,08) \cdot 10^1$    | $(3,58 \pm 0,16) \cdot 10^1$    | $(8,46 \pm 0,58) \cdot 10^1$    |
| 259  | $(4,29 \pm 0,19) \cdot 10^0$    | $(9,90 \pm 0,50) \cdot 10^0$    | $(2,34 \pm 0,12) \cdot 10^1$    | $(7,45 \pm 0,51) \cdot 10^1$    |
| 300  | $(1,13 \pm 0,15) \cdot 10^0$    | $(2,92 \pm 0,23) \cdot 10^0$    | $(7,87 \pm 0,75) \cdot 10^0$    | $(1,71 \pm 0,26) \cdot 10^1$    |
| 340  | $(6,09 \pm 0,79) \cdot 10^{-1}$ | $(1,71 \pm 0,18) \cdot 10^0$    | $(3,71 \pm 0,45) \cdot 10^0$    | $(1,98 \pm 0,18) \cdot 10^1$    |
| 373  | $(4,40 \pm 0,44) \cdot 10^{-1}$ | $(1,10 \pm 0,11) \cdot 10^0$    | $(2,93 \pm 0,25) \cdot 10^0$    | $(8,82 \pm 1) \cdot 10^0$       |
| 421  | $(1,89 \pm 0,21) \cdot 10^{-1}$ | $(4,27 \pm 0,5) \cdot 10^{-1}$  | $(1,33 \pm 0,12) \cdot 10^0$    | $(3,80 \pm 0,51) \cdot 10^0$    |
| 480  | $(3,75 \pm 0,9) \cdot 10^{-2}$  | $(7,15 \pm 1,88) \cdot 10^{-2}$ | $(4,54 \pm 0,63) \cdot 10^{-1}$ | $(8,31 \pm 0,21) \cdot 10^{-1}$ |
| 676  | $(1,09 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$  | $(2,88 \pm 1,72) \cdot 10^{-2}$ | $(7,66 \pm 3,1) \cdot 10^{-2}$  | $(1,52 \pm 0,17) \cdot 10^{-1}$ |

Таблица 3

| $T_{\pi},$<br>Мэв   | $R_C$                           | $R_{Al}$                        | $R_{Cu}$                        | $R_{Pb}$                        |
|---|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $R_A = 2E (d^3\pi/dp^3) [\text{мбн} \cdot \text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3], pA \rightarrow \pi^- (180^\circ), 8,4 \text{ Гэв/с}$ |                                 |                                 |                                 |                                 |
| 119   | $(4,65 \pm 0,19) \cdot 10^1$    | $(1,12 \pm 0,09) \cdot 10^2$    | $(2,13 \pm 0,17) \cdot 10^2$    | $(5,28 \pm 0,6) \cdot 10^2$     |
| 168   | $(1,67 \pm 0,1) \cdot 10^1$     | $(3,8 \pm 0,27) \cdot 10^1$     | $(8,59 \pm 0,62) \cdot 10^1$    | $(1,85 \pm 0,2) \cdot 10^2$     |
| 212   | $(9,34 \pm 0,98) \cdot 10^0$    |                                 |                                 |                                 |
| 225   | $(6,68 \pm 0,44) \cdot 10^0$    | $(1,44 \pm 0,09) \cdot 10^1$    | $(3,18 \pm 0,18) \cdot 10^1$    | $(8,5 \pm 0,7) \cdot 10^1$      |
| 252   | $(4,95 \pm 0,51) \cdot 10^0$    |                                 |                                 |                                 |
| 265   | $(3,26 \pm 0,12) \cdot 10^0$    | $(8,38 \pm 0,46) \cdot 10^0$    | $(1,85 \pm 0,11) \cdot 10^1$    | $(5,65 \pm 0,6) \cdot 10^1$     |
| 283   | $(2,74 \pm 0,28) \cdot 10^0$    |                                 |                                 |                                 |
| 301   | $(1,65 \pm 0,07) \cdot 10^0$    | $(4,21 \pm 0,32) \cdot 10^0$    | $(1,02 \pm 0,06) \cdot 10^1$    | $(3,05 \pm 0,54) \cdot 10^1$    |
| 322   | $(1,25 \pm 0,13) \cdot 10^0$    |                                 |                                 |                                 |
| 331   | $(1,24 \pm 0,15) \cdot 10^0$    |                                 |                                 |                                 |
| 341   | $(8,72 \pm 0,46) \cdot 10^{-1}$ | $(2,8 \pm 0,18) \cdot 10^0$     | $(6,37 \pm 0,38) \cdot 10^0$    | $(1,87 \pm 0,21) \cdot 10^1$    |
| 356   | $(5,59 \pm 0,58) \cdot 10^{-1}$ |                                 |                                 |                                 |
| 379   | $(4,67 \pm 0,41) \cdot 10^{-1}$ |                                 |                                 |                                 |
| 423   | $(2,16 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$  | $(6,5 \pm 0,78) \cdot 10^{-1}$  | $(1,37 \pm 0,14) \cdot 10^0$    | $(3,57 \pm 0,57) \cdot 10^0$    |
| 479   | $(9,41 \pm 1,4) \cdot 10^{-2}$  | $(2,04 \pm 0,43) \cdot 10^{-1}$ | $(5,55 \pm 0,8) \cdot 10^{-1}$  | $(1,82 \pm 0,41) \cdot 10^0$    |
| 576   | $(2,33 \pm 0,56) \cdot 10^{-2}$ | $(3,61 \pm 0,78) \cdot 10^{-2}$ | $(1,41 \pm 0,26) \cdot 10^{-1}$ | $(3,54 \pm 0,12) \cdot 10^{-1}$ |
| 676   | $(8,26 \pm 2,53) \cdot 10^{-3}$ | $(2,04 \pm 0,47) \cdot 10^{-2}$ | $(4,62 \pm 0,41) \cdot 10^{-2}$ | $(1,65 \pm 0,44) \cdot 10^{-1}$ |
| 874   | $(1,95 \pm 1,43) \cdot 10^{-3}$ | $(7,32 \pm 3,72) \cdot 10^{-3}$ | $(2,04 \pm 0,76) \cdot 10^{-2}$ | $(5,19 \pm 3,56) \cdot 10^{-2}$ |
| 1072  | $(1,96 \pm 1,45) \cdot 10^{-3}$ | $(6,97 \pm 3,1) \cdot 10^{-3}$  | $(1,52 \pm 0,56) \cdot 10^{-2}$ | $(4,84 \pm 2,84) \cdot 10^{-2}$ |

по порядку величины сравним с выходом протонов в функции кинетической энергии рожденных частиц. Однако «температура» протонного спектра несколько ниже «температуры» мезонного. На рис. 3а, в приведены предварительные данные по инвариантному выходу положительных каонов для ядер углерода и меди (косой крест). Из рисунков видно, что при равных кинетических энергиях рожденных мезонов выход каонов примерно на два порядка меньше выхода пионов. Кинематическая граница рождения каонов в нуклон-нуклонном взаимодействии равна  $\sim 40$  Мэв. Следовательно, наблюдаемые каоны имеют энергию ( $T_k = 200 \div 300$  Мэв), значительно превышающую кинематический предел для нуклон-нуклонного взаимодействия, и соответствуют кумулятивному эффекту третьего порядка.

В табл. 3 приведены экспериментальные данные по инвариантным сечениям рождения отрицательных пионов при возбуждении протонами с импульсом  $8,4$  Гэв/с ядер С, Al, Cu и Pb. Кинетическая энергия рожденных пионов изменялась от 119 до 1072 Мэв при кинематическом пределе, соответствующем нуклон-нуклонному взаимодействию, равном 269 Мэв.

Для наглядности эти экспериментальные данные приведены на рис. 4а-г. Из рисунков видно, что для энергий рожденных пионов,



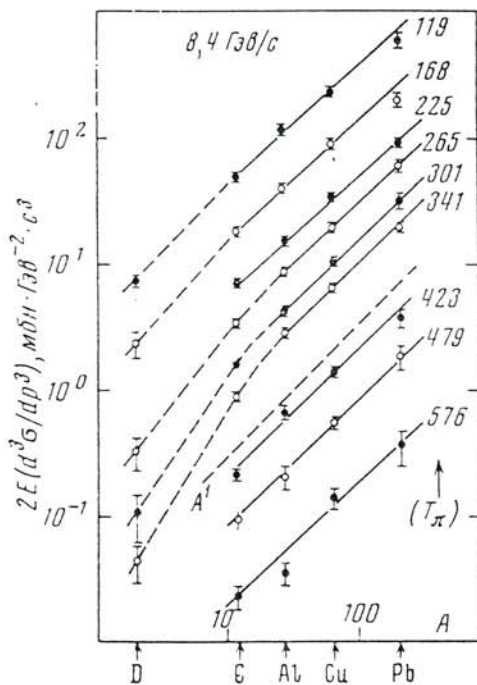


Рис. 5

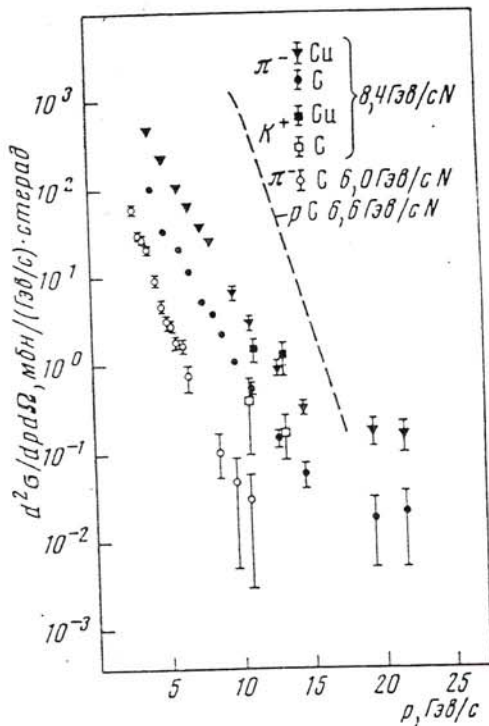


Рис. 7

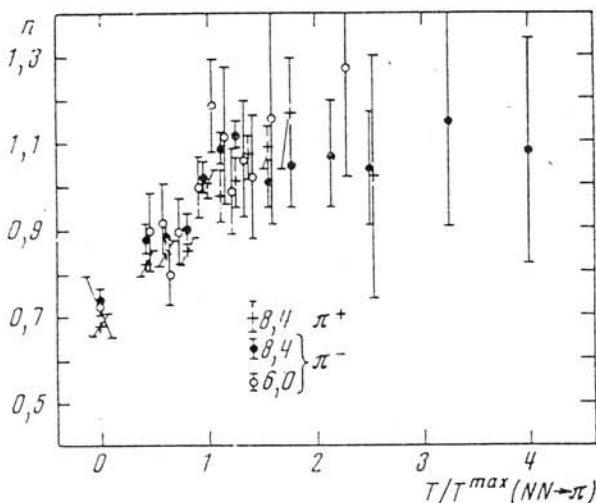


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость величин  $2E(d^3\sigma/dp^3)$  от атомного номера  $A$  для разных энергий отрицательных пионов  $\pi^-$

Рис. 6. Зависимость параметра  $n$  ( $R_A = R_1 A^n$ ) от отношения  $T_\pi/T_\pi^{max}$

Рис. 7. Спектры кумулятивно рожденных частиц — мезонов ( $\pi^-$ ) от ядер  $C$  и  $Cu$  с импульсами  $6$  ( $\circ$ ) и  $8,4$  ( $\bullet, \blacktriangledown$ )  $Гэв/с$  на нуклон ( $N$ ) — настоящая работа и спектр кумулятивных протонов (пунктир) — работа [8], а также каонов  $K^+$  от ядер  $C$  ( $\square$ ) и  $Cu$  ( $\blacksquare$ ) — их выход от этих ядер совпадает с выходом пионов

меньших  $700$   $Мэв$ , энергетические спектры, как прежде, имеют экспоненциальный характер и подобны для разных ядер. Однако для больших энергий рожденных пионов наблюдается отклонение от экспоненциальной зависимости. Согласно нашему определению, наблюдаемые пионы соответствуют обнаружению кумулятивного эффекта четвертого порядка. Хотя ошибки измерения в этой области энергетического спектра велики ( $\sim 50\%$ ), отклонение от экспоненциальной зависимости наблюдается для

всех исследованных ядер. Экспериментально были выполнены следующие тесты на возможные ошибки методического характера: для пионов с энергией 1072 Мэв (мишень Cu) угловое разрешение черенковского счетчика (и связанное с ним разрешение по энергии) было уменьшено в 3 раза — до углового разброса частиц в канале. Эффект в пределах ошибок остался прежним. С помощью поглотителя (Fe, 20 см), размещенного перед счет-

Таблица 4

| $p_p, \text{Гэв/с}$ | $T_\pi, \text{Гэв}$ | $T_\pi/T_{max}$ | $\rho = \frac{2E}{\sigma_{pD}} \frac{d^3\sigma}{dp^3} (p + D \rightarrow \pi^- (180^\circ)) [\text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3]$ |
|---------------------|---------------------|-----------------|---|
| 8,4                 | 0,119               | 0,193           | $(1,18 \pm 0,18) \cdot 10^{-1}$   |
| 8,4                 | 0,173               | 0,280           | $(4,1 \pm 1) \cdot 10^{-2}$   |
| 8,4                 | 0,267               | 0,431           | $(4,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$   |
| 8,4                 | 0,304               | 0,491           | $(2,13 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$  |
| 8,4                 | 0,342               | 0,552           | $(7,9 \pm 2) \cdot 10^{-4}$   |
| 6,0                 | 0,110               | 0,197           | $(8,4 \pm 2,2) \cdot 10^{-2}$   |
| 6,0                 | 0,394               | 0,706           | $(3,2 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$   |
| 4,7 *               | 0,289               | 0,573           | $(1,55 \pm 0,38) \cdot 10^{-3}$   |
| 4,82 *              | 0,318               | 0,624           | $(8,52 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$  |
| 5,15 *              | 0,322               | 0,613           | $(5,9 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}$   |
| 3,53 *              | 0,313               | 0,728           | $(3,67 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$  |

| $p_p, \text{Гэв/с}$ | $T_\pi, \text{Гэв}$ | $T_\pi/T_{max}$ | $\rho = \frac{2E}{\sigma_{pp}} \frac{d^3\sigma}{dp^3} (p + p \rightarrow \pi^- (180^\circ)) [\text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3]$ |
|---------------------|---------------------|-----------------|---|
| 8,4                 | 0,119               | 0,443           | $(7,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-2}$   |

чиком  $S_3$  (см. рис. 1), было показано, что регистрируемые частицы не могут быть мюонами с импульсом больше 400 Мэв/с.

В табл. 4 приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению рождения отрицательных пионов

$$\rho = \frac{2E}{\sigma_{tot}} \frac{d^3\sigma}{dp^3} \text{ для реакции } p+p \rightarrow \pi^- (180^\circ),$$

измеренные разностным методом  $\text{CH}_2\text{-C}$ , и экспериментальные данные по реакции

$$p+D \rightarrow \pi^- (180^\circ),$$

полученные разностным методом  $\text{CD}_2\text{-C}$ . В этой же таблице приведены экспериментальные данные (отмеченные звездочкой) по реакции  $N_{Cu}+D \rightarrow \pi^-$ , полученные ранее [4].

#### Эмпирические закономерности

Подобие энергетических спектров, их экспоненциальный характер позволяют описать функцию  $2E(d^3\sigma/dp^3)$  простой экспоненциальной зависимостью и проанализировать величины параметров. Экспериментальные величины  $2E(d^3\sigma/dp^3)$  фитировались функциями вида

$$2E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = a_1 \exp\left\{-\frac{T}{T_0}\right\} + a_2 \quad (\text{фит I}),$$

$$2E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = a_1 \exp\left\{-\frac{T}{T_0}\right\} \quad (\text{фит II}).$$

Согласно критерию  $\chi^2$ , экспериментальные данные хорошо описываются экспоненциальными функциями (распределение Максвелла).



В табл. 5 приведены значения параметров распределений и их ошибки. Из таблицы видно, что параметр  $T_0$  («температура») практически не зависит от энергии первичных протонов и знака заряда вторичных мезонов. Параметр  $a_1$  также не зависит от заряда вторичных мезонов и слабо меняется с энергией первичных протонов. На рис. 5 показаны экспериментальные данные по инвариантному сечению  $2E(d^3\sigma/dp^3)$  рождения отрицательных пионов протонами с импульсом  $8,40 \text{ Гэв/с}$  в зависимости от атомного номера ядра-мишени для разных значений кинетической энергии рожденных пионов. На этом же рисунке показана (пунктиром) линейная зависимость от атомного номера  $A$ . Было проведено фитирование экспериментальных данных для разных значений энергий пионов зависимостью вида

$$2E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(T_\pi) = R_1(T_\pi) A^{n(\kappa)},$$

где  $\kappa = T_\pi/T_\pi^{max}$  и  $T_\pi^{max}$  — максимально возможная кинетическая энергия пиона для кинематики взаимодействия нуклон — нуклон. На рис. 6 показана зависимость параметра  $n$  от переменной  $\kappa$ . В точке  $\kappa=0$  взяты значения параметра  $a_1$  (фит I) (табл. 5). Из рис. 6 видно, что при данном значении  $\kappa = T_\pi/T_\pi^{max}$  параметр  $n$  не зависит от первичной энергии протонов и знака заряда рожденных пионов. При стремлении энергии рожденных пионов к нулю параметр  $n$  стремится к величине  $2/3$ . С ростом энергии пионов до  $T_\pi^{max}$  параметр  $n$  возрастает, достигая единицы при  $\kappa=1$ . В области кумулятивного мезообразования ( $\kappa > 1$ ) параметр  $n$  в пределах ошибок остается постоянным на уровне единицы. Такое поведение параметра  $n$  указывает на то, что в области обычного (некумулятивного) мезообразования ( $\kappa < 1$ ) сечение рождения частиц пропорционально поверхности ядра ( $n \sim 2/3$ ), а в области кумулятивного мезообразования ( $\kappa > 1$ ) сечение рождения мезонов пропорционально объему ядра ( $n \sim 1$ ).

Таким образом, изучаемый процесс — процесс фрагментации ядра-мишени ( $A$ ), возбуждаемого протонами с импульсом  $6$  и  $8,4 \text{ Гэв/с}$ , имеет следующие эмпирические закономерности.

1. Энергетический спектр рожденных пионов в системе координат, связанной с ядром, имеет экспоненциальный (максвелловский) характер:

$$2E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim a_A \exp\left\{-\frac{T}{T_0}\right\},$$

причем параметры  $a_A$  и  $T_0$  практически не зависят от энергии первичных протонов. Таким образом, спектры пионов от ядер  $C, Al, Cu, Pb$  удовлетворяют требованию масштабной инвариантности (по крайней мере для жесткой части спектра пионов ( $T > m_\pi$ )), обнаруженной ранее для ядер дейтерия [3, 4], что позволяет говорить о несущественности эффектов ферми-движения.

2. Коэффициент  $a_A$  зависит от атомного номера ядра-мишени ( $a_A \sim \sim a_0 A^n$ ), причем показатель  $n$  зависит от энергии рожденных пионов. При малых энергиях пионов ( $T \sim 0$ ) имеем  $n(T \sim 0) \simeq 2/3$ . В области кумулятивного мезообразования ( $\kappa \geq 1$ ) имеем  $n \simeq 1$ . Обнаруженная в настоящей работе сильная зависимость сечения рождения мезонов от атомного номера ядра  $A$  указывает на возможность получения интенсивных пучков кумулятивно рожденных частиц от ускоренных [6, 9, 10] релятивистских ядер:

$$A + p \rightarrow (\pi, K, p \dots).$$

На рис. 7 приведены спектры ( $d^2\sigma/dpd\Omega$ ) ( $0^\circ$ ) кумулятивных мезонов ( $\pi^-$ ) от ядер  $C$  и  $Cu$  с импульсами  $6$  и  $8,4 \text{ Гэв/с}$  на нуклон (настоящая работа) и спектр кумулятивных протонов (пунктирная кривая) [8]. Из рисунка видно, что выход протонов значительно превышает (примерно в



Таблица 5

| Параметр  | $pA \rightarrow \pi^-(180^\circ), 8,4 \text{ Гэв/с}$ |                |                 |                | $pA \rightarrow \pi^-(180^\circ), 6,0 \text{ Гэв/с}$ |                 |                |    | $pA \rightarrow \pi^+(180^\circ), 8,4 \text{ Гэв/с}$ |                |                |                |
|---|--|----------------|-----------------|----------------|--|-----------------|----------------|----|--|----------------|----------------|----------------|
|   | C  | Al             | Cu              | Pb             | C  | Al              | Cu             | Pb | C  | Al             | Cu             | Pb             |
| $\chi^2$  | 1,1  | 1,7            | 0,9             | 0,9            | 0,82   | 0,75            | 0,73           | —  | 5,3  | 7,0            | 4,0            | 5,7            |
| $a_1$   | $356 \pm 19$   | $695 \pm 56$   | $1291 \pm 100$  | $2008 \pm 333$ | $295 \pm 32$   | $559 \pm 51$    | $1017 \pm 108$ | —  | $388 \pm 26$   | $743 \pm 43$   | $1292 \pm 80$  | $2792 \pm 229$ |
| $T_0, \text{ Мэв}$  | $56,6 \pm 0,6$                                       | $59,6 \pm 1,0$ | $62,4 \pm 1,0$  | $64,7 \pm 1,5$ | $53 \pm 1,4$   | $55,8 \pm 1,25$ | $58,3 \pm 1,6$ | —  | $55,1 \pm 0,9$                                       | $55,8 \pm 0,8$ | $60,7 \pm 1,0$ | $62,7 \pm 1,3$ |
| $a_3 \cdot 10^2$  | $0,28 \pm 0,094$                                     | $7,0 \pm 2,1$  | $1,67 \pm 0,44$ | $5,2 \pm 2,0$  | $0,63 \pm 0,4$                                       | $1,37 \pm 0,86$ | $4,0 \pm 2,1$  | —  | $0,78 \pm 0,55$                                      | $0 \pm 1,4$    | $4,8 \pm 3,0$  | $0 \pm 1,5$    |
| $2E(d^3\sigma/dp^3) (pA \rightarrow \pi(180^\circ)) = a_1 \exp(-T/T_0) + a_3 [\text{мбн} \cdot \text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3]$ |  |                |                 |                |  |                 |                |    |  |                |                |                |
| $\chi^2$  | 1,3  | 1,9            | 1,2             | 1,0            | 1,0  | 0,93            | 0,93           | —  | 5,9  | 7,5            | 4,4            | 6,0            |
| $a_1$   | $354 \pm 19$   | $681 \pm 54$   | $1261 \pm 97$   | $2893 \pm 335$ | $283 \pm 29$   | $535 \pm 46$    | $951 \pm 93$   | —  | $383 \pm 25$   | $745 \pm 43$   | $1261 \pm 73$  | $2797 \pm 229$ |
| $T_0, \text{ Мэв}$  | $56,7 \pm 0,6$                                       | $59,8 \pm 1,0$ | $62,8 \pm 1,0$  | $64,8 \pm 1,5$ | $53,6 \pm 1,4$                                       | $55,6 \pm 1,2$  | $59,5 \pm 1,4$ | —  | $55,2 \pm 0,9$                                       | $55,8 \pm 0,9$ | $61 \pm 1,0$   | $62,6 \pm 1,3$ |
| $2E(d^3\sigma/dp^3) (pA \rightarrow \pi(180^\circ)) = a_1 \exp(-T/T_0) [\text{мбн} \cdot \text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3]$       |  |                |                 |                |  |                 |                |    |  |                |                |                |

$10^4$  раз) выход пионов при равных импульсах вторичных частиц. Возможно, что это указывает на существенно различную природу этих процессов. Однако можно заметить, что

$$\frac{d^2\sigma_{\pi}}{dp d\Omega}(p_{\pi^-}) \simeq \frac{d^2\sigma_p}{dp d\Omega}(p_p - p_0),$$

где  $p_0$  — импульс, приходящийся на один нуклон ускоренного ядра. Из рисунка также видно, что выход каонов от ядер С и Сu совпадает с выходом пионов. Таким образом, по-видимому, справедливо соотношение

$$\frac{d^2\sigma_p}{dp d\Omega}(p_p - p_0) \simeq \frac{d^2\sigma_{K^+}}{dp d\Omega}(p_{K^+}) \simeq \frac{d^2\sigma_{\pi^{\pm}}}{dp d\Omega}(p_{\pi^{\pm}})$$

для любого ядра, ускоренного до равных импульсов на один нуклон.

Более подробное обсуждение данных, в частности сравнение с моделью кумулятивного рождения, будет проведено отдельно.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность за устойчивую работу ускорителя во время эксперимента гл. инженеру Л. Г. Макарову, группе диспетчеров под руководством С. В. Федуква, сотрудникам сектора вывода под руководством И. Б. Иссинского, сотрудникам отдела А. А. Смирнова и К. В. Чехлова. Благодарим также В. Г. Перевозчикова и сотрудников группы А. Д. Кириллова за помощь в работе.

#### Литература

- [1] 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. Препринт Р1-5819, ОИЯИ, 1971.
- [2] А. М. Балдин, С. В. 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. ЯФ, 18, 79, 1973.
- [3] А. М. Балдин. Препринт Р7-5769, ОИЯИ, 1971.
- [4] А. М. Балдин. Краткие сообщения по физике, № 1, «Наука», 1971.
- [5] С. В. Герасимов, Н. Гиордэнеску. Сообщение Р2-7687, ОИЯИ, 1974.
- [6] В. А. 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. Мурич, Н. И. Павлов, И. Н. Семеновский, В. Ф. Сиколоенко, А. А. Смирнов, В. Л. Степанюк, А. П. Царенков, К. В. Чехлов. Сообщение 9-7148, ОИЯИ, 1973.
- [7] А. М. Балдин, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, Л. К. Иванова, А. Д. Кириллов, В. И. Котов, Н. С. Мороз, С. А. Нежданова, А. А. Повторейко, В. Б. Радоманов, А. Д. Рогаль, В. С. Ставинский. Препринт 1-8028, ОИЯИ, 1974.
- [8] Ю. Д. Баюков, Л. С. Воробьев, Г. Р. Карташов, Г. А. Лексин, В. Б. Федоров, В. Д. Хованский. Изв. АН СССР, серия физ., 30, 521, 1966.
- [9] 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. Препринт Р9-5442, ОИЯИ, 1970.
- [10] Н. Н. Neckman, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, F. S. Bieser. Phys. Rev. Lett., 28, 926, 1972.

#### EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF CUMULATIVE MESON PRODUCTION

A. M. BALDIN, N. GIORDENESCU, V. N. ZUBAREV, L. K. IVANOVA,  
N. S. MOROZ, A. A. POVTOREYKO, V. B. RADOMANOV, V. S. STAVYNSKY

The energy spectra of mesons produced at  $180^\circ$  by 6 and 8.4 GeV/c protons on the nuclei D, C, Al, Cu, Pb. It is shown that in the antilaboratory system those reactions correspond to collisions of relativistic nuclei with protons in which the energy transferred to the produced mesons exceeds up to 4 times the energy per nucleon of the relativistic nucleus. The observed cumulative effect is described by simple relations up to the fourth order.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КУМУЛЯТИВНОГО МЕЗОНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЯДЕР РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ДЕЙТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ

А. М. БАЛДИН, Н. ГИОРДЭНЕСКУ, В. Н. ЗУБАРЕВ, Л. К. ИВАНОВА,  
Н. С. МОРОЗ, А. А. ПОВТОРЕЙКО, В. Б. РАДОМАНОВ, В. С. СТАВИНСКИЙ,  
В. К. БОНДАРЕВ <sup>1)</sup>, Ю. П. ЯКОВЛЕВ <sup>1)</sup>

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 23 сентября 1974 г.)

Измерены энергетические спектры мезонов, образованных на ядрах D, <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li, C, Al, Cu, <sup>144</sup>Sm, <sup>154</sup>Sm, <sup>182</sup>W, <sup>186</sup>W, Pb дейтронами и протонами с импульсом 8,4 Гэв/с под углом 180°. Экспериментальные величины инвариантных сечений  $2Ed^3\sigma/dp^3$  обладают свойствами масштабной инвариантности и согласуются с ранее обнаруженной [3] зависимостью от атомного веса ядра. При равных энергиях на нуклон фрагментация ядер на дейтронах и протонах в пределах ошибок одинакова.

### Постановка задачи

Настоящая работа продолжает цикл работ по экспериментальному исследованию кумулятивного образования мезонов, соответствующего коллективным, многонуклонным столкновениям [1-3]. Актуальность исследования этого эффекта обусловлена началом исследований с релятивистскими ядрами на дубнинском синхрофазотроне. Обобщение основных идей физики сильных взаимодействий на столкновения релятивистских ядер открывает широкие перспективы для нетривиальных проверок важнейших представлений физики сильных взаимодействий.

Основные черты кумулятивного эффекта мы связываем со следующими модельными представлениями [4, 5], которые считаем необходимым подвергнуть всесторонней экспериментальной проверке. Спектры вторичных частиц высокой энергии при столкновении релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи (форм-факторы ядер не существенны). В качестве гипотезы было высказано также предположение, что эти спектры описываются той же универсальной функцией, что и спектры вторичных частиц, рождающихся, например, при столкновении протонов. Сечение определяется двумя факторами — вероятностью попадания группы нуклонов в область многочастичного взаимодействия (определяемую плотностью нуклонов в ядре и одинаковой для разных ядер) и универсальной масштабной-инвариантной функцией, в которую в качестве начального импульса подставляется импульс группы нуклонов. Обобщение масштабной инвариантности на столкновение сложных ядер [5] имеет принципиальное значение для выделения кумулятивного эффекта не только в связи с этим модельным представлением. Можно показать, что эффекты, обусловленные ферми-движением нуклонов, не обладают масштабной инвариантностью и дают вклад, быстро убывающий с ростом энергии релятивистского ядра.

<sup>1)</sup> Институт физических исследований Ленинградского государственного университета.



Таким образом, масштабная инвариантность является критерием, позволяющим выделять эффекты, обусловленные многонуклонными столкновениями, на фоне эффектов, связанных с внутренним движением.

В предыдущих работах [1-3] было показано, что инвариантное сечение  $R_A = 2Ed^3\sigma/dp^3$  процессов  $A+A_1 \rightarrow \pi^\pm + \dots$  обладает свойством масштабной инвариантности в области кумулятивного образования мезонов. Тем самым ответ на главный вопрос о существовании кумулятивного эффекта был получен. В соответствии с моделью сечение зависит от атомного номера  $A$  фрагментирующего ядра как  $A^1$  (чисто объемный эффект) и спектры мезонов от многонуклонных столкновений оказались в пределах ошибок подобными спектрам, измеренным ранее для однонуклонных столкновений. Вклад в  $R_A$  членов, убывающих с энергией, по сравнению с вкладом, не зависящим от энергии (с вкладом кумулятивного эффекта), по крайней мере меньше 10% при энергии  $> 5$  Гэв на нуклон [3].

Эксперименты, описываемые в настоящей работе, преследовали следующие цели:

- 1) расширение диапазона исследуемых фрагментирующих ядер с использованием различных изотопов  ${}^6, {}^7\text{Li}$ ,  ${}^{144}, {}^{154}\text{Sm}$ ,  ${}^{182}, {}^{186}\text{W}$ ;
- 2) изучение фрагментации ядер не только на протонах, но и на дейтронах;
- 3) уточнение зависимости  $R_A$  от атомного номера и от энергии столкновения.

Интерес к исследованию мезонообразования на ядрах разделенных изотопов возник в связи с результатами работы [8], где исследовалось рождение медленных  $\pi^+$ -мезонов на ядрах  ${}^{58}, {}^{64}\text{Ni}$  и  ${}^{112}, {}^{124}\text{Sn}$  под действием протонов с энергией 660 Мэв. Оказалось, что отношение выходов  $\pi^-$ -мезонов составило  $Y({}^{64}\text{Ni})/Y({}^{58}\text{Ni}) = 1,52 \pm 0,17$  и  $Y({}^{124}\text{Sn})/Y({}^{112}\text{Sn}) = 1,8 \pm 0,18$  (в энергетическом интервале пионов 35-42 Мэв под углом  $90^\circ$  в л.с.). Этот эффект, очевидно, связан с проявлением ядерной структуры. Если кумулятивный эффект обусловлен локальными свойствами ядерной материи, то ядерная структура не должна быть существенной (несущественность форм-факторов — в соответствии с представлениями об автомодельности и аналогии с точечным взрывом).

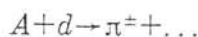
Выбор в качестве объектов изучения изотопов лития и самария диктовался следующими соображениями. Литий является простейшим элементом, удобным для мишени (металл), и, кроме того, его изотопы обладают нулевым и отличным от нуля изоспином. Изотопы самария значительно «разнесены» по нейтронам ( $\Delta N=10$ ), обладают большим «избытком» нейтронов ( $N/Z=1,32$  для  ${}^{144}\text{Sm}$  и 1,48 для  ${}^{154}\text{Sm}$ ). Согласно спектроскопиче-

Таблица 1

| Ядро                        | ${}^6\text{Li}$ | ${}^7\text{Li}$ | ${}^{144}\text{Sm}$ | ${}^{154}\text{Sm}$ | ${}^{182}\text{W}$ | ${}^{186}\text{W}$ |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|---------------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| Обогащение, %               | 86,5            | 99,04           | 88,6                | 97,7                | 91,6               | 96,9               |
| Толщина, $10^4$ мбн $^{-1}$ | 1,64            | 1,23            | 0,0987              | 0,0954              | 0,0963             | 0,0951             |

ским данным, ядро  ${}^{144}\text{Sm}$  сферическое, содержащее замкнутую нейтронную оболочку ( $N=82$ ). Ядро  ${}^{154}\text{Sm}$  сильно деформировано, имеет форму эллипсоида вращения. Характеристики исследуемых ядер приведены в табл. 1.

В описываемых ниже экспериментах реакции



исследовались, как и ранее [2, 3], в системе координат, где ядро  $A$  покоится, а пионы регистрировались под углом  $180^\circ$  по отношению к пучку  $p$  и  $d$ . В качестве ядер  $A$  использовались D,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , C, Al, Cu,  ${}^{144}\text{Sm}$ ,  ${}^{154}\text{Sm}$ ,  ${}^{182}\text{W}$ ,

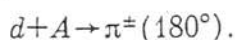
$^{186}\text{W}$ ,  $\text{Pb}$ . Энергия регистрируемых пионов заключалась в интервале 117—480  $\text{Мэв}$ , что соответствовало обнаружению кумулятивного эффекта вплоть до третьего порядка (см. [3]). Фрагментация на дейтерии позволяет сделать суждения о зависимости кумулятивного эффекта от свойств частицы, на которой происходит фрагментация. К детальному исследованию этого вопроса мы предполагаем вернуться в ближайшем будущем. Согласно нашим ожиданиям, зависимость от атомного номера ядра, на котором происходит фрагментация (кумулятивный эффект), должна быть значительно слабее, чем обнаруженная нами зависимость от атомного номера  $A$  фрагментирующего ядра [3].

### Экспериментальные данные

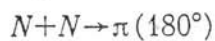
Экспериментальные данные настоящей работы получены методикой магнитного спектрометра. Детали постановки эксперимента содержатся в работе [7]. Как и в работе [3], экспериментальные данные представляются в виде инвариантных сечений

$$R_A = 2E_\pi d^3\sigma/dp^3.$$

В табл. 2 приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению ( $R_A$ ) инклюзивного процесса



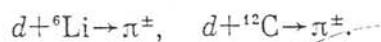
В качестве ядра-мишени использовались  $\text{Li}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sm}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Pb}$ . Импульс первичных дейтронов 8,4  $\text{Гэв/с}$ . Приведенные ошибки — статистические. Суммарная [3] систематическая погрешность  $\pm 10\%$ . Энергия (кинетическая) пионов изменялась в пределах от 117 до 480  $\text{Мэв}$ . Согласно кинематике нуклон-нуклонного взаимодействия



энергия вторичных пионов не должна превышать  $T_{\text{max}} = 209 \text{ Мэв}$ . Таким образом, значительная часть экспериментальных данных соответствует большим энергиям пионов, т. е. области кумулятивного мезонообразования (рис. 1).

На рис. 2 приведены экспериментальные данные по инвариантным сечениям  $2Ed^3\sigma/dp^3$  для ядер  $\text{D}$ ,  $\text{Li}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sm}$ ,  $\text{Pb}$  в функции кинетической энергии пионов. Из рисунка видно, что зависимость сечений от кинетической энергии пионов имеет экспоненциальный характер, причем спектры для разных ядер подобны и в пределах точности эксперимента отличаются множителем.

Особый интерес представляют экспериментальные данные инклюзивного процесса для столкновений ядер с нулевыми изоспинами с рождением мезонов разных знаков:



Согласно экспериментальным данным (табл. 2) при энергии пионов 117  $\text{Мэв}$  относительные разности зарядово-сопряженных сечений равны

$$\frac{\sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-)}{\sigma(\pi^+)} = 0,002 \pm 0,10 \text{ для } {}^6\text{Li},$$

$$\frac{\sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-)}{\sigma(\pi^+)} = 0,05 \pm 0,08 \text{ для } {}^{12}\text{C}.$$

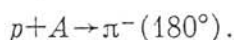
На рис. 3 (и в табл. 3) приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению рождения отрицательных пионов в зависимости от атомного номера ядра-мишени  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Sm}$ ,  ${}^{154}\text{Sm}$  для инклюзивной ре-

$R_A = 2Et^2 \sigma / d p^3$  (в мбн · Гэв<sup>-2</sup> · с<sup>3</sup>) при 8,4 Гэв/с

| Реакция                       | $T_{\pi^+}$<br>Мэв | D           | ${}^6\text{Li}$ | ${}^7\text{Li}$ | C                                | Al                               | Cu                              | ${}^{14}\text{Sm}$ | ${}^{15}\text{Sm}$ | ${}^{18}\text{W}$ | ${}^{186}\text{W}$ | Pb       |
|-------------------------------|--------------------|-------------|-----------------|-----------------|----------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|--------------------|--------------------|-------------------|--------------------|----------|
| $dA \rightarrow \pi^-$ (180°) | 117                | 8,9 ± 1,8   | 26,7 ± 2,2      | 33,7 ± 3,2      | 62,6 ± 3                         | 125 ± 6,3                        | 242 ± 16                        | 394 ± 27           | 450 ± 32           | 482 ± 32          | 548 ± 40           | 474 ± 40 |
|                               | 259                | 0,41 ± 0,12 | 0,8 ± 0,35      | 1,07 ± 0,4      | 3,4 ± 0,22                       | 8,75 ± 1                         | 17 ± 2                          | 29,4 ± 4           | 36 ± 4,2           |                   |                    | 40 ± 7   |
|                               | 340                |             |                 |                 | 1 ± 0,18                         | 208 ± 0,26                       | 4,77 ± 0,59                     |                    |                    |                   |                    |          |
|                               | 423                |             |                 |                 | (1,64 ± 0,27) · 10 <sup>-1</sup> | (5,49 ± 1,06) · 10 <sup>-1</sup> | 1,14 ± 0,13                     |                    |                    |                   |                    |          |
| $dA \rightarrow \pi^+$ (180°) | 480                |             |                 |                 | (3,7 ± 2) · 10 <sup>-2</sup>     | (18,6 ± 7,6) · 10 <sup>-2</sup>  | (3,49 ± 1,1) · 10 <sup>-1</sup> |                    |                    |                   |                    |          |
|                               | 117                |             | 27,2 ± 2        | 29,9 ± 2        | 66 ± 3,7                         | 115,4 ± 7,2                      | 232,5 ± 16                      | 451 ± 28           | 430 ± 28           | 564,5 ± 35        | 599,2 ± 36         | 626 ± 45 |
|                               | 259                |             | 1,30 ± 0,37     | 1,56 ± 0,43     | 4,14 ± 0,33                      | 8,67 ± 1                         | 17,1 ± 2,1                      | 33,1 ± 3,6         | 32,6 ± 3,5         | 43,6 ± 4          | 39,8 ± 6           | 457 ± 8  |



акции типа



Первичный импульс протонов 8,4 Гэв/с. Для сравнения на этом же рисунке приведены экспериментальные данные работы [3] для ядер С, Al, Cu и Pb.

Совокупность полученных экспериментальных данных как в реакции  $d+A \rightarrow \pi$ , так и в реакции  $p+A \rightarrow \pi$  для ядер разделенных изотопов в преде-

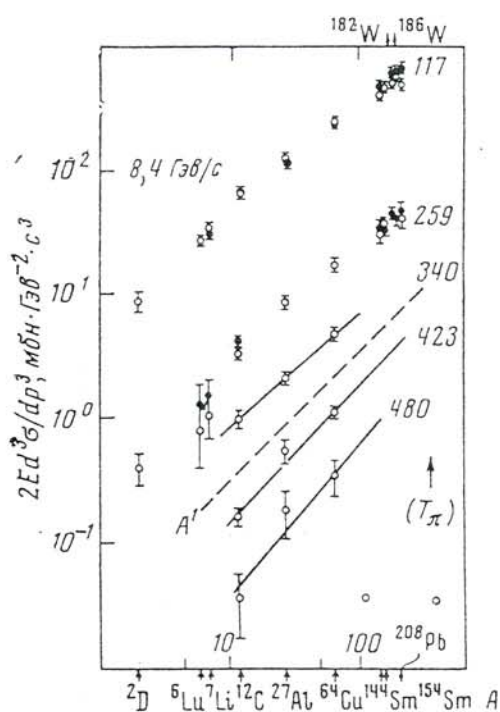


Рис. 1

Рис. 1. Инвариантные сечения  $R_A$  как функция атомного веса  $A$  в реакции  $d+A \rightarrow \pi^{\pm} (180^{\circ})$

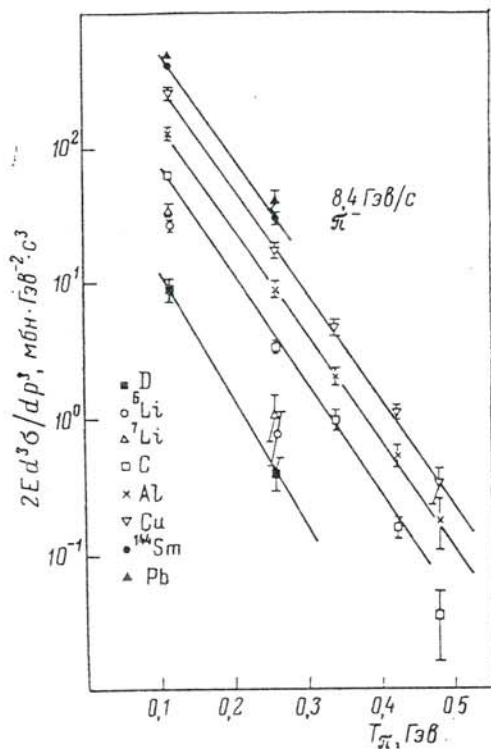


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость инвариантной функции  $R_A$  от кинетической энергии пионов в реакции  $d+A \rightarrow \pi^{-} (180^{\circ})$

лах точности эксперимента подчиняется универсальной зависимости инвариантного сечения мезообразования от атомного номера ядра как при малых энергиях рожденных пионов, так и при энергиях, соответствующих области кумулятивного мезообразования. В пределах ошибок эксперимента, резкого различия в выходе пионов на более тяжелых изотопах исследуемых элементов не наблюдается.

Таблица 3

$$R_A = 2Ed^3\sigma/dp^3 \text{ (в мбн} \cdot \text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3), \\ pA \rightarrow \pi^{-} (180^{\circ})$$

| $T_{\pi}, \text{ Мэв}$ | Ядро                          |                               |                     |                     |
|------------------------|-------------------------------|-------------------------------|---------------------|---------------------|
|                        | ${}^6\text{Li}$               | ${}^7\text{Li}$               | ${}^{154}\text{Sm}$ | ${}^{156}\text{Sm}$ |
| 119                    | $25,0 \pm 1,6$                | $33,0 \pm 2,1$                | $487,0 \pm 70,0$    | $563,0 \pm 70,0$    |
| 265                    | $1,3 \pm 0,2$                 | $1,7 \pm 0,25$                | $46,0 \pm 8,0$      | $57,0 \pm 8,0$      |
| 479                    | $(3,9 \pm 1,8) \cdot 10^{-2}$ | $(6,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-2}$ |                     |                     |

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные по реакции  $d+A \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ ) при импульсе  $4,2 \text{ Гэв/с}$  на 1 нуклон совместно с ранее [3] полученными экспериментальными данными при  $6$  и  $8,4 \text{ Гэв/с}$ , а также с данными работы [8] при импульсе  $1,380 \text{ Гэв/с}$  позволяют сделать заключение о наступлении асимптотического режима в свойствах матричных элементов [3] процесса кумулятивного мезообразования в зависимости от первичной энергии.

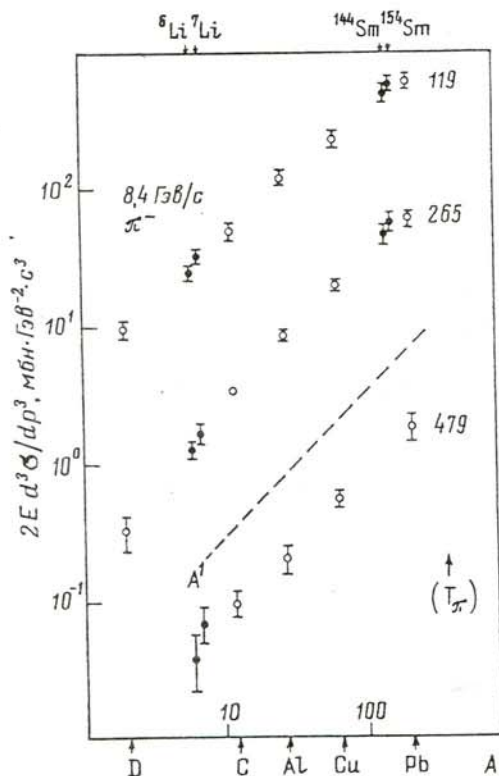


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость  $R_A$  от атомного веса для процесса  $p+A \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ )

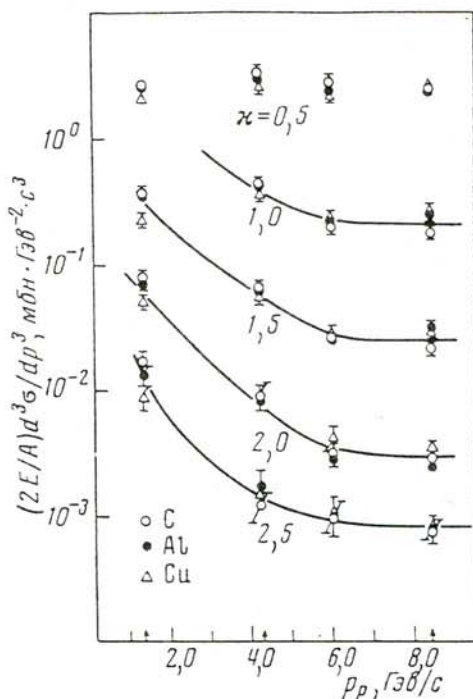


Рис. 4

Рис. 4. Функция  $R_A$ , нормированная на атомный вес ядра-мишени, в зависимости от импульса налетающего протона для различных параметров  $\kappa = T/T_{max}^\pi$

На рис. 4 приведены экспериментальные данные по инвариантному сечению, нормированному на атомный вес ядра-мишени ( $R_A/A$ ) для ядер C, Al и Cu. Кривые (проведены от руки) соответствуют разным значениям параметра  $\kappa = T/T_{max}^\pi$ , где  $T_{max}^\pi$  — максимально возможная по кинематике  $NN$ -взаимодействия кинетическая энергия пиона. По характеру зависимости  $R_A/A$  от энергии возбуждения можно заключить, что, начиная с импульсов первичных нуклонов в несколько  $\text{Гэв/с}$ , действительно наступает выход на константу [3].

Можно предполагать, что при импульсе  $1,4 \text{ Гэв/с}$  вклад в матричные элементы, обусловленный неколлективным взаимодействием нуклонов, велик. Однако следует отметить, что зависимость инвариантного сечения от параметра  $\kappa$  подобна зависимости при больших энергиях и от аргумента  $\kappa$  и от атомного веса  $A$ .

### Выводы

1. Приведенные экспериментальные данные с большой определенностью показывают, что особенности структуры форм-фактора и форма поверхности фрагментирующих ядер не играют существенной роли в кумуля-



тивном мезонообразовании. Это говорит в пользу гипотезы об определяющей роли локальных свойств адронной материи — по аналогии с точечным взрывом, когда геометрические характеристики процесса несущественны.

2. Новые данные по спектрам кумулятивных пионов согласуются с данными работы [3]. Совокупность имеющихся данных по всем фрагментирующим ядрам хорошо укладывается в универсальную закономерность

$$R_A = \text{const} \cdot A \exp(-aT),$$

где  $A$  — атомный вес фрагментирующего ядра, а  $T$  — кинетическая энергия рожденных пионов. Показатель экспоненты совпадает с показателем, описывающим спектр пионов, образующихся в  $pp$ -столкновениях в области фрагментации ( $x \geq 0,5$ ). Таким образом, оправдывается и вторая исходная гипотеза модели, предложенной в [4, 5].

3. Как видно из рис. 4, переход к асимптотическим величинам (область, где несущественны члены, убывающие с ростом энергии столкновения) наступает в районе энергий релятивистских ядер  $\sim 5$  Гэв/нуклон.

4. При равных энергиях на нуклон фрагментация ядер на протонах и дейтронах одинакова в пределах ошибок наших экспериментов. Это говорит в пользу слабой зависимости кумулятивного эффекта от свойств частицы, на которой происходит фрагментация.

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность Л. Г. Макарову, И. Б. Иссинскому за хорошую работу ускорителя. Благодарим также А. Д. Кириллова, В. Г. Перевозчикова и О. Ю. Кульпину за помощь в работе.

#### Литература

- [1] 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. Препринт P1-5819, ОИЯИ, 1971.
- [2] 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. ЯФ, 18, 79, 1973.
- [3] A. M. Baldin, N. Ghiordanescu, L. K. Ivanova, N. S. Moroz, A. A. Povtoreyko, V. B. Radomanov, V. S. Stavinsky, V. N. Zubarev. Preprint E1-8054, JINR, 1974.
- [4] А. М. Балдин. Препринт P7-5769, ОИЯИ, 1971.
- [5] А. М. Балдин. Краткие сообщения по физике № 1, Изд. АН СССР, 1971.
- [6] Ю. А. Батусов, Д. В. Балин, В. И. Богатин, В. К. Бондарев, В. Ф. Литвин, О. В. Ложкин, К. О. Оганесян, С. Ю. Пороховой, Ю. П. Яковлев. Препринт P1-8041, ОИЯИ, 1974.
- [7] А. М. Балдин, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, Л. К. Иванова, А. Д. Кириллов, В. О. Котов, Н. С. Мороз, С. А. Нежданова, А. А. Повторейко, В. Б. Радоманов, А. К. Рогаль, В. С. Ставинский. Препринт 1-8028, ОИЯИ, 1974.
- [8] D. R. F. Cochran, P. N. Dean, P. A. M. Gram, E. A. Knapp, E. R. Martin, D. E. Nagle, R. B. Perkins, W. J. Shlaer, H. A. Thiesson, E. D. Theriot. Phys. Rev., D6, 3085. 1972.

#### EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF CUMULATIVE MESOPRODUCTION AT EXCITATION OF VARIOUS NUCLEI BY RELATIVISTIC DEUTERONS AND PROTONS

A. M. BALDIN, N. GIORDANESCU, V. N. ZUBAREV, L. K. IVANOVA,  
N. S. MOROZ, A. A. POVTOREIKO, V. B. RADOMANOV, V. S. STAVINSKY,  
V. K. BONDAREV, Yu. P. YAKOVLEV

Energy spectra are measured of mesons, produced on nuclei D,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , C, Al, Cu,  ${}^{144}\text{Sm}$ ,  ${}^{154}\text{Sm}$ ,  ${}^{182}\text{W}$ ,  ${}^{186}\text{W}$ , Pb by deuterons and protons with the momentum of 8.4 GeV/c under the angle  $180^\circ$ . The experimental values of the invariant cross sections  $2Ed^3\sigma/dp^3$  have the properties of scaling invariance and are in agreement with previously detected [3] dependence on the atomic number of the nucleus. At the same energies per nucleon the nuclear fragmentations induced by deuterons and protons are identical up to the experimental errors.



Член-корреспондент АН СССР А. М. БАЛДИН

### НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Начало исследований на ускорителях явлений, идущих при столкновении релятивистских ядер (<sup>1-3</sup>), открывает новую область — релятивистскую ядерную физику, которую мы определяем как область многобаррионных явлений, задаваемую условием

$$p^2 \gg m^2, \quad (1)$$

$p^2$  — квадраты 3-импульсов частиц, а  $m$  — их массы. Для этой области можно предложить обобщение на ядерную физику идеи физики элементарных частиц и особенно масштабной инвариантности, что приводит к далеко идущим выводам о существовании кумулятивного эффекта (<sup>4</sup>), о возможности нетривиальных проверок моделей физики сильных взаимодействий.

