

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА 70-ГэВ УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ

(1963-1983 гг., ЭЛЕКТРОННАЯ МЕТОДИКА)

Ю. Д. Прокошкин

Институт физики высоких энергий, Протвино

Обсуждаются результаты физических исследований, выполненных на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ.

The results of the experiments which had been performed at the 70 GeV accelerator of the Institute for High Energy Physics are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований, выполненных на 70-ГэВ ускорителе протонов Института физики высоких энергий*.

Институт физики высоких энергий с самого начала создавался как центр исследований по физике высоких энергий, элементарных частиц и ядерной физике, имеющий как национальный (общесоюзный), так и интернациональный характер. Эксперименты на его ускорителе, который длительное время был крупнейшим в мире, ставились десятками групп из институтов нашей страны и из зарубежных лабораторий. На 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ было осуществлено крупномасштабное международное научно-техническое сотрудничество. Этот важный социальный эксперимент оказался успешным. За прошедшие годы только совместно с ЦЕРН (Женева) было осуществлено шесть крупных научных программ, ряд экспериментов был поставлен совместно с физиками Франции, США и Италии. Еще больше исследований было выполнено с участием ученых из стран социалистического содружества (ОИЯИ, Дубна). Что же касается участия отечественных институтов, то наряду с группами ИФВЭ (вклад которых в программу исследований составил около 30 % — имеется в виду использование времени ускорителя) эксперименты на 70-ГэВ ускорителе проводили все без исключения научные центры

* Доложено на заседании Научно-технического совета ИФВЭ, посвященном 20-летию Института (14 октября 1983 г.). В обзор не вошли исследования на нейтринном пучке ускорителя ИФВЭ, а также эксперименты, выполненные в ИФВЭ методикой пузырьковых камер. Им посвящены отдельные сообщения.

и лаборатории нашей страны, специализирующиеся в области физики высоких энергий.

В осуществлении программы экспериментальных исследований на ускорителе ИФВЭ участвовали сотни ученых из десятков институтов. В настоящем кратком обзоре я не имею возможности перечислить их и вынужден ограничиться результатами экспериментов без указания авторов (во многих случаях они широко известны). Соответствующие данные могут быть найдены читателем в традиционно издаваемых компилятивных сборниках экспериментов.

Наконец, еще об одном сокращении в тексте обзора. Практически все результаты, о которых пойдет речь ниже при обсуждении программы исследований на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ, были получены впервые. Именно поэтому я не буду останавливаться на приоритетном характере тех или иных экспериментальных данных и лишь отмечу в ряде случаев результаты, получившие статус официально зарегистрированных открытий.

1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Возвращаясь на два десятилетия назад, хотелось бы напомнить, что все предшествующие протонные ускорители как в нашей стране, так и за рубежом «обгоняли» экспериментальную программу. Они начинали работать при практически пустых экспериментальных залах. Особенностью 70-ГэВ ускорителя ИФВЭ являлось то, что на нем впервые экспериментальная база была создана к запуску ускорителя и эксперименты были начаты физиками сразу же после получения ускоренных пучков.

Должен сказать, что сделать это было очень не просто. Но зато уже в первые три года ускоритель стал давать интенсивную научную «продукцию», а ряд первых же результатов оказался настолько неожиданным и интересным, что ближайшая международная конференция по физике высоких энергий (Лунд, Швеция, 1969 г.), где они были доложены, освещалась в западной печати как «русская конференция».

Физика в области энергии, ставшей доступной с запуском Серпуховского ускорителя (20—70 ГэВ), оказалась весьма плодотворной. 20 лет назад это было совсем не очевидно. Поучительно вспомнить, что далеко не у всех физиков вызывало энтузиазм (и они активно отстаивали свою точку зрения) создание в ИФВЭ ускорителя на энергию, которая только в 2,5 раза, а не больше превышает энергию ускорителей, действовавших в США и Западной Европе. Аргументация сводилась к тому, что при столь высоких энергиях, где, как каждому известно, изменения с ростом энергии E происходят медленно, как $\ln E$ («логарифмическая физика»), новых явлений следует ожидать, лишь шагнув на порядок величины.

То, что это не так, и что Природа, как почти всегда, щедра к ее исследователям, показали уже первые эксперименты на ускорителе

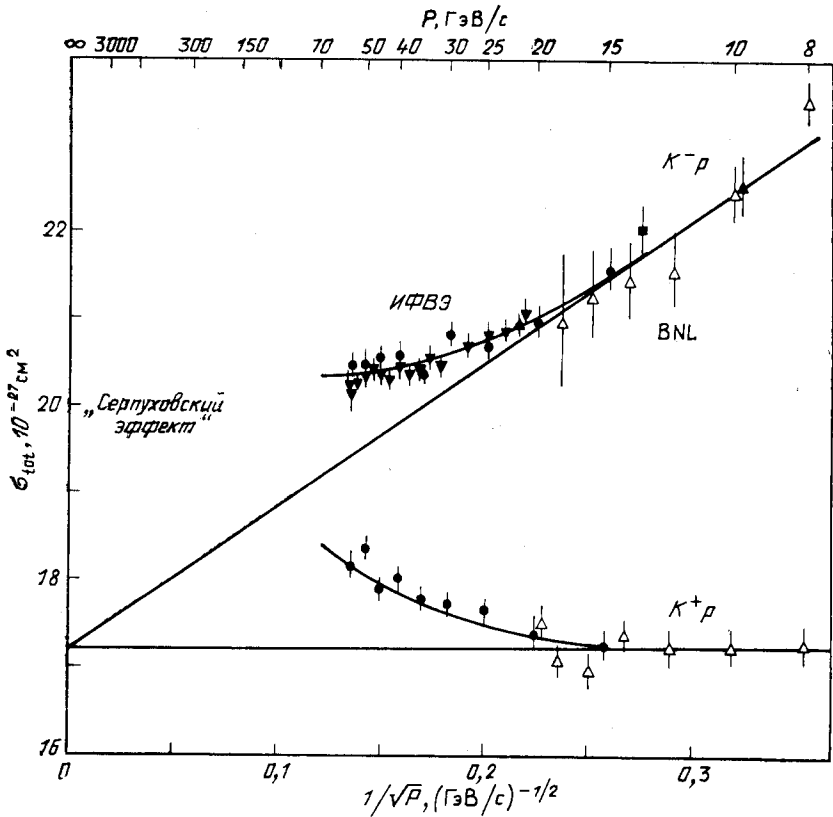


Рис. 1. Зависимость полных сечений K^+p - и K^-p -взаимодействий σ_{tot} от импульса каонов P («Серпуховский эффект»):

темные точки — данные ИФВЭ [1, 2]; светлые — данные Брукхейвенской лаборатории, США; прямые — предсказания теории полюсов Редже к 1968 г.

ИФВЭ, в которых как раз в области энергий выше 20 ГэВ был обнаружен «серпуховский эффект» — не унылое падение полных сечений взаимодействия адронов к постоянному пределу при $E \rightarrow \infty$, предсказывавшееся господствовавшей в то время теорией полюсов, а их неожиданное выполаживание и рост с увеличением энергии (рис. 1). В ближайшие же три года по поводу этого эффекта было опубликовано более двухсот теоретических работ.

Ниже, при изложении экспериментальных данных, полученных на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ в 1968—1983 гг., к двадцатилетию ИФВЭ, я не буду придерживаться хронологической последовательности. Данные будут обсуждаться по следующим основным направлениям исследований: 1) поиски фундаментальных частиц; 2) инклюзивные

процессы и масштабная инвариантность; 3) исследование антивещества; 4) фундаментальные характеристики сильных взаимодействий (полные сечения, упругое рассеяние, рассеяние с перезарядкой); 5) инклюзивное образование адронов с большими поперечными импульсами; 6) образование тяжелых кварков (очарованные частицы); 7) электромагнитная структура адронов; 8) редкие распады мезонов; 9) мезоны с большими спинами, систематика мезонов; 10) глюоний; 11) многокварковые адроны и другая экзотика; 12) некоторые методические новинки, экспериментальные установки, подготовка к исследованиям на 3-ТэВ ускорителе-коллайдере.

2. ПОИСКИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Сразу же после ввода в строй ускорителя ИФВЭ была начата программа экспериментов с целью поиска таких фундаментальных частиц, как кварки, монополю Дирака, промежуточные бозоны — переносчики слабого взаимодействия, тяжелые лептоны, хиггсовские частицы. С запуском 70-ГэВ ускорителя область масс этих частиц, доступных для эксперимента, существенно расширилась.

Эксперимент по поиску кварков с дробным зарядом был первым из выполненных на ускорителе ИФВЭ, его завершение (в ночь на 14 октября 1968 г.) совпало с годовым юбилеем ускорителя. В то время роль недавно предложенных кварков в физике элементарных частиц была еще очень неясной. Впечатляющие успехи в систематике частиц, достигнутые схемой кварков, давали основания считать их теми субчастицами, из которых построены адроны. Вместе с тем необычные свойства кварков — дробный заряд, как электрический, так и барионный, отсутствие их в свободном состоянии — вызывали широко распространенные среди физиков сомнения в том, что кварки являются материальными объектами, а не просто удобными математическими символами, отвечающими свойствам симметрии адронов. Опыты по поиску кварков (в основном в космических лучах) не дали результата, однако и чувствительность этих опытов была невелика.

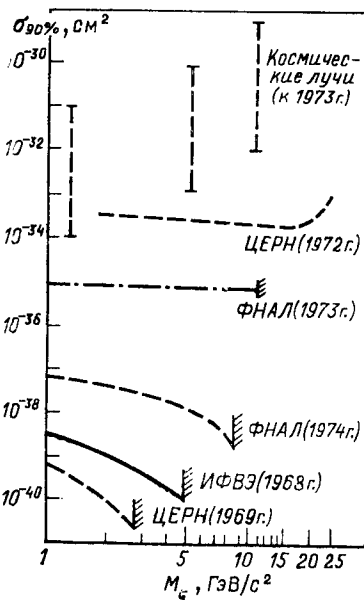
Выполненный на ускорителе ИФВЭ цикл высокочувствительных экспериментов по поиску кварков с дробными зарядами: $(1/3)e$, $(2/3)e$ и $(4/3)e$ (дикварки) [3], на уровне сечения их образования

$$\sigma_q < 10^{-40} \text{ см}^2, \quad (1)$$

а также кварков с целочисленным зарядом (фигурировавших в ряде теоретических схем), показал, что в диапазоне масс до $5 \text{ ГэВ}/c^2$ кварки в свободном состоянии, по-видимому, не существуют — вероятность их образования оказалась на $10\text{--}12$ порядков меньше, чем для обычных адронов.

Результаты экспериментов ИФВЭ, подтвержденные в дальнейшем и при более высоких энергиях (рис. 2), во многом способствовали установлению современных представлений о конфайнменте — механизме

Рис. 2. Поиски кварков: верхние граничные оценки (90 %-ный уровень) полных сечений образования кварков с зарядом $-1/3 |e|$ в реакции $NN \rightarrow NNq\bar{q}$. M_q — масса кварка



удержания «цветных» кварков внутри частиц, который лежит в основе современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики.

На высоком уровне чувствительности были выполнены также и поиски монополя Дирака — гипотетической частицы, несущей изолированный магнитный заряд [4, 5]. В одном из экспериментов мишень бомбардировалась ускоренным протонным пучком, и была сделана попытка собрать вылетающие (возможно) из мишени монополи в ферромагнитной «ловушке», а затем вытащить их из ловушки мощным импульсом магнитного поля 300 кЭ (глубина потенциальной ямы для монополя оценивалась в 50 кЭ) и зарегистрировать в ядерной фотоэмульсии по ожидаемой огромной удельной ионизации, в $(1/2 \alpha)^2 \approx \approx 10^4$ раз превышающей ионизацию от обычных релятивистских частиц. В другом эксперименте искались частицы, дающие в мишени мощное излучение Вавилова — Черенкова (можно ожидать, что интенсивность этого излучения, пропорциональная квадрату эффективного заряда, который равен у монополя 68,5 e , также в 10^4 раз выше, чем у обычных частиц). Чтобы зарегистрировать всплеск излучения Вавилова — Черенкова, непосредственно на вакуумной камере ускорителя была установлена система из нескольких черенковских счетчиков, «смотрящих» на мишень, бомбардируемую протонами с энергией 70 ГэВ.

Оба эти эксперимента дали отрицательный результат, установив очень низкую границу для сечения образования монополей Дирака с массой приблизительно до 5 ГэВ [ИАЭ им. Курчатова; ИЯФ, Новосибирск; ОИЯИ]:

$$\sigma_{\text{мон}} < 4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2. \quad (2)$$

В 1972 г. на ускорителе ИФВЭ были проведены поиски [6] тогда еще гипотетического W -бозона, который мог бы образовываться в протон-нуклонных соударениях, если бы его масса не превышала 8 ГэВ/ c^2 (сегодня мы уже знаем, что эта частица в десять раз тяжелее). Для регистрации мюонов от распада $W \rightarrow \mu\nu$ был создан мюонопровод из намагниченного железа, энергия мюонов определялась по

их пробегу. Полученная граничная оценка сечения образования W -бозонов при массе $M_W \approx 8 \text{ ГэВ}/c^2$ составила

$$\sigma_W < 10^{-37} \text{ см}^2. \quad (3)$$

Из этой оценки был сделан вывод о том, что $M_W > 8,5 \text{ ГэВ}/c^2$ [ИФВЭ, МИФИ].

В эти же годы был поставлен эксперимент по поиску тяжелых квазистабильных лептонов [7]. Он показал, что заряженные лептоны с массой от 0,6 (и временем жизни $\tau > 10^{-9} \text{ с}$) до $5 \text{ ГэВ}/c^2$ ($\tau > 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$) не существуют [ИФВЭ].

Отрицательный ответ был получен также в эксперименте [8], где проверялось, существуют ли легкие хиггсовские частицы с массой до $0,4 \text{ ГэВ}/c^2$ (по распаду $\eta' \rightarrow \eta\text{H}$, $\text{H} \rightarrow \mu^+\mu^-$) [ИФВЭ].

3. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ И МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ

Одним из основных направлений изучения природы сильных взаимодействий является исследование процессов множественного рождения частиц при высоких энергиях, для понимания динамики которых особую роль [9] играют инклюзивные реакции соударения адронов типа

$$a + b \rightarrow c + \dots, \quad (4)$$

когда в конечном состоянии детектируются частицы заданного типа «с».

С запуском 70-ГэВ ускорителя открылась возможность экспериментального изучения инклюзивных реакций (4) в ранее недоступной области энергий. Такие исследования, стимулированные теоретическими работами [9], были выполнены на ускорителе ИФВЭ как первоочередные, с целью поиска общих закономерностей, описывающих инклюзивные сечения (аналогичные измерения на 30-ГэВ ускорителях, действовавших в ЦЕРН и Брукхейвенской лаборатории, начали проводиться позже, через десять лет после их запуска). При этом измерения не сводились к утилитарной задаче определения выходов частиц. Программа исследования процессов (4) включала в себя детальные измерения поперечных сечений образования вторичных (поначалу отрицательных) частиц в широком диапазоне как их импульсов, от 10 до 70 ГэВ/с, так и энергий ускоренных протонов [10]. С точностью до нескольких процентов были определены отношения R инклюзивных сечений образования каонов, антипротонов и пионов (рис. 3). Для проведения таких измерений были созданы черенковские счетчики с рекордным по тем временам разрешением (см. разд. 13).