Закономерности, описывающие кумулятивный эффект, представляются нам заслуживающими наибольшего внимания среди процессов столкновения релятивистских ядер (<sup>4, 5</sup>). Ниже рассматриваем закономерности ядерной фрагментации и лишь в этой связи касаемся кумулятивного эффекта.

Фрагментация является наиболее обильно идущим процессом, она будет играть первостепенную роль при изучении столкновений релятивистских ядер методами трековых приборов. Первые ее детальные наблюдения не получили, как будет ясно ниже, должной интерпретации (<sup>3</sup>). Кроме того, определение сечений фрагментации играет очень большую роль в проверках гипотез происхождения космических лучей. Как показано в работе (<sup>1</sup>), 10% ошибки в сечениях фрагментации и в величине потоков ядер различных групп приводят к 100% ошибкам в значениях количества вещества, пройденного космическими лучами.

Основные закономерности, отмечаемые авторами исследований (<sup>2</sup>), сводятся к следующему:

1) Сечения фрагментации факторизуются  $\sigma_{I+II} = C_I C_{II}$ , т. е. сечения взаимодействия ядра I и II распадается на множители, зависящие только от свойств ядер I или II.

2) Средние скорости фрагментов равны скорости налетающего ядра и распределения их по импульсам имеют вид, показанный на рис. 1.

3) Распределения фрагментов по импульсам одинаковы в системе координат, где фрагментирующее ядро покоится. Распределения по продольным импульсам совпадают с распределением по поперечным импульсам и описываются распределением Гаусса

$$N = a \exp[-p^2/(2\sigma)],$$

причем  $\sigma \approx m_{\pi} c \approx 140$  Мэв. Последнее обстоятельство подчеркивается авторами (<sup>3</sup>).

Покажем, что эти закономерности легко объясняются обычным полюсным приближением. В этом приближении амплитуда процесса

$$I+II \longrightarrow 1+\dots, \quad (2)$$

идущего через одночастичное промежуточное состояние с определенной массой  $m_2$ , имеет вид (см., например, (7))

$$T_{ji} = \frac{1}{2} \sum_j \frac{T_{jj} \cdot T_{ji}}{(p_1 - p_i)^2 - m_2^2} = \frac{-1/2 \sum T_{jj} \cdot T_{ji}}{(m_1 + m_2 - m_i)(m_1 + m_2 - m_i) + m_1 m_i b_{i1}}; \quad (3)$$

здесь мы ввели очень удобную для описания столкновения релятивистских ядер инвариантную переменную

$$b_{i1} = 2 \left[ \frac{(p_1 p_i)}{m_1 m_i} - 1 \right]. \quad (4)$$

Дробь со знаменателем (3) имеет характер  $\delta$ -функции по переменной  $b_{i1}$ . Это обусловлено тем, что параметр

$$\alpha = \frac{(m_1 + m_2 - m_i)(m_1 + m_2 - m_i)}{m_1 m_i} \quad (5)$$

очень мал либо в силу того, что число нуклонов в ядре 1 равно сумме чисел нуклонов в ядрах 1 и 2 (реакция срыва), либо, в силу равенства числа нуклонов в ядре, соответственно сумме числа нуклонов в 1 и 2 (реакция

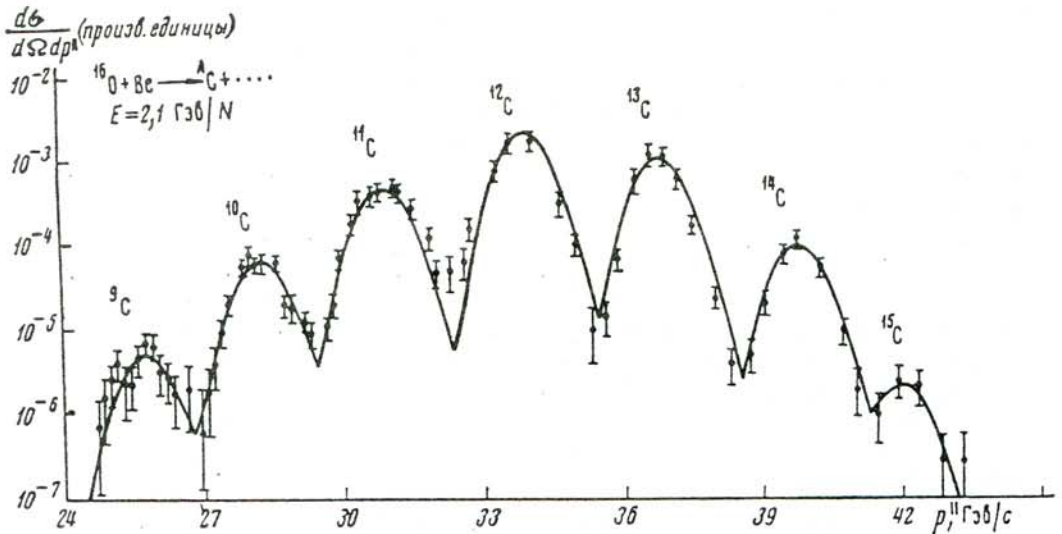


Рис. 1

подхвата). Интересно отметить, что из разностей, стоящих в скобках, выпадает также энергия связи, приходящаяся на нуклон.

Таким образом, релятивистски инвариантные сечения реакций типа (2) имеют вид

$$\frac{d\sigma}{db_{i1}} = \frac{F}{(\alpha + b_{i1})^2}. \quad (6)$$

Если пренебречь спиновыми эффектами, то  $F$  распадается на множители (факторизуется), один из которых описывает процесс  $I \rightarrow 1+2$ , а другой — столкновение частиц 2 и II.

Введение одного параметра  $b_{i1}$  вместо продольных и поперечных импульсов упрощает анализ.

Для пионов и  $\gamma$ -квантов более удобно пользоваться параметром  $2[(p_1 p_i) - m_1 m_i]$ . Отметим, что использованная в работе (5) в качестве переменной кинетическая энергия кумулятивных частиц в антилаборатор-



ной системе координат с точностью до множителя совпадает с  $b_{11}$ :  $b_{11} = = 2(E_1 - m_1)/m_1 = 2T/m_1$ .

В нерелятивистском приближении  $b_{11} \cong (p_1/m_1 - p_1/m_1)^2$  — квадрат разности скоростей ядра и его фрагмента. В системе покоя фрагментирующего ядра  $b_{11} = 2[(1 + p_1^2/m_1^2)^{1/2} - 1] \cong p_1^2/m_1^2$ .

При условии (1) имеем

$$b_{11} = \frac{p_1^{\parallel} p_1}{m_1 m_1} \cdot \left( \frac{m_1}{p_1} - \frac{m_1^{\perp}}{p_1} \right)^2 + \left( \frac{m_1^{\perp}}{m_1} - 1 \right), \quad m_1^{\perp} = (m_1^2 + p_1^{\perp 2})^{1/2}. \quad (7)$$

Параметр  $b_{11}$  выражается через быстроты  $y$  следующим образом:

$$b_{11} = 2 \left[ \frac{m_1^{\perp}}{m_1} \operatorname{ch}(y_1 - y_1) - 1 \right] \cong (y_1 - y_1)^2. \quad (8)$$

Из приведенных формул сразу можно сделать вывод, что:

1) факторизация сечения получается в соответствии с тем, что наблюдалось в эксперименте (3), и для ее объяснения нет необходимости в ссылках на Редже-модели;

2) равенство средних скоростей (быстрот) фрагментов также является естественным следствием справедливости полюсного приближения;

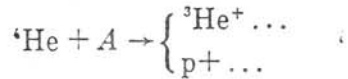
3) распределение по импульсам имеет резкие максимумы при

$$m_1/p_1 = m_1^{\perp}/p_1^{\parallel} \quad \text{или} \quad p_1^{\parallel} = m_1^{\perp} \operatorname{const} \quad (9)$$

в соответствии с рис. 1;

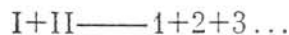
4) распределения по продольным и поперечным импульсам в системе покоя фрагментирующего ядра совпадают.

Утверждение авторов работы (3), что все пики в распределении фрагментов описываются единой гауссоидой с  $\sigma = m_{\pi} c = 140$  Мэв, является следствием недостаточной точности эксперимента. Совпадение ширины с  $m_{\pi} c$  носит случайный характер. Как следует из полуэмпирической формулы для энергий связи ядер, разности масс в формуле (5) для  $\alpha$  сильно меняются, что должно приводить, в противоречии с утверждениями в (3), к существенно различным значениям ширины пиков. В частности, как следует из формул (6) и (7), распределения по  $b_{11}$  в реакциях



должны резко различаться, причем  $\alpha({}^4\text{He}) \cong 1/3 \alpha(p)$ .

Отметим, что, с точностью до применимости полюсного приближения, сечения фрагментации можно получить на основе формулы (3), используя данные по реакциям с многозарядными ионами при низких энергиях. При обобщении на случай лестничных диаграмм (множественная фрагментация) знаменатели матричного элемента процесса



будут содержать множители вида

$$\left( m_1 - M - \sum_i m_i \right) \left( m_1 + M - \sum_i m_i \right) - \sum_{i>j} m_i m_j b_{ij} - \sum_i m_i m_i b_{1i}.$$

Это выражение минимально, когда все разности быстрот равны нулю. Таким образом, для множественной фрагментации предсказываются очень узкие распределения по  $b_{11}$ . Отметим также естественное предсказание, вытекающее из нашей модели для прохождения релятивистских ядер через вещество: основная часть ядерных столкновений идет с сохранением энергии, приходящейся на нуклон. Этот вывод важен и для анализа состава космического излучения. Распределение по энергии на нуклон более лег-



ких ядер должно повторять распределение тяжелых, если первые своим происхождением, в основном, обязаны каскаду фрагментаций тяжелых ядер.

Область кумулятивного образования частиц можно также определить с помощью параметра  $b_{i1}$ . Пренебрегая членами порядка  $(m_i/v)^2$  и выше, можно показать, что

$$b_{i1} = \frac{m_1}{m_i} \left[ 1 - \frac{\Delta}{2v} + \frac{m_i^2}{m_1^2(1-\Delta/2v)} \right] - 2, \quad (10)$$

где  $\Delta = M_j^2 - m_1^2 - m_{i1}^2 - m_i^2$ ,  $M_j^2 = (p_1 + p_{i1} - p_i)^2$  — инвариантная недостающая масса,  $v = (p_1 p_{i1})$ .

Из (10) следует, что наибольшее возможное значение  $b_{i1}$  при  $\Delta = \Delta^{m_{i1}}$  определяется массой  $m_i$ . Если предположить, что (10) можно отнести к части фрагментирующего ядра:  $p_1 \rightarrow \lambda p_1$  и  $m_1 \rightarrow \lambda m_1$ , то  $b_{i1}$  определяет минимальное значение числа  $\lambda < 1$  — характерного параметра кумулятивности. Наше предположение можно понимать либо как следствие масштабной инвариантности, либо как следствие составной природы ядер (в последнем случае  $\lambda$  — число нуклонов — дискретная величина).

Распределение продуктов реакции по параметру  $b_{i1}$  (или  $m_i b_{i1}$ ) позволяет предложить классификацию столкновений релятивистских ядер. Группа продуктов реакции в малой окрестности  $b_{i1}$  нуля  $b_{i1} \lesssim \varepsilon/m_i$  следует отнести к «осколкам» — части, обусловленной особенностями ядра как слабо связанной системы. В области больших ее значений измеряемая величина  $b_{i1}$  определяет минимальное значение параметра кумулятивности  $\lambda$  (в рамках нашего предположения).

Резкое усиление матричных элементов за счет полюсных знаменателей (4) приводит к тому, что «осколки» будут сопровождать практически каждое событие, регистрируемое в трековых приборах. Можно ожидать, что они будут сопровождать и кумулятивный эффект. Если корреляция между этими явлениями существует, то кумулятивный эффект  $N$ -го порядка (участвует  $N$  нуклонов,  $\lambda = N/A$ ) должен сопровождаться фрагментом из  $(A-N)$ -нуклонов. Сечение при этом распадается на множитель, определяющий вероятность обнаружить компактную каплю (зерно) из  $N$  нуклонов, и множитель — универсальную функцию, описывающую столкновение адронов. Эта модель позволила правильно предсказать <sup>(1)</sup> величину кумулятивного эффекта, однако из нее вытекает ступенчатый характер спектров кумулятивных частиц, по-видимому, не обнаруженный на опыте <sup>(2)</sup>. Если ступенчатый характер сечения удастся полностью исключить, то целесообразно будет более тщательно изучить альтернативное предположение о непрерывности  $\lambda$ , обусловленной автоматичностью в применении к ядрам <sup>(3)</sup> и восходящее к идее М. А. Маркова <sup>(4)</sup> о несущественности форм-факторов для неупругих столкновений. Это означает, что сечение зависит лишь от отношения  $(p_1 p_2)/p_2^2 = \lambda$ , где  $p_2$  — 4-импульс подсистемы, участвующей в мезонообразовании.

Автор глубоко благодарен С. Б. Герасимову, Н. Гиорданеску, А. Б. Говоркову и В. С. Ставинскому за обсуждения.

Объединенный институт ядерных исследований  
Дубна

Поступило  
11 XII 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> А. М. Балдин, Сообщения ОИЯИ P7-5808 (1971). <sup>2</sup> А. М. Baldin, N. Chiordanescu et al., Proc. Rochester Meeting APS(OPF), N. Y., 1971, p. 131. Сообщения ОИЯИ P1-5819 (1971). <sup>3</sup> H. H. Heckman, D. E. Greiner et al., Phys. Rev. Letters, v. 28, 926 (1972); H. Steiner, Preprint IBL-2144, 1973. <sup>4</sup> А. М. Балдин, Краткие сообщения по физике. № 1, 35 (1971). <sup>5</sup> А. М. Baldin, N. Chiordanescu et al., Сообщения ОИЯИ E1-8054 (1974). <sup>6</sup> В. М. Кружевский, С. И. Сыроварский, Тр. II Международн. конфер. по космическим лучам, Будапешт, 1969. <sup>7</sup> Г. Баргон, Дисперсионные методы в теории поля, Атомиздат, М., 1968. <sup>8</sup> М. А. Марков, Нейтрино, «Наука», М., 1964, стр. 81.

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



C.343 e 1

B-18

A.M.Baldin

E 2 - 9138

HEAVY ION INTERACTIONS  
AT HIGH ENERGIES

**1975**

---

I shall make a review mainly on the results of research carried out at JINR, Dubna.

Special attention will be given to single-particle inclusive processes, which occur when relativistic nuclei interact, since more complicated processes are not studied well enough at present. In addition, I shall make a short review of the program of research with relativistic nuclei at the Laboratory of High Energies, JINR.

### PHYSICAL MOTIVATION

The methods to describe composite systems, for which relativistic effects are important, are of particular concern nowadays. First of all, quark-parton models and the methods used to describe hadron structure should be mentioned.

Already by the end of the fifties, physicists refused to accept the assertions, widely used in text-books, that the elementary particle in principle had no dimensions.

At present we know well the size of the space region occupied by protons. We also know that the density of matter in this region is only three times larger than that of nuclear matter. The distances between nucleons in a nucleus are comparable to their size. We can only be astonished at the success of nuclear models in which the nucleus is considered as a set of point-like objects.



In modern accelerators we deal with wave lengths which are more than 1000 times less than the size of the proton.

However, as long ago as the beginning of the sixties M.A. Markov stressed that the removal of difficulties of the quantum field theory meant that we would need another concept of elementary size.

He noted<sup>/1/</sup> that this factor was connected with abundant production of other particles and suggested the idea that the inelastic form factor of particles had properties which were characteristic of scattering on point particles. This idea was verified in deep inelastic scattering processes of electrons on protons. The deep inelastic scattering processes posed an age-long question: What next? i.e., what structure units should be taken as a base of "internal proton structure". The concept of new constituents with infinitesimal sizes, partons, is developing rapidly. True, instead of formulae, pictures resembling abstract art are usually drawn. The quark model holds a better position. This model was developed from composite models and has on its credit side not only verified predictions, but also regularities (formulae!) which involve a very wide class of experimental material.

Composite models, as an initial hypothesis, use the concept of the existence in nature of binding energies comparable to the masses of constituent particles.

The latter implies an essential relativistic approach to the problem of bound states, which in itself represents a fundamental problem. In any case the problem of describing "interhadron matter", and the related problem of the relativistic description of

extended composite objects, face physicists in all its magnitude. Due to a rapid accumulation of experimental data, the situation in this important field is becoming critical and resembles the state of the theory of the structure of matter during Rutherford's famous experiments.

Just as the  $\alpha$ -particle large angle scattering on gold found by Rutherford showed the existence of elementary constituents inside the atom, a large momentum transfer in the pp large angle scattering shows the existence of such objects inside the nucleon. Physics of relativistic ion interactions, relativistic nuclear physics, is, as a matter of fact, a new approach to the same group of problems. The approach to the problems in relativistic nuclei physics is a natural generalization of that in elementary particle physics: 1) study of elastic scattering in the region of extremely small (up to the Coulomb interference), and extremely large momentum transfers; 2) investigation of various features of multiple particle production in the interaction of relativistic nuclei; 3) research on regularities, of the scale invariance type, in application to composite systems.

Moreover, the collision of relativistic nuclei is richer in forms and more informative. That gigantic energies are concentrated not at a point but in significant space regions is an important feature of the interaction of relativistic nuclei. These unique conditions must result in important consequences. The concept of a continuous medium must manifest itself.

We define relativistic nuclear physics as the field of many-baryon phenomena given by the condition

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

where  $P^2$  are the particle momenta squared and  $m^2$  are their masses squared.

A theoretical consideration is significantly simplified due to the fact that the scale invariance is applicable in this field. Scale invariance is one of the most important laws which characterize "interhadron matter". A comprehensive check of this law in the interactions of composite systems (partly made by us) is of great interest. I shall deal with this question below.

The condition (1) makes it possible to consider the asymptotics of matrix elements. In particular, it enables one to introduce one of the criteria which determines the cumulative effect.

We understand the cumulative effect as the process of interaction of a relativistic nucleus with a target. As a result energy, which significantly exceeds that per nucleon of the incident nucleus, is transferred to the produced particles. We focus our attention on this phenomenon. The cumulative effect is a very striking but only one of the many multiple production processes which occur in the interaction of relativistic nuclei. Multiple production processes accounting for the majority of all high energy reactions are now the most intensively studied processes in high energy physics. It is obvious that a tendency to increase the significance of research into multiple production processes will remain for many years because these processes are complicated and multi-form. A study of the interaction of relativistic nuclei permits a nontrivial approach to many-body processes. Very important features which characterize the investigation of the interaction of relativistic nuclei in comparison with the collision of particles, are the following:



1) The internal structure of interacting objects is known at least in the nonrelativistic limit.

2) One can vary the quantum numbers of colliding objects within wide limits.

3) It is possible to study multiple processes when there are many particles not only in the final but also in the initial state of the process (cumulative effects).

4) A more justified use of the statistical and hydrodynamic approaches is possible (there is a much larger number of configurations over which the averaging is made).

In addition to inelastic interactions and multiple production processes, a study of the behaviour of total nucleus-nucleus cross sections (in particular, factorization), binary reactions, elastic scattering with large momentum transfers, is of great interest. These reactions are interesting from the viewpoint of testing a number of models used in elementary particle theory, since the nuclei can serve as a realistic "quark" model of the relativistic extended object. The structure of our objects may be varied over wide limits by choosing different beams and targets. It is possible to explain the cumulative effect as a many-quark interaction involving large distances compared to a nucleon size. Quark degrees of freedom for the nucleus turned out to be important for large momentum transfer, and the cumulative effects can clarify the large distance interaction between quarks. This point is essential for clarifying the problem of quark confinement.

#### MAIN DEFINITIONS AND VARIABLES

As we deal with the field of phenomena defined by the condi-

tion (1), it is necessary to stress that experimental data should be considered and presented in the completely relativistic invariant form. The use of a noninvariant approach leads, as will be seen below, to some difficulties and even to apparent contradictions.

In order to describe the inelastic processes (single-particle distributions)

$$I + II \rightarrow 1 + \dots$$

we use the relativistic invariant sum of the cross sections having the same initial state and one particle in the final state with the given characteristics

$$f = \sum_n E_1 \frac{d\zeta^n}{d^3p_1} . \quad (2)$$

It is convenient to introduce as invariant variables somewhat different from those used in elementary particle physics

$$\nu = \frac{p_x \cdot p_{\bar{x}}}{m_I} ; \quad b_{II} = \frac{p_x \cdot p_I}{m_I} - m_I ; \quad m_{II} = \sqrt{p_{II}^2 + m_I^2} . \quad (3)$$

Here  $m_I$  is the particle mass,  $p_{II}$  is the projection of the three-dimensional momentum of particle 1 on the plane perpendicular to the reaction axis (to the direction of the collision of nuclei I and II)

$$f = f(\nu, b_{II}, m_{II}^2) . \quad (4)$$

The following considerations show that it is worthwhile to introduce these variables<sup>/2/</sup>. We fix our main attention on the variable region in which nuclei I and II are in unequal positions.

$$(P_i \cdot P_i) \ll (P_{ii} \cdot P_i) \sim (P_i \cdot P_{ii}). \quad (5)$$

This region corresponds to the limiting fragmentation of Yang et al.

$$f = f(\nu, b_{i1}, m_{i1}^2) \Big|_{\nu \rightarrow \infty} = f^i(b_{i1}, m_{i1}^2). \quad (6)$$

The dependence on  $b_{i1}$  is also the dependence on the known scale variable  $x = P_{i1}''/P_I$ , where  $P_{i1}''$  is the projection of the three-dimensional momentum of particle  $i$  on the direction of the reaction axis;  $P_I$  is the three-dimensional momentum of particle I. In fact, using the condition (1), we have in the rest frame of nucleus II

$$b_{i1} = \frac{m_I x}{2} + \frac{m_{i1}^2}{2m_I x} - m_i. \quad (7)$$

Low binding energy of constituents is one of the distinctive features of the interaction of nuclei in comparison with that of particles. This leads to a large role of stripping and pickup.

These processes are described by an ordinary pole approximation. In this approximation the amplitude of the reaction  $I + II \rightarrow i + \dots$ , which proceeds via the single-particle intermediate state with mass  $m_2$ , takes the form

$$T_{ji} = \sum_j \frac{T_{ji} T_{ji}}{(P_i - P_j)^2 - m_2^2}. \quad (8)$$

Elementary transformations permit one to separate from the relativistic invariant cross section the denominator expressed in terms of  $b_{i1}$

$$\frac{d\sigma}{d^3k_{i1}} = \frac{F}{(\mathcal{L} + \frac{2}{m_1} b_{i1})^2}, \quad (9)$$



where  $\alpha = \frac{(m_1 + m_2 - m_I)(m_1 + m_2 - m_I)}{m_I m_I}$ . (10)

The fraction with such a denominator has the character of a  $\delta$ -function on the variable  $b_{r1}$ . This is due to the fact that the parameter  $\alpha$  is very small, either because the number of nucleons in nucleus I is equal to the sum of the numbers of nucleons in nuclei 1 and 2 (stripping reaction), or because the number of nucleons in nucleus 1 is equal, respectively, to the numbers of nucleons in nuclei I and 2. It is interesting to note that the binding energy per one nucleon cancels out the differences enclosed in parentheses. The analysis of nuclear fragmentation reactions in the relativistic region is essentially simplified by introducing one parameter  $b_{r1}$  instead of longitudinal and transverse momenta.

There is a limit on  $b_{r1}$  resulting from the conservation laws. In a  $(\frac{m_I m_I}{v})^2 \ll 1$  approximation, which corresponds to the condition (1), the conservation laws expressed in terms of invariants take the form

$$b_{r1} = \frac{m_I}{2} \left[ 1 - \frac{\Delta}{2\sqrt{M_f^2}} + \frac{m_{I1}^2}{m_I^2 (1 - \frac{\Delta}{2\sqrt{M_f^2}})} \right] - m_I, \quad (11)$$

where  $\Delta = M_f^2 - m_c^2 - m_d^2 - m_l^2$ ;  $M_f^2 = (P_c + P_d - P_l)^2$ .

The maximum value of  $b_{r1}$  is determined by the minimum value of  $\Delta$  (or  $M_f^2$ ).

Assuming that eq. (11) can be referred to the part of nucleus I (fragmenting nucleus):  $P_I \rightarrow \lambda P_I$ ;  $m_I \rightarrow \lambda m_I$ , for  $\Delta = \Delta^{\min}$  we obtain the minimum value of the number  $\lambda < 1$  corresponding to the measured value of  $b_{r1}$ . The  $\lambda$  parameter defines what we call cumulativity. If  $\lambda^{\min} > \frac{2}{A_I}$  ( $A$  is the atomic number),

according to our assumption more than one nucleon of nucleus I take part in the interaction. The value  $N = \lambda A$ , the effective number of nucleons inside nucleus I participating in the collision, is called cumulativity order. The particle production characterized by  $N \gg 1$  is called the cumulative effect. One can understand our assumption either as a consequence of scale invariance or as a consequence of a composite nature of nuclei (in the last case  $N = \lambda A$ , the number of nucleons).

The  $b_{I1}$  distribution of reaction products makes it possible to classify the interactions of relativistic nuclei. The group of reaction products in a small vicinity of  $b_{I1}$  near zero ( $b_{I1} \lesssim \xi$ , where  $\xi$  is the nucleus binding energy) should be referred to "fragments", the part which is due to the peculiarities of the nucleus as a weakly bound system. In the region of large values, the measured value of  $b_{I1}$  determines the minimum value of the cumulativity parameter  $N$  (within the framework of our assumption):

$$b_{I1} = \frac{Nm_p}{2} \left[ 1 - \frac{\Delta^{min}}{2\sqrt{m_I}} + \frac{m_{I1}^2}{m_I^2 \left( 1 - \frac{\Delta^{min}}{2\sqrt{m_I}} \right)} \right] - m_I, \quad (12)$$

where  $m_p$  is the nucleon mass.

This is a formal definition of the cumulative effect. In order to prove the existence of the effect of interaction of nucleon groups, it is necessary to consider the concepts used in the model used to describe the mechanism of interaction of relativistic nuclei. In particular, our definition of cumulative effects neglects the Fermi motion.

#### RESULTS ON THE CUMULATIVE EFFECT

By the end of 1970, when these works were started, it was

known that the scale invariance appeared not only in electron-proton but also in hadron interactions.

One of its possible interpretations consists in the fact that for very high energies the mass, form factor and other constants of length dimension are inessential, and the "interhadron matter" represents a homogeneous medium (similar to a point explosion picture - automodelity).

We have practically assumed<sup>/3/</sup> that for high energies the group of nucleons is also a homogeneous solid medium if the distance between them is less or if the order of characteristic length  $\rho \sim \frac{1}{\langle R \rangle} 0.7 \cdot 10^{-13}$  cm. For such a "little drop"/16/("core") scale invariance should appear when it interacts, e.g., with a nucleon. In this case the cross section is factorized into two terms which determines the probability of finding such a "drop" inside the nucleus and into the scale invariance function which is taken to be universal (independent of the number of nucleons in the core) and to be equal to the structure function of meson production in pp interactions. Using this model, we predicted the ratio of the meson production cross sections for the reactions

$$\left. \begin{array}{l} \alpha + A \rightarrow \pi^- + \dots \\ p + A \rightarrow \pi^- + \dots \end{array} \right\} (I + II) \rightarrow 1 + \dots \quad (13)$$

For proton energies which exceed by a factor of two the energy per nucleon in the deuteron and for the parameter  $\chi_d \approx \frac{E_p}{E_N} > 0.5$ , it was expected that the ratio would be  $\sim 5-10\%$ . This means that for a deuteron momentum of 8 GeV/c (4 GeV/c per nucleon) one has a large probability to obtain 5-7 GeV pions. This prediction did not seem probable for many physicists. Nevertheless, this estimate was completely supported by the experiment<sup>/4/</sup>.



We found the pions carrying away up to 98% of the deuteron kinetic energy. It is important that the experiment demonstrated the application of the scale invariance to composite (nuclear) systems. The group of V.S. Stavinsky has been studying the cumulative effect, and below I shall present some experimental data on this interesting phenomenon accumulated at the present time.

The most obvious question is: Is it possible or not to explain the effect by the Fermi motion?

The calculations with relativistic invariant models<sup>/8/</sup> in which involved different models for the deuteron form factor (including the form factor found in the electron-deuteron scattering) could not explain the observed effect even in the order of magnitude. Since then two papers have appeared: in one of them<sup>/9/</sup> our conclusion that it is impossible to explain the effect by the Fermi motion was supported (for relativistic nitrogen nuclei), but in the second paper<sup>/10/</sup> (for relativistic deuterons) both the results of calculation<sup>/8/</sup> and the experimental data<sup>/4/</sup> were not supported.

It is difficult to compare the calculations of papers<sup>/10/</sup> and <sup>/8/</sup> because in paper<sup>/10/</sup> only the results of calculations are presented.

My personal view is that explanations of large  $b_{1,1}$  effects by the Fermi motion should be considered on the same footing as for example the attempt to describe the deep inelastic scattering with the help of one intermediate particle diagram. As to the experimental data, it is necessary to present them for the same energy of incoming deuterons and, perhaps, it is more important to have unified data presentation at least in the same frame. Figure 1 presents the data of refs. <sup>/8/</sup> and <sup>/10/</sup> as well as

of ref.<sup>/11/</sup> as a function of  $\mathcal{E} = \frac{k_{II}^{max}}{T^{max}} = \frac{T'}{T^{max}}$  where T is the pion kinetic energy in the antilab. coordinate system. As is seen from the figure a larger decrease in the cross section with increasing the invariant value  $\mathcal{E}$  (or  $\mathcal{I}$ ) (see paper<sup>/10/</sup>) is not observed

However, the model proposed by us<sup>/3/</sup> has a prediction which cannot be explained by the Fermi motion and which is well supported by a large number of experiments carried out by the group of V.S.Stavinsky.

According to the model, the function  $f$  reads

$$f_{II}^I = \sum_{N=1}^A P_N f_N(\mathcal{E}_N), \quad (14)$$

where  $P_N$ , the probability of interaction of N nucleons in a nucleus, can be taken as a binomial distribution.

$$P_N = \frac{A!}{N!(A-N)!} q^N (1-q)^{A-N},$$

where for the probability of a single interaction q it is natural to consider two cases:

(1) q is determined as a probability of finding the nucleon in the space  $4/3 (\pi r_c^3)$ :  $(\rho/\rho_c A^{4/3})^3 \sim 1/A$  (2) q is determined as a probability of finding the nucleon in the area  $2\pi r_c^2$ :

$q \sim (\rho/\rho_c A^{4/3})^2 \sim 1/A^{2/3}$ . The last case corresponds to a strong increase of the dependence on the atomic number with increasing the cumulative number (approximately an additional factor  $A^{1/3}$  per each order of cumulativity).

In formula (14) we stressed by indices different roles played by nuclei I (upper index) and II (lower index). As is shown in paper<sup>/9/</sup>, the dependence of  $f_{II}^I$  on the atomic number of target nucleus  $A_{II}$  is weak ( $A_{II}^{1/3}$ ). This is in agreement with our understanding<sup>/11/</sup> and was also supported in ref.<sup>/10/</sup>. A

study of the dependence of  $f_{II}^I$  on  $A_I$  in a wide range of  $A$  implies accelerating heavy nuclei, which is a complicated acceleration problem. In connection with this, we started to investigate the cumulative effect in the antilaboratory coordinate system. The description of the installation (fig. 2) is given in paper<sup>/5/</sup>. Nuclei, including heavy ones, are bombarded by accelerated protons, deuterons and  $\alpha$ -particles. The kinetic energy of particles produced in the backward direction, i.e., at an angle of  $180^\circ$  to the primary beam, was measured.

In the rest frame of nucleus I:  $\epsilon_{II}^I$  is the energy of bombarding particles and  $\epsilon_{I1}^I = T$  is the kinetic energy of produced particles. So the relativistic invariant quantities defined above were directly measured, and it is possible now to investigate the cumulative effect practically for any nuclei.

The following isotopes (playing the role of nucleus I)  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , C, Al, Cu,  ${}^{112}\text{Sn}$ ,  ${}^{124}\text{Sn}$ ,  ${}^{144}\text{Sm}$ ,  ${}^{154}\text{Sm}$ ,  ${}^{182}\text{W}$ ,  ${}^{186}\text{W}$ , Pb, U were investigated. To compare the experimental data with previous ones, the deuteron cumulative effect was measured by this method and agreement was obtained (see fig. 1 discussed above).

The basic results<sup>/5-11/</sup> illustrated in figs. 1-10 can be summarized as follows:

(1) The peculiarities of the form factor structure, number of neutrons and the surface shape of nuclei do not play a significant role in cumulative meson production. The ratio of cumulative  $\pi^-$  to  $\pi^+$  is close to 1. These results support the viewpoint that the cumulative effect manifests the local properties of nuclear matter.



(2) The transition to limiting fragmentation (independence of the cross section on  $\gamma$ ) takes place already in the region 4 GeV/nucleon (see fig. 4). It should be noted that data below 2 GeV have been obtained by extrapolation to  $\theta = 180^\circ$  of data from the literature and must be checked.

(3) The bulk of data on the spectra of cumulative pions is expressed well in terms of a simple formula:

$$f_{\pi}^{\pm} = C \cdot A_I^n \cdot A_{II}^{4/3} \exp\left[-\frac{E_{\pi}}{E_c}\right], \quad (15)$$

where  $n \gtrsim 1$  at  $N \gtrsim 2$ ;  $b$  and  $c = \text{const}(\gamma)$   $b_0 \approx 60 \text{ MeV}$

The secondary beams from large fluxes of relativistic nuclei (including heavy nuclei) are represented by the formula (15). The figures (5,6,7) show this dependence in the antilaboratory coordinate system as a function of meson kinetic energy.

$$T_{\pi} = E_{\pi} - m_{\pi} = k_{II}.$$

The transition from the  $A^{2/3}$  dependence to the  $A^n$  dependence is illustrated by figs. 7,8 and 10. Figure 9 illustrates the strengthening of the  $A_I$  dependence with increasing the cumulative number. It should be noted that powers  $A_I$  and  $A_{II}$  differ almost in order of magnitude.

(4) The cumulative effect up to the 4th order of magnitude (4 nucleons take part in the collision) turns out to be rather observable. This points not only to the possibility of its comprehensive study but also to some practical application. In particular, a strong dependence on  $A$  permits one to state that, at equal intensities of the circulating beam of protons and carbon nuclei in the specified accelerator, the intensities of the secondary beam for carbon nuclei will be higher despite the fact that

in the last case the energy per nucleon is less by a factor of two. For low intensities, particles with an energy significantly exceeding the nominal energy of the accelerator, can be produced.

(5) At equal energies per nucleon the fragmentation of nuclei on protons and neutrons is identical within the errors of our experiments.

G.A.Leksin presented to this Conference an analysis of all data available in the literature, and data of his group, on backward production of particles from nuclei. The selfconsistency of all these data is remarkable.

All of them can be described by formula of the type of (15) (See also<sup>/17/</sup>).

A very interesting approach to the cumulative effect, based on parton model, was developed by N.N.Nikolaev and V.I.Zakharov<sup>/20/</sup>. They do not agree with our model and suggested that the observation of the cumulative effect is a proof of final state interaction of partons. But it would be difficult to explain striking  $A$ -dependences observed by us with this suggestion.

The concept of expanding hadron cluster was introduced by B.N.Kalinkin and V.L.Shmonin<sup>/18/</sup> in an attempt to explain important characteristics in hadron-nucleus interaction. The motion of the cluster in nuclear matter produces, in some cases, a new phenomenon: the generation of a shock wave, resulting in the complete decay of the heavy nucleus. Actually this phenomenon was observed earlier at Dubna<sup>/19/</sup>. The predictions of the expanding hadron cluster model are:

1) the rate of the total decay ( $n_H \gg 28$ ) should increase with the mass number  $A$  of the incident nucleus. At not very large

$A_{ij}$  the partial cross section is proportional to  $\sim A_{ij}^2$ .

2) The multiplicity of relativistic particles should increase somewhat weaker than  $A_{ij}$ .

3) The form of the distribution over the number of slow particles  $N_{sl}$  should depend weakly on  $A_{ij}$  and at  $A_{ij} = \text{const}$  to the first approximation it should not be changed with increasing energy  $E_{inc}$ .

4) With increasing  $A_{ij}$  the relation between the number of  $\gamma$ - and b-particles should change in favour of the first ones.

These predictions should be verified by more refined calculations.

#### RELATIVISTIC NUCLEAR PHYSICS AT DUBNA

At present the Dubna physicists from LHE (Laboratory of High Energy) are performing a broad program of investigations with relativistic nuclei. A great deal of data, obtained in an exposure of large streamer chamber to helium nuclei of 17 GeV, are being processed. A program of work, devoted to the investigation of deuterons and monochromatic neutrons in the liquid hydrogen chamber, is being completed. Figure 11 shows the  $b_{r1}$  distribution for the reaction of deuteron fragmentation obtained from paper<sup>13/</sup> submitted to this Conference. This paper is the most complete investigation of the  $d + p \rightarrow ppn$  reaction in a high energy region and has many other aspects except for that noted above.

As one can see from fig. 11, the data on this exclusive reaction agree with our suggestion to classify the interactions of relativistic nuclei. In the small vicinity of  $b_{r1}$  near zero the pole approximation ("Fermi motion") describes this reaction adequately, but at large  $b_{r1}$  the regularities of the type of eq. (14) appeared.



B. Slowinski presented to this Conference results on the angular and energy distributions of protons produced in the reaction  $\pi^+ + \text{Xe}$  which are relevant to our theme. His group is now preparing the exposure of a xenon bubble chamber to beams of relativistic nuclei. The 2 m propane bubble chamber is ready for an exposure to relativistic nuclei with energy up to 5 GeV/nucleon.

Track chambers will give us a large amount of data on fragmentation.

Main regularities of the nuclei fragmentation indicated by the authors of paper<sup>/12/</sup> are the following:

1. The fragmentation cross sections are factorized  $\sigma_{I,II}^f = C_I \cdot C_{II}$ , i.e., each factor being dependent only on the properties of nuclei I or II.

2. The mean velocities of fragments are equal to the velocity of bombarding nuclei (fig. 12).

3. The momentum distributions of fragments are the same in the rest frame of fragmenting nuclei. The longitudinal momentum distributions coincide with the transverse momentum distributions and may be described by the Gaussian

$$N = a \exp \left[ - p^2 / 2 \mathcal{G}^2 \right] \quad \text{with } \mathcal{G} \simeq m_{\pi} = 140 \text{ MeV.}$$

The last fact is stressed by the authors of ref.<sup>/12/</sup>. It is easy to explain<sup>/2/</sup> these regularities by means of a usual pole approximation (see eqs. (10) and (11)).

The analysis is simplified by the application of one parameter  $b_{I,II}$  instead of longitudinal and transverse momenta.

In the rest frame of nucleus I  $b_{I,II} \propto P_I^2 / 2m_1$ . The parameter  $b_{I,II}$  is expressed in terms of rapidities as follows:

$$\frac{2}{m_{\perp}} k_{\tau i} = 2 \left[ \frac{m_{\perp i}}{m_{\perp}} \operatorname{ch}(y_i - y_1) - 1 \right] \approx (y_i - y_1)^2.$$

From this model we have the following conclusions<sup>/12/</sup>:

1. To explain the factorization of the cross sections<sup>/12/</sup>, it is unnecessary to use the Regge model (spin effects are neglected).

2. The equality of the mean velocities of fragments is also a consequence of the validity of the pole approximation.

3. The momentum distribution has a sharp maximum at

$$\frac{m_i}{p_i} = \frac{m_{\perp i}}{p_{\perp i}} \quad \text{or at} \quad p_i = m_i \frac{p_{\tau}}{m_{\tau}} = m_i \cdot (\text{const}) \quad (16)$$

in agreement with fig. 12.

4. The longitudinal and transverse momentum distributions coincide in the rest frame of fragmenting nucleus.

The statement of paper<sup>/12/</sup> that all the peaks can be described by one Gauss distribution with  $m_{\tau} = 140$  MeV follows from the lack of accuracy of the experiment. The coincidence of the width with  $m_{\tau}$  is of an accidental nature. As it follows from the semiempirical formula for the binding energy of nuclei, the mass differences in eq.(11) for  $\alpha$  strongly change. This should lead to an essential difference in the width of the peaks in rapidity space.

It might be well to point out the investigations on nucleus-nucleus collision using internal targets in the accelerator (elastic scattering). This technique (with the participation of the same physicists) has been developed at the Dubna synchrophasotron and marked the beginning of the known investigations using the supersonic jet target at the Serpukhov and Batavia accelerators. We use this installation not only for relativistic nuclear physics but also for developing the technique and in order to train physi-

cists for the experiments which we are carrying out at Batavia.

To illustrate the status of these investigations (leaders A. Bujak, V.A. Nikitin), fig. 13 shows the first experimental data on the  $^4\text{He}$  p elastic scattering cross sections at the He momentum 10.8 GeV/c. The mean square radius of the He nucleus is close to its value measured in the e He scattering experiments. We have similar data for small angle d-d elastic scattering in the energy of deuterons up to 10 GeV. (fig. 14).

To demonstrate the efforts of LHE in relativistic nuclear physics, let me mention the electron ray source created by the group of E.D. Donets to produce completely stripped nuclei<sup>/14/</sup>. The most difficult problem of obtaining relativistic nuclei beams is to obtain fully stripped nuclei.

Now the LHE has the ion source with an intensity of  $10^{11}$  nitrogen nuclei per pulse. JINR publications cover all the works devoted to these investigations.

Our Laboratory has made a proposal<sup>/15/</sup> for the construction of a specialized cryogenic accelerator of relativistic nuclei, Nuclotron, to obtain the beams of relativistic nuclei with an energy of up to 15-20 GeV per nucleon. The project for this accelerator is now being developed.



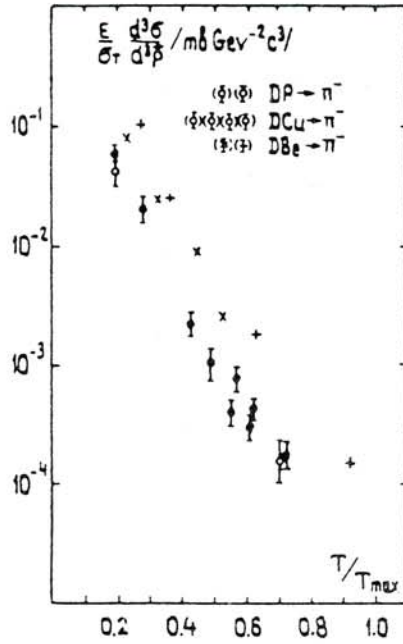


Fig. 1. Experimental data on the reactions  $d + p \rightarrow \pi^{-}(180^{\circ})$ ;  $d + Cu \rightarrow \pi^{-} + \dots$  and the Berkeley results<sup>/10/</sup> on the reaction  $d + Be \rightarrow \pi^{+} + \dots$  presented in the relativistic invariant form. Berkeley distributions do not fall as steeply as stated in<sup>/10/</sup> and seem to fit. eq.(14).

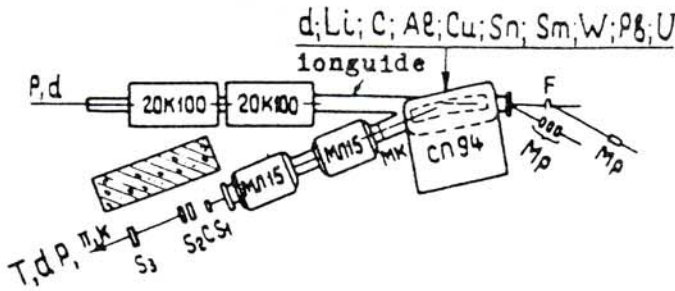


Fig. 2. Experimental layout.

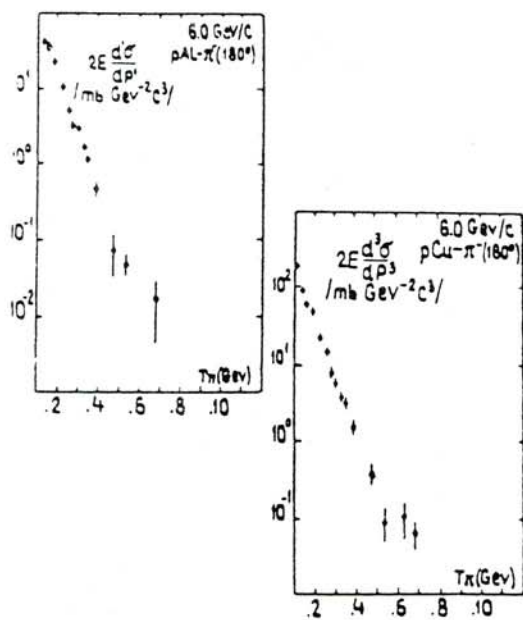


Fig. 3. Experimental data on the reaction  $p + \text{Al} \rightarrow \pi^-(180^\circ)$  for primary protons with momentum 6 GeV/c.  
 Experimental data on the reaction  $p + \text{Cu} \rightarrow \pi^-(180^\circ)$  for primary protons with momentum 6 GeV/c.

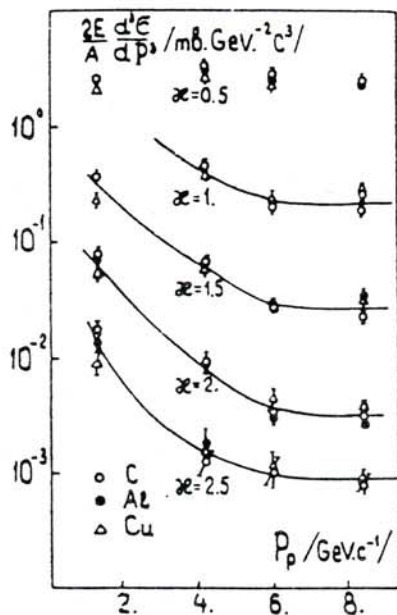


Fig. 4. The invariant cross section divided by atomic weight as a function of proton momentum  $P_p$  ( $\approx$  invariant variable  $\nu$ ) for various  $\alpha = T/T_{\max}$  ( $\approx$  invariant variable  $b_{11}/t_{11}^{m_{41}}$ ). Large deviations from scaling behaviour at  $P_p < 2$  GeV/c are not well established. Data at this momentum were obtained by extrapolation to  $\theta = 180^\circ$  of data from the literature, but not measured by us.



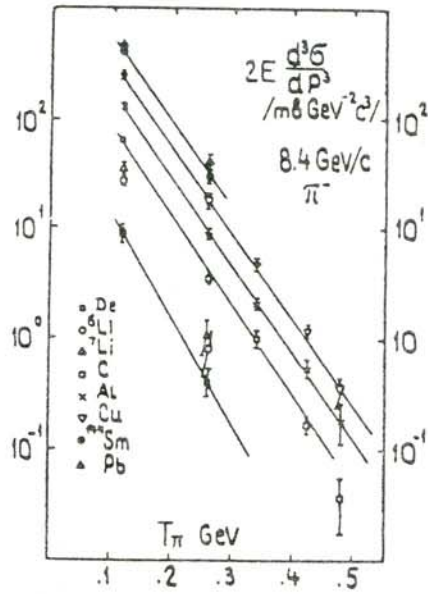


Fig. 5. Experimental data on the reaction  $d + A \rightarrow \pi^{-}(180^{\circ})$  for primary momentum  $P_d = 8.4 \text{ GeV}/c$ .

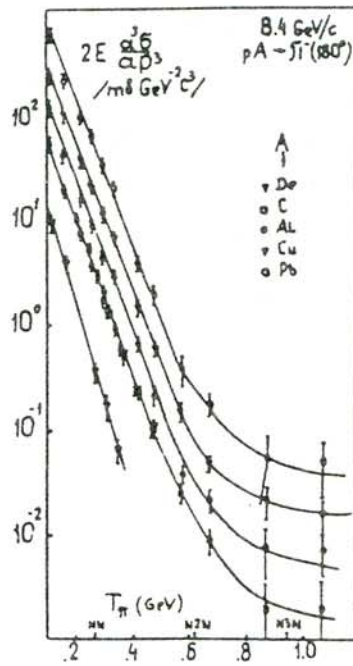


Fig. 6. Experimental data on the reactions  $p + A \rightarrow \pi^{-}(180^{\circ})$  for primary protons with momentum  $P_p = 8.4 \text{ GeV}/c$ .

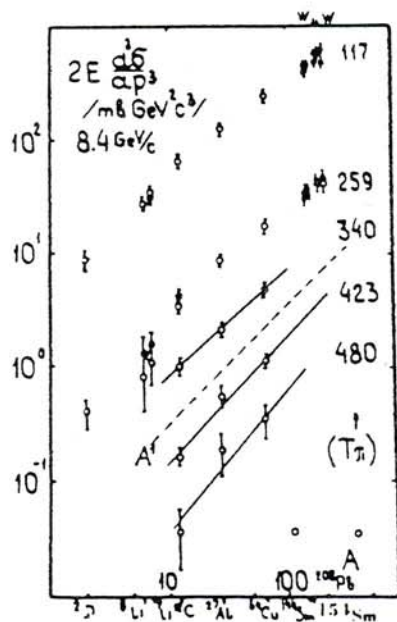


Fig. 7.  $\int_{-1}^0 \frac{I}{Z}$  as a function of the atomic number for various energies of negative pions ( $T_\pi$ ) for the reactions with deuterons  $d + A \rightarrow \pi^-(180^\circ)$ .  
The dashed curve is an  $A_I$ -reference line.

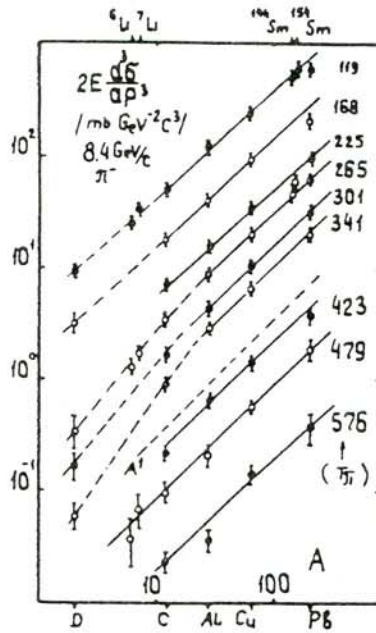


Fig. 8.  $f$  as a function of the atomic number for various energies  $T_{\pi}$  of  $\pi^{-}$  for the reactions with protons  $p + A \rightarrow \pi^{-} (180^{\circ})$ . The dashed curves are  $A_I'$  reference lines.

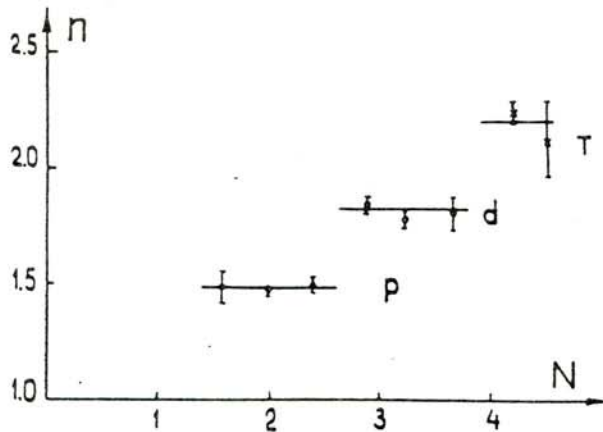


Fig. 9. The exponent  $n$  defined as  $f \sim A^n$  for the reactions  $p + A_I \rightarrow \left\{ \begin{matrix} p \\ d \\ T \end{matrix} \right\} (180^{\circ})$  for different  $N$ -cumulative number (effective number of nucleons from  $A_I$  taking part in collision).



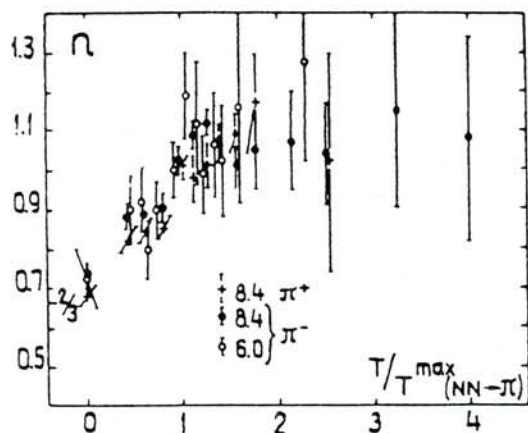


Fig. 10. The exponent  $n$  defined as  $f \sim A_I^n$  for the reactions  $p + A_I \rightarrow \left\{ \begin{matrix} \pi^+ \\ \pi^- \end{matrix} \right\}$  ( $180^\circ$ ) plotted versus kinetic energy  $T$  of pion. Normalization  $T^{\max}$  ( $pp \rightarrow \bar{\pi} \dots$ ) is the maximum kinetic energy of pions in the reaction  $p + p \rightarrow \pi$  ( $180^\circ$ ).