Как видно из рис. 3, значения R изменяются в широких пределах при изменении энергии первичных протонов E_0 и импульса вторичных частиц P . Однако, как было обнаружено в [10], при введении

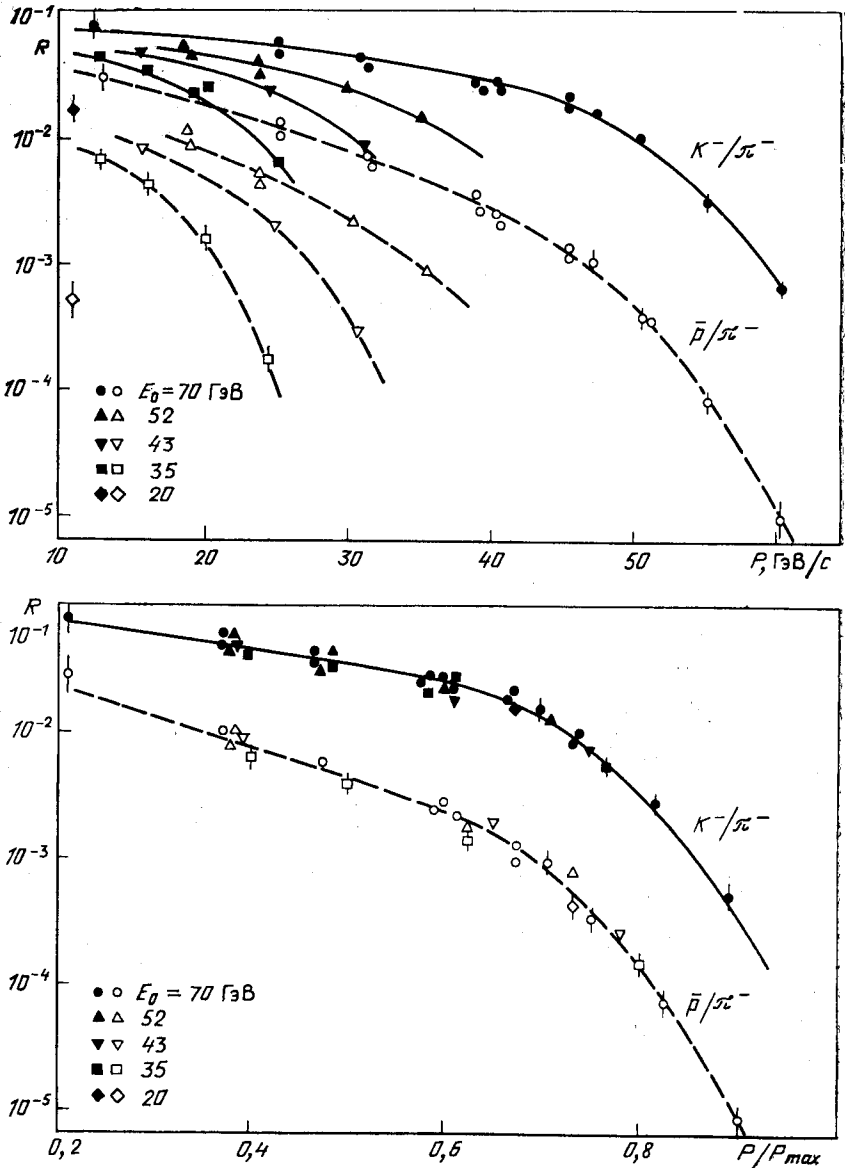


Рис. 3. Зависимость относительных сечений R от импульса вторичных частиц P при разных энергиях ускоренных протонов E_0 (верхний рисунок). На нижнем рисунке — та же величина, но в зависимости от приведенного импульса P/P_{max} [10] (масштабная инвариантность)

в качестве переменной приведенного импульса P/P_{\max} , где P_{\max} — максимальный импульс частицы, допускаемый законами сохранения, зависимость R от $X = P/P_{\max}$ становится универсальной, одинаковой для различных энергий E_0 (рис. 3). Тем самым было показано, что в области энергий выше 20 ГэВ зависимость относительного инклюзивного сечения от энергии соударения сводится к преобразованию масштаба импульса, т. е. сечение является масштабно-инвариантным. В последующих экспериментах [14] было показано, что такая закономерность имеет место и для сечений образования положительных частиц [ИФВЭ, ЦЕРН].

Аналогичные данные, полученные после запуска ускорителей на более высокие энергии [12—16], приведены на рис. 4. Эти данные,

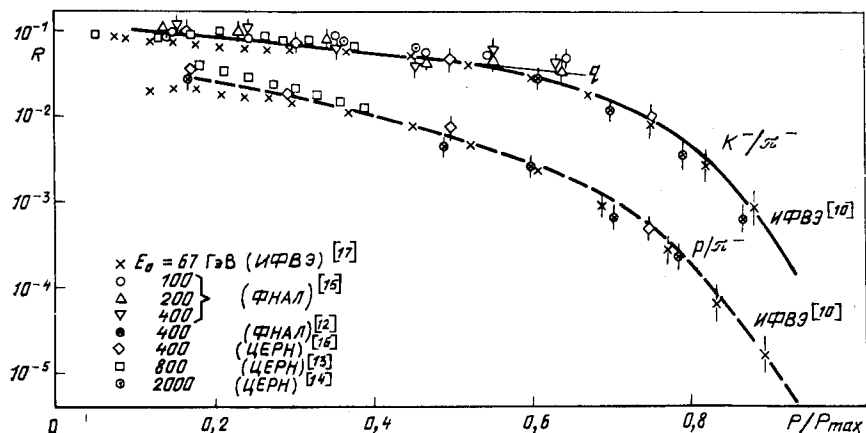


Рис. 4. Зависимость относительных сечений R от приведенного импульса P/P_{\max} в области энергий E_0 до 2 ТэВ [подтверждение масштабной инвариантности (1973—1980 гг.)]:

жирные кривые — данные ИФВЭ [10], приведенные на рис. 3; точки — результаты более поздних измерений [12—17]; кривая «q» рассчитана по кварк-партоновой модели [18]

а также последующие измерения при серпуховских энергиях [17], подтвердили вывод о существовании подобия (масштабной инвариантности) для отношений инклюзивных сечений. Справедливость масштабной инвариантности была проверена и для абсолютных значений инклюзивных сечений [13].

Реальность существования кварковой структуры адронов была доказана, когда выяснилось, что многие закономерности динамики взаимодействия адронов находят естественное объяснение на основе их составного строения из кварков. Масштабная инвариантность инклюзивных сечений явилась одной из первых динамических закономерностей такого рода*. Было показано, что наблюдаемые зависимости инклюзивных сечений от масштабной переменной $X =$

* Внесено в Государственный реестр открытий СССР [19].

$= P/P_{\max}$ (позже названной переменной Фейнмана) могут быть объяснены теоретически исходя из кваркового строения сталкивающихся и образующихся частиц. Кварковое строение адронов особенно наглядно проявляется в отношениях сечений R (см., например, [18]).

4. ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИВЕЩЕСТВА

Эксперименты с антиядрами были начаты на ускорителе ИФВЭ также вскоре после его запуска, когда были выделены среди вторичных частиц антипротоны, определены сечения их образования [10], полные сечения взаимодействия с нуклонами и ядрами [20—23], а затем изучено и их рассеяние на нуклонах [24—26].

CPT -инвариантность ядерных сил предсказывает существование и связанных состояний антинуклонов — антиядер, обладающих теми же энергиями связи, что и ядра соответствующих элементов, и заполняющих таблицу Менделеева для антивещества.

Широкая программа экспериментального изучения антивещества была развернута на 70-ГэВ ускорителе после того, как методика выделения частиц в интенсивных пучках при помощи черенковских счетчиков была развита до уровня, позволяющего регистрировать частицы, содержание которых в пучке составляет 10^{-8} и ниже (подавив фон от других частиц до еще меньших значений, см. разд. 13).

Первые антидейтроны были выделены в пучке с импульсом 25 ГэВ/с, содержание их составило $5 \cdot 10^{-8} - 8 \cdot 10^{-7}$. Это позволило реализовать «антидейтронный пучок» с интенсивностью 5000 \bar{d} /сут и открыло возможность провести исследования взаимодействий антидейтронов с веществом [27] (напомню, что до этого наблюдалось лишь $\approx 10^2$ антидейтронов [28]). С переходом к более низким энергиям вторичных частиц интенсивность антидейтронного пучка была повышена до 20 000 \bar{d} /сут (при содержании их в пучке $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ [29] и примеси других частиц ниже 0,1 %). Это позволило измерить поглощение антидейтронов ядрами и изучить их стриппинг (рис. 5) [30], определить полные сечения взаимодействия антидейтронов и антинейтронов с нуклонами [31] [ИФВЭ, ЦЕРН].

CPT -инвариантность сильных взаимодействий ранее проверялась в ряде экспериментов. Создание в ИФВЭ антидейтронного пучка позволило провести проверку этой фундаментальной теоремы еще одним способом — сравнением полных сечений реакций с заменой частиц античастицами. Вытекающее из CPT -теоремы равенство

$$\sigma_{\text{tot}}(\bar{a}p) = \sigma_{\text{tot}}(\bar{p}a) \quad (5)$$

подтвердилось экспериментально [31] с погрешностью 2 % [ИФВЭ].

Еще одна проверка CPT -теоремы была осуществлена измерением энергии связи антинуклонов в антидейтроне [30]. Последняя оказалась равной

$$\epsilon_{\bar{d}} = (2,4 \pm 0,6) \text{ МэВ}, \quad (6)$$

что подтверждает CPT -инвариантность ядерных сил ($\epsilon_{\bar{d}} = \epsilon_d$), а также показывает с высокой точностью равенство масс антидейтронов и дейтронов [ИФВЭ]:

$$M_{\bar{d}} = (1 \pm 0,0003) M_d. \quad (7)$$

Кульминацией программы исследования антивещества на ускорителе ИФВЭ явились поиски и обнаружение антигелия-3 (${}^3\bar{\text{He}}$) [32] — второго элемента в таблице Менделеева для антивещества, ядро которого состоит из двух антипротонов и одного антинейтрона *. С ростом

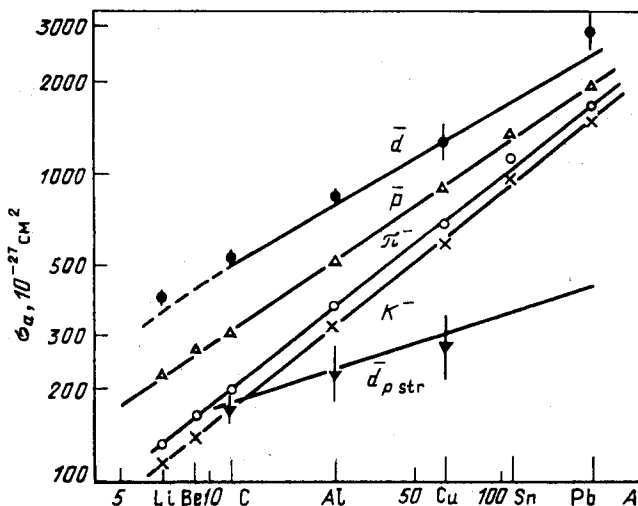


Рис. 5. Сечения поглощения антидейтронов, антипротонов, пионов и каонов, а также сечения антипротонного стриппинга антидейтронов при импульсе 13,3 ГэВ/с:

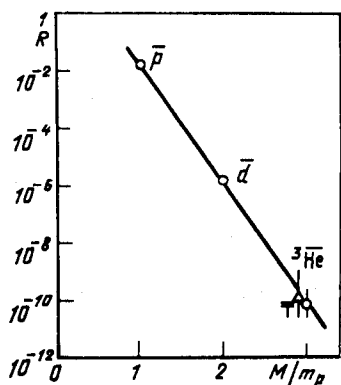
верхняя и нижняя кривые — зависимости σ_a и $\sigma_{p, \text{str}}^-$ от атомного номера A , вычисленные по модели многократного рассеяния; прямые — степенные зависимости $\sigma \sim A^\alpha$, где α равна 0,66, 0,76 и 0,76 для антипротонов, пионов и каонов

массы антиядер вероятность их образования резко падает, так как необходимо, чтобы образовалось одновременно несколько нуклон-антинуклонных пар и антинуклоны «слиплись» в антиядро на фоне интенсивных конкурирующих процессов множественного образования легких мезонов (теоретические оценки, сделанные до опытов, давали значение возможного отношения ${}^3\bar{\text{He}}/\pi^- \approx 10^{-11}$).

Эксперимент по поиску антигелия был выполнен на специально созданном канале с импульсом 10 ГэВ/с (20 ГэВ/с для двухзарядного ${}^3\bar{\text{He}}$). Весьма сложная по тем временам установка (см. разд. 13)

* Внесено в Государственный реестр открытий СССР [33].

Рис. 6. Отношения дифференциальных сечений образования антиядер и пионов $R (=A/\pi^-$, значения аналогичны рис. 4) при импульсе 20 ГэВ/с и угле испускания $\theta = 27$ мрад; M — масса антиядра, m_p — масса протона; прямая — зависимость (9)



содержала около 50 детекторов, многократно измерявших скорость, ионизационные потери и время пролета частиц в пучке с интенсивностью до 10 млн./цикл. Избирательная способность установки была $\gg 10^{12}$ (чувствительность $\ll 10^{-37}$ см²/[ср. (ГэВ/с)] на нуклон). Среди пропущенных через установку $2,4 \cdot 10^{11}$ частиц идентифицировано пять ядер антигелия. Масса ядра $\bar{^3\text{He}}$ получена равной массе $\bar{^3\text{He}}$:

$$M_{\bar{^3\text{He}}} = (1,00 \pm 0,03) M_{\bar{^3\text{He}}}, \quad (8)$$

что подтверждает *CPT*-теорему. Измеренный заряд ядра $\bar{^3\text{He}}$ равен удвоенному заряду электрона: $(0,99 \pm 0,03) 2e$.

Сравнение сечений образования антиядер с различными массами показывает (рис. 6), что сечение образования антиядра экспоненциально убывает с ростом его массы M [ИФВЭ]:

$$\sigma \sim e^{-aM}. \quad (9)$$

Эта зависимость была подтверждена дальнейшими экспериментами при более высоких энергиях, где была сделана попытка зарегистрировать более тяжелые антиядра [34].

Программу исследования антивещества на ускорителе ИФВЭ завершили в 1973 г. эксперименты, в которых было обнаружено четыре ядра антитрития [35], содержащих один антипротон и два антинейтрона. Ядра антитрития были идентифицированы среди $3,7 \cdot 10^{11}$ частиц с импульсом 25 ГэВ/с при помощи спектрометра по времени пролета и черенковских счетчиков (в том числе детектора кольца излучения Вавилова — Черенкова на годоскопических фотоумножителях — см. разд. 13). Как и в случае регистрации антигелия, фон отсутствовал.

Сечение образования антитрития оказалось в хорошем согласии с сечением образования антигелия-3 (рис. 6). Тем самым была проверена зарядовая инвариантность и для антиматерии (отметим, что антигелий и антитритий являются первыми искусственно созданными «настоящими» ядрами антивещества — в отличие от «рыхлого» антинейтрона они обладают большой энергией связи) [ИФВЭ, ОИЯИ].

5. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В этом разделе мы обсудим эксперименты на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ, связанные с исследованием амплитуд рассеяния адронов вперед: полные сечения и их разности, регенерация каонов; упругое рассеяние, включая определение реальной части амплитуды; зарядо-обменное рассеяние; спиновые эффекты. Важной особенностью изученных характеристик взаимодействия, описывающих с разных сторон амплитуду рассеяния частиц вперед, является их глубокая взаимная связь, опирающаяся на фундаментальные принципы теории. Это неоднократно подчеркивалось (например, в [36]*, до появления серпуховских результатов). В результате выполненных на ускорителе ИФВЭ прецизионных экспериментов были установлены новые закономерности в энергетической зависимости амплитуд рассеяния, определены особенности асимптотического поведения процессов рассеяния частиц, проверены и подтверждены основные представления современной физики высоких энергий.

Полные сечения. Во введении уже отмечался один из неожиданных результатов экспериментов на ускорителе ИФВЭ — «серпуховский эффект» в полных сечениях взаимодействия адронов (см. рис. 1). Сначала были измерены полные сечения взаимодействия отрицательных частиц с нуклонами [21, 37]. Они показали, что начиная с 20 ГэВ падение сечений для π^- - и K^- -мезонов прекращается и сечения резко отклоняются с ростом энергии от зависимостей типа

$$\sigma_{\text{tot}}^{(R)}(s) = \sigma_{\infty}^{(R)} (1 + a/\sqrt{s}) \quad (10)$$

(здесь s — квадрат полной энергии в с.ц.м.), предсказывавшихся принятыми в то время теоретическими схемами [38] (см. рис. 1, 7) [ИФВЭ, ЦЕРН].