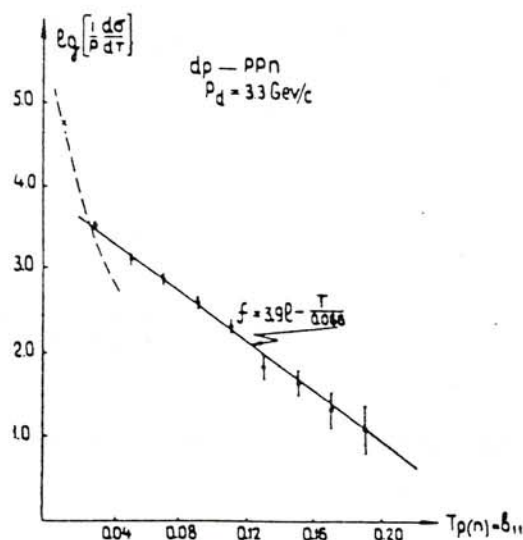


Fig. 11. Invariant cross section for the reaction  $d + p \rightarrow ppn$  (hydrogen bubble chamber results<sup>/13/</sup>) for protons and neutrons emitted in backward hemisphere versus invariant parameter  $b_{11}$ .

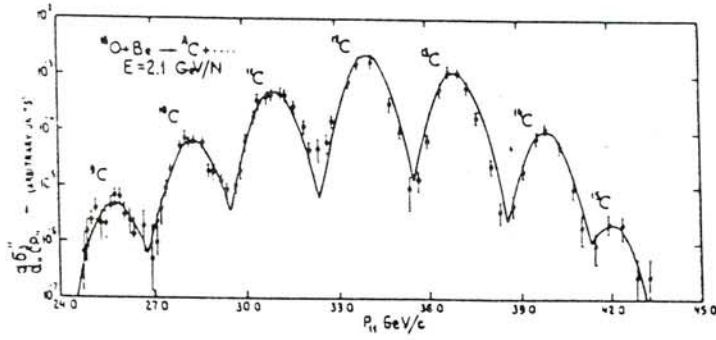


Fig.12. Momentum distributions of various carbon fragments of the  $^{16}\text{O}$  projectile as determined in the original measurement of Heckman et al.

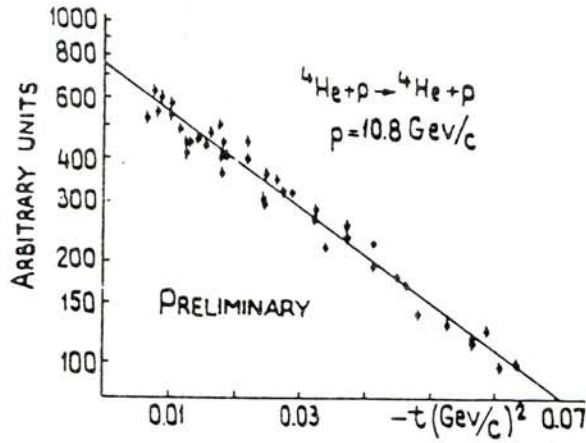


Fig.13. Elastic differential cross section for  $^4\text{He} - p$  scattering at  $P_{\text{He}} = 10.8 \text{ GeV/c}$ .

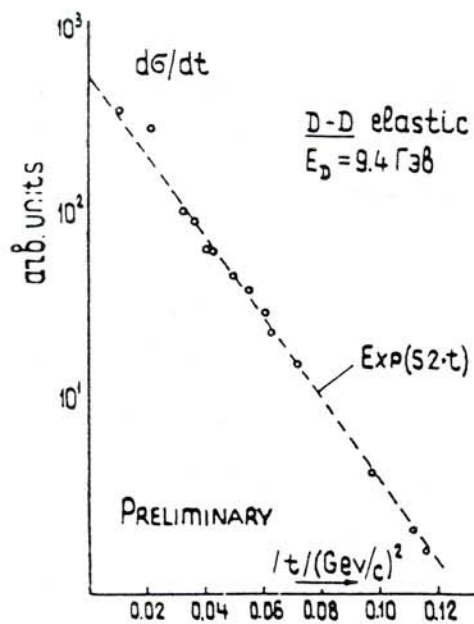


Fig. 14. Elastic differential cross section for d-d scattering at  $E_d = 9.4 \text{ GeV}$ .



## REFERENCES

1. M.A.Markov, "Neutrino", izd. "Nauka", Moscow, p. 81 (1964).
2. A.M.Baldin, DAN USSR, 224, 2 (1975).
3. A.M.Baldin, Comm. on Physics № 1, USSR AS, p. 35 (1971);  
JINR, P7-5808, Dubna (1971).
4. A.M.Baldin, N.Ghiordanescu, V.N.Zubarev, A.D.Kirillov,  
V.A.Kuznetsov, N.S.Moroz, V.B.Radomanov, V.N.Ramzhin, V.S.Svi-  
ridov, V.S.Stavinsky, M.I.Yatsuta, JINR, P1-5819, Dubna (1971);  
Proc. Rochester Meeting APS/OPF/New York, p. 131 (1971).
5. A.M.Baldin, N.Ghiordanescu, V.N.Zubarev, L.K.Ivanova, A.D.Ki-  
rillov, V.I.Kotov, S.A.Nezhdanova, A.A.Povtorejko, V.B.Radoma-  
nov, A.D.Rogal, V.S.Stavinsky, JINR, 1-8028, Dubna, 1974.
6. A.M.Baldin, N.Ghiordanescu, N.S.Moroz, L.K.Ivanova, A.A.Povto-  
rejko, V.B.Radomanov, V.S.Stavinsky, B.N.Zubarev, JINR,  
E1-8054, Dubna (1974).
7. A.M.Baldin, V.K.Bondarev, N.Ghiordanescu, V.N.Zubarev, L.K.Iva-  
nova, N.S.Moroz, A.A.Povtorejko, V.B.Radomanov, V.S.Stavinsky,  
Yu.P.Yakovlev, JINR, 1-8249, Dubna, 1974.
8. A.M.Baldin, S.B.Gerasimov, N.Ghiordanescu, V.N.Zubarev, L.K.  
Ivanova, A.D.Kirillov, V.A.Kuznetsov, N.S.Moroz, V.B.Radoma-  
nov, V.N.Ramzhin, V.S.Stavinsky, M.I.Yatsuta, YaF, 18, 79  
(1973).
9. W.Schmmerling, K.G.Vosburgh, K.Koepke, Phys. Rev. Lett., 33,  
1170 (1974).
10. I.Iaros, I.Papp, L.Schroeder, I.Schroeder, I.Staples, H.Steiner  
and A.Wagner, Phys.Rev.Lett., 4, 601 (1975).
11. A.M.Baldin, N.Ghiordanescu, V.N.Zubarev, L.K.Ivanova, N.S.Moroz  
A.A.Povtorejko, V.B.Radomanov, V.S.Stavinsky, YaF (Journal of  
Nucl. Phys.), 20, 1201 (1974).

12. H.H.Heckman, D.E.Greiner, P.I.Lindstron and E.S.Bieser, *Phys. Rev. Lett.*, 28, 926 (1972).
13. B.S.Aladashvili, V.V. Glagolev, R.M.Lebedev, M.S.Nioradze, I.S.Saitov, V.N.Streltsov, B.Badelek, G.Odyniec, A.Sandacz, T.Siemiarchzuk, J.Stepa<sup>n</sup>lak, paper presented at this Conf.
14. E.D.Donets, A.I.Pikin, JINR, P7-7999, Dubna, 1974.  
E.D.Donets, V.I.Ilyushchenko, JINR, P7-8310, Dubna, 1974.
15. V.A.Alekseev, A.M.Baldin, Yu.D.Beznogikh, A.A.Vasiliev, M.A.Voevodin, E.I.Diachkov, L.I.Zajdina, A.G.Zel'dovich, L.P.Zinoviev, I.E.Issinsky, G.S.Kazansky, I.F.Kolpakov, A.A.Kuzmin, L.G.Makarov, E.S.Mironov, A.I.Mikhailov, B.P.Murin, N.I.Pavlov, I.N.Semenyushkin, V.F.Sikolenko, A.A.Smirnov, V.A.Stepanyuk, A.P.Tsarenkov, K.V.Chekhlov, JINR, 9-7148 (1973)
16. The fluctuations of nuclear matter were considered by D.I.Blokhintsev, *JETP*, 33, 1296 (1957).
17. Yu.D.Bayukov, L.S.Vorobyev, G.A.Leksin, L.S.Novikov, L.S.Stolin, V.B.Fedorov, V.D.Khovansky, N.N.Shishov. *Yadernaya Fizika*, 19, 1266 (1974).
18. B.N.Kalinkin, V.L.Shmonin, *Yadernaya Fizika*, 21, 628 (1975); Preprints JINR, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Dubna (1974).
19. K.D.Tolstov, R.A.Khoshmukhamedov, Preprint JINR, RI-6897, Dubna (1973).
20. N.N.Nikolaev, V.I.Zakharov, Proc. International Seminar "Quarks and Partons", 22-27 June 1974, Moscow, USSR.

Received by Publishing Department  
on August 25, 1975.

## БИБЛИОГРАФИЯ ТРУДОВ\*

1949

Исследование движения частиц в синхрофазотроне с прямолинейными промежутками. — М.: ФИАН, 1949. — 115 с. — (Совместно с М.С.Рабиновичем, В.В.Михайловым).

Синхрофазотрон с кратным резонансом и прямолинейными промежутками. — М.: ФИАН, 1949. — 37 с.

1950

Образование единичных мезонов  $\gamma$ -квантами. — ЖЭТФ, 1950, т.20, вып.12, с.1057–1063. — Библиогр.: 9. — (Совместно с В.В.Михайловым).

1951

К теории свободных колебаний в ускорителе с прямолинейными промежутками. — М.: ФИАН, 1951. — 20 с. — (Совместно с М.С.Рабиновичем, В.В.Михайловым).

Образование мезонов  $\gamma$ -квантами. — УФН, 1951, т.44, вып.2, с.200–237. — Библиогр.: 27. — (Совместно с В.В.Михайловым).

Образование нейтральных мезонов  $\gamma$ -квантами. — ЖЭТФ, 1951, т.21, вып.4, с.562–563. — Библиогр.: 5. — (Совместно с В.В.Михайловым).

Физическое обоснование синхрофазотрона на 10 ГэВ. — М.: ФИАН, 1951. — (Совместно с В.И.Векслером, М.С.Рабиновичем, В.В.Михайловым и др.).

1952

Об угловых распределениях фотомезонов, рождающихся на ядрах. — ЖЭТФ, 1952, т.23, вып.4, с.481–482. — Библиогр.: 2. — (Совместно с В.В.Михайловым).

Почти периодическое движение заряженных частиц в произвольном постоянном во времени магнитном поле. — М.: ФИАН, 1952. — 20 с. — (Совместно с В.В.Михайловым).

Фоторождение  $\pi^0$ -мезонов на дейтронах. — ДАН СССР, 1952, т.84, № 1, с.47–49. — Библиогр.: 7. — (Совместно с В.В.Михайловым). — То же: ЖЭТФ, 1952, т.23, вып.2, с.140–146.

1953

О двух типах зарядовой симметрии. — ДАН СССР, 1953, т.91, № 3, с.479–482. — Библиогр.: 3. — (Совместно с В.В.Михайловым).

\* Приводится не полностью.



Фоторождение мезонов в теории радиационного затухания. — ЖЭТФ, 1953, т.24, вып. 5, с.613–615. — Библиогр.: 4. — (Совместно с В.В.Михайловым).

#### 1954

Изотопическая инвариантность  $\pi$ -мезонного поля. — ДАН СССР, 1954, т. 96, № 5, с.949–952. — Библиогр.: 11.

Фоторождение мезонов на свободных нуклонах (Обзор). — Проблемы современной физики, 1954, вып. 8, с.8–19. — Библиогр.: 15.

#### 1955

Изотопическая инвариантность  $\pi$ -мезонного поля. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1955, т.19, № 5, с.604–605. — Библиогр.: 5.

#### 1956

К теории реакций с поляризованными частицами. — В кн.: Всесоюз.конф. по физике частиц высоких энергий. Москва, 1956: Тезисы докл. — М.: Изд-во АН СССР, 1956, с.72–73. — (Совместно с М.И.Широковым).

То же: ЖЭТФ, 1956, т. 30, вып. 4. — с.784–785.

Метод огибающих для исследования свободных колебаний в ускорителях. — ЖЭТФ, 1956, т.31, вып. 6, с.993–1001. — Библиогр.: 6. — (Совместно с В.В.Михайловым, М.С.Рабиновичем).

Фоторождение  $\pi$ -мезонов на протонах и дейтронах. (Обзор). — В кн.: Всесоюз.конф. по физике частиц высоких энергий. Москва, 1956: Тезисы докл. — М.: Изд-во АН СССР, 1956, с.86–87.

Фоторождение  $\pi$ -мезонов на связанных нуклонах. — Там же, с.88–89.

On a Rule for the Interaction of the Electromagnetic Field with Nucleonic and Mezonic Fields. — Suppl. Nuovo Cim., 1956, v.36, No.1, p.4–14. — Bibliogr.: 16.

On the Theory of Photoproduction of Mesons on Bound Nucleons. — In: CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956: Proceedings. — Geneva: CERN, 1956, v.2, p.272–280. — Bibliogr.: 17.

#### 1957

Взаимодействие медленных  $\pi$ -мезонов с ядрами. — ЖЭТФ, 1957, т.33, вып. 5, с.1221–1226. — Библиогр.: 13. — (Совместно с А.И.Лебедевым).

О рассеянии фотонов на протонах. ЖЭТФ, 1957, т.32, вып. 6, с.1570–1572. — Библиогр.: 5. — (Совместно с В.А.Петрунькиным).

Реакции с поляризованными частицами. — Дубна, 1957. — с.33. — Библиогр.: 15. — (ОИЯИ Б1-3230). — (Совместно с М.И.Широковым).

#### 1958

Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с ориентированными ядрами. — В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях: Труды Всесоюз. конф. Москва, 1957. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с.479–481. — Библиогр.: 2.

О возможном существовании второго нейтрального  $\pi$ -мезона. — ДАН СССР, 1958, т.122, № 3, с.361–364. — Библиогр.: 8. — (Совместно с П.Кабиром).

Electric Polarizability of Atomic Nuclei. — Nucl. Phys., 1958, v.9, No.2, p.237–241. — Bibliogr.: 4.

Photoproduction of  $\pi$ -Mesons Near Threshold and the Value of the Panofsky Ratio. — *Nuovo Cim.*, 1958, v.8, No.4, p.569–583. — Bibliogr.: 10.

#### 1959

Кинематика ядерных реакций. — М.: Физматгиз, 1959. — 296 с. с черт. — (Совместно с В.И.Гольданским, И.Л.Розенталем). — Библиогр.: с.295–296. (То же изд. на английском, немецком, польском, японском яз.).

Оптическая анизотропия атомных ядер. — *ЖЭТФ*, 1959, т. 37, вып. 1, с.202–211. — Библиогр.: 9.

Проверка дисперсионных соотношений для фоторождения  $\pi$ -мезонов. — *ДАН СССР*, 1959, т.127, № 5, с.993–996. — (Совместно с Б.Б.Говорковым).

A Check of Dispersion Relations for Photoproduction of  $\pi$ -Mesons. — *Nucl. Phys.*, 1959, v.13, No.1, p.193–203. — Bibliogr.: 9. — (In Collaboration with B.B.Govorkov).

#### 1960

Анализ данных по фоторождению  $\pi$ -мезонов в околопороговой области на основе дисперсионных соотношений. — *ЖЭТФ*, 1960, т. 38, вып. 2, с.579–587. — Библиогр.: 14.

К теории оптической анизотропии атомных ядер. — *ЖЭТФ*, 1960, т.39, вып.2, с.434–437. — Библиогр.: 4. — (Совместно с С.Ф.Семенко).

О роли нефизической области в дисперсионных соотношениях для фоторождения  $\pi$ -мезонов. — *ЖЭТФ*, 1960, т.39, вып.4, с.1151–1153. — Библиогр.: 12.

Фоторождение  $\pi$ -мезонов в околопороговой области. (Доклад о работах, представленных в качестве диссертации на соискание учен.степени доктора физ.-мат. наук). — Дубна, 1960. — 18с.— Библиогр.: с.17–18. — (Физ. ин-т им. П.Н.Лебедева АН СССР).

Analysis of Photopion Production near Threshold. — In: Intern.Conf. on High Energy Physics: Proceedings. Rochester, 1960. — Rochester, 1960, p.26.

Polarizability of Nucleons. — *Nucl.Phys.*, 1960, v.18, No.2, p.310–317. — Bibliogr.: 11.

#### 1961

Об одной возможности определения магнитных моментов векторных нестабильных частиц. — Дубна, 1961. — 6 с. — Библиогр.: 4. — (ОИЯИ Р-840). — (Совместно с Нгуен Ван Хъеу).

Об одной особенности фотообразования  $\pi$ -мезонов у порога. — *ЖЭТФ*, 1961, т.41, вып.5, с.1688–1689. — Библиогр.: 5. — (Совместно с А.И.Лебедевым).

Kinematics of Nuclear Reactions. — Oxford: Oxford University Press, 1961. — 290 p. — (In Collaboration with V.I.Goldanskij, I.L.Rozental).

То же: Oxford – London – New-York – Paris: Pergamon Press, 1961. — 303 p.

#### 1962

Вырождение по изотопическому спину и гиперзаряд. — Дубна, 1962. — 3 с. — (ОИЯИ Д-976). Библиогр.: с.5. — (Совместно с А.А.Комаром).  
То же: *ДАН СССР*, 1962, т.146, № 3, с.574–576.

Кинематика ядерных реакций (Kinematyka Reakcji Jadrowych. Tlum. z ros. Warszawa, Panstw. Wydawn. Nauk., 1962. — 359 s. (польск.). — (Совместно с В.И.Гольданским, И.Л.Розенталем).

Клебша–Гордана коэффициенты. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. — М.: Сов.энциклопедия, 1962, т.2, с.388–389. — Библиогр.: 5.



Об одной возможности определения магнитных моментов векторных нестабильных частиц. — ЖЭТФ, 1962, т.42, вып.3, с.905–906. — Библиогр.: 4. — (Совместно с Нгуен Ван Хьеу).

Обзор работ по теории фотоядерных реакций. — В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Труды 2-й Всесоюзн.конф., Москва, 1960. — М.: Изд-во АН СССР, 1962, с.408–418. — Библиогр.: 27.

Симметрия сильно взаимодействующих систем с гиперзарядом  $Y=0$ . Дубна, 1962. — 7 с. — (ОИЯИ Д-1004). — Библиогр.: с.6,7.

То же: Phys. Lett., 1962, v.2, No.1, p.47–49.

Discussion. — In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. — Geneva, 1962, p.774.

On a Possibility of Determination of the Magnetic Momenta of the Unstable Vector Particles. In: Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Abstr. No.65. — (In Collaboration with Nguen Van Hieu).

Photoproduction of  $\pi$ -Mesons near Threshold. — In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. — Geneva, 1962, p.214–216. — Bibliogr.: 3. — (In Collaboration with A.I.Lebedev).

$\pi$ -Meson Photoproduction near Threshold. — In: Intern.Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Abstr. No.63.

Symmetry of Strongly Interacting Systems with Zero Hypercharge. — In: Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN. Geneva. 1962: Proceedings. — Geneva, 1962, p.657–660. — Bibliogr.: 14. — (In Collaboration with A.A.Komar).

## 1963

$\pi$ -мезоны. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. — М.: Сов. энциклоп., 1963, т.3, с.616–624. — Библиогр.: 19. — (Совместно с А.И.Лебедевым).

Фоторождение  $\pi$ -мезонов вблизи порога. — В кн.: Физический ин-т им. П.Н.Лебедева. — Труды, т. 19: Ускорители и фотоядерные реакции. — М.: Изд. АН СССР, 1963, т.3–36. — Библиогр.: 48.

Kinematik der Kernreactionen. Ubers. aus dem Russ. — Berlin, Akademie-Verlag, 1963. 260 S. (нем.). (Zusammen: W.I.Goldanskij, I.L.Rosental). (Загл. оригинала: Кинематика ядерных реакций).

Study of the Photoproduction Process on the Basis of Dispersion Relations. — Nucl. Phys., 1963, v.40, No.1, p.44–53. — Bibliogr.: 17. — (In Collaboration with A.I.Lebedev).

## 1964

Фоторождение пионов. — В кн.: Вопросы физики элементарных частиц. Четвертая сессия Весенней школы теорет. и эксперимент. физики. Нор-Амберд. 1964. — Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1964, с.423–450. — Библиогр.: 15.

Электромагнитные взаимодействия. (Теория). Доклад на XII Межд.конф. по физике высоких энергий. Дубна. 5–15 августа 1964 г. — Дубна, 1964. — 34 с. — Библиогр.: 46. — (ОИЯИ Р-1781). То же на англ.яз.: изд.ЦЕРН.

## 1965

Основные направления исследований в физике элементарных частиц. (По материалам XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна. Август 1964 г.). — УФН, 1965, т.85, вып.3, с.543–564. — (Совместно с А.А.Комаром).



Проект эксперимента по исследованию радиационных распадов резонансов. — Дубна, 1965. — 27 л. с рис. — Библиогр.: 11. — (Совместно с М.А.Азимовым, В.С.Пантуевым, Л.В.Сильвестровым, М.Н.Хачатуряном, И.В.Чувило).

Фоторождение нейтральных пионов в окрестности порога. — ЯФ, 1965, т.1, вып.1, с.92–95. — Библиогр.: 8. — (Совместно с Б.Б.Говорковым, С.П.Денисовым, А.И.Лебедевым).

Excited  $0^+$  Level of  $4\text{He}$ . «Mirages». — Phys. Lett., 1965, v.17, No.1, p.47–48. — Bibliogr.: 7.  
То же: ЯФ, 1965, т.2, вып.2, с.211–214.

## 1966

Об электромагнитных взаимодействиях в модели кварков. Дубна, 1966. — 6 с. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ Р-2556).

То же: ЖЭТФ, Письма в ред., 1966, т.3, вып.7, с.265–268.

Унитарная симметрия. — В кн.: Физический энциклопедический словарь. — М.: Сов. энциклопедия, 1966, т.5, с.251–252. — Библиогр.: 8. (Совместно с А.А.Комаром).

Физика электромагнитных взаимодействий при высоких энергиях. (К итогам симпозиума в Гамбурге). — Вестник АН СССР, 1966, № 1, с.87–92.

Электромагнитные взаимодействия — В кн.: Межд. конф. по физике высоких энергий, 12-я. Дубна. 1966. — М.: Атомиздат, 1966, т.1, с.994–1005. — Библиогр.: 46.

## 1967

Мезонное поле кварков и электромагнитные взаимодействия. — В кн.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. (Ялта. Апрель-май 1966). — Киев: Наукова думка, 1967, с.469–480. — Библиогр.: 12.

Проблематика физики электромагнитных взаимодействий при низких и средних энергиях. — В кн.: Международн. конф. по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Дубна, 1967: Труды. — М.: АН СССР, 1967, т.1, с.14–28.

Физика высоких энергий. — В кн.: Советская атомная наука и техника. — М.: Атомиздат, 1967, с.151–181. — (Совместно с В.П.Джелеповым, В.П.Зреловым, Л.И.Лапидусом, Л.Б.Окунем, М.К.Поливановым, Е.Л.Фейнбергом, И.В.Чувило, В.М.Шехтером).

То же в кн.: Развитие физики в СССР. — М.: Наука, 1967, кн.2, с.171–218. — Библиогр.: 154.

Forschungsrichtungen in der Physik der hohen Energien. — Umschau in Wissenschaft und Technik, 1967, Hf.9, S.281–285.

Observation of the  $e^+e^-$ -Decay Modes of Neutral Vector Mesons. — Phys. Lett., 1967, v.24B, No.7, p.349–352. — Bibliogr.: 18. — (In Collaboration with M.N.Khachatryan, M.A.Azimov, A.S.Belousov, I.V.Chuvilo, R.Firkowski et al.).

## 1968

Кинематика ядерных реакций. Изд. 2-е, переработ. и доп. — М.: Атомиздат, 1968. — 455 с. с ил. — (Совместно с В.И.Гольданским, В.М.Максименко, И.Л.Розенталем). — Библиогр.: с.448–452.

Оптическая анизотропия изомеров в области трансураниевых элементов. — Дубна, 1968. — 10 с. с илл. — Библиогр.: 15. — (ОИЯИ Р2-3738). — (Совместно с С.Ф.Семенко, Б.А.Тулуповым). То же: ЯФ, 1968, т. 8, вып.2, с.326–330.

Проект эксперимента по исследованию распадов  $\phi \rightarrow \eta^0 \gamma$  и  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$  с помощью искровых камер, черенковских гамма-спектрометров и спектрометров нейтронов по времени пролета. — Дубна, 1968. — 44 с. — (ОИЯИ Б2-1-4329). — (Совместно с Р.Г.Аствацатуровым, В.А.Крамаренко, В.Т.Матюшиным, Г.Л.Мелкумовым, М.Н.Хачатуряном, М.С.Хвастуновым).

Observation of the  $\phi \rightarrow e^+e^-$ -Decay. — Phys. Lett., 1968, v.27B, No.1, p.45–48. — Bibliogr.: 14. — (In Collaboration with R.G.Astvacaturov, M.A.Azimov, I.V.Chuvilo, J.Hladky, V.I.Ivanov et al.).

## 1969

Квантовая электродинамика и электромагнитная структура элементарных частиц. — В кн.: Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц: Сб.статей. Пер. с англ. под ред. А.М.Балдина. — М.: Мир, 1969, с.5–41. — Библиогр.: 47.

Установка с большой стримерной камерой в магнитном поле — СКМ-200. — В кн.: Совещание по бесфильмовым искровым и стримерным камерам. Дубна. Апрель 1969: Доклады. — Дубна, 1969, с.11–16. — Библиогр.: 3. — (ОИЯИ 13-4527). — (Совместно с М.Х.Аникиной, Г.Л.Варденгой, В.Ф.Вишневым, В.Д.Володиным, Н.С.Глаголевой и др.).

Ред.: Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц: Сб.статей. Пер. с англ. — М.: Мир, 1969. — 327 с. с ил. — Библиогр. в конце глав.

The  $\pi^- p \rightarrow \eta n$  Cross Section in a Small Transfer Range at 4 GeV/c. — Dubna, 1969. — 8 p. — Bibliogr.: 8. — (JINR E1-4841). — (In Collaboration with J.Hladky, M.N.Khachaturyan, M.S.Khvastunov, L.N.Shtarkov).

## 1970

Международный семинар по векторным мезонам и электромагнитным взаимодействиям. Дубна, 23–26 сент. 1967 г. — УФН, 1970, т.101, вып.3, с.557–560. — (Совместно с С.Б.Герасимовым, А.Б.Говорковым, В.М.Дубовиком).

Ускорение и вывод дейтронов из синхрофазотрона ОИЯИ. — Дубна, 1970. — 8с. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ P9-5442). — (Совместно с Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским, Г.С.Казанским, А.И.Михайловым и др.).

The  $\pi^- p \rightarrow \eta n$  Cross Section in a Small Transfer Range at 4 GeV/c. — Phys. Lett., 1970, v.31B, No.7, p.475–477. — Bibliogr.: 8. — (In Collaboration with J.Hladky, M.N. Khachaturyan, M.S.Khvastunov, L.N.Shtarkov).