Такое поведение полных сечений K^-p - и K^-n -взаимодействий вызвало оживленную дискуссию, связанную с проблемой справедливости известной теоремы Померанчука [39]. Так как полные сечения K^+N -взаимодействий, по предыдущим данным, не зависели от энергии уже в области 10—20 ГэВ, то из полученных в ИФВЭ результатов вытекали альтернативные решения: а) либо $\sigma_{\text{tot}}(K^+N) = \text{const}$ согласно (10) и при серпуховских энергиях, а тогда нарушается указанная теорема (рис. 8), б) либо она справедлива, разность полных сечений K^-N - и K^+N -взаимодействий уменьшается с энергией:

$$\Delta\sigma(K^{\pm}N) \rightarrow 0, \quad s \rightarrow \infty \quad (11)$$

* «Немногие эксперименты в физике сильных взаимодействий служат прямой проверкой справедливости аксиом квантовой теории поля. К таким исключениям принадлежат измерения полных сечений и упругого рассеяния на малые углы... Эти эксперименты являются единственной известной сегодня непосредственной проверкой основных положений теории сильных взаимодействий. Уже только по указанной причине прецизионные опыты в этой области будут и в дальнейшем играть центральную роль».

и, следовательно, в отличие от теоретических предсказаний, полные сечения для K^+ -мезонов в серпучковской области энергий должны расти.

Эта проблема была решена экспериментально — было обнаружено, что полные сечения K^+p - и K^+n -взаимодействий действи-

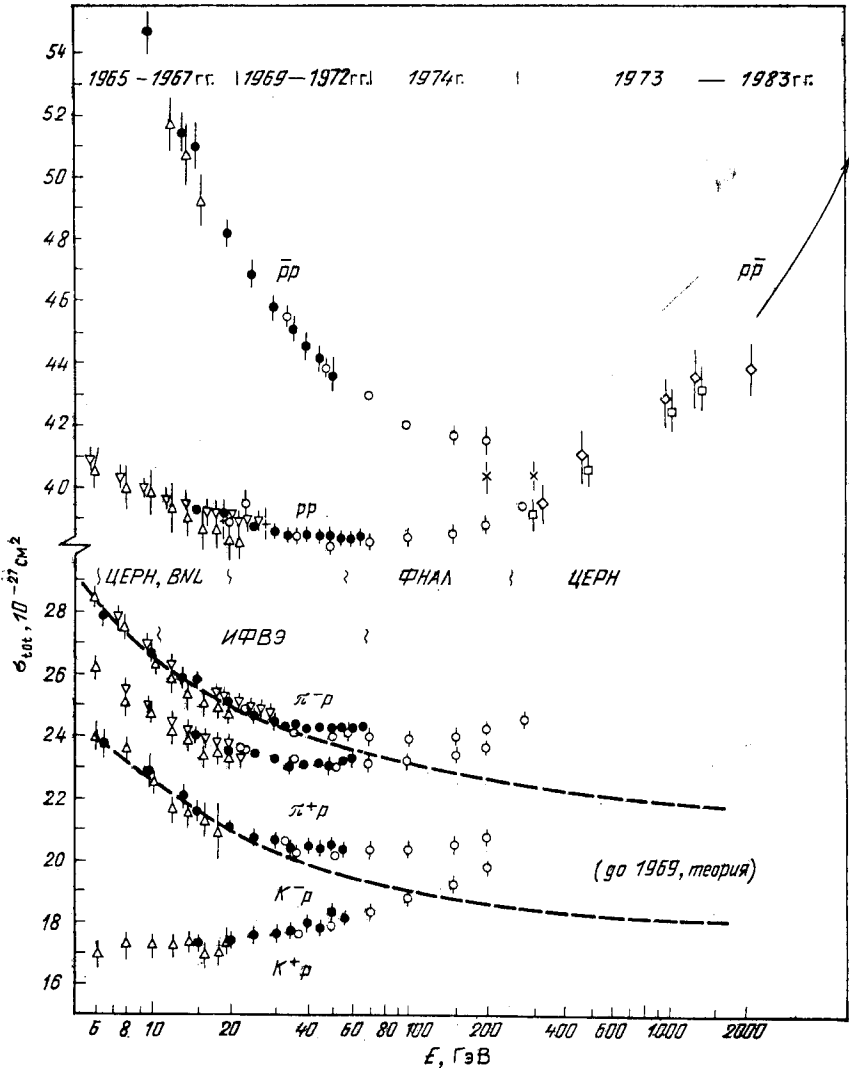


Рис. 7. Полные сечения взаимодействия адронов с протонами: темные точки — данные ИФВЭ; пунктирные кривые — предсказания полюсной модели [38]; -стрелкой указано не уместившееся на рисунке значение сечения при энергии $\bar{p}p$ -коллайдера ($62 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ при $E = 150\,000 \text{ ГэВ}$)

тельно растут с энергией начиная с 20 ГэВ [1, 22, 40] и соотношение (11) выполняется (рис. 8) [ИФВЭ].

Такой же ответ был получен и в экспериментах по исследованию трансмиссионной регенерации K^0 -мезонов, выполненных на ускорителе ИФВЭ при энергиях от 14 до 50 ГэВ [41, 42]. В этих опытах была определена энергетическая зависимость амплитуды регенерации и соответственно разности амплитуд упругого рассеяния \bar{K}^0 - и K^0 -мезонов на протонах под нулевым углом. Мнимая часть амплитуды регенерации связана по оптической теореме и на основании изотопической инвариантности с разностью полных сечений взаимо-

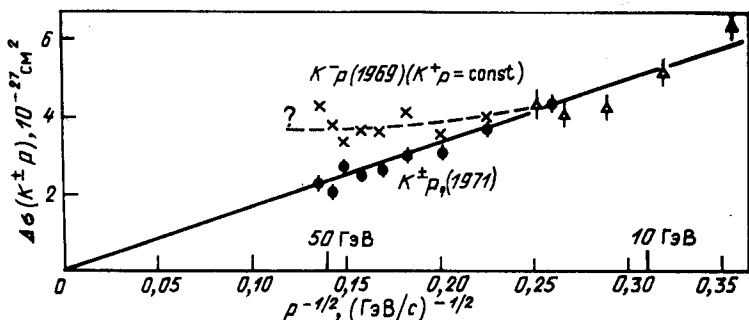


Рис. 8. Энергетическая зависимость разности полных сечений K^-p - и K^+p -взаимодействий:

крестики и пунктирная кривая — по данным о K^-p -сечениях [21, 37] при условии, что $\sigma_{\text{tot}}(K^+p) = \text{const}$ согласно (10); черные точки и сплошная прямая — по данным измерений полных сечений $K^\pm p$ -взаимодействий в ИФВЭ

действия $\Delta\sigma(K^\pm n)$ (11). Полученные данные показали (рис. 9), что эта разность уменьшается с ростом энергии и хорошо согласуется с результатами прямых измерений полных сечений [ОИЯИ].

Фаза регенерации не зависит от энергии (рис. 9). Это находится в согласии с теоремой Померанчука. Соотношение (11) выполняется, как показали измерения разностей полных сечений, и для других частиц и античастиц [22].

Обнаружение серпуховского эффекта — выполаживания, а затем и роста полных сечений * привело к пересмотру теоретических моделей асимптотического взаимодействия адронов. Серпуховский эффект до сих пор остается явлением, ожидающим своего теоретического истолкования. То, что такое поведение полных сечений носит универсальный характер [44—48] и они проходят через минимум при энергиях ИФВЭ, а потом растут, подтвердили последующие измерения в Батавии и ЦЕРН (рис. 7).

Теорема Померанчука была доказана в предположении постоянства полных сечений при $E \rightarrow \infty$. Принималось также, что отношение

* Внесено в Государственный реестр открытий СССР [43].

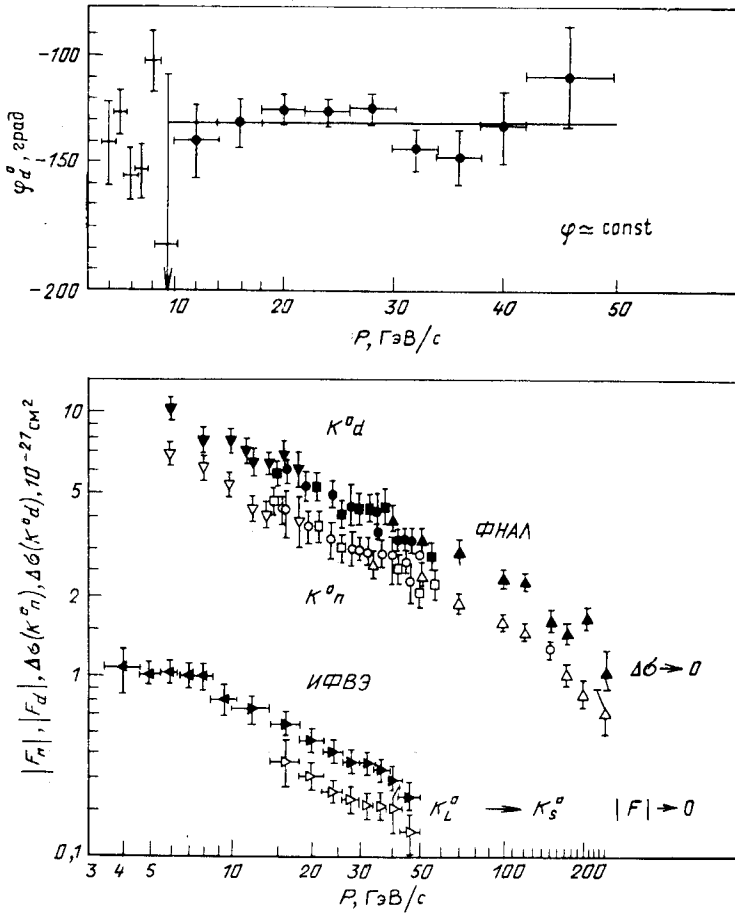


Рис. 9. Фаза и модуль амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ и разности полных сечений для \bar{K}^0 - и K^0 -мезонов. Приведены данные, полученные на ускорителе ИФВЭ [41, 42] и в дальнейшем в Батавии

реальной и мнимой частей амплитуд рассеяния ограничено. Позже эксперимент выявил иную картину поведения полных сечений при сверхвысоких энергиях (см. рис. 7). Для общего случая растущих сечений асимптотическая теорема была доказана А. А. Логуновым с сотр. [49]:

$$\frac{\sigma_{tot}(a\bar{b})}{\sigma_{tot}(ab)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 1, \text{ и следовательно, } \frac{\Delta\sigma(a^{\pm}b)}{\sigma_{tot}(ab)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 0. \quad (12)$$

Здесь $\Delta\sigma(a^{\pm}b)$ — разность полных сечений для античастиц a^- и частиц a^+ .

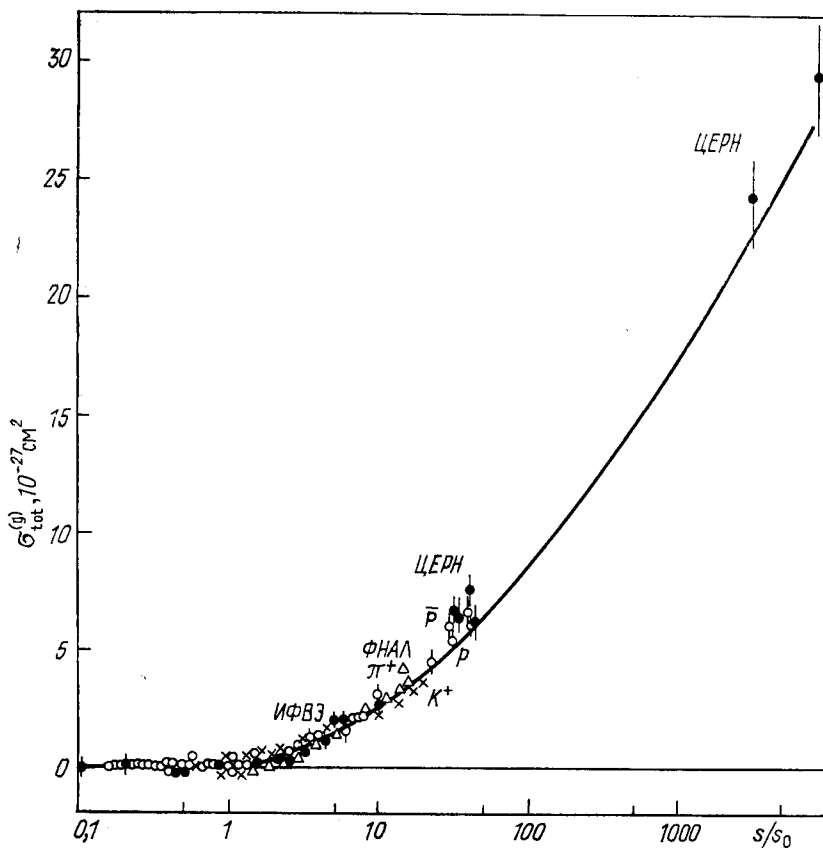


Рис. 10. «Нереджевская» часть полных сечений $\sigma_{\text{tot}}^{(g)}$ (13) [48] (универсальность роста полных сечений):

Кривая — формула (13) с параметрами $\alpha = 0,46 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, $\beta = 0,27 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ [$\sigma_{\text{tot}}^{(g)}(s < s_0) = 0$], s_0 равно 34, 45 и 78 ГэВ² для $K^\pm p$ -, $\pi^\pm p$ - и $p^\pm p$ -взаимодействий

То, что начало роста полных сечений приходится на серпуховские энергии, наглядно проявляется в модели [50], где этот рост обусловлен вкладом глюонных взаимодействий в центральной области соударений адронов, включая возможное образование глюболов. Рост полных сечений описывается при этом зависимостью [48]

$$\sigma_{\text{tot}}^{(g)}(s) = \alpha \ln(s/s_0) + \beta \ln^2(s/s_0), \quad (13)$$

где $\sigma_{\text{tot}}^{(g)} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{tot}}^{(R)}$ [см. формулу (10)] — растущая, глюонная (нереджевская) часть полного сечения (рис. 10).

На протонном ускорителе ИФВЭ был впервые создан электронный (фотонный) пучок, что открыло возможность исследовать элек-

ромагнитные взаимодействия при энергиях, не достижимых на электронных ускорителях. На этом пучке в диапазоне 15—30 ГэВ было измерено полное сечение γp -взаимодействий и сечение фоторождения ρ^0 -мезонов на протонах, составляющее его основную часть [51] (рис. 11).

С увеличением энергии все более отчетливо проявляется сходство механизмов фотон-адронного и адрон-адронного взаимодействий. Это объясняется тем, что при соударении с адроном фотон «адронизуется» — виртуально переходит в адронное состояние. Полученные

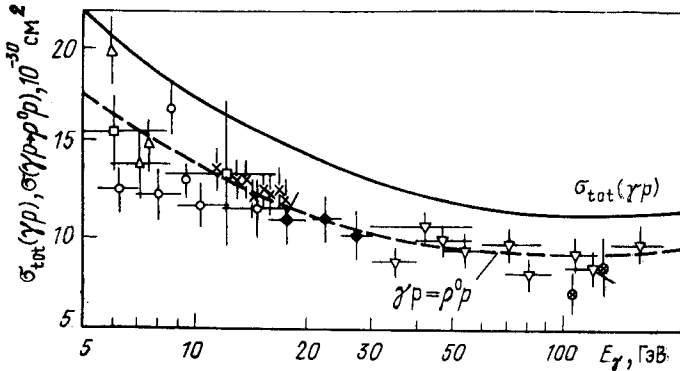


Рис. 11. Энергетическая зависимость полного сечения γp -взаимодействий (сплошная кривая) и сечения фоторождения ρ^0 -мезонов (точки);

темные точки — данные на ускорителе ИФВЭ [51]; пунктирная кривая — сечение, вычисленное на основе связи с упругим $p p$ -рассеянием: $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p) = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\gamma p^2}{4\pi} \right)^{-1} [\sigma_{el}(\pi^+ p) + \sigma_{el}(\pi^- p)]$

в ИФВЭ, а затем и при более высоких энергиях сечения хорошо описываются моделью векторной доминантности и аддитивной кварковой моделью (рис. 11) [ЕрФИ, ИФВЭ, ФИАН].

Упругое рассеяние адронов. Совместное исследование упругого рассеяния частиц под малыми углами и полных сечений позволяет, опираясь на оптическую теорему, определить основную характеристику взаимодействия — амплитуду рассеяния. Опыты по упругому рассеянию протонов на протонах были начаты на ускорителе ИФВЭ вскоре после его запуска. В этом эксперименте регистрировались протоны отдачи, вылетающие из внутренней мишени ускорителя. Интересной методической новинкой было использование в качестве мишени сверхзвуковой газовой струи (см. разд. 13). Дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния были измерены в интервале квадрата переданного 4-импульса $0,0007 < -t < 0,12$ (ГэВ/c)², захватывающем область как чисто ядерного рассеяния протонов, так и кулон-ядерной интерференции.

Анализ данных, полученных в диапазоне энергий от 12 до 70 ГэВ, позволил определить, после нормировки на полные сечения, энергетическую зависимость наклона дифракционного конуса упругого pp -рассеяния b ($d\sigma/dt \sim \exp(bt)$). Оказалось, что этот параметр логарифмически растет с увеличением энергии (рис. 12) [52]. Отсюда был сделан важный вывод о росте радиуса взаимодействия протонов с увеличением энергии их столкновения *. Исследования при более высоких энергиях в дальнейшем подтвердили этот вывод (рис. 12) [ИФВЭ, ОИЯИ].

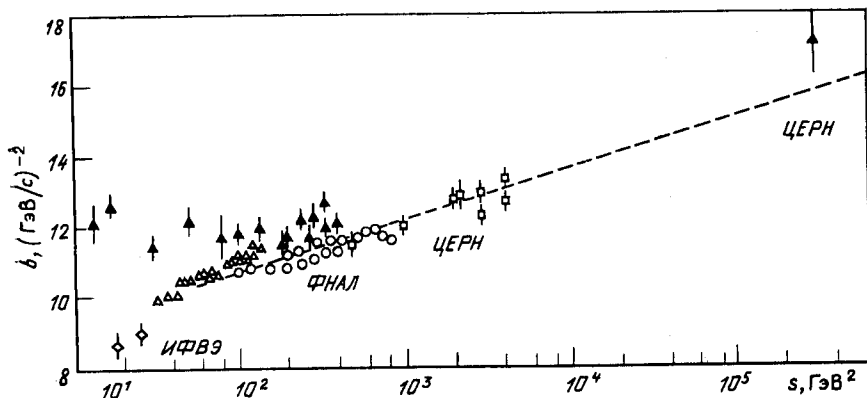


Рис. 12. Энергетическая зависимость параметра наклона дифракционного конуса упругого pp -рассеяния (светлые точки) и pp -рассеяния (темные точки). Пунктирная кривая показывает сужение конуса рассеяния: $b \sim \ln s$

Изучение интерференции ядерных и кулоновских сил в области малых $|t|$ (по форме дифференциального сечения упругого рассеяния) позволило в этом эксперименте определить отношение реальной и мнимой частей амплитуды рассеяния вперед $\rho(0)$. Этот параметр, характеризующий преломляющую способность ядерного вещества (квантовомеханическую), также оказался растущим с энергией [54]**. Этот рост, продолжающийся и при более высоких энергиях (рис 13), свидетельствует (через дисперсионные соотношения), что рост полных сечений продолжается и при энергиях в сотни тераэлектрон-вольт [ОИЯИ].

Полученные в серпуховской области энергий данные о полных сечениях и о значениях $\rho(0)$ для pp -рассеяния хорошо согласуются в рамках дисперсионных соотношений. Отсюда следует важный вывод о справедливости основных постулатов теории поля для взаимодействия частиц на расстояниях вплоть до

$$L \approx 10^{-15} \text{ см.}$$

* Внесено в Государственный реестр открытий СССР [53].

** Внесено в Государственный реестр открытий СССР [55].

Дифференциальные сечения упругого π^-p -рассеяния были измерены в интервале энергий 30—60 ГэВ на выведенном из ускорителя пучке при помощи магнитного спектрометра с годоскопами [56].

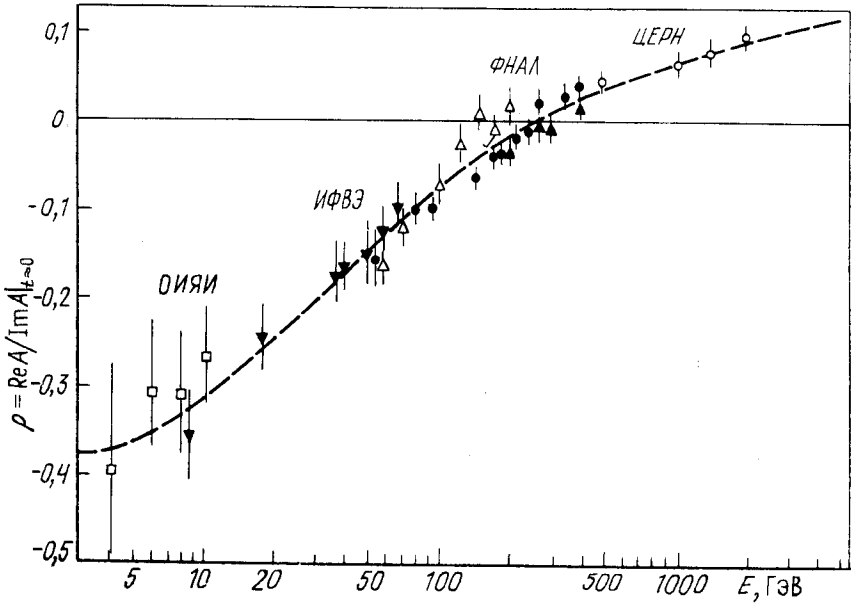


Рис. 13. Отношения реальных и мнимых частей амплитуды упругого pp -рассеяния $\rho(0)$ при разных энергиях:

▼ — данные, полученные на ускорителе ИФВЭ [54]; пунктирная кривая вычислена по полным сечениям на основании дисперсионных соотношений

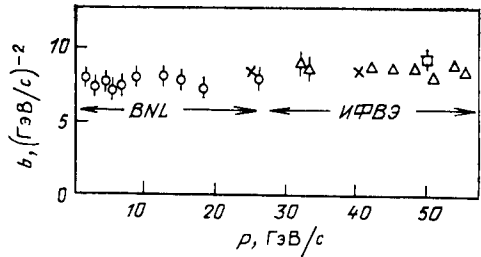


Рис. 14. Наклон дифракционного конуса упругого π^-p -рассеяния при разных импульсах

Полученные здесь данные показывают, что наклон дифракционного конуса в случае π^-p -рассеяния не сужается с ростом импульса (рис. 14). Это свидетельствовало о постоянстве радиуса пион-нуклонного взаимодействия [ИФВЭ] *.

* Измерения в более широком интервале импульсов, до $P \approx 350$ ГэВ/с (Burg J. P. e.a. Nucl. Phys. 1983. Vol. 127B. P. 285), показали, что параметр наклона b растет с ростом P и в случае πp -рассеяния; этот рост универсален для адронов [ЛИЯФ].

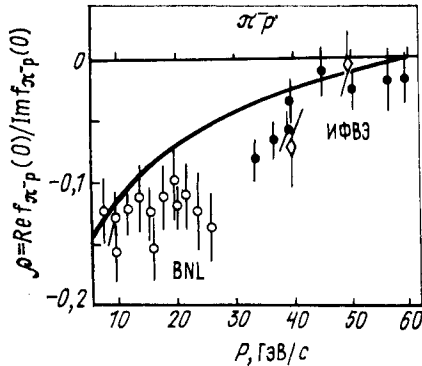


Рис. 15. Отношения реальных и мнимых частей амплитуды упругого $\pi^- p$ -рассеяния вперед;

кривая рассчитана по дисперсионным соотношениям на основании полных сечений пион-нуклонного рассеяния

Измерения упругого $\pi^- p$ -рассеяния в области кулон-ядерной интерференции показали, как и в случае pp -рассеяния, что значение $\rho(0)$ растет с энергией в согласии с дисперсионными соотношениями (рис. 15) [57]. Согласие получено и для случая $\pi^+ p$ - и $K^+ p$ -рассеяний [58] [ИФВЭ, ОИЯИ, США].

Упругое $\pi^- p$ -рассеяние в области очень малых углов было изучено и с применением другой методики, представлявшей собой комбинацию наполненной водородом ионизационной камеры (для регистрации медленного протона отдачи) и магнитного спектрометра, детектирующего рассеянные вперед пионы [59]. Измеренное с точностью 0,015 значение $\rho(0)$ совпало с предсказаниями дисперсионных соотношений [ЛИЯФ].

Изучение дифракционного упругого рассеяния адронов позволяет, подобно опытам по полным сечениям, определить размеры области взаимодействия, а также исследовать распределение адронной материи внутри частиц. Поэтому представляет интерес сравнение упругого рассеяния различных частиц, в том числе частиц и античастиц. Такие эксперименты были выполнены на магнитном спектрометре [24] (рис. 16) [ИФВЭ, ЦЕРН].

Программа исследования упругого рассеяния адронов на ускорителе ИФВЭ завершилась измерениями поляризационных параметров в рассеянии π^\pm -, K^\pm -мезонов, протонов и антипротонов на протонах (поляризованная мишень). Первые же эксперименты показали, что и при энергиях ускорителя ИФВЭ существуют значительные поляризационные эффекты, причем эти эффекты зависят от сорта частиц и имеют сложную структуру (рис. 17) [60, 61].

Наиболее неожиданными оказались результаты измерений поляризации в упругом pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии. С ростом $|t|$ поляризация в этих процессах меняет знак с положительного на отрицательный (рис. 17). При $|t| \approx 1$ (ГэВ/c)² поляризация значительно увеличивается вопреки теоретическим ожиданиям, где предсказывался нулевой эффект [ИТЭФ, ИФВЭ, ОИЯИ, Сакле (Франция)].

Зарядообменное рассеяние. Изучение зарядообменных реакций, в том числе таких, как

$$\pi^- p \rightarrow M^0 n, \quad (14)$$

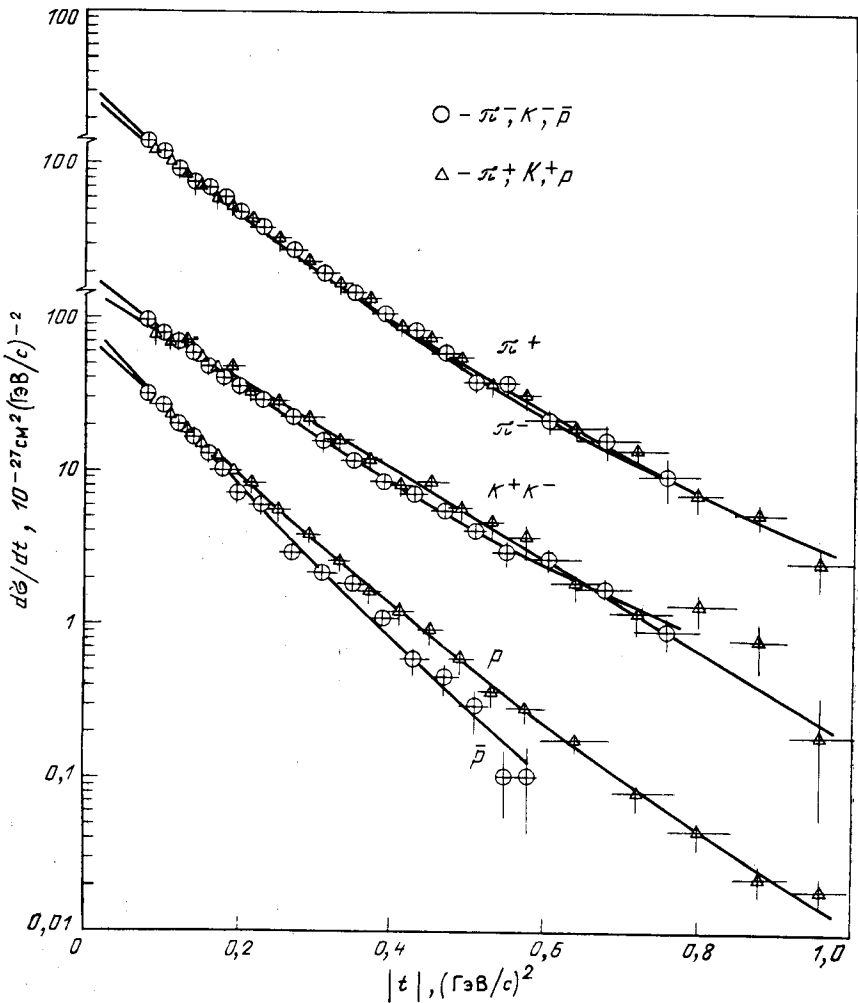


Рис. 16. Упругое рассеяние частиц и античастиц: дифференциальные сечения упругого рассеяния π^{\pm} , K^{\pm} -мезонов, протонов и антипротонов на протонах при импульсе 40 ГэВ/с

представляет особый интерес в серпуховской, практически уже асимптотической области энергий. Сечения перезарядки под нулевым углом связаны оптической теоремой с соответствующими разностями полных сечений взаимодействия частиц в разных изоспиновых состояниях (эти разности стремятся к нулю при $E \rightarrow \infty$ [62]; как показали опыты в ИФВЭ [22] — степенным образом). Одновременное изучение полных сечений и зарядовообменных реакций позволяет поэтому

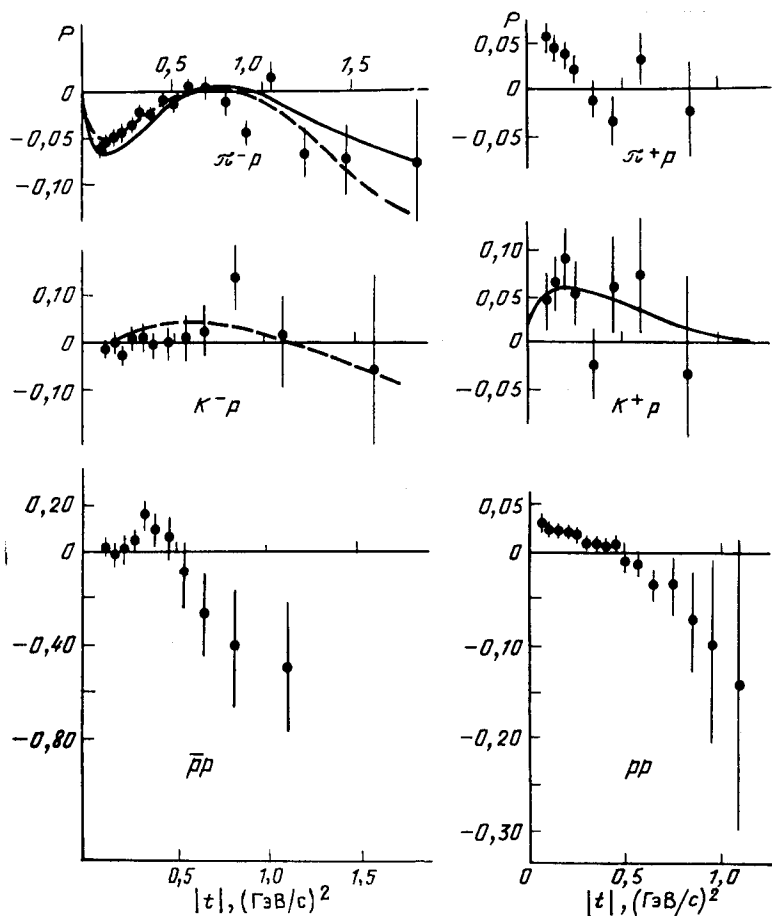


Рис. 17. t -Зависимость поляризации в упругом рассеянии π^{\pm} , K^{\pm} -мезонов, протонов и антипротонов на протонах при импульсе 40 ГэВ/с. Кривые рассчитаны по полюсной теории

провести самосогласованный анализ экспериментальных данных на основе самых общих положений квантовой теории поля.