## 1971

Масштабная инвариантность адронных столкновений и возможность получения пучков частиц высоких энергий при релятивистском ускорении многозарядных ионов. — Кратк. сообщ. по физике, 1971, № 1, с.35–39. — Библиогр.: 6.

Международный семинар по бинарным реакциям адронов при высоких энергиях. (Июнь 1971 г., Дубна). — Ат. энергия, 1971, т.31, вып.5, с.553–554. — (Совместно с А.Л.Любимовым, В.А.Мещеряковым).

Наблюдение пионов высокой энергии при столкновении релятивистских дейтронов с ядрами. — Дубна, 1971, 16 с. — Библиогр.: 6. — (ОИЯИ P1-5819). — (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, А.Д.Кирилловым, В.А.Кузнецовым, Н.С.Мороз и др.).

То же: In: Particles and Fields, 1971. (Proc. Rochester Meeting of APS/DPF, 30 Aug. – 2 Sept. 1971). — New York: Amer. Inst. Phys. 1971, p.131–139.

Ускорение и вывод пучка дейтронов из синхрофазотрона ОИЯИ. — ПТЭ, 1971, № 3, с.29–31. — Библиогр.: 4. — (Совместно с Ю.Д.Безногих, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским, Г.С.Казанским, А.И.Михайловым и др.).

Установка для исследования радиационных распадов резонансов. — Дубна, 1971. — 16 с. — Библиогр.: 12. — (ОИЯИ P13-6184). — (Совместно с Р.Г.Аствацатуровым, С.Г.Басиладзе, В.Д.Володиным, В.И.Ивановым, В.А.Крамаренко и др.).



Физика многозарядных ионов высоких энергий. — Дубна, 1971. — 16 с. — Библиогр.: 8 — (ОИЯИ Р7-5808).

То же: В кн.: Межд. конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1971: Сб. материалов. — Дубна, 1971, с.607–620. — (ОИЯИ Д-5769).

Acceleration and Ejection of Deuterons of the Dubna Synchrophasotron. — IEEE Trans Nucl. Sci., 1971, v.NS-18, No.3, p.1024–1026. — Bibliogr.: 7. — (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, I.B.Issinsky, G.S.Kasansky, A.I.Mikhajlov, V.I.Moroz et al.).

A Possible Method of Testing the Universality of Strong Interactions. — Phys. Lett., 1971, v.37B, No.3, p.305–307. — Bibliogr.: 8. — (In Collaboration with V.A.Suleymanov).

## 1972

Кумулятивное мезообразование. — В кн.: Школа молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми, 1972. — Дубна, 1972, с.374–388. — Библиогр.: 12. — (Совместно с С.Б.Герасимовым, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, А.Д.Кирилловым и др.).

Международный семинар по бинарным реакциям адронов при высоких энергиях. (Дубна, 3–8 июня, 1971 г.). — УФН, 1972, т.106, вып.3, с.563–556. — (Совместно с А.Л.Любимовым, В.А.Мещеряковым).

Образование  $\eta$ -мезонов в  $p\bar{p}$ -столкновениях при  $P_{\pi} = 3,36$  ГэВ/с с малыми передачами импульса. — Краткие сообщения по физике, 1972, № 1, с.48–53. — Библиогр.: 1. — (Совместно с М.И.Адамовичем, Р.Г.Аствацатуровым, Г.Л.Мелкумовым, С.П.Харламовым, М.Н.Хачатуряном и др.).

Образование  $\eta$ -мезонов в  $p\bar{p}$ -столкновениях при  $P_{\pi} = 7,2$  ГэВ/с с малыми передачами импульса. — Краткие сообщения по физике, 1972, № 5, с.9–13. — Библиогр.: 4. — (Совместно с М.И.Адамовичем, Р.Г.Аствацатуровым, Я.Н.Гладки, Г.Л.Мелкумовым, С.П.Харламовым и др.).

Перспективы исследования в связи с релятивистским ускорением ядер на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. — В кн.: Межд. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, 4-я. Дубна, 1971: Труды. — Дубна, 1972, с.632–640. — Библиогр.: 10. — (ОИЯИ Д1-6349).

Установка для исследования радиационных распадов резонансов. — ПТЭ, 1972, № 5, с.21–25. — Библиогр.: 12. — (Совместно с Р.Г.Аствацатуровым, С.Г.Басиладзе, В.Д.Володиным, В.И.Ивановым, В.А.Крамаренко и др.).

Эксперименты по физике электромагнитных взаимодействий на жидководородной камере «Люмила». — Дубна. 1972. — 40 с. — Библиогр.: 19. — (ОИЯИ Р1-6212). — (Совместно с Н.М.Вирясовым, Б.Б.Говорковым, И.М.Граменицким, А.И.Лебедевым, А.В.Самойловым, Ю.М.Сапуновым, А.М.Фроловым, В.А.Царевым, М.Д.Шафрановым).

Cumulative Meson Production in Interactions of Relativistic Deutrons with Nuclei. — In: Intern. Conf. on High Energy Physics, 16-th, Batavia, 1972: Proceed. — Batavia, 1972, v.1, p.277–278.

## 1973

Кумулятивное мезообразование. — В кн.: Школа молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми. 1972: Лекции и доклады. — Дубна, 1973, с.374–388. — Библиогр.: 12. — (ОИЯИ Р2-6867). — (Совместно с С.Б.Герасимовым, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, А.Д.Кирилловым и др.).

То же: ЯФ, 1973, т.18, вып.1, с.79–85.

Множественные процессы при столкновении релятивистских ядер. — В кн.: Международный семинар по глубоконеупругим и множественным процессам при высоких энергиях. Дубна, 1973: Обзорные доклады. — Дубна, 1973, с.463–471. — Библиогр.: 9. — (ОИЯИ Д1,2-7411).



О возможности измерения электромагнитных формфакторов  $F_{\pi}(m^2)$  и  $F_1^{\nu}(m^2)$  в реакциях типа  $\pi^- + p \rightarrow e^+ e^- + n$ . — Дубна, 1973. — 21с. — Библиогр.: 10. — (ОИЯИ P2-7096). — (Совместно с В.А.Судеймановым).

Перспективы исследований по релятивистской ядерной физике в ЛВЭ ОИЯИ. (Соображения по развитию ускорительного комплекса). — Дубна, 1973. — 57 с. — (ОИЯИ 9-7148). — (Совместно с В.П.Алексеевым, Ю.Д.Безногих, А.А.Васильевым, М.А.Воеводиным, Е.И.Дьячковым и др.).

1974

О проблеме значимости в физике. — Вопр. философии, 1974, № 10, с.75–79. — Библиогр.: 6.

О развитии ускорительного комплекса в ЛВЭ ОИЯИ и исследованиях по релятивистской ядерной физике. — В кн.: Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. Проблематика исследований и методика эксперимента. — Дубна, 1974, с.7–16. — Библиогр.: 1. — (ОИЯИ 8309).

Об осуществлении ускорения ионов лазерной плазмы на форинжекторе линейного ускорителя синхрофазотрона ОИЯИ. — ЖЭТФ, Письма, 1974, т.19, вып.1, с.19–23. — Библиогр.: 13. — (Совместно с О.Б.Ананьиним, Ю.Д.Безногих, Ю.А.Быковским, Л.П.Зиновьевым, Ю.П.Козыревым, В.А.Мончинским, И.Н.Семенюшкиным).

Установка для исследования кумулятивного мезонообразования. — Дубна, 1974. — 12с. с ил. — Библиогр.: 11. — (ОИЯИ 1-8028). — (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, А.Д.Кирилловым, В.И.Котовым и др.).

Экспериментальные исследования кумулятивного мезонообразования. — ЯФ, 1974, т.20, вып.6, с.1201–1213. — Библиогр.: 10. — (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко и др.).

Экспериментальные исследования кумулятивного мезонообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами. — Дубна, 1974. — 14 с. — Библиогр.: 8. — (ОИЯИ 1-8249). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, Н.С.Мороз, Ю.П.Яковлевым).

An Experimental Investigation of Cumulative Meson Production. — Dubna, 1974. — 27 p. with ill. — Bibliogr.: 10. — (JINR E1-8054). — (In Collaboration with N.Ghiordanesku, L.K.Ivanova, N.S.Moroz, A.A.Povtorejko, V.B.Radomanov et al.).

То же: ЯФ, 1974, т.20, вып. 6, с.1201–213.

1975

Закономерности масштабнo-инвариантного взаимодействия релятивистских ядер. — Дубна, 1975. — 9 с. с ил. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ 1-8858). — (Совместно с В.К.Бондаревым, В.Н.Зубаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко и др.).

То же: В кн.: Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий, 6-й. Дубна, 1975: Обзорные доклады. — Дубна, 1975, с.176–194. — Библиогр.: 9. — (ОИЯИ Д1,2-9224).

Исследования с релятивистскими ядрами. (Конспекты лекций). — М., 1975. — 44 с. с черт. — (М-во высш. и сред. спец. образования СССР. Моск. инж.-физ. ин-т. Сер.: Некоторые вопросы экспериментальных исследований в области физики высоких энергий). — Список лит.: с.32–33.

Некоторые закономерности столкновений релятивистских ядер. — ДАН СССР, 1975, т.222, № 5, с.1064–1067. — Библиогр.: 8.

Нуклотрон — ускорительный комплекс релятивистских ядер в ЛВЭ ОИЯИ. — В кн.: Всесоюзн. совещание по ускорителям заряженных частиц, 4-е. Москва, 1974: Труды. — М.: Наука, 1975, т.2, с.4–8. — Библиогр.: 6. — (Совместно с Б.В.Василишиным, Е.И.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Облучение установки СКМ-200 в пучке  $\alpha$ -частиц с импульсом 17 ГэВ/с и результаты предварительного анализа  ${}^{\alpha}\text{Li}-{}^{\alpha}\text{Ne}$ -взаимодействий. — Дубна, 1975. — 17 с. — Библиогр.: 10. — (ОИЯИ 1-9280).

Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами. — ЯФ, 1975, т.21, вып.5, с.1008–1014. — Библиогр.: 8. — (Совместно с Н.Гиордэнеску, В.Н.Зубаревым, Л.К.Ивановой, Н.С.Мороз, А.А.Повторейко и др.).

Backward Meson Production in the  $p(d)$ -Nucleus Collision or the Experimental Investigation of Cumulative Meson Production on Nuclei by Protons and Deuterons. — In: Topical Meeting on High Energy Collisions Involving Nuclei. Trieste. 1974: Proceedings. — Bologna, 1975, p.171–182. — Bibliogr.: 10. — (In Collaboration with N.Ghiordanescu, V.S.Stavinsky).

Heavy Ion Interactions at High Energies. — Dubna, 1975. — 32 p. — Bibliogr.: 20. — (JINR E2-9738). — In: High Energy Physics and Nuclear Structure — 1975. Santa Fe – Los Alamos, 1975: Proceed. — New York: AIP, 1975, p.621–641.

Research Programme with Relativistic Nuclei. — In: Proceed. of the 1975 JINR–CERN School of Physics. Alushta. 1975. — Dubna, 1975, p.356–376. — Bibliogr.: 20. — (JINR E2-9086).

## 1976

Поиск новых резонансов на установке «Фотон». Проект эксперимента на ускорителе в Серпухове. — Дубна, 1976. — 20 с. — Библиогр.: 14. — (ОИЯИ 1-9508). — (Сотрудничество: Дубна – Москва – Бухарест – Прага – Варшава – Лодзь).

Промежуточный кольцевой ускоритель инжекционного комплекса ЛВЭ. (Основные задачи и выбор структуры). — Дубна, 1976. — 18 с. с ил. — Библиогр.: 8. — (ОИЯИ Р9-9702). — (Совместно с В.П.Беловым, Б.В.Василишиным, Г.М.Дерюгиным, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Стенд для исследования импульсных сверхпроводящих магнитов. Испытания на нем дипольного магнита СПД-2. — В кн.: Всесоюз.совещание по ускорителям заряженных частиц, 5-е. Дубна, 1976: Аннотац. докл. — М.: Наука, 1976, с.64–65. — (Совместно с А.А.Васильевым, Е.Д.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Э.В.Комогооровым, И.Ф.Колпаковым и др.).

Физика релятивистских ядер. — Природа, 1976, № 10, с.46–58. — Библиогр.: 14.

## 1977

Изучение множественности вторичных частиц во взаимодействиях протонов и альфа-частиц с вольфрамом ( $A=184$ ) в интервале импульсов (2–5) ГэВ/нукл. — Дубна, 1977. — 14 с. — Библиогр.: 4. — (ОИЯИ Р1-10779).

Кумуляция легких ядер. — Дубна, 1977. — 14 с. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ Р1-11168). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Л.Б.Головановым, В.Л.Мазарским, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз и др.).

Об осуществлении ускорения ядер углерода, полученных в лазерном инжекторе, на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований. — Квантовая электроника, 1977, т.4, № 7, с.1547–1549. — Библиогр.: 12. — (Совместно с О.Б.Ананьиним, Ю.Б.Безногих, Ю.А.Быковским, А.И.Говоровым, Л.П.Зиновьевым и др.).

Одночастичные распределения с большими передачами импульса в  $dp$ -столкновениях при импульсе падающих дейтронов 3,3 ГэВ/с. — Дубна, 1977. — 15 с. — Библиогр.: 18. — (ОИЯИ Р1-10719). — (Совместно с Б.С.Аладашвили, В.В.Глаголевым, А.Н.Горбуновым, Л.И.Журавлевой, П.Зелински и др.).

Синхрофазотрон ОИЯИ и его развитие. — Физика плазмы, 1977, т.3, вып. 3, с.439–441. — Библиогр.: 5. — (Совместно с И.Н.Семенюшкиным).



Синхрофазотрону ЛВЭ ОИЯИ. — 20 лет. — Ат. энергия, 1977, т.43, вып.6, с.492–494. — Библиогр.: 6. — (Совместно с И.Н.Семенюшкиным).

Стенд для исследования импульсных сверхпроводящих магнитов. Испытания на нем дипольного магнита СПД-2. — В кн.: Всесоюз. совещание по ускорителям заряженных частиц, 5-е. Дубна, 1976: Труды. — М.: Наука, 1977, т.2, с.63–66. — Библиогр.: 3. — (Совместно с А.А.Васильевым, Е.И.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Э.В.Комогоровым, И.Ф.Колпаковым и др.).

Ускорение легких ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. — В кн.: Межд. конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, 10-я. Протвино, 1977: Труды. — Серпухов, 1977, т.1, с.367–375. — Библиогр.: 6. — (Совместно с Ю.Д.Безногих, В.И.Волковым, Е.Д.Донцом, В.А.Мончинским, А.И.Пикиным, И.Н.Семенюшкиным, Е.А.Силаевым).

Физика релятивистских ядер. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.429–477. — Библиогр.: 82.

Установка с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле — СКМ-200. — Дубна, 1977. — 18 с. — Библиогр.: 26. — (ОИЯИ 13-10692). — (Совместно с А.У.Абдурахимовым, М.Х.Аникиной, С.Г.Басиладзе, Г.Л.Варденгой, В.Д.Володиным и др.).

Angular and Energy Dependence of Cumulative Particle Production Cross Sections. — In: European Conference on Particle Physics. Budapest, 1977: Abstracts. — Budapest, 1977, p.37. — (In Collaboration with A.N.Khrenov, A.N.Manyatovsky, N.S.Moroz, Ya.A.Panebratsev, A.A.Povtorejko, S.V.Rikhvitsky).

Experimental Indication of the Existence of a Narrow State in the  $\Lambda\pi^+\pi$  System at 2082 GeV/c<sup>2</sup>. — In: European Conference on Particle Physics. Budapest, 1977: Abstracts. — Budapest, 1977, p.22. — (In Collaboration with K.L.Albrecht, A.N.Aleev, V.A.Arefiev, V.P.Balandin, V.K.Birulev et al.).

Relativistic Nuclear Physics. — In: Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, 7th. Zurich, 1977: Abstract. — Villigen, Switzerland, 1977, p.179.

## 1978

Введение. — В кн.: Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, 5-й. Дубна, 1978: Труды. — Дубна, 1978, с.7–12. — (ОИЯИ Д1,2-12036).

Девяностоканальный черенковский масс-спектрометр электронов и гамма-квантов высоких энергий. (Установка «ФОТОН»). — Дубна, 1978. — 26 с. — Библиогр.: 26. — (ОИЯИ 1-11482). — (Совместно с В.В.Архиповым, Р.Г.Аствацатуровым, В.В.Бакаевым, С.Г.Басиладзе и др.).

Изучение множественности вторичных частиц во взаимодействиях протонов и альфа-частиц с вольфрамом ( $A=184$ ) в интервале импульсов 2–5 ГэВ/нуклон. — ЯФ, 1978, т.27, вып. 4, с.1020–1026. — Библиогр.: 4. — (Сотрудничество: Алма-Ата – Будапешт – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Краков – Москва – Прага – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор).

Множественность вторичных частиц и число взаимодействующих нуклонов в столкновениях  $p, d, He$  и  $C$  с ядрами тантала при импульсе  $p_0=4,2$  ГэВ/нуклон. — ЯФ, 1978, т.28, вып.5, с.1304–1309. — Библиогр.: 11. — (Сотрудничество: Алма-Ата – Будапешт – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Краков – Москва – Прага – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор).

Некоторые характеристики импульсных сверхпроводящих магнитов типа «оконная рама» для создания полей до 2,5 Тл. — Дубна, 1978. — 15 с. — Библиогр.:11. — (ОИЯИ Р8-11700). — (Совместно с С.А.Аверичевым, В.Г.Аксеновым, Е.И.Дьячковым, А.Г.Зельдовичем, Ю.В.Куликовым и др.).

Одночастичные распределения с большими передачами импульса в  $dp$ -столкновениях при импульсе падающих дейтронов 3,3 ГэВ/с. — ЯФ, 1978, т.27, вып.3, с.704-709. — Библиогр.: 18. —



(Совместно с Б.С.Аладашвили, В.В.Глаголевым, А.Н.Горбуновым, Л.И.Журавлевой, П.Зелински и др.).

Предельная фрагментация ядер. (Кумулятивный эффект). — В кн.: Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий, 5-й. Дубна, 1978: Труды. — Дубна, 1978, с.261–273. — Библиогр.: 15. — (ОИЯИ Д1,2-12036). — (Совместно с В.С.Ставинским).

Ускоритель тяжелых ионов на энергии сотни МэВ/нуклон. — В кн.: Всесоюзн.совещание по ускорителям заряженных частиц, 5-е. Дубна, 1976: Труды. — М.: Наука, 1978, т.1, с.88–91. — Библиогр.: 2. — (Совместно с Н.И.Вениковым, В.М.Галицким, Б.М.Гутнером, В.Б.Залманзоном, В.И.Манько и др.).

Ускорительный комплекс тяжелых ионов. — Дубна, 1978. — 230 с. — Библиогр.: в конце глав. — (ОИЯИ 9-11796). — (Совместно с Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишиным, Ю.Н.Денисовым, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Установка для исследования кумулятивного рождения частиц (ДИСК). — Дубна, 1978. — 20 с. — Библиогр.: 19. — (ОИЯИ 1-11317). — (Совместно с Т.В.Аверичевой, С.Г.Басиладзе, В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, Л.Б.Головановым и др.).

Установка с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле — СКМ-200. — ПТЭ, 1978, № 5, с.53–58. — Библиогр.: 12. — (Совместно с А.У.Абдурахимовым, М.Х.Аникиной, С.Г.Басиладзе, Г.Л.Варденгой, В.Д.Володиным и др.).

Энергетические спектры и А-зависимости кумулятивного рождения барионных систем. — Дубна, 1978. — 19 с. — Библиогр.: 10. — (ОИЯИ Р1-11302). — (Совместно с В.К.Бондаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым, А.А.Повторейко и др.).

Multibaryon Interactions at Relativistic Energies. — Dubna. 1978. — 28 p. — Bibliogr.: 61. — (JINR E1-12031).

Relativistic Nuclear Physics. — Dubna, 1978. — 29 p. — Bibliogr.: 27. — (JINR E1-11368).

Secondary Particle Multiplicity and the Number of Interacting Nucleons in the Collisions of p, d, He and C with Tantalum Nuclei at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Dubna, 1978. — 12 p. — Bibliogr.: 11. — (JINR E1-11517). (Alma-Ata – Budapest – Bukharest – Cracow – Dubna – Moscow – Prague – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

Universality of Vector Interactions and the Cumulative Production of Vector Mesons. — Dubna. 1978. — 12 p. — Bibliogr.: 13. — (JINR E2-11804). — (In Collaboration with S.B.Gerasimov).

## 1979

Девяностоканальный черенковский масс-спектрометр электронов и гамма-квантов высоких энергий. (Установка «Фотон»). — ПТЭ, 1979, № 4, с.57–67. — Библиогр.: 26. — (Совместно с С.А.Аверичевым, В.В.Архиповым, Р.Г.Аствацатуровым, В.В.Бакаевым, С.Г.Басиладзе и др.).

Дифференциальные упругие протон-протонные, нуклон-дейтронные и дейтрон-дейтронные рассеяния при больших переданных импульсах. — Дубна, 1979. — 11 с. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ 1-12397). — (Совместно с В.К.Бондаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым, А.А.Повторейко и др.).

Множественность вторичных отрицательных частиц в ядро-ядерных столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1979. — 17 с. — Библиогр.: 9. — (ОИЯИ Р1-12281). — (Сотрудничество: Алма-Ата – Баку – Будапешт – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Краков – Москва – Прага – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор).

То же: ЯФ, 1979, т.30, вып.6, с.1590–1597.

Проблемы описания кумулятивного эффекта в релятивистской ядерной физике. — В кн.: Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики: Межд. симпозиум, 23–27 авг. 1979, Дубна. — Дубна, 1979, с.215–227. — Библиогр.: 18. — (ОИЯИ Д-12831).

Ускорительный комплекс тяжелых ионов. — В кн.: Всесоюзн. совещание по ускорителям заряженных частиц, 6-е. Дубна, 1978: Труды. — Дубна, 1979, т.2, с.347–351. — Библиогр.: 5. — (Совместно с Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишиным, Ю.Н.Денисовым, Л.П.Зиновьевым, И.Б.Иссинским и др.).

Экспериментальные исследования предельной фрагментации ядер при больших порядках кумулятивности. — Дубна, 1979. — 12 с. — Библиогр.: 18. — (ОИЯИ 1-12396). — (Совместно с В.Л.Бондаревым, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым, А.А.Повторейко и др.).

Heavy Ion Accelerator Facility. — In: Particle Accelerator Conference Accelerator Engineering and Technology. San Francisco, 1979: Proceedings. — IEEE Trans.Nucl. Sci., 1979, v.NS-26, No.3, pt.2, p.4294–4295. — Bibliogr.: 8. — (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, V.I.Chernikov, E.V.Chernykh, Yu.N.Denicov, I.B.Issinsky et al.).

Interaction Cross Sections and Negative Pion Multiplicities in Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Dubna, 1979. — 22 p. — Bibliogr.: 18. — (JINR E1-12548). — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bukharest – Budapest – Cracow – Dubna – Moscow – Prague – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

Multibaryon Interactions at Relativistic Energies. — In: Intern. Conf. on High Energy Physics, 19th, Tokyo, 1978: Proceedings. — Tokyo, 1979, p.455–464. — Bibliogr.: 61.

## 1980

Анализ поведения сечений и множественности  $\pi^-$ -мезонов при взаимодействии релятивистских ядер  $p$ ,  $d$ , He, C с ядрами углерода и тантала. — Дубна, 1980. — 17 с. — Библиогр.: 34. — (ОИЯИ P1-80-473). — (Сотрудничество: Алма-Ата – Баку – Белград – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Краков – Москва – Прага – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор).

Наблюдение корреляций между множественностями  $\pi^-$ -мезонов и протонов в неупругих взаимодействиях  $p$ ,  $d$ , He и C с ядрами тантала в интервале импульсов (2–10) ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1980. — 12 с. — Библиогр.: 12. — (ОИЯИ P1-80-168). — (Совместно с Н.Ангеловым, А.И.Аношиным, Д.Армутлийским, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром и др.).

То же: ЯФ, 1980, т.32, вып.6, с.1582–1588.

Экспериментальные данные по кумулятивному рождению положительных и отрицательных каонов в  $p$ -Pb-взаимодействиях. — Дубна, 1980. — 4 с. — Библиогр.: 11. — (ОИЯИ 1-80-488). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Н.Манятовским, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).

The Description of Inclusive Characteristics in pp Interactions at 22.4 GeV/c in Terms of the Quark-Parton Model. — Z.Phys.C: Part. & Fields, 1980, v.5, No.1, p.17–26. — Bibliogr.: 37. — (In Collaboration with B.V.Batyunya, I.V.Boguslavsky, I.M.Gramenitsky, R.Lednicky, S.V.Levonian et al.).

Interaction Cross Sections and Negative Pion Multiplicities in Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Z.Phys.C. Part. & Fields, 1980, v.5, No.1, p.1–8. — Bibliogr.: 16. — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Budapest – Cracow – Dubna – Moscow – Prague – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

Multibaryon Interactions at Relativistic Energies. — Progr. Part. & Nucl.Phys., v.4. — Heavy Ion Interactions at High Energies: Proceed. Intern.School Nucl. Phys. Erice, 1979. — Oxford et al., 1980, p.95–132. — Bibliogr.: 59.

The Quark-Parton Structure Functions of Nuclei. — Dubna, 1980. — 9 p. — Bibliogr.: 14. — (JINR E1-80-545).

Relativistic Nuclear Physics. — Dubna, 1980. — 23 p. — Bibliogr.: 34. — (JINR E1-80-174). — In: Intern. Conf. on Extreme States in Nucl. Systems. Dresden, 1980: Proceedings. — Rossendorf, 1980, v.2, p.1–15. — (ZfK-430).



The Synchrophasotron: an Accelerator of Relativistic Nuclei. — In: Intern. Conf. on High Energy Accelerators, 11th. Geneva, 1980. — Basel et al., 1980, p. 229-231. — Bibliogr.: 5. — (In Collaboration with Yu.D.Beznoghikh, K.V.Chekhlov, E.D.Donets, I.B.Issinsky, A.D.Kirillov et al.).

1981

Анализ поведения сечений и множественности  $\pi^-$ -мезонов при взаимодействии релятивистских ядер  $p, d, He, C$  с ядрами углерода и тантала. — ЯФ, 1981, т.33, вып.4, с.1046–1056. — Библиогр.: 34. — (Сотрудничество: Алма-Ата – Баку – Белград – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Краков – Москва – Прага – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор).

Введение. — В кн.: Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий, 6-й. Дубна, 1981: Труды. — Дубна, 1981, с.6–10. — (ОИЯИ Д1,2-81-728).

Инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^-$ - $^{12}C$  взаимодействиях при  $P_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с в зависимости от их кумулятивного числа и поперечного импульса. Сечения образования кумулятивных струй. — Дубна, 1981. — 7 с. — Библиогр.: 7. — (ОИЯИ P1-81-678). — (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов, образующихся при взаимодействии ядер  $d, ^4He, ^{12}C$  с ядрами тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1981. — 9 с. — Библиогр.: 15. — (ОИЯИ P1-81-176). — Сотрудничество: Баку – Белград – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Москва – Прага – София – Улан-Батор).

Лаборатория высоких энергий. — В кн.: Объединенный институт ядерных исследований. Дубна: 1956–1981. — Дубна: ОИЯИ, 1981, с.28–49.

Релятивистская ядерная физика. — Вестник АН СССР, 1981, № 8, с.85–94.

То же: В кн.: Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий, 14-я. Дубна, 1980. — Дубна, 1981, с.296–318. — Библиогр.: 20. — (ОИЯИ Д2-81-158).

Свойства  $\pi^-$ - $^{12}C$ -взаимодействий в зависимости от кумулятивного числа  $\pi^-$ -мезонов, испущенных в заднюю полусферу лабораторной системы координат. — Дубна, 1981. — 9 с. — Библиогр.: 6. — (ОИЯИ 1-81-214). — (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Сечения взаимодействий вторичных многозарядных фрагментов релятивистского ядра углерода с пропаном. — Дубна, 1981. — 9 с. — Библиогр.: 6. — (ОИЯИ P1-81-79). — (Совместно с Г.Р.Агакишиевым, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Бартке, Е.Богдановичем и др.).

Физика релятивистских ядер. — В кн.: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза. — М.: Наука, 1981, с.110–124.

Экспериментальные методы и аппаратура для медико-биологических исследований, разработанные в ЛВЭ ОИЯИ. — Дубна, 1981. — 10 с. — Библиогр.: 10. — (ОИЯИ 18-81-48). — (Совместно с Ю.В.Заневским, В.Д.Пешехоновым, И.Н.Семенюшкиным).

Experimental Check of Cumulative Effect Hypothesis and the Quark-Parton Structure Functions of Nuclei. — In: ICONEPANS-9. Intern. Conf. on High Energy Physics & Nucl. Structure: Abstracts. Versailles, 1981. — Gif-sur-Yvette, 1981, p.526. — (In Collaboration with V.S.Stavinsky).

Inelastic Cross Sections and  $\pi^-$ -Meson Production in Relativistic Nuclear Collisions Induced by  $p, d, ^4He$  and  $^{12}C$  on  $^{12}C$  and  $^{181}Ta$  Target-Nuclei. — Bucharest, 1981. — 17 p. — Bibliogr.: 34. — (He-102-1981). — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Cracow – Dubna – Moscow – Prague – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan).



Observation of  $\pi^-$ -Meson Correlated Emission in C-Ta Interactions at  $P_0 = 4.2$  GeV/c per Nucleon. — Dubna, 1981. — 8 p. — Bibliogr.: 14. — (JINR E1-81-470). — (In Collaboration with N.Akhababian, N.Angelov, Ts.Baatar, J.Bartke, J.Bogdanovicz et al.).

Present-Day Status of the Synchrotron as a Nuclear Accelerator. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v.NS-28, No.3, Pt.1, p.2043–2045. — Bibliogr.: 9. — (In Collaboration with Yu.D.Beznogikh, E.D.Donets, I.B.Issinsky, L.G.Makarov, V.A.Monchinsky et al.).

## 1982

Введение. — В кн.: Совещание по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982: Труды. — Дубна, ОИЯИ, 1982, с.6–11. — (ОИЯИ Д2-82-568).

Изучение корреляций в  $\pi^-$ - $^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $p_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с в кумулятивной области. — ЯФ, 1982, т.36, вып.2, с.409–416. — Библиогр.: 9. — (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $p_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с в функции их кумулятивного числа и поперечного импульса. Сечения образования кумулятивных струй. — ЯФ, 1982, т.36, вып.3, с.685–689. — Библиогр.: 7. — (Совместно с А.И.Аношиным, В.Б.Любимовым, М.И.Соловьевым, М.К.Сулеймановым).

Инклюзивные характеристики многонуклонных  $\text{CC}$ -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1982. — 12 с. — Библиогр.: 7. — (ОИЯИ Р1-82-536). — (Совместно с Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспаряном и др.).

Наблюдение барионов с большими поперечными импульсами во взаимодействиях ядер  $p$ ,  $d$ ,  $\text{He}$  и  $\text{C}$  с ядрами тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1982. — 8 с. — Библиогр.: 14. — (ОИЯИ Р1-82-535). — (Совместно с Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспаряном и др.).

Перспективы исследований взаимодействий мюонов с нуклонами и ядрами в тэвной области энергий. — Дубна, 1982. — 12 с. — (ОИЯИ 1-82-236). — (Совместно с Д.Ю.Бардиным, С.М.Биленьким, А.Г.Володько, Н.Д.Гагунашвили, И.А.Голутвиным и др.).

То же: В кн.: Физические исследования на ускорительно-накопительном комплексе ИФВЭ. Протвино, 1981: Материалы раб. совещ. — Серпухов, 1982, с.143.

Применение новых экспериментальных методов и аппаратуры для исследований в медицине, биологии, промышленности. — В кн.: Совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач, 4-е. Дубна, 1981: Доклады. — Дубна, 1982, с.78–90. — Библиогр.: 30. — (ОИЯИ Р18-82-117). — (Совместно с Ю.В.Заневским, А.Б.Ивановым, Л.Г.Макаровым, Л.Моучкой, Т.Нетушилом и др.).

Релятивистская ядерная физика. — В кн.: Очерки по истории развития ядерной физики в СССР. — Киев: Наук. думка, 1982, с.152–167. — Библиогр.: 19.

Три прототипных периода СП магнитной системы. — Дубна, 1982. — 7 с. — (ОИЯИ Р9-82-383). — (Совместно с И.А.Шелаевым, С.А.Аверичевым, В.Г.Аксеновым, В.С.Алфеевым, З.В.Борисовской и др.).

Ускоритель тяжелых ионов на энергии сотни МэВ/нукл. — В кн.: Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова. Некоторые труды сотрудников ИАЭ. (1947–1981 гг.). — М.: Энергоатомиздат, 1982, т.2, с.343–346.

Установка и основные результаты эксперимента NA-4: глубоконеупругое рассеяние мюонов и исследование многомюонных состояний. — В кн.: Совещание по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982: Труды. — Дубна, 1982, с.47–53. — Библиогр.: 12. — (ОИЯИ Д2-82-568). — (Сотрудничество: Болонья – ЦЕРН – Дубна – Мюнхен – Сакле).

Характеристики  $\gamma$ -квантов, сопровождающих образование многозарядных фрагментов ядра углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1982. — 12 с. — Библиогр.: 24. — (ОИЯИ P1-82-795). — (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, А.П.Гаспаряном и др.).

VI Международный семинар по проблемам физики высоких энергий: мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. — УФН, 1982, т.137, вып.2, с.361–364. — (Совместно с А.В.Ефремовым, Н.П.Зотовым).

Экспериментальные данные по кумулятивному рождению пионов при взаимодействии протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с легкими ядрами. — Дубна, 1982. — 12 с. — Библиогр.: 13. — (ОИЯИ 1-82-28). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, Л.Б.Головановым, В.Л.Мазарским, А.Н.Манятовским и др.).

Characteristics of  $\pi^-$  Production in the Collisions of 4.2 GeV/c/Nucleon  $d$ ,  $\alpha$  and  $^{12}\text{C}$  Beams with Tantalum. — Z.Phys.C: Particle & Fields, 1982, v.12, No.4, p.283–288. — Bibliogr.: 9. — (Dubna – Baku – Belgrade – Bucharest – Cracow – Moscow – Prague – Sofia – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

Correlation Effects in Multiple Particle Production on Nuclei in the Cumulative Region. — Dubna, 1982. — 10 p. — Bibliogr.: 9. — (JINR E1-82-352). — (In Collaboration with A.I.Anoshin, V.B.Lyubimov, M.I.Soloviev, M.K.Suleimanov).

Experimental Data on Inclusive Cross Section for Cumulative Production of Pions, Kaons, Antiprotons and the Quark-Parton Structure Function of Nuclei. — Dubna, 1982. — 28 p. — Bibliogr.: 27. — (JINR E1-82-472). — (In Collaboration with V.K.Bondarev, N.Ghiordanescu, A.N.Khrenov, A.G.Litvinenko, A.N.Manyatovsky et al.).

Particle and Nuclear Scattering at Large Momentum Transfers. — In: CERN–JINR School of Physics. Hanko, Finland, 1981: Proceedings. — Geneva, 1982, p.1–30. — Bibliogr.: 45. — (CERN 82-04).

Peripheral and Central Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Dubna, 1982. — 18 p. — Bibliogr.: 42. — (JINR E1-82-510). — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Dubna – Kishinev – Moscow – Prague – Samarkand – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

## 1983

Введение. — В кн.: Рабочее совещание по программе экспериментов на встречных пучках. — Дубна, 1983, с.3–5. — (ОИЯИ D1-83-541).

Вычисление сечений кумулятивного рождения частиц по экспериментальным данным установки ДИСК-2. — Дубна, 1983. — 16 с. — Библиогр.: 7. — (ОИЯИ P1-83-433). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).

Изучение образования струй адронов в кумулятивных  $\pi^-$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. — Дубна, 1983. — 16 с. — Библиогр.: 22. — (ОИЯИ P1-83-483). — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Импульсный сверхпроводящий дипольный магнит для Нуклотрона. — Дубна, 1983. — 6 с. — Библиогр.: 8. — (ОИЯИ 9-83-625). — (Совместно с А.А.Смирновым, А.А.Васильевым, М.А.Воеводиным, А.М.Донягиным, Е.И.Дьячковым и др.).

Инклюзивные характеристики многонуклонных  $\text{CC}$ -взаимодействий при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — ЯФ, 1983, т.38, вып.1, с.152–161. — Библиогр.:7. — (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Балеа, и др.).

Кумулятивное рождение ядер трития,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ . — Дубна, 1983. — 20 с. — Библиогр.: 11. — (ОИЯИ P1-83-431). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).



- Моделирование эффективности спектрометра ДИСК-2 методом Монте-Карло. — Дубна, 1983. — 20 с. — Библиогр.: 10. — (ОИЯИ P1-83-434). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).
- Наблюдение барионов с большими поперечными импульсами во взаимодействиях ядер  $p$ ,  $d$ ,  $He$  и  $C$  с ядрами  $Ta$  при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — ЯФ, 1983, т. 37, вып. 4, с.938-943. — Библиогр.: 14. — (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Н.Ахабабяном, Ц.Баатаром, Е.Балеа, О.Балеа и др.).
- Образование  $\gamma$ -квантов и нейтральных странных частиц в  $dTa$ - и  $CTa$ -взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. — ЯФ, 1983, т.37, вып. 5, с.1241-1247. — Библиогр.: 13. — (Сотрудничество: Баку – Белград – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Кишинев – Москва – Прага – София – Тбилиси – Улан-Батор).
- Проектные параметры модельного сверхпроводящего синхротрона ОИЯИ. — Дубна, 1983. — 8 с. — Библиогр.:6. — (ОИЯИ P9-83-582). — (Совместно с И.А.Шелаевым, С.А.Аверичевым, В.Г.Аксеновым, В.С.Алфеевым, В.А.Белушкиным и др.).
- Релятивистская ядерная физика. — В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983: Сб.аннотац. — Дубна, 1983, с.66. — (ОИЯИ D7-83-147).
- Свойства  $pC$ - и  $pTa$ -взаимодействий при  $P_p = 10$  ГэВ/с, сопровождающихся испусканием кумулятивных протонов и  $\pi$ -мезонов. — Дубна, 1983. — 11 с. — Библиогр.: 23. — (ОИЯИ P1-83-327). — (Совместно с Д.Армутлийски, Н.Ахабабяном, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспарьяном и др.).
- Характеристики  $\gamma$ -квантов, сопровождающихся образованием многозарядных фрагментов ядра углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — ЯФ, 1983, т.38, вып.4, с.999-1007. — Библиогр.: 24. — (Совместно с Г.Н.Агакишиевым, Е.Балеа, О.Балеа, В.Болдеа, А.П.Гаспарьяном и др.).
- Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям кумулятивного рождения протонов, дейтронов и трития. — Дубна, 1983. — 24 с. — Библиогр.: 14. — (ОИЯИ P1-83-432). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Н.Гиордэнеску, А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцевым и др.).
- Acceleration of Polarized Deuterons at the Synchrotron from the Source «Polaris». — In: High Energy Spin Physics — 1982. AIP Conf. Brookhaven, 1982: Proceedings. — New York: AIP, 1983, p.445-449. — Bibliogr.: 3. — (In Collaboration with N.G.Anishchenko, Yu.D.Beznogikh, V.P.Ershov, V.V.Fimushkin, V.A.Monchinsky et al.).
- Beams of Highly Charged Ions at the Dubna Synchrotron. — Phys.Scripts, 1983, v.T3, p.43-44. — Bibliogr.: 6. — (In Collaboration with E.D.Donets, I.B.Issinsky, A.D.Kirillov, I.N.Semenyushkin).
- Design Features of a Model Superconducting Synchrotron of JINR. — In: Intern. Conf. on High Energy Accelerators, 12th. Batavia, 1983: Proceed. — Batavia, 1983, p.416-418. — Bibliogr.: 6. — (In Collaboration with I.A.Shelaev, V.G.Aksenov, V.S.Alfeev, S.A.Averichev, V.A.Belushkin et al.).
- Nuclotron Status Report. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, v. NS-30, No.4, Pt.2, p.3247-3249. — Bibliogr.: 8. — (In Collaboration with S.A.Averichev, Yu.D.Beznogikh, A.M.Donyagin, E.I.Djachkov, I.B.Issinsky et al.).
- Peripheral and Central Nucleus-Nucleus Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Z. Phys. C: Part.& Fields, 1983, v.16, No.4, p.307-317. — Bibliogr.: 42. — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Dubna – Kishinev – Moscow – Prague – Samarkand – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).
- The Quark-Parton Structure Functions of Nuclei. — Dubna, 1983. — 8 p. — Bibliogr.: 13. — ( JINR E2-83-415).
- Relativistic Nuclear Physics. — In: Intern. Conference on Nuclear Physics. Florence, 1983: Contribut. Papers. — Bologna, 1983, v.1, p.686. — Bibliogr.: 2.



Изучение образования струй адронов в кумулятивных  $\pi C$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. — ЯФ, 1984, т. 39, вып. 5, с.1215–1227. — Библиогр.: 22. — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Множественности, импульсные и угловые характеристики  $\pi$ -мезонов, образовавшихся во взаимодействиях протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц и углерода с ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1984. — 18 с. — Библиогр.: 25. — (ОИЯИ P1-84-35). — (Сотрудничество: Алма-Ата – Баку – Белград – Бухарест – Варна – Варшава – Дубна – Ереван – Кишинев – Лейпциг – Москва – Прага – Самарканд – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор).  
То же: ЯФ, 1984, т.40, вып. 5, с.1209–1221.

О гетерогенных состояниях в ядерной материи. — В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: VII Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1984: Труды. — Дубна, 1984, с.531–543. — Библиогр.: 28. — (ОИЯИ D1,2-84-599). — (Совместно с Р.Г.Назмитдиновым, А.В.Чижовым, А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Experimental Data on Limiting Fragmentation of Nuclei and the Quark Distribution in Nuclei. — In: Particles and Nuclei. Intern.Conf., 10th. Heidelberg, 1984: Abstracts. — Heidelberg, 1984, v.2, p.J11–J12. — Bibliogr.: 3. — (In Collaboration with V.K.Bondarev, A.I.Khrenov, A.G.Litvinenko, N.S.Moroz, Yu.A.Panebratsev et al.).

Hadron Jets in Cumulative Processes for  $\pi C$  Interactions at  $P = 40$  GeV/c. — Dubna, 1984. — 16 p. — Bibliogr.:33. — (JINR E1-84-317). — (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

Описание множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей. — Краткие сообщ. ОИЯИ, 1984, № 3, с.5–16. — Библиогр.: 14. — (Совместно с Л.А.Диденко).

О распределении кварков в ядрах. — Дубна, 1984. — 7 с. — Библиогр.: 14. — (ОИЯИ 1-84-185). — (Совместно с Ю.А.Панебратцевым, В.С.Ставинским).

То же: В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: VII Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984: Труды. — Дубна, 1984, с.195–201. — Библиогр.: 12. — (ОИЯИ D1,2-84-599). — (Совместно с В.К.Бондаревым, Ю.А.Панебратцевым, М.Пенця, А.Г.Литвиненко, В.С.Ставинским).

То же: ДАН СССР, 1984, т.279, № 6, с.1352–1356.

О существовании адронного и шестикваркового фазовых состояний в ядерной материи. — ДАН СССР, 1984, т.279, № 3, с.602–606. — Библиогр.:12. — (Совместно с Р.Г.Назмитдиновым, А.В.Чижовым, А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Струи адронов в кумулятивных процессах в  $\pi C$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с. — В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: VII Межд. семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1984: Труды. — Дубна, 1984, с.233–240. — Библиогр.: 24. — (ОИЯИ D1,2-84-599). — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Investigation of Correlation Phenomena in Nucleus-Nucleus Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Dubna, 1984. — 24 p. — Bibliogr.: 73. — (JINR E1-84-448). — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Dubna – Kishinev – Leipzig – Moscow – Prague – Samarkand – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

Multiplicity, Momentum and Angular Characteristics of  $\pi^-$  Mesons for  $pC$ ,  $dC$ ,  $\alpha C$  and  $CC$  Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Dubna, 1984. — 17 p. — Bibliogr.: 26. — (JINR E1-84-321). — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Dubna – Kishinev – Leipzig – Moscow – Prague – Samarkand – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).

A Pulsed Superconducting Dipole Magnet for the Nuclotron. — In: Intern. Conf. on Magnet Technology, 8th. Grenoble, 1983. — J. Phys., 1984, v.45, Col. C1, Suppl.1, p.C1-279–C1-282. — Bibliogr.: 8. — (In Collaboration with A.A.Smirnov, A.M.Donyagin, E.I.Dyachkov, I.A.Eliseeva, H.G.Khodzhibagiyan, I.S.Khukhareva, A.D.Kovalenko et al.).

Quarks in Nuclei. — CERN Cour., 1984, v.24, No.1, p. 19–20.

1985

Атомные ядра как кварк-глюонные системы. — В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях: Труды VI семинара. Москва, 10–12 дек. 1984. — М.: ИЯИ АН СССР, 1985, с.5–13. — Библиогр.:9.

То же: Доклад на научной сессии отделения общей физики и астрономии и отделения ядерной физики АН СССР, 24–25 апр., 1985.

То же: УФН, 1985, т.147, вып.2, с.424–426.

Исследование множественного кумулятивного рождения частиц в 4 $\pi$ -геометрии. Проект «Сфера». — Дубна, 1985. — 15 с. — Библиогр.: 9 — (ОИЯИ P1-85-512). — (Совместно с С.А.Аверичевым, Г.С.Аверичевым, Н.Г.Анищенко, В.Д.Бартевым, Ю.Т.Борзуновым и др.).

Кварковая материя как статистическая система. — Дубна, 1985. — 13 с. — Библиогр.: 70. — (ОИЯИ P2-85-307). — (Совместно с А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Криогенная система сверхпроводящего синхротрона СПИН. — Дубна, 1985. — 4 с. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ P9-85-593). — (Совместно с И.А.Шелаевым, В.С.Алфеевым, Н.Н.Агаповым, В.А.Белушкиным, Л.Г.Ефимовым и др.).

Принцип ослабления корреляций в кварковой физике. — В кн.: Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и ИФВЭ: науч.докл. 22-й сессии секции Ученого совета ОИЯИ по теор.физике (30 мая 1985 г.). — Дубна, 1985, с.52–67. — Библиогр.: 18. — (ОИЯИ P2-85-609).

Релятивистски-инвариантный анализ корреляционных явлений в процессах множественного рождения. — Краткие сообщ. ОИЯИ, 1985, № 8, с.5–17. — Библиогр.: 13. — (Совместно с Л.А.Диденко).

Статистические методы описания кварковых степеней свободы. — Дубна, 1985. — 11 с. — Библиогр.: 32. — (ОИЯИ P2-85-830). — (Совместно с А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Четырехмерные струи адронов — универсальные характеристики множественного рождения частиц. — Дубна, 1985. — 15 с. — Библиогр.: 15. — (ОИЯИ P1-85-820). — (Совместно с Б.В.Батюной, И.М.Граменицким, В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

A-Dependence of the Cross Sections for Cumulative Processes. — In: Nucleus-Nucleus Collisions II: Proceed. Intern. Conf. Visby, Sweden, 1985: Contribut. Papers. — Lund, 1985, v.1, p.73–74. — Bibliogr.:4. — (In Collaboration with V.K.Bondarev, A.N.Khrenov, A.G.Litvinenko, N.S.Moroz, A.A.Mozelev et al.).

Experimental Studies of Quark Distribution in Nuclei. — Ibid — p.75–76. — Bibliogr.: 7. — (In Collaboration with V.K.Bondarev, A.N.Khrenov, A.G.Litvinenko, N.S.Moroz, Yu.A.Panebratsev et al.).

Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production. — Dubna, 1985. — 8 p. — Bibliogr.: 11. — (JINR E1-85-675). — (In Collaboration with B.V.Batiunja, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

Multiplicity, Momentum and Angular Characteristics of  $\pi^-$  Mesons for  $pC$ ,  $dC$ ,  $\alpha C$  and  $CC$  Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon. — Z. Phys.C: Part. & Fields, 1985, v.27, No.2, p.177–185. — Bibliogr.: 26. — (Alma-Ata – Baku – Belgrade – Bucharest – Dubna – Kishinev – Leipzig – Moscow – Prague – Samarkand – Sofia – Tashkent – Tbilisi – Ulan-Bator – Varna – Warsaw – Yerevan Collaboration).



Nuclear Reactions with Large Momentum Transfers as a Source of Information about Multi-quark States in Nuclei. — In: Particles and Nuclei: Proceed. 10th Intern. Conf. Particles and Nuclei. Heidelberg, July 30 — August 3, 1984. — Amsterdam et al.: North-Holland, 1985, p.695c–704c. — Bibliogr.: 12. — (Nucl. Phys., 1985, v.A434).

Study of the Nuclei as Quark-Gluon Systems in Relativistic Nuclear Collisions. — In: Nucleus-Nucleus Collisions II: Proceed. Second Intern. Conf. Nucleus-Nucleus Collisions. Visby, Sweden, June 10–14, 1985. — Amsterdam et al.: North-Holland, 1985, p.203c–214c. — Bibliogr.: 18. — (Nucl. Phys., 1985, v.A447).

Universality of Hadron Jets in Soft and Hard Particle Interactions at High Energies. — Dubna, 1985. — 26 p. — (JINR E1-85-415). — Bibliogr.: 43. — (Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

## 1986

Атомные ядра как кварк-глюонные системы. — Вестник АН СССР, 1986, № 9, с.3–13. — Библиогр.: 4.

Изучение  $pC$ -взаимодействий при  $P_p = 10$  ГэВ/с с испусканием кумулятивных пионов, протонов и дейтронов. — В кн.: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика: Труды VIII Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна 19–24 июня 1986: Тезисы докл. — Дубна, 1986, т.1, с.86. — (ОИЯИ Д1,2-86-279). — (Совместно с Д.Армутлийски, Е.Бартке, Е.Богдановичем, А.П.Гаспаряном, В.Г.Гришиным и др.).

Кварковая материя как статистическая система. — В кн.: Физика многочастичных систем. Респ. межвед. сб. научн. тр. — Киев: Наукова думка, 1986, вып.10, с.10–18. — Библиогр.: 70. — (Совместно с А.С.Шумовским, В.И.Юкаловым).

Описание множественных процессов на основе триангуляции в пространстве скоростей. — Краткие сообщ. ОИЯИ, 1986, № 17, с.19-26. — Библиогр.: 7. — (Совместно с А.А.Балдиным).

Релятивистская ядерная физика. — В кн.: Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике. — М.: Энергоатомиздат, 1986, с.138–157. — Библиогр.: 18. — (Совместно с В.С.Ставиным).

Четырехмерные струи адронов — универсальные характеристики множественного рождения частиц. — ЯФ, 1986, т.44, вып.5, с.1209–1218. — Библиогр.: 14. — (Совместно с Б.В.Батюней, И.М.Граменицким, В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production. — JINR Rapid Commun., 1986, No.16, p.24–32. — Bibliogr.: 11. — (In Collaboration with B.V.Batiunja, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

Introductory Talk. — Proc. of the Seminar of Cherenkov Detectors and their Applications in Science and Technology. Moscow, July 1984. — Nucl. Instr. & Meth. Phys. Res., 1986, v.A248, No.1, p.ix — xi.

Universality of Hadron Jet Properties in the Relative Four-Velocity Space. — In: Proc. of the VIII Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, 19–24, June 1986. — Dubna, 1986, v.1; Contributions, p.45–47. — Bibliogr.: 4. — (JINR D1,2-86 -279) — (In Collaboration with B.V.Batyunya, L.A.Didenko, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli).

## 1987

Асимптотические свойства адронной материи в пространстве четырехмерных относительных скоростей.: Лекции для молодых ученых. — Дубна, 1987, вып.43. — Библиогр.: 51. — (ОИЯИ P1-87-912). — (Совместно с Л.А.Диденко).



Атомные ядра как кварк-глюонные системы. — В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 23-30 сент. 1986. — Дубна: ОИЯИ, 1987, с.25–32. — Библиогр.: 4. — (ОИЯИ Д7-87-68).

Кластеризация в пространстве четырехмерных относительных скоростей и инвариантные распределения адронных струй. — Дубна, 1987. — 19 с. — Библиогр.:8. — (ОИЯИ Р1-87-552). — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Универсальность свойств четырехмерных барионных кластеров в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в интервале энергий 4–40 ГэВ. — Краткие сообщ. ОИЯИ, 1987, № 4, с.5–21. — Библиогр.:21. — (Совместно с Д.Д.Армутлийски, В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Four-Dimensional Jets as Universal Characteristics of Multiple Particle Production in Soft and Hard Interactions. — In: Proc. of the VIII Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, June 19–24, 1986. — Dubna: JINR, 1987, v.1, p.302–317. — Bibliogr.: 17. — (JINR D1,2-86-668). — (In Collaboration with B.V.Batyunya, L.A.Didenko, I.M.Gramenitsky, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov et al.).

Hadron JETS in Deep-Inelastic  $\pi-N$  Interactions and Universality of the Jet Properties in Relative Four-Velocity Space. — JINR Rapid Comm., 1987, No.1, p.17–25. — Bibliogr.: 6. — (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, G.M.Maneva, Z.V.Metreveli).