На кварковом уровне реакции зарядовообменного рассеяния (14) сводятся к фундаментальным процессам аннигиляции кварков или их обратного рассеяния (рис. 18).

Программа систематических исследований процессов (14) [63—65], реализованная на ускорителе ИФВЭ сначала методом искровых камер, а затем при помощи впервые разработанного годоскопического фотонного калориметра, включала в себя как прецизионные измерения сечений в области малых углов (например, рис. 19) для

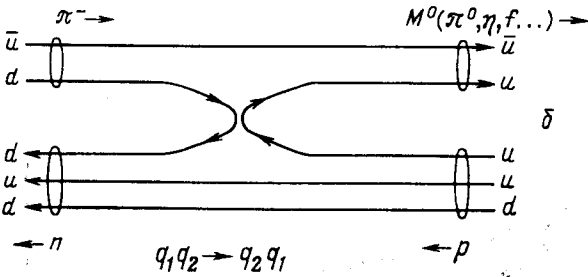
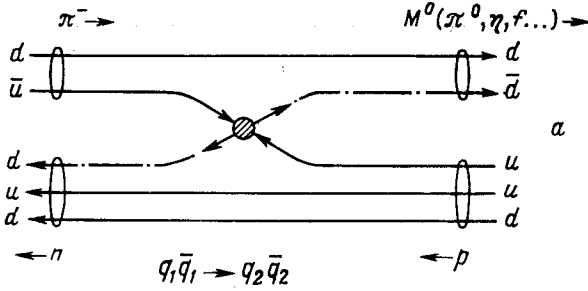
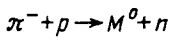


Рис. 18. Зарядо-вообменное рассеяние (14) на кварковом уровне:

a — аннигиляция кварков;
b — их обратное рассеяние

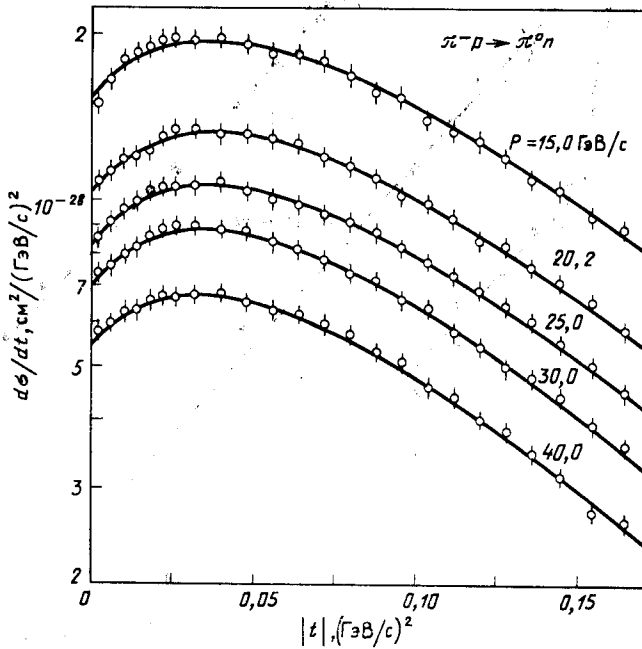


Рис. 19. t -Зависимость сечений реакции перезарядки пионов на протонах под малыми углами:

кривые — результат феноменологического фита [64]. Величина $(d\sigma/dt)^{1/2}$ при $t = 0$ есть разность амплитуд $\pi^\pm p$ -рассеяния вперед, а $\Delta\sigma(\pi^\pm p)$ — разность мнимых частей этих же амплитуд; измерения обеих величин дали согласующиеся результаты

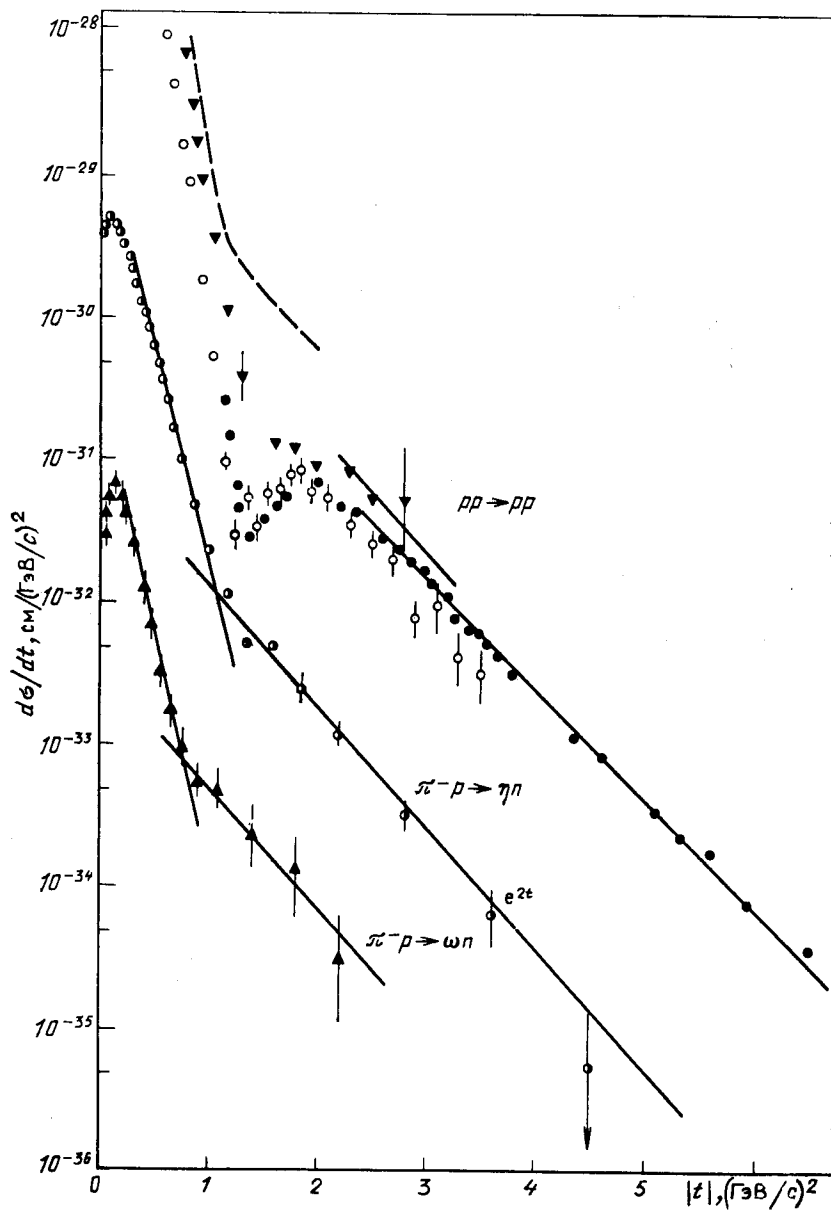


Рис. 20. Дифференциальные сечения зарядовообменных реакций типа (14), $\pi^-p \rightarrow \eta n$ и $\pi^-p \rightarrow \omega n$, при импульсе 40 ГэВ/с и больших передачах импульса. Здесь же показано упругое pp -рассеяние

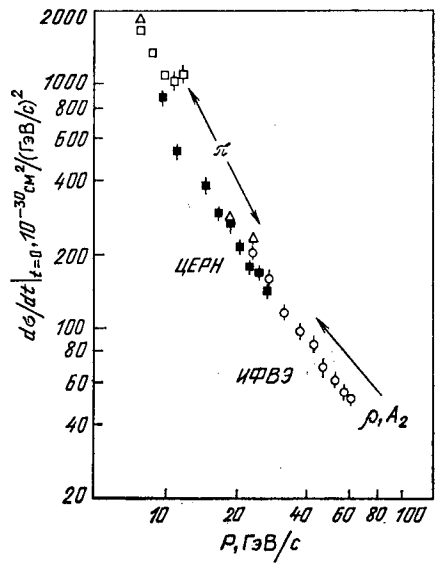


Рис. 21. πp -Перезарядка под нулевым углом при разных энергиях. Условно показаны области, где доминируют π -обмен и ρ -, A_2 -обмен

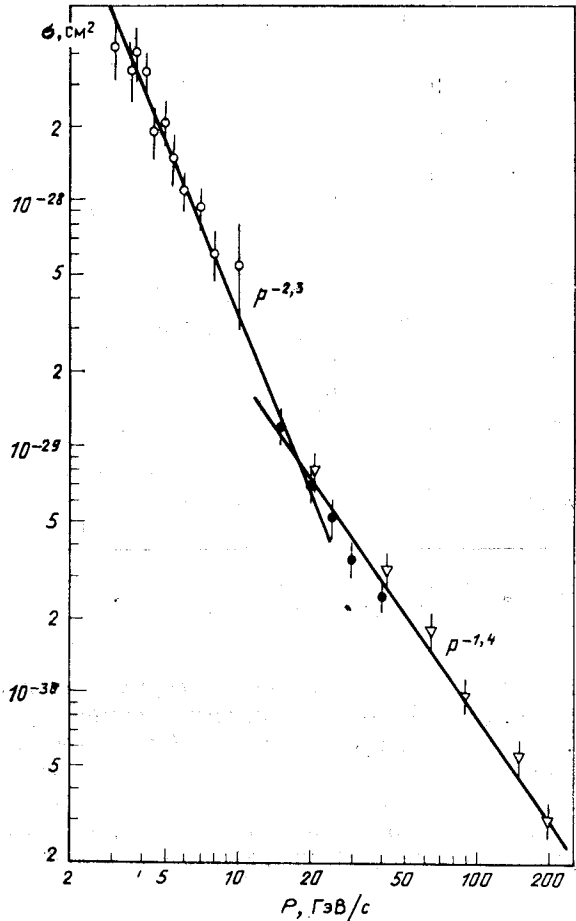
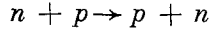


Рис. 22. Энергетическая зависимость сечения реакции $\pi^-p \rightarrow \omega p$: темные точки — данные, полученные на ускорителе ИФВЭ; при большей энергии — данные ФНАЛ

большого числа реакций ($M^0 = \pi^0, \eta, \eta', \omega, f, A_2 \dots$), так и изучение области больших передач импульса, где наблюдается универсальный излом наклона (рис. 20), нашедший объяснение в рамках кварк-партонных моделей [66] [ИФВЭ, ЦЕРН].

Перезарядка нейтронов на протонах



была исследована при помощи двухплечевого спектрометра в интервале переданных 4-импульсов $0,002 < -t < 0,8$ (ГэВ/с)². Энергетическая зависимость при $t \approx 0$, где виден острый пик в дифференциаль-

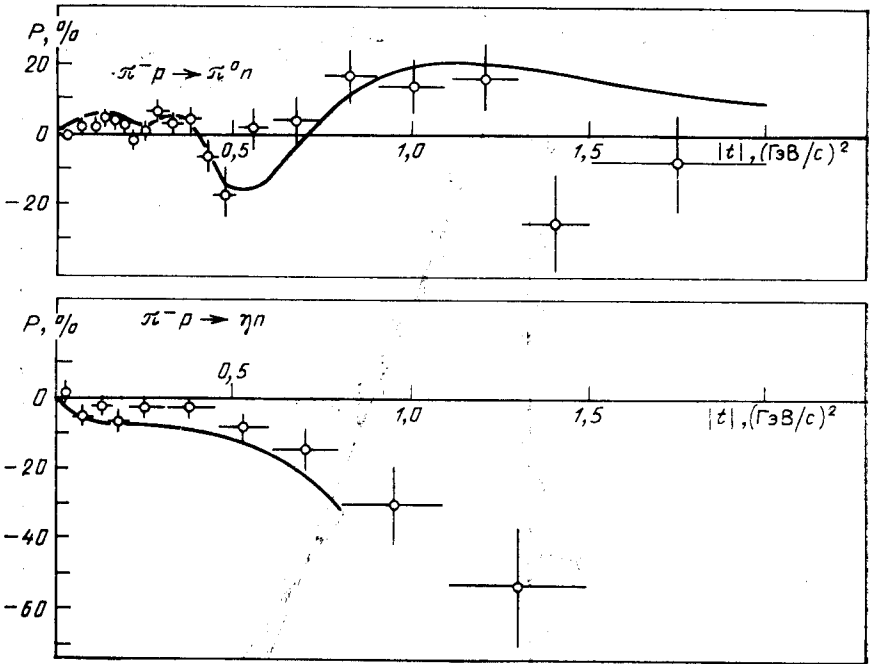


Рис. 23. Поляризация при импульсе 40 ГэВ/с в зарядовообменных реакциях. Кривые — модельное описание t -зависимостей

ном сечении, обнаруживает при серпуховских энергиях смену режима (рис. 21) [67] — по-видимому, π -обмен уступает место ρ, A_2 -обмену. Такая же смена режима наблюдается и в реакции типа (13), $\pi^- p \rightarrow \omega n$ [65] (рис. 22) [ИТЭФ, ИФВЭ, ЦЕРН].

Программу детального изучения зарядовообменных процессов при серпуховских энергиях завершают измерения поляризации в реакциях типа (13), трудные из-за малости сечений. Эти экспери-

менты обнаружили [68, 69], вопреки теоретическим ожиданиям, значительную поляризацию даже при столь большой энергии, как 40 ГэВ, и ее сложную структуру (рис. 23), ждущую теоретического анализа [ИФВЭ, ОИЯИ, ТГУ].

6. ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

При помощи двухплечевого фокусирующего спектрометра на ускорителе ИФВЭ выполняется программа исследования процессов инклюзивного образования адронов с большими для наших энергий поперечными импульсами P_T в соударениях протонов с нуклонами и ядрами.

Особенностью экспериментов в этой области энергий является возможность продвижения в область предельно больших значений поперечной масштабной переменной $X_T = P_T/\sqrt{s}$ (до $X_T \approx 0,8$ в описываемых опытах). При больших значениях X_T обнаружено нарушение скейлинга как в поведении сечений образования одиночных заряженных адронов, так и в отношениях сечений образования мезонов разных знаков (рис. 24) [70]. Этот скейлинг в виде $Ed^3\sigma/dP^3 \sim \sim P_T^8 (1 - X_T)^9$ ранее наблюдался при энергиях ФНАЛ и ЦЕРН.

Особый интерес представляет образование пар адронов, разлетающихся в с.ц.м. в противоположные стороны симметрично, с одинаковыми P_T . В этом случае влияние внутреннего поперечного движения партонов в частицах сводится к минимуму, и становится практически однозначной связь кинематических переменных партонов с поперечными импульсами образовавшихся адронов. В измеренных сечениях одного из таких процессов,

$$pp \rightarrow \pi^+\pi^- + \dots, \quad (15)$$

наблюдается излом в P_T -зависимости (рис. 24) в области $P_T \approx \approx 1$ ГэВ/с, который можно связать с переходом от режима мягких соударений к соударениям на уровне составляющих нуклонов [72] [ИФВЭ].

Эксперименты по образованию симметричных пар протонов, испущенных под углами, близкими к 90° в с.ц.м.,

$$pp \rightarrow pp + \dots \quad (16)$$

дают возможность изучить роль систем валентных кварков в рассеянии с большими P_T . Полученные данные [71] свидетельствуют в пользу механизма рассеяния «подпротонов» — систем из трех валентных кварков (рис. 24).

При изучении ядерных эффектов в образовании частиц с большими P_T (измеряются A -зависимости сечений, представляемые в виде A^α) наблюдается сильная азимутальная зависимость сечений образования симметричных адронных пар (рис. 24) [72], указывающая на важную роль перерассеяния внутри ядра [ИФВЭ].