On the Existence of the First Intermediate Asymptotics in Relativistic Nuclear Collisions. — JINR Rapid. Comm., 1987, No. 2, p.4–11. — Bibliogr.:7. — (In Collaboration with A.O.Kechechyan, B.A.Shahbazian).

Quark Distributions in Nuclei. (Hadronic Interaction). — In: Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics: Proceed. Uppsala, Sweden, June 25–July 1, 1987. — Uppsala, 1987, v.1, p. 463. — Bibliogr.: 5. — (In Collaboration with Yu.A.Panebratsev, V.S.Stavinsky).

Universal Four-Dimensional Hadron Jets and the Observability of Colour Charges. — Dubna, 1987, p.157. — Bibliogr.: 17. — (JINR E1-87-142). — (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli et al.).

Universality of Hadron Jets in Soft and Hard Particle Interactions at High Energies. — Z. Phys. C., 1987, v. 33, No 3, p.363–375. — Bibliogr.: 42. — (In Collaboration with L.A.Didenko, V.G.Grishin, A.A.Kuznetsov, Z.V.Metreveli et al.)

## 1988

Автомодельные свойства барионных кластеров во взаимодействиях  $p-d$ , He-, C- и  $\pi$ -частиц с ядрами углерода в интервале импульсов 4–40 ГэВ/с на нуклон. — Дубна, 1988. — 18 с. — Библиогр.: 12. — (ОИЯИ Р1-88-331). — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым).

Атомные ядра как кварк-глюонные системы. — На передовых рубежах физики микромира. (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика». № 10). — Москва: Знание, 1988, с.18–29.

Кластеризация в пространстве четырехмерных относительных скоростей и инвариантные распределения адронных струй. — ЯФ, 1988, т.48, вып. 4, с.995–1004. — Библиогр.: 9. — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым, З.В.Метревели).

Automodelity Properties of Multiple Particle Processes in Hadron-Hadron, Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Interactions within an Interval of 4–205 GeV/c. — В кн.: Труды IX Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1988. — Дубна, т.1, p.286–299. — Библиогр.: 21. — (ОИЯИ Д1,2-88-652) — (In Collaboration with V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov).

То же: В кн.: Труды IX Межд. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1988: Тезисы докл. — Дубна, 1988, т.1, с.28–30. — Библиогр.: 5. — (ОИЯИ Д 1,2-88-652).

То же: — Intern. Conf. on Clustering Aspects in Nuclear and Subnuclear Systems, 5th. Kyoto, Japan, July 1988. Contributed Papers, p. 268–269.

То же: Third Intern. Conf. on Nucleus Nucleus Collisions: Contributed Papers. Saint-Malo, France, June, 1988. — Caen: Ganil, 1988, p.209–210.

#### 1989

Автомодельные свойства барионных кластеров во взаимодействиях  $p$ ,  $d$ , He, C и  $\alpha$ -частиц с ядрами углерода в интервале импульсов 4–40 ГэВ/с на нуклон. — ЯФ, 1989, т.49, вып.4, с.1034–1045. — Библиогр.: 12. — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым).

Перспективы развития ускорительного комплекса ЛВЭ. — Предложения по программе Лаборатории высоких энергий в 1991–1995 гг.: Сб.аннотаций проектов. — Дубна: ОИЯИ, 1989, с.210–215. — Библиогр.: 10. — (Совместно с А.Д.Коваленко, Л.Г.Макаровым, И.А.Шелаевым).

#### 1990

Аномалии, наблюдаемые Д.В.Скобельцыным в бета-распаде, и новые резонансы в кварковой электродинамике. — Краткие сообщ.по физике, 1990, № 6, с.42–44. — Библиогр.: 11.

Вступительное слово председателя оргкомитета на Всесоюзном семинаре «Черенковские детекторы и их применение в науке и технике». Июль 1984. — В кн.: Черенковские детекторы и их применение в науке и технике. М.: Наука, 1990, с.6–8.

Исследование возможности образования квазистационарных состояний при столкновении релятивистских ядер. — Дубна, 1990. — 15 с. — Библиогр.: 17. — (ОИЯИ P1-90-263). — (Совместно с В.Г.Гришиным, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецовым).

То же: ЯФ, 1990, т.52, вып. 5, с.1427–1436.

Ред.: Черенковские детекторы и их применение в науке и технике. — М.:Наука, 1990.

Anomalies Observed by Skobeltsyn in the Beta Decay and New Resonances in Quantum Electrodynamics. — JINR Rapid Commun., 1990, No.3, p.4–10. — Bibliogr.:13.

Asymptotic Properties of Hadron Matter in Relative Four-Velocity Space. — Fortschr. Phys., 1990, v.38, No.4, p.261–332. — Bibliogr.: 51. — (In Collaboration with L.A.Didenko).

On New Resonances in Quantum Electrodynamics. — Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept., 1990: Abstract. — Dubna: JINR, 1990, p.10. — (JINR DI,2-90-456).

Study of Excited Nuclear Matter in Relativistic Nuclear Collisions. — Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept., 1990: Abstract. — Dubna: JINR, 1990, p.35–36. — (JINR DI,2-90-456). — (In Collaboration with V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov).

#### 1991

Investigation of Excited Nuclear Matter in Relativistic Nuclear Collisions. — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics.: Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept. 1990. — Singapore: World Scientific, 1991, p. 110–116. — Bibliogr.: 9. — (In Collaboration with V.G.Grishin, L.A.Didenko, A.A.Kuznetsov).

On New Resonances in Quantum Electrodynamics. — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics.: Proc.of the Xth Intern.Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept. 1990. — Singapore: World Scientific, 1991, p.15–19. — Bibliogr.: 12.

Ред.: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics: Proc. of the Xth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept. 1990. — Singapore: World Scientific, 1991. — 651 p. — (In Collaboration with V.V.Burov, L.P.Kaptari).



1992

Выступление на Общем собрании Академии наук СССР (9–10 октября 1991) — Вестник АН СССР, 1992, № 1, с.19–20.

Золотой фонд физики высоких энергий. — Вестник РАН, 1992, № 11, с.88–92. — Библиогр.: 10.

Состояние работ по Нуклотрону. — В кн.: 13-е совещание по ускорителям заряженных частиц. Дубна, окт. 1992: Аннот. докладов. — Дубна: ОИЯИ, 1992, с.43. — (ОИЯИ Д9-92-380). — (Совместно с С.А.Аверичевым, Н.Н.Агаповым, В.А.Белушкиным, О.И.Бровко, В.И.Волковым и др.).

Status and Physics Programme at Nuclotron. — Dubna, 1992, p.19. — Bibliogr.: 17. — (JINR E1-92-487).

1993

Выступление на годовичном Общем собрании Российской Академии наук. — Вестник РАН., 1993, т.63, № 7, с.599–600.

Состояние работ по Нуклотрону. — Труды XIII совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, окт., 1992. — Дубна: ОИЯИ, 1993, т.1, с.107–111. — Библиогр.:4. — (ОИЯИ Д9-92-455). — (Совместно с С.А.Аверичевым, Н.Н.Агаповым, В.А.Белушкиным, О.И.Бровко, Б.В.Василишиным и др.).

Addendum to Research Program at STAR. — Dubna: JINR, 1993. — 21 p. — Bibliogr.: 30. — (JINR B1-2-93-231). — (In Collaboration with G.A.Agakishiev, G.S.Averichev, A.E.Dodokhov, A.V.Efremov, N.L.Kochelev et al.).

Cryogenic System of the Nuclotron — a New Superconducting Synchrotron. — Dubna: JINR, 1993, p.8. — Bibliogr.: 11. — (JINR E9-93-273). — (In Collaboration with N.N.Agapov, V.A.Belushkin, E.I.D'yachkov, H.G.Khodzhibagiyani, A.D.Kovalenko et al.).

Experiments on Relativistic Nuclear Physics in Beams of Dubna Synchrotron and Nuclotron. — JINR Rapid Commun., 1993, No.3, p.52–67. — Bibliogr.: 11. — (In Collaboration with A.I.Malakhov).

The First Experiments on Nuclear Reaction Studies at Nuclotron. — JINR Rapid Commun., 1993, No.4, p.13–17. — Bibliogr.: 3. — (In Collaboration with S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.V.Arkipov, A.S.Artyomov, V.K.Bondarev et al.).

The First Run with  $^{32}\text{S}$  Relativistic Nuclei at the LHE Accelerating Facility in Dubna. — JINR Rapid Commun. 1993, No.2, p. 53–55. — Bibliogr.: 2. — (In Collaboration with A.D.Kovalenko N.N.Agapov, V.S.Alfeev, V.A. Belushkin, A.I.Govorov et al.).

Letter of Intent for a Large Ion Collider Experiment. — Geneva: CERN, 1993. — 61 p. — (CERN/LHCC/93-16). — (In Collaboration with N.Antoniou, V.Arefiev, G.Agakishiev, V.Astakhov, B.Batyunya et al.).

Preconceptual Desing of PHENIX experiment for RHIC. — Physics Division Progress Report for Period Ending September 30, 1992. — Oak Ridge, 1993, p.94–97. — (ORNL-6746). — (In Collaboration with J.C.Gregory, Yu.S.Anisimov, S.V.Afanasiev, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov et al.).

1994

Выступление на годовичном Общем собрании Российской Академии наук. — Вестник РАН, 1994, т.64, № 8, с.717–718.

Принцип ослабления корреляции в физике высоких энергий. — Дубна: ОИЯИ, 1994, с.8. — Библиогр.: 16. — (ОИЯИ P2-94-463).



Addendum to Polarization Program at RHIC. — In: Dubna Deuteron-93: Proc. of the Intern. Symposium. Dubna, Russia, Sept., 1993. — Dubna: JINR, 1994, p.354–366. — Bibliogr.: 24. — (JINR E2-94-95). — (In Collaboration with G.Agakishiev, G.S.Averichev, A.E.Dorokhov, A.V.Efremov, N.L.Kochelev et al.).

Cryogenic System of the Nuclotron — a New Superconducting Synchrotron. — In: Advances in Cryogenic Engineering. — New York and London: Plenum Press, 1994, v.39A, p. 501–508. — (In Collaboration with N.N.Agapov, V.A.Belushkin et al.).

An Experimental Run on the New Superconducting Accelerator Nuclotron at 3.8 and 6.2 GeV/c Deuteron Momentum. — JINR Rapid Commun., 1994, No.2, p. 26–32. — Bibliogr.:8. — (In Collaboration with Kh.U.Abraamyan, S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.V.Arkipov, A.S.Artyomov et al.).

Experiments on Relativistic Nuclear Physics in Beams of Dubna Synchrotron and Nuclotron. — Quark Matter'93: Proc. of the Xth Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions. Borlange, Sweden, June, 1993. — Amsterdam: North Holland, 1994, p.61.1c–61.4c. — Bibliogr.: 5. — Nucl. Phys. A, 1994, v.566. — (In Collaboration with A.I.Malakhov).

Perspectives of Research in Relativistic Nuclear Physics for 1995 Laboratory of High Energies (LVE): Reports to the 76th Session of the Scientific Council of JINR. June 7–9, 1994. — Dubna, 1994, p.6. — (JINR 94-196).

Relativistic Nuclear Physics: Correlation Depletion Principle, Intermediate Asymptotics, Similitude. — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics: XII Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept.1994: Abstracts. — Dubna: JINR, 1994, p.42–43. — (JINR E1.2-94-358).

Status and Physics Programme at Nuclotron. — In: Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics: Proceed. XIth Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, Sept. 1992. — Dubna: JINR, 1994, p.672–687. — Bibliogr.:17.

То же: Proc. of the Intern. Europhys. Conf. on High Energy Physics. HEP 93, Marseille, France, Juli, 1993. — Gif-sur-Yvette: Ed. Frontieres, 1994, p. 541–542. — Bibliogr.: 6.

## 1995

Сверхпроводящие мультипольные корректорные магниты для Нуклотрона — Дубна, 1995, с.6. — Библиогр.: 6. — (ОИЯИ P9-95-260). — (Совместно с Н.Н.Агаповым, С.А.Аверичевым, Н.Г.Анищенко, В.Д.Бартеневым, Н.А.Блиновым и др.).

Физика высоких энергий в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН. (Выступление на собрании, посвященном юбилею ФИАН, 26 декабря 1994). — Дубна: ОИЯИ, 1995, с.6. — (ОИЯИ P1-95-199).

Cryogenics of the New Superconducting Accelerator Nuclotron. — The First Year under Operation. Dubna, 1995. — 7 p. — Bibliogr.: 7. — (JINR E8-95-65).

Liquid Helium Plant in Dubna. — Dubna, 1995. — p.8. — Bibliogr.: 7. — (In Collaboration with N.N.Agapov, A.D.Kovalenko).

Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. — Geneva, CERN, 1995. — 237p. — (CERN/LHCC/95-71; LHCC/P3). — (In Collaboration with N.Ahmad, ...P.G.Akishin, V.A.Arefiev, V.I.Astakhov, A.A.Baldin, B.V.Batyunya et al.).

## 1996

Балдин А.М. и др. Анатолий Алексеевич Логунов (к 70-летию со дня рождения). — УФН. — 1996. — т.167, N.1. — с.111–112. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Владимиров В.С., Кадышевский В.Г., Матвеев В.А. С 3 г.

Балдин А.М. Физика высоких энергий и ЛВЭ ОИЯИ. — Объединенному институту ядерных исследований — 40 лет. Хроника. Воспоминания. Размышления. — (ОИЯИ 96-40). — Дубна: ОИЯИ, 1996, — с.42–50. — Библиогр.: С 3.

Балдин А.М. и др. Памяти Сергея Михайловича Поликанова. — УФН. — 1996. — т.166, N.1. — с.111–112. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Джелепов В.П., Кадышевский В.Г., Карнаухов В.А., Оганесян Ю.Ц. С 3 г.

Балдин А.М. и др. Памяти Виктора Исааковича Огиевецкого. — УФН. — 1996. — т.166, N.9. — с.1031–1032. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Гальперин А.С., Иванов Е.А., Кадышевский В.Г., Келдыш Л.В., Киржниц Д.А., Зупник Б.М., Сокачев Э.С., Фейнберг Е.Л., Фрадкин Е.С., Ширков Д.В. С 3 г.

Балдин А.М. Нуклотрон как прототип ускорителя будущего. — Новости ОИЯИ. — 1996. — № 3. — с.13–16. — Библиогр.: С 345 е, С 345 с.

Акулов В.П. и др. Памяти Дмитрия Васильевича Волкова. — УФН. — 1996. — т.166, N.8. — с.913–914. — Библиогр.: — Авт.: Акулов В.П., Ахизер А.И., Балдин А.М., Барьяхтар В.Г., Желтухин А.А., Окунь Л.Б., Пелетминский С.В., Сорока В.А., Сорокин Д.П., Степанов К.Н., Фаддеев Л.Д., Файнберг Я.Б., Фомин П.И., Ширков Д.В. С 3 г.

Relativistic Nuclear Physics: Symmetry and the Correlation Depletion Principle. By A.M. Baldin (Dubna, JINR). JINR E2-96-296, Aug 1996. 13pp. Contributed to International Seminar on High-Energy-Physics Problems: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna, Russia, 13–17 Sep. 1994.

How a 100-TeV Synchrotron / Collider Based on the Nuclotron Type Cryomagnetic System would Look. By A.M. Baldin, A.D. Kovalenko, N.N. Agapov, H.G. Khodzhigabian, E.A. Matyushevsky, A.A. Smirnov, I.A. Shelaev (Dubna, JINR). JINR E9-96-343, Oct. 1996. 9pp. Given at 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC 96), Sitges, Spain, 10-14 Jun 1996. In \*Sitges 1996, EPAC 96\* 410-412.

A 100-TeV Synchrotron / Collider Based on the Nuclotron Type Cryomagnetic System. By A.M. Baldin, A.D. Kovalenko (Dubna, JINR). 1996. \*DESY Library only\*. Dubna JINR — 3(77)-96 (96/06,rec.Nov.) 5-12.

## 1997

Балдин А.М., Балдин А.А. Релятивистская ядерная физика: пространство относительных 4-скоростей, симметрии решений, принцип ослабления корреляций, подобие, промежуточные асимптотики. — Дубна, 1997. — 75с. — (ОИЯИ P2-97-309) — Библиогр.: 42. 3940/97 С 343 е2, 3940.

Балдин А.М. и др. Памяти Юрия Дмитриевича Прокошкина. — УФН. — 1997. — т.167, № 8. — с.895–896. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Джелепов В.П., Тяпкин А.А., Беляев С.Т., Герштейн С.С., Денисов С.П., Зайцев А.М., Ландсберг Л.Г., Логунов А.А., Образцов В.Ф., Скринский А.Н., Тюрин Н.Е. С 3 г.

Relativistic Nuclear Physics: Relative 4-Velocity Space, Symmetries of Solutions, Correlation Depletion Principle, Similar Attitude, Intermediate Asymptotics. (In Russian). By A.M. Baldin, A.A. Baldin (Dubna, JINR). JINR P2-97-309, Oct. 1997. 76pp. Published in Phys.Part.Nucl.29:232-253,1998.

Relativistic Multiparticle Processes in the Central Rapidity Region at Asymptotically High-Energies. By A.M. Baldin, A.I. Malakhov (Dubna, JINR). Dec 1997. \*Desy Library only\*. Dubna JINR — 1(87)-98 (97/12, rec. May 98) 5-12.

## 1998

Балдин А.М. и др. Дмитрий Васильевич Ширков (к 70-летию со дня рождения). — УФН. — 1998. — т.168, № 3. — с.361–362. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Владимиров В.С., Кадышев-



ский В.Г., Логунов А.А., Матвеев В.А., Овсянников Л.В., Садовничий В.А., Славнов А.А., Тавхелидзе А.Н., Трутнев Ю.А., Филиппов А.Т. С 3 г.

Балдин А.М. Выступление на годовичном Общем собрании РАН. — Вестник РАН. — 1998. — т.68, № 8. — с.718–720. — Библиогр.: С 3 м.

Балдин А.М. и др. Краткий очерк научной, научно-организационной и педагогической деятельности. — Анатолий Алексеевич Логунов. (Материалы к биобиблиографии ученых. Серия физических наук, вып. 41.). — М.: Наука, 1998. — с.9–16. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Владимиров В.С., Кадышевский В.Г., Матвеев В.А. С 3 г.

Балдин А.М., Малахов А.И. Асимптотики в релятивистской ядерной физике. — Новости ОИЯИ. — 1998. — N.3. — с.16–21. — Библиогр.: 7. С 343 е2.

Балдин А.М., Балдин А.А. Релятивистская ядерная физика: пространство относительных 4-скоростей, симметрии решений, принцип ослабления корреляций, подобие, промежуточные асимптотики. — ЭЧАЯ. — 1998. — т.29, вып.3. — с.577–630. — Библиогр.: 42. С 343 е2.

Балдин А.М. Физика высоких энергий в Физическом институте им. П.Н.Лебедева Академии наук (выступление на собрании, посвященном юбилею ФИАН, 26 декабря 1994 г.). — ЭЧАЯ. — 1998. — т.29, вып.3. — с.763–768. — Библиогр.: С 3 г.

Балдин А.М. Воспоминания о И.М.Франке. // Илья Михайлович Франк: К 90-летию со дня рождения. — (ОИЯИ 98-164). — Дубна, 1998. — с.117–118. — Библиогр.: С 3 г.

#### 1999

Балдин А.М. и др. Памяти Венедикта Петровича Джелепова. — УФН. — 1999. — т.169, N.6. — с.701–702. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Беляев С.Т., Герштейн С.С., Данилов М.В., Кадышевский В.Г., Логунов А.А., Матвеев В.А., Пономарев Л.И., Сисакян А.Н., Скринский А.Н., Тавхелидзе А.Н., Ширков Д.В. С 3 г.

Балдин А.М. и др. Венедикт Петрович Джелепов. (12.04.1913 — 12.03.1999). — ЯФ. — 1999. — т.62, N.6. — с.1150–1151. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Беляев С.Т., Вылов Ц.Д., Герштейн С.С., Данилов М.В., Кадышевский В.Г., Логунов А.А., Мешков И.Н., Оганесян Ю.Ц., Пономарев Л.И., Румянцев А.Ю., Русакович Н.А., Скринский А.Н., Сисакян А.Н., Ширков Д.В. С 3 г.

Балдин А.М. О симметрии в современной физике. (К столетию со дня рождения академика В.А.Фока). — Краткие сообщ. ОИЯИ. — 1999. — N.1. — с.5–13. — Библиогр.: 16. С 3 в.

Балдин А.М. и др. Академик Юрий Дмитриевич Прокошкин. 19.12.1929–1.03.1997. Академик Юрий Дмитриевич Прокошкин.1929-1997: Избранные работы. — Протвино: ИФВЭ, 1999, с.3–16. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Барков Л.М., Беляев С.Т., Герштейн С.С., Денисов С.П., Джелепов В.П., Донсков С.В., Зайцев А.М., Ландсберг Л.Г., Логунов А.А., Образцов В.Ф., Скринский А.Н., Тюрин Н.Е., Тяпкин А.А. С 3 г.

Балдин А.М. Выдающийся физик-экспериментатор. — Павел Алексеевич Черенков: Человек и открытие. / Физический институт им. П.Н.Лебедева. — (Ученые России. Очерки, воспоминания, материалы.) — М.: Наука, 1999. — с.9–11. — Библиогр.: 1. С 3 г.

Балдин А.М. и др. Юрий Дмитриевич Прокошкин (19.12.1929–01.03.1997). — ЯФ. — 1999. т.62, N.3. — с.389–392. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Барков Л.М., Беляев С.Т., Герштейн С.С., Денисов С.П., Джелепов В.П., Донсков С.В., Зайцев А.М., Ландсберг Л.Г., Логунов А.А., Образцов В.Ф., Скринский А.Н., Тюрин Н.Е., Тяпкин А.А. С 3 г.

Балдин А.М. и др. Памяти коллеги. Венедикт Петрович Джелепов. 12.04.1913–12.03.1999. — Новости ОИЯИ. — 1999. — N.2. — с.34–35. — Библиогр.: — Авт.: Балдин А.М., Беляев С.Т., Вылов Ц.Д., Герштейн С.С., Данилов М.В., Кадышевский В.Г., Логунов А.А., Матвеев В.А., Мешков И.Н., Оганесян Ю.Ц., Пономарев Л.И., Румянцев А.Ю., Русакович Н.А., Сисакян А.Н., Скринский А.Н., Тавхелидзе А.Н., Ширков Д.В. С 3 г.



Балдин А.М. О симметрии в современной физике. (К столетию со дня рождения академика В.А.Фока). — ЭЧАЯ. — 2000. — т.31, вып.1. — с.252–261. — Библиогр.: 16. С 343 е2.

Балдин А.М. ОИЯИ — пример эволюции организации ядерных исследований в открытый научный центр. — Сотрудничество ОИЯИ с институтами, университетами и предприятиями России: Материалы 87-й сессии Ученого совета ОИЯИ, янв. 2000. — (ОИЯИ 2000-49). — Дубна: ОИЯИ, 2000, с.68–70. — Библиогр.: С 3 м.

Quantum Field Theory and Symmetries in Nuclear Physics. By A.M. Baldin (Dubna, JINR). Apr. 2000. \*Desy Library only\*. Published in Part. Nucl. Lett.99:5-13, 2000.

## СОДЕРЖАНИЕ

|  |    |
|--|----|
| <i>В.А.Петрунькин</i><br>Об истоках теоретической группы «эталонной» лаборатории в ФИАНе .....   | 3  |
| <i>А.А.Комар</i><br>Первые впечатления от знакомства с А.М. Балдиным .....   | 6  |
| <i>М.И.Адамович</i><br>Фоторождение отрицательных $\pi$ -мезонов на дейтерии вблизи порога<br>(Из воспоминаний о ранних работах по фоторождению) .....                                   | 9  |
| «Я снова чувствую себя в горах...» .....   | 10 |
| <i>Ф.М.Сергеев</i><br>Нуклотрон приглашает к сотрудничеству .....  | 13 |
| <i>Н.Боголюбов, Б.Понтекорво</i><br>Крупный вклад в физику частиц<br>(На соискание Государственной премии) .....   | 15 |
| <i>А.М. Балдин и др.</i><br>Ускорение и вывод дейтронов из синхрофазотрона ОИЯИ .....  | 19 |
| <i>А.М. Балдин</i><br>Масштабная инвариантность адронных столкновений<br>и возможность получения пучков частиц высоких энергий<br>при релятивистском ускорении многозарядных ионов ..... | 27 |
| <i>А.М. Балдин и др.</i><br>Наблюдение пионов высокой энергии при столкновении<br>релятивистских дейтонов с ядрами .....   | 33 |
| <i>А.М. Baldin et al.</i><br>The Observation of High Energy Pions in Interactions<br>of Relativistic Deuterons with Nuclei .....   | 49 |
| <i>М.И. Адамович и др.</i><br>Образование $\eta$ -мезонов в $\pi^- p$ -столкновениях при $P_\pi = 3,36$ ГэВ/с<br>с малыми передачами импульса .....                                      | 59 |

|  |     |
|--|-----|
| <i>А.М. Балдин и др.</i><br>Эксперименты по физике электромагнитных взаимодействий<br>на жидководородной камере «ЛЮДМИЛА» .....  | 67  |
| <i>А.М. Балдин и др.</i><br>Кумулятивное мезонообразование .....   | 107 |
| <i>В.П. Алексеев и др.</i><br>Перспективы исследований по релятивистской ядерной физике<br>в ЛВЭ ОИЯИ (Соображения по развитию ускорительного комплекса) .....               | 115 |
| <i>А.М. Балдин и др.</i><br>Экспериментальные исследования кумулятивного мезонообразования .....   | 171 |
| <i>А.М. Балдин и др.</i><br>Экспериментальные исследования кумулятивного<br>мезонообразования при возбуждении различных ядер<br>релятивистскими дейтронами и протонами ..... | 185 |
| <i>А.М. Балдин</i><br>Некоторые закономерности столкновений релятивистских ядер .....  | 193 |
| <i>А.М. Baldin</i><br>Heavy Ion Interactions at High Energies .....  | 197 |
| Библиография трудов .....  | 229 |



Научное издание

**Академик А.М. Балдин**  
**К 75-летию со дня рождения**

Ответственные за выпуск  
*И.Г.Зарубина, Е.Б.Плеханов*

Фотографии из семейного архива А.М.Балдина и архива ОИЯИ

ЛР № 020579 от 23.06.97

Подписано в печать 7.02.2001

Формат 60×84/8. Бумага офсетная. Печать офсетная

Усл. печ. л. 32,55. Уч.-изд. л. 28. Тираж 350. Заказ № 52485

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна Московской области, ул. Жолио-Кюри, 6