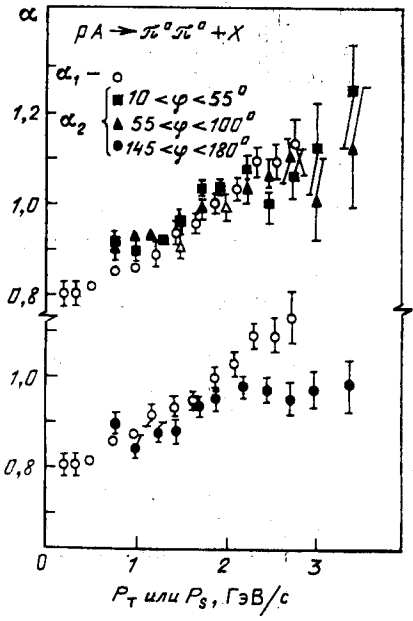
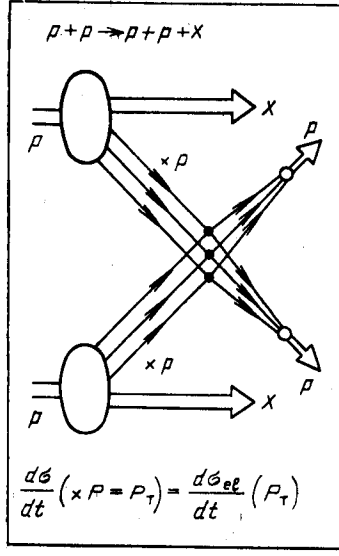
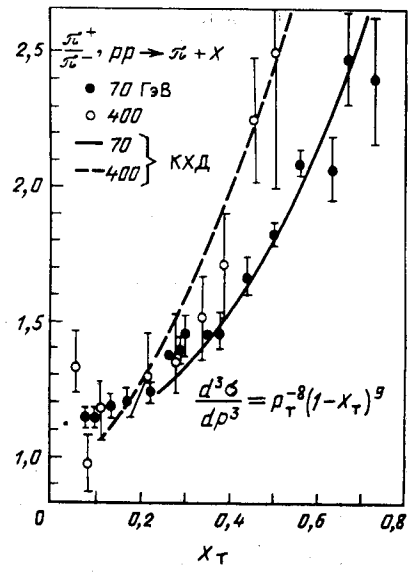
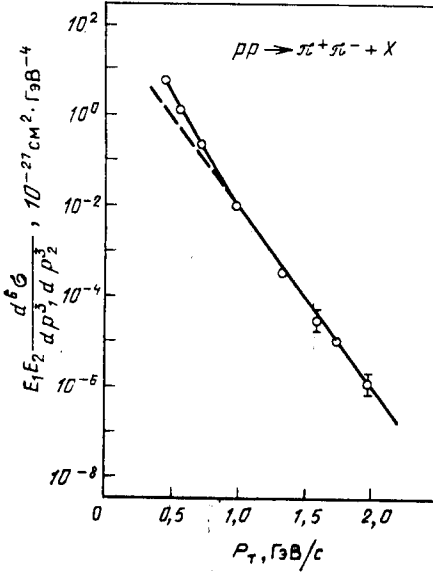


Рис. 24. Образование адронов и пар адронов в pp -соударениях при энергии 70 ГэВ в области больших P_T (X_T); φ -угол между π^0 -мезонами (см. текст)

7. ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ, ОЧАРОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Прелюдией к изучению тяжелых кварков на ускорителе ИФВЭ явился эксперимент, в котором были обнаружены «прямые» мюоны* [73] (т. е. не возникающие от распада пионов и каонов), образуя-

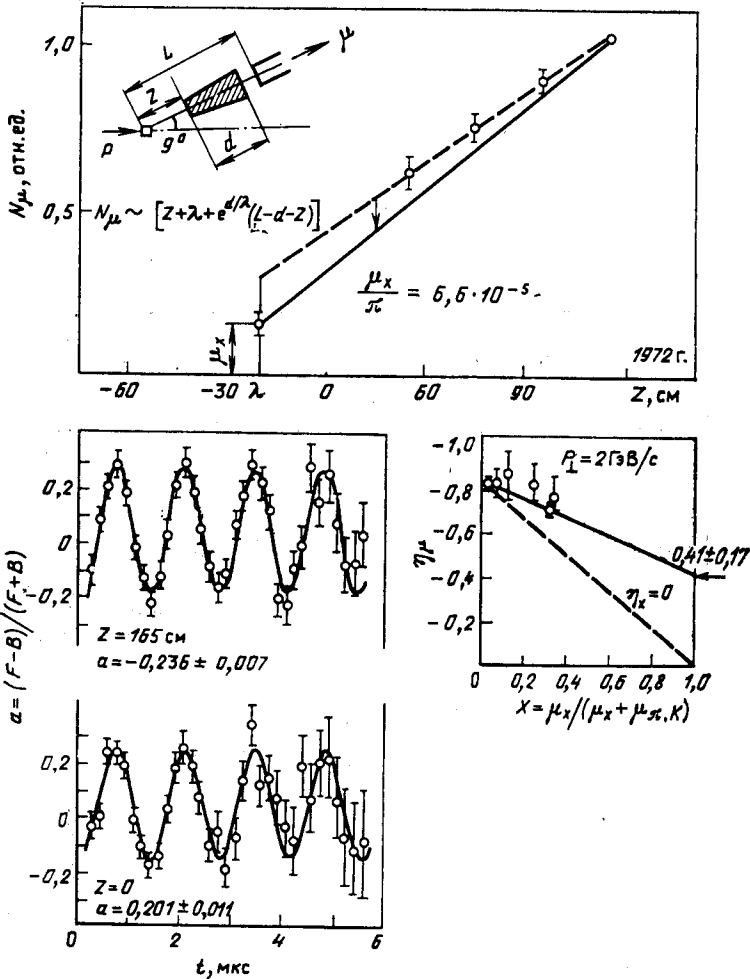


Рис. 25. Наблюдение прямых мюонов и измерение их поляризации:

верхний рисунок показывает схему экстраполяции данных в эксперименте с изменяемой базой от мишени до детектора; нижние рисунки — осцилляции в распаде $\mu \rightarrow e\nu$ и метод экстраполяции, используемый для определения поляризации прямых мюонов

* Позднее на ускорителе ИФВЭ наблюдались и прямые мюонные пары (континуум в области $1,3 < M_{\mu\mu} < 2,5$ ГэВ), образующиеся в $\pi-N$ -соударениях [74]. Их сравнение с последующими результатами, полученными при более высоких энергиях, подтвердило скейлинг, предсказанный моделью Дрелла — Яна ($d^2\sigma/dM_{\mu\mu}^2 dX_F) = f(\tau)$, $\tau = M_{\mu\mu}^2/s$), и позволило сделать вывод о росте среднего значения P_T с энергией [ИФВЭ].

щиеся с большими поперечными импульсами в протон-ядерных соударениях (рис. 25). Выход прямых мюонов по отношению к пионам составил всего лишь $7 \cdot 10^{-5}$. Образование таких мюонов в те годы, когда еще не были известны тяжелые кварки, не нашло объяснения, что стимулировало поиски источников прямых лептонов, приведшие в конце концов к открытию новых квантовых чисел — «очарования», а затем и «прелести». Результаты измерения продольной поляризации наблюдаемых мюонов (рис. 25) [73] пока не имеют интерпретации [ИФВЭ, МИФИ].

Программа изучения очарованных частиц, состоящих из тяжелых *s*-кварков, была начата на ускорителе ИФВЭ вскоре после обнаружения J/ψ -частиц в Брукхейвене и Станфорде. Измерения были

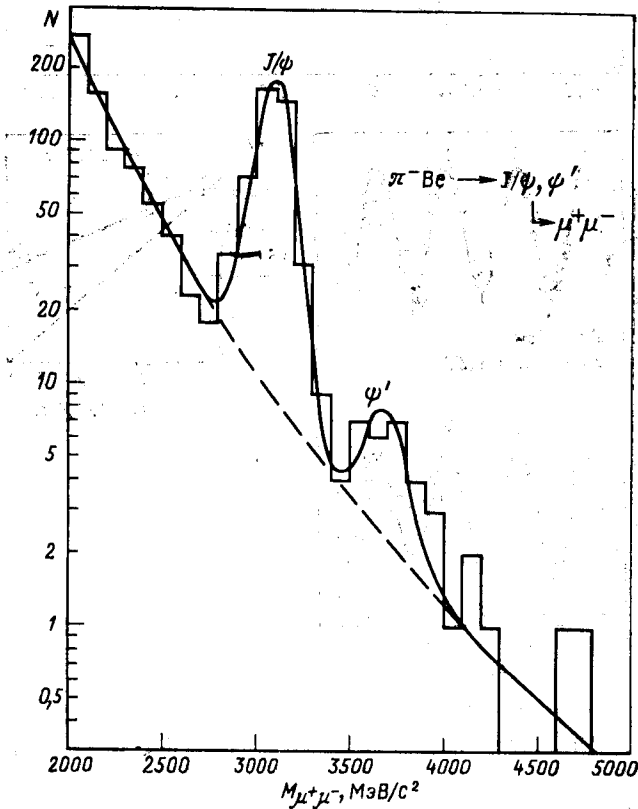


Рис. 26. J/ψ - и ψ' -частицы, наблюдаемые при импульсе 40 ГэВ/с по их распаду на мюонные пары в широкоапертурном спектрометре

начаты на двух широкоапертурных спектрометрах. Эти эксперименты дали информацию об образовании скрытого чарма в pp - и π^-p -соударениях в околопороговой области энергий, где исследования осложнены малостью сечения. Были выделены как J/ψ -частицы, так и ψ' -частицы (рис. 26) [75] и показано, что механизмы их образования близки (половина J/ψ -частиц образуется каскадным образом — см. ниже) и, судя по адронному сопровождению, заметно отличаются от кварк-антикварковой аннигиляции, доминирующей в образовании тяжелых дрелл-яновских пар лептонов. Было показано также, что вклад парного образования чарма мал [76].

В описываемых измерениях была подробно изучена динамика образования J/ψ -частиц в реакции



определены зависимости сечения от P_T , X_F и A [74, 77]. При исследовании распределения по продольному импульсу было обнаружено (рис. 27), что максимум этого распределения лежит в области $X_F \approx 0,3$ [76]. Такая асимметрия распределения непосредственно отра-

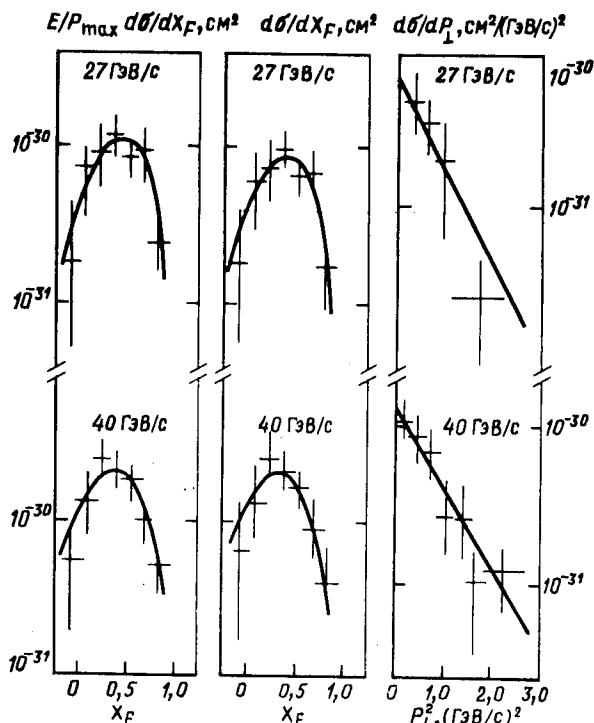


Рис. 27. Распределения J/ψ -частиц в реакции (17) по продольному и поперечному импульсам. Кривые — феноменологический фит [74]

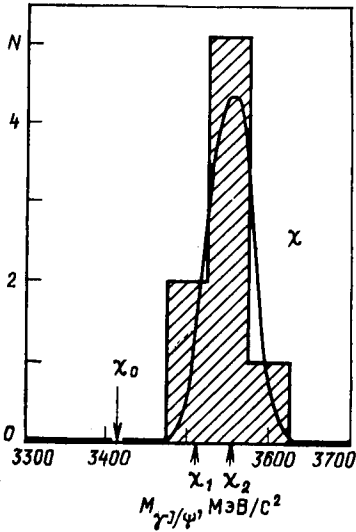


Рис. 28. Спектр масс $\gamma(J/\psi)$ -систем в π - p -соударениях при импульсе 40 ГэВ/с: стрелками указаны значения масс $\chi_{J/\psi}$ -состояний с различными спинами J [χ_0 не наблюдается из-за малой вероятности распада (19)]; кривая — разрешение годокопического спектрометра ($\sigma_M/M = 0,8\%$)

жает различие в кварковом составе между пионами (два кварка) и нуклонами (три кварка) [ИФВЭ].

Наряду с векторными очарованными частицами J/ψ и ψ' в околопороговой области энергий были также изучены и C -четные состоя-

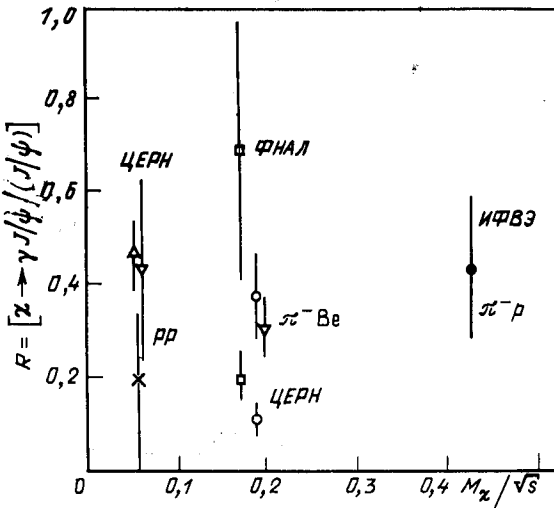


Рис. 29. Каскадное рождение чармония: доля $R J/\psi$ -частиц, образующихся в распаде $\chi \rightarrow J/\psi + \gamma$ (19), от их полного числа. Разброс данных при энергиях ФНАЛ и ЦЕРН со временем уменьшается

ния чармония — χ -частицы [78], образующиеся в реакции

$$\pi^- p \rightarrow \chi + \dots \quad (18)$$

и распадающиеся по каналу

$$\chi \rightarrow J/\psi + \gamma. \quad (19)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow e^+e^-$$

Эта цепочка распадов регистрировалась при помощи многофотонного годоскопического спектрометра.

В спектре масс γ (J/ψ)-систем (рис. 28) наблюдается пик, соответствующий образованию P -волновых $c\bar{c}$ -состояний 3P_1 и 3P_2 . Доля J/ψ -частиц, образующихся через распад χ -частиц, получена равной $0,44 \pm 0,16$ (рис. 29). Сечение образования χ -частиц вблизи порога показано на рис. 30. Как видно из рис. 31, для всех частиц со скрытым очарованием наблюдается скейлинг по переменной M/\sqrt{s} [ИФВЭ]:

$$\sigma(c\bar{c}) \sim e^{-aM/\sqrt{s}}. \quad (20)$$

В заключение этого раздела остановимся на данных, полученных в эксперименте [79], об образовании Λ_c^+ -бариона, частицы с открытым

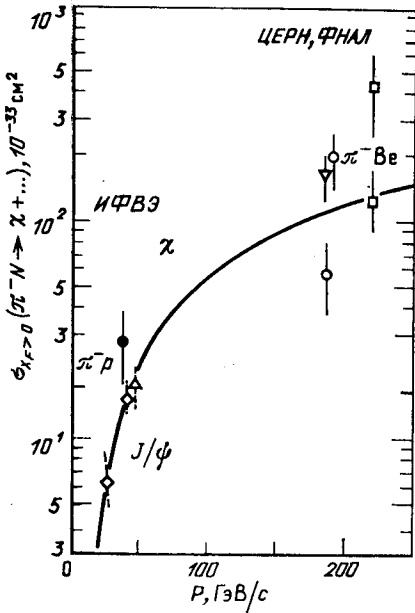


Рис. 30. Сечения образования χ -частиц в реакции (18) (темная точка и светлые точки справа). Кривая, а также светлые точки в области до 50 ГэВ/с — сечения реакции образования J/ψ -частиц (17)

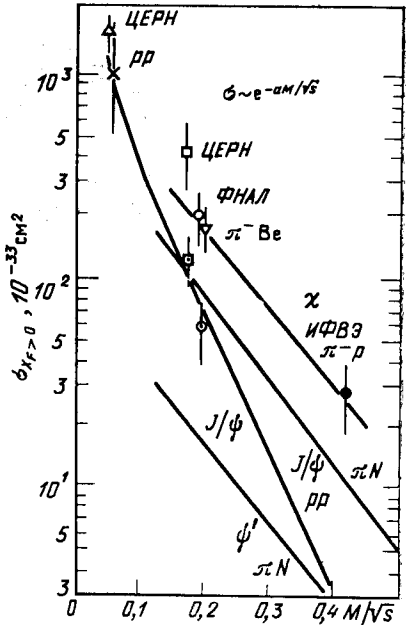


Рис. 31. Скейлинг в рождении чармония: сечения образования частиц со скрытым очарованием ($c\bar{c}$): прямые — зависимости (20); точки — данные о χ -частицах

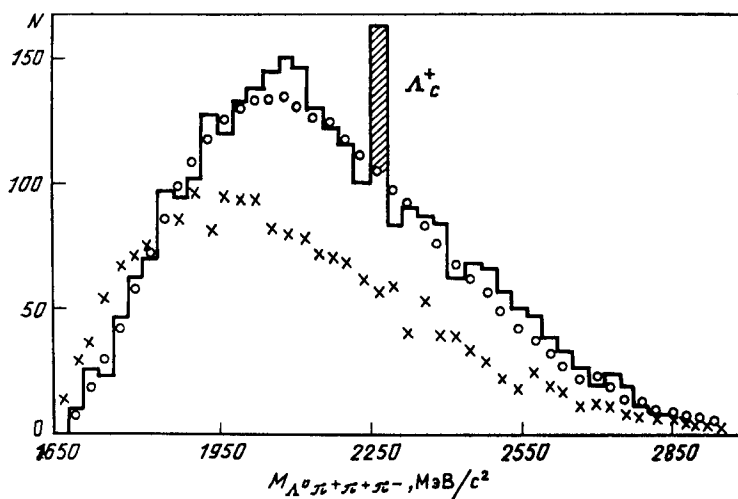
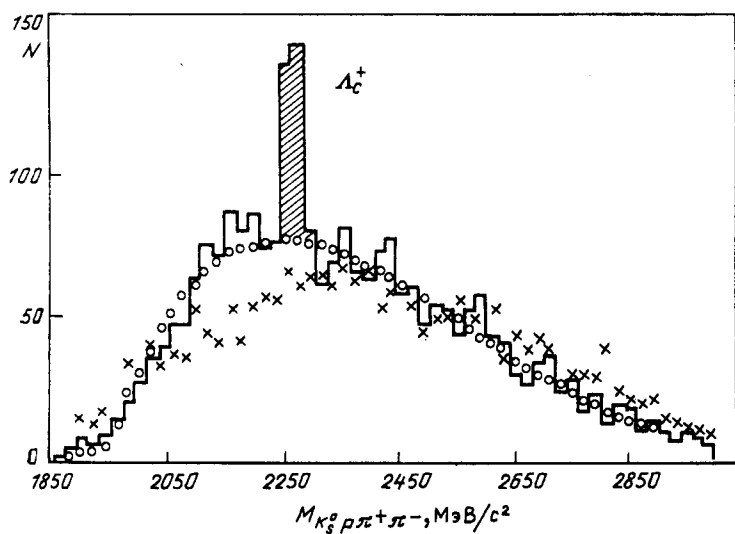


Рис. 32. Спектр масс $K_s^0 p \pi^+ \pi^-$ -систем и $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ -систем по данным [79]: стрелкой указано табличное значение массы Λ_c^+ -барииона; заштрихованные пики содержат 200 частиц; точки — полиномиальный фит фона; \times — спектры масс систем $K_s^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$

очарованием (кварковая структура — udc), при серпуховских энергиях нейтронами в реакции

$$nC \rightarrow \Lambda_c^+ + \dots \quad (21)$$

На рис. 32 показаны полученные на спектрометре БИС-2 спектры масс $K_s^0 p \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ -систем. В каждом из них четко выделяет-

ся пик — распад Λ_c^+ -бариона [ОИЯИ]. Трудность эксперимента в околопороговой области очевидна. Следующим важным этапом в этом исследовании явится измерение асимметрии распада частиц в пике и определение поляризации наблюдаемых частиц.

8. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АДРОНОВ

Определение эффективных размеров и структуры элементарных частиц является одной из центральных задач физики высоких энергий. Она особенно сложна, когда речь идет о нестабильных частицах.

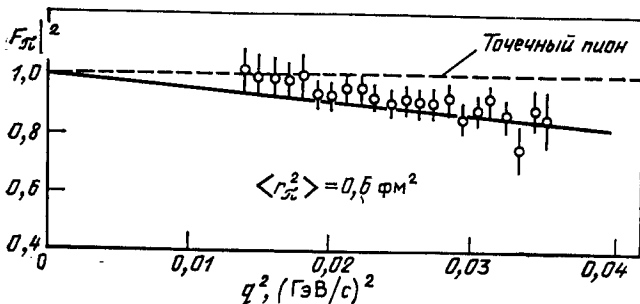


Рис. 33. Измерение формфактора π^- -мезона по его упругому рассеянию на электро-
троне:

пунктирная прямая соответствует точечному пиону; сплошная — описание экспериментальных данных формфактором со среднеквадратичным радиусом (22)

Первым экспериментом этого класса, выполненным на ускорителе ИФВЭ, было исследование формфактора пиона [80]. С этой целью были прецизионно измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния π^- -мезонов с импульсом 50 ГэВ/с на электронах и определена зависимость формфактора от переданного импульса. Эта зависимость показывает (рис. 33), что пион не является точечной частицей. Определенный по данным рис. 33 электромагнитный радиус π^- -мезона получен равным

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = (0,78 \pm 0,10) \text{ фм} \quad (22)$$

[ОИЯИ, США].

Исследование электромагнитной структуры η - и η' -мезонов было осуществлено путем изучения их редких радиационных распадов по каналу $\mu^+\mu^-\gamma$ [81], а в случае ω -мезона — по каналу $\mu^+\mu^-\pi^0$ [82] (об обнаружении этих распадов на ускорителе ИФВЭ см. в разд. 9). Изучение радиационных распадов, как видно из диаграммы на рис. 34, позволяет определить переходные электромагнитные формфакторы нестабильных мезонов: измеряя спектр масс мюонных пар (рис. 34, 35) (т. е. спектр энергий виртуальных фотонов), можно

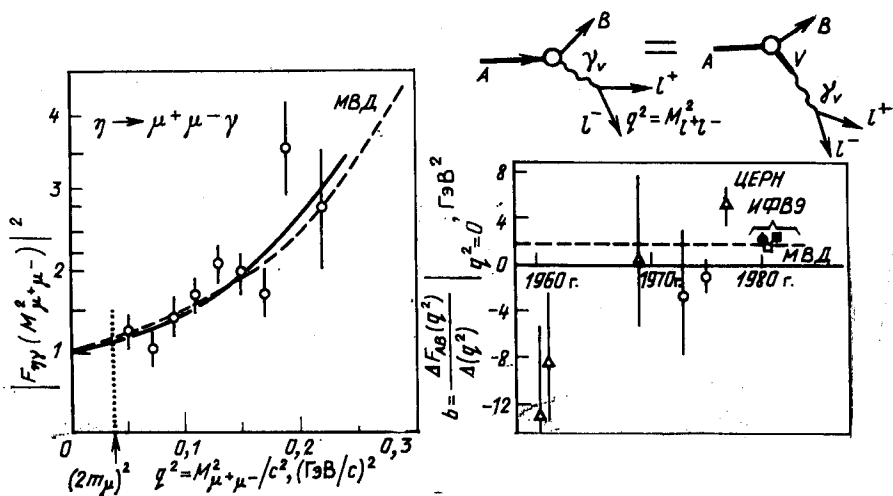


Рис. 34. Данные об электромагнитных формфакторах η -, η' -, ω - и π^0 -мезонов: слева — квадрат формфактора η -мезона; точки — результат измерения спектра масс $M_{\mu^+\mu^-}$ в распаде $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$; сплошная кривая — результат описания данных зависимостью $F^2 \sim (1 - M^2/\Lambda^2)^{-2}$, где $\Lambda = (0,72 \pm 0,09)$ ГэВ; пунктирная кривая рассчитана по модели векторной доминантности (МВД). Справа — наклоны формфакторов при $q^2 = 0$: Δ — по распаду $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$; \circ — по распаду $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ (ЦЕРН, Брукхейвен); \bullet , \square и \blacksquare — по распадам $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ и $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ (ИФВЭ)

«прощупать» вершины переходов $\eta - \gamma$, $\eta' - \gamma$, $\omega - \pi^0$ и узнать внутреннее строение мезонов.

Результаты измерений на ускорителе ИФВЭ показали, что электромагнитная структура исследованных мезонов неплохо описывается как МВД, так и в рамках КХД. Мировые данные по наклонам формфакторов η -, η' - и ω -мезонов (ИФВЭ) и π^0 - и η -мезонов (другие ускорители) при $q^2 = 0$, характеризующим «размеры» мезонов [81, 82], представлены на рис. 34 [ИФВЭ].

Кроме эффективного радиуса, частицы характеризуются еще одной константой — поляризуемостью. Она измеряет «податливость» частицы, способность деформироваться в сильных электромагнитных полях. Эта величина ранее была известна лишь для протона. В эксперименте на ускорителе ИФВЭ [83] поляризуемость удалось измерить и для нестабильной частицы — пиона. Для этого была использована реакция $\pi^- + \text{ядро} \rightarrow \pi^- + \text{ядро} + \gamma$ и отобраны такие события, когда при больших прицельных параметрах виртуальный фотон γ_V^1 практически не отличается от реального, и тем самым может быть выделена реакция комптоновского рассеяния

$$\gamma_V + \pi^- \rightarrow \gamma + \pi^- \tag{23}$$

Эта реакция наблюдалась при эквивалентной энергии фотона 60—600 МэВ в виде узкого пика в t -распределении (рис. 36). Из зави-

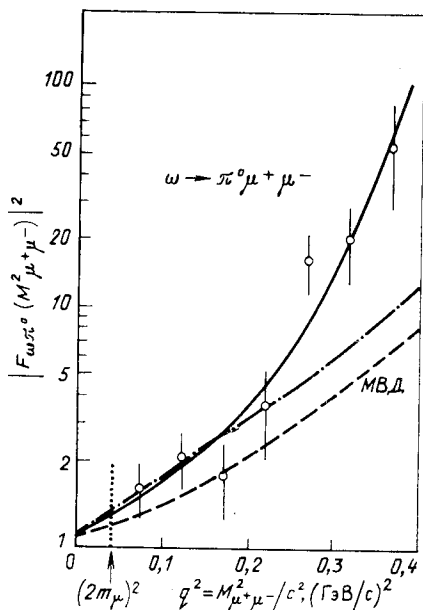


Рис. 35. Переходный электромагнитный формфактор ω -мезонов в распаде $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$. Наклон формфактора при $q^2 = 0$ (рис. 34) и формфактор при больших q^2 несколько выше предсказаний МВД

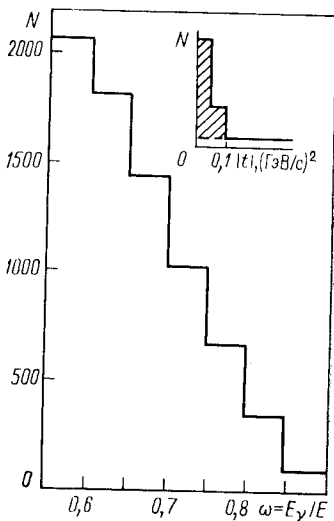


Рис. 36. Комптон-эффект на пионе: распределение событий реакции (23) по относительной энергии фотона ($E = 40$ ГэВ — энергия пучка пионов). Реакция комптоновского рассеяния выделена по узкому пику при малых $|t|$ (показано на вставке)

симости сечения от энергии фотона (рис. 36) определена поляризуемость пиона (рис. 37):

$$\alpha_{\pi} = (6,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (24)$$

Она в 1,5 раза меньше поляризуемости протона (т. е. пион является более «жесткой» частицей) [ИФВЭ, ОИЯИ].

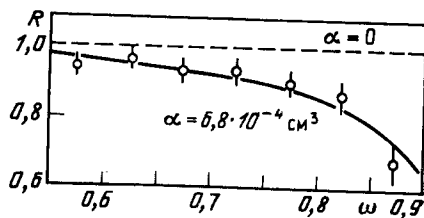


Рис. 37. Поляризуемость пиона: зависимость отношения R экспериментальных и вычисленных при $\alpha_{\pi} = 0$ значений сечения $d\sigma/d\omega$ от ω . Кривая соответствует теоретической зависимости с поляризуемостью (24)

9. РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ

Программа экспериментов по поиску и исследованию редких распадов мезонов ($BR \lesssim 10^{-3}$) была начата в ИФВЭ шесть лет назад на базе созданных комбинированных спектрометров, способных регистрировать заряженные частицы и γ -кванты, и многофотонных годоскопических спектрометров типа ГАМС. В числе первых были обнаружены электромагнитные распады псевдоскалярных мезонов [81]

$$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \quad (25)$$

с относительной шириной распада $BR = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ (рис. 38) и

$$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma, \quad (26)$$

$BR = (9 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ (см. рис. 38), а также распад ω -мезона [82]

$$\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0, \quad (27)$$

$BR = (9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$ — см. тот же рисунок. Исследование этих распадов позволило изучить электромагнитную структуру указанных мезонов (см. разд. 8) [ИФВЭ].

В том же цикле экспериментов был исследован редкий распад η -мезона

$$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi_0 \quad (28)$$

электромагнитный процесс четвертого порядка. В предыдущих измерениях для распада (28) было получено значение BR , в несколько

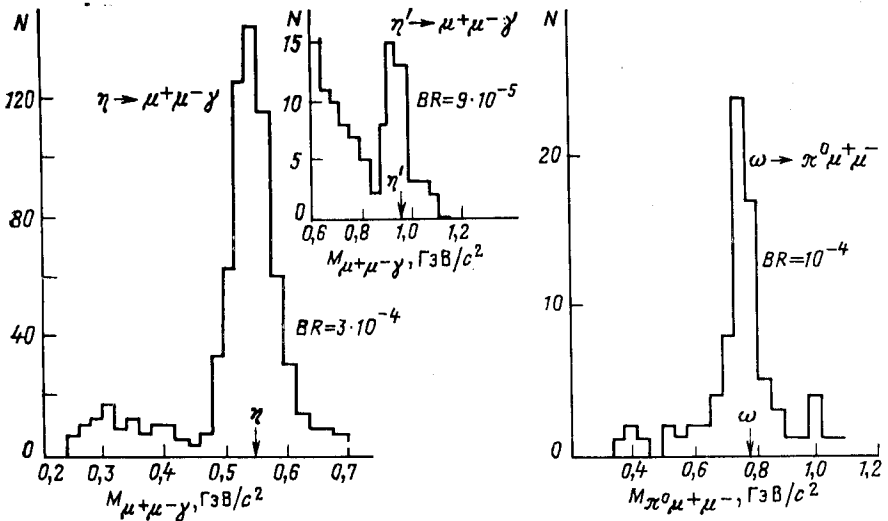


Рис. 38. Наблюдение редких электромагнитных распадов η -, η' - и ω -мезонов (25) — (27). Стрелками указаны табличные значения масс мезонов. Источником моноэнергичных мезонов служили зарядообменные реакции (14) при импульсе 30–40 ГэВ/с

раз превышающее теоретические оценки, основанные на унитарности и данных об электромагнитной структуре η -мезона (см. выше). В измерениях на ускорителе ИФВЭ [84] было определено значение

$$BR(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}, \quad (29)$$

втрое меньше ранее опубликованного, что устранило указанное выше противоречие с теорией.

Поиски распада η -мезона

$$\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma \quad (30)$$

были предприняты на ускорителе ИФВЭ в связи с тем, что эксперименты, выполненные ранее в других лабораториях, давали очень

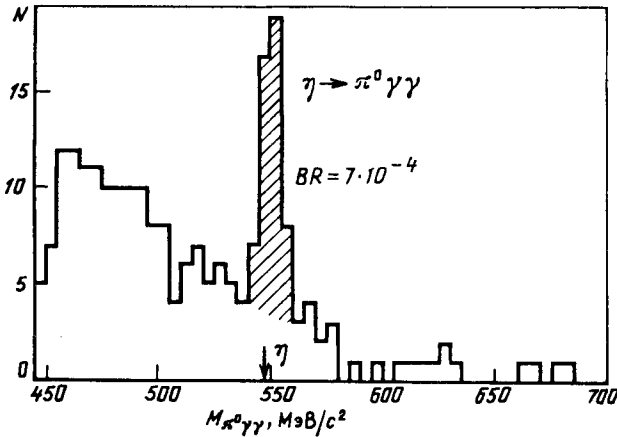


Рис. 39. Проблема η -мезона (1966—1981 гг.): наблюдение распада (30) и определение его вероятности:

пик в спектре масс $\pi^0 \gamma \gamma$ -систем, образованных в реакции (14), при импульсе 30 ГэВ/с соответствует распаду η -мезона на π^0 -мезон и фотонную пару; фон слева от пика связан с интенсивным распадом $\eta \rightarrow 3\pi^0$; стрелкой указано табличное значение массы η -мезона. Ширина пика определяется аппаратурным разрешением годоскопического спектрометра ($\sigma_M/M = 1\%$)

большую, сначала 20 %, а затем $\approx 3\%$, вероятность этого распада, что резко (в 100 раз) противоречило предсказаниям модели векторной доминантности и в течение 15 лет составляло известную «проблему η -мезона», ставившую под сомнение такие фундаментальные схемы, как РСАС, алгебра токов и др.

Первые же измерения в ИФВЭ [85] обнаружили, что вероятность этого распада по крайней мере в десятки раз ниже, чем следовало из предыдущих экспериментов. Этот результат снял указанную выше проблему.

Дальнейшие поиски распада (30) завершились его обнаружением (рис. 39) [86] на уровне

$$BR(\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (7,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}. \quad (31)$$

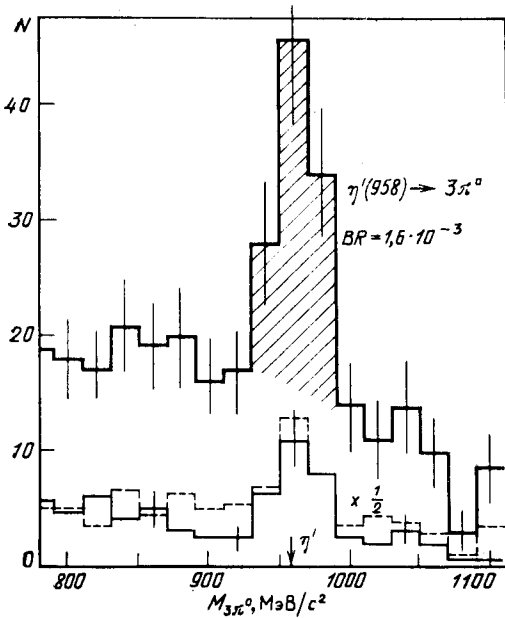


Рис. 40. Спектр масс $3\pi^0$ -систем в реакции $\pi^-p \rightarrow 3\pi^0n$ (данные трех сеансов измерений при импульсах от 30 до 40 ГэВ/с в 1980—1982 гг.):

жирная гистограмма — суммарные данные; стрелкой указано табличное значение массы η' -мезона. Пик соответствует распаду (33). Ширина пика равна собственному разрешению голоscopicкого спектрометра, зарегистрировавшего 6 γ -квантов в этом распаде ($\sigma_M/M = 1,5\%$)

Этот результат свидетельствует в пользу модели векторной доминантности и отвергает ряд схем (ϵ -доминантность, киральные схемы) [ИФВЭ, ЦЕРН].

При изучении $\eta\eta$ -систем в этом же цикле экспериментов (см. ниже) был обнаружен редкий распад f -мезона на два η -мезона [87]:

$$f \rightarrow \eta\eta, \quad (32)$$

вероятность которого составила $3 \cdot 10^{-3}$, что близко к значению, ожидаемому в рамках $SU(3)$ -симметрии [ИФВЭ, ЦЕРН].

Последний в этой серии экспериментов редкий трехпионный распад псевдоскалярного η' (958)-мезона

$$\eta' \rightarrow 3\pi^0 \quad (33)$$

был обнаружен в конце 1983 г. Интерес к нему обусловлен известной $U(1)$ -проблемой, связанной со спектром масс и динамикой (распадами) псевдоскалярных мезонов. Механизм распада (33), идущего с нарушением изоспина, обусловлен, в конечном счете, неравенством масс токовых («голых») u - и d -кварков, поэтому распад является источником информации о такой фундаментальной величине, как отношение масс m_u/m_d .

Распад (33) был выделен экспериментально [88] среди продуктов реакции $\pi^-p \rightarrow 3\pi^0n$ с последующим распадом $3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ (рис. 40). Вероятность распада получена равной

$$BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0) = (1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}. \quad (34)$$

Из этого результата следует для отношения масс токовых кварков [89]:

$$m_u/m_d = 0,44 \pm 0,08 \quad (35)$$

[ИФВЭ, ЦЕРН].

10. МЕЗОНЫ С ВЫСОКИМИ СПИНАМИ. СИСТЕМАТИКА МЕЗОНОВ

Развитие квантовой хромодинамики выдвинуло на первый план как магистральное направление физики элементарных частиц исследование их кварк-глюонного строения, изучение потенциала глюонного взаимодействия кварков. При этом особое внимание

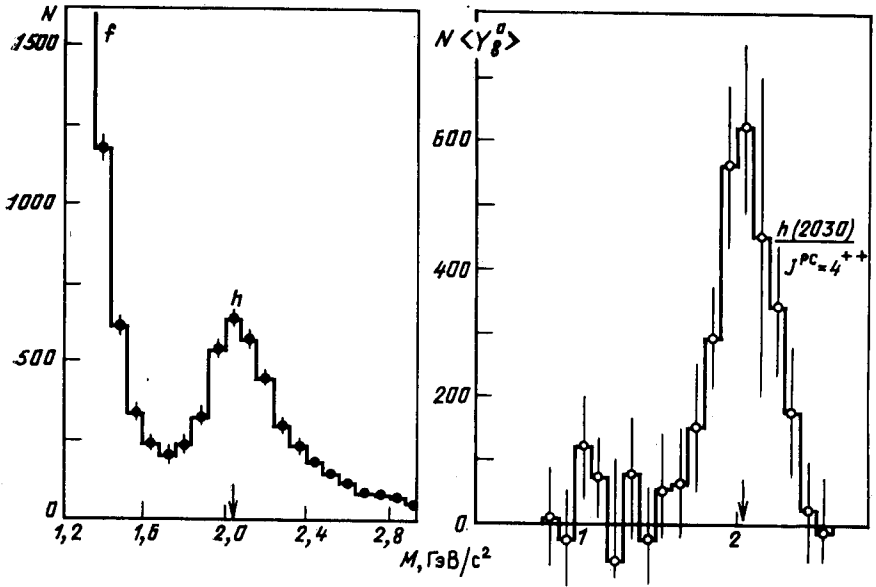


Рис. 41. Обнаружение h -мезона: спектр масс $\pi^0\pi^0$ -систем в реакции (14) при импульсе 40 ГэВ/с (слева);

отобраны события в интервале $\cos \theta_{GJ} > 0,5$ (θ_{GJ} — полярный угол распада в системе Готтфрида — Джексона), где сигнал от высоких спинов усилен. На рисунке видны «хвост» от интенсивного f -мезонного пика и пик, соответствующий образованию h -мезона с массой 2030 МэВ (указано стрелкой); справа — восьмой момент сферической гармоники для угловых распределений распада $M^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ в реакции (14); резонансное поведение этого момента ($2J$) отвечает частице со спином $J = 4$

в последние годы привлекают мезоны с высокими спинами — при изучении их можно «прощупать» глюонные силы на больших расстояниях между кварками (проблема конфайнмента).

Программа систематических исследований в этом направлении была начата на ускорителе ИФВЭ с изучения дипионных систем, на которые могут распадаться мезоны с высокими спинами. Предметом поиска являлся h -мезон — предполагаемое синглетное $q\bar{q}$ -состояние со спином $J = 4$, продолжающее последовательность дипионов с естественной спин-четностью $P = (-1)^J : \rho, f, g \dots$. Трудности поиска этой частицы связаны с большим ожидаемым значением ее массы (≈ 2 ГэВ/с²), благодаря чему ее распады должны идти в основном по каналам с большой множественностью.

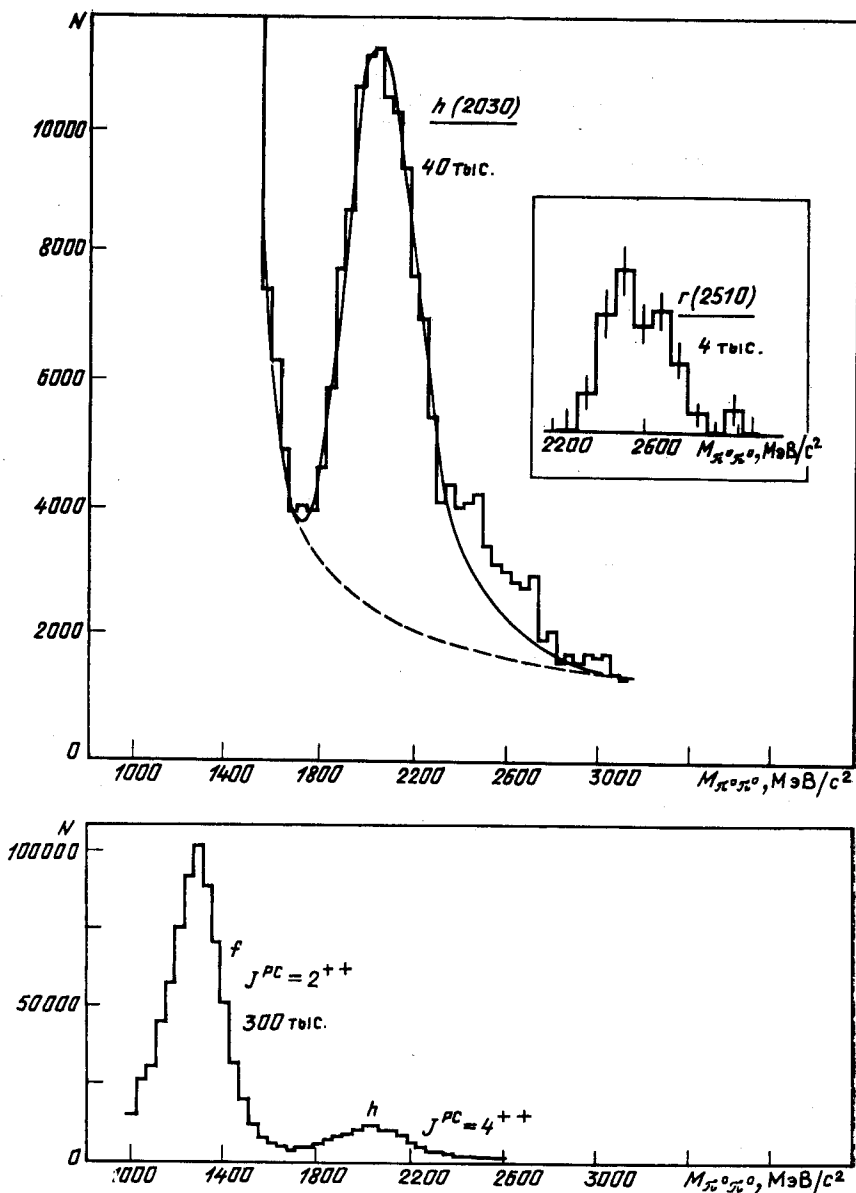


Рис. 42. Массовый спектр $\pi^0\pi^0$ -систем в реакции (14) при энергии 38 ГэВ, аналогичный рис. 41, но измеренный многофотонным годоскопическим спектрометром (отметим, что h -пик содержит здесь уже не 2 тыс. событий, как на рис. 41, а 40 тыс. событий). На вставке показан избыток событий над кривой, описывающей вклад f - и h -мезонов

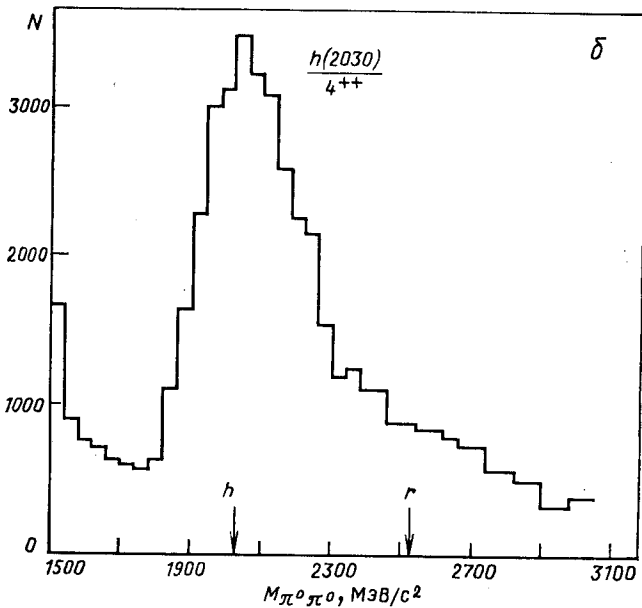
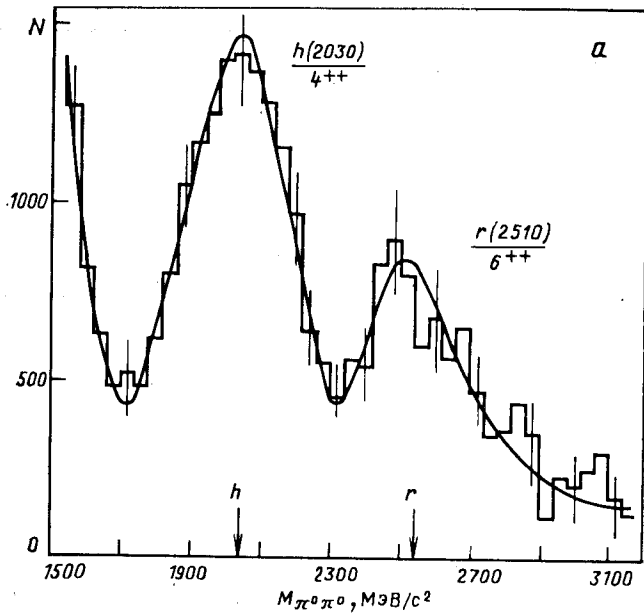
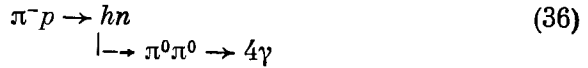


Рис. 43. Обнаружение $r(2510)$ -мезона: спектр масс $\pi^0\pi^0$ -систем в реакции (14): a — спектр при отборе событий в интервале углов θ_{GJ} $0,75 < \cos \theta_{GJ} < 0,8$, благоприятствующем выделению состояний со спином $J = 6$; b — спектр при отборе событий в соседнем интервале $0,625 > \cos \theta_{GJ} < 0,7$, где волна с $J = 6$ подавлена (контрольный эксперимент).

Стрелками указаны значения масс h - и r -мезонов

Эксперименты по поиску h -мезона [90] были проведены при импульсе пионного пучка 40 ГэВ/с. Для выделения возможного процесса



использовался созданный в ИФВЭ многоканальный фотоскопический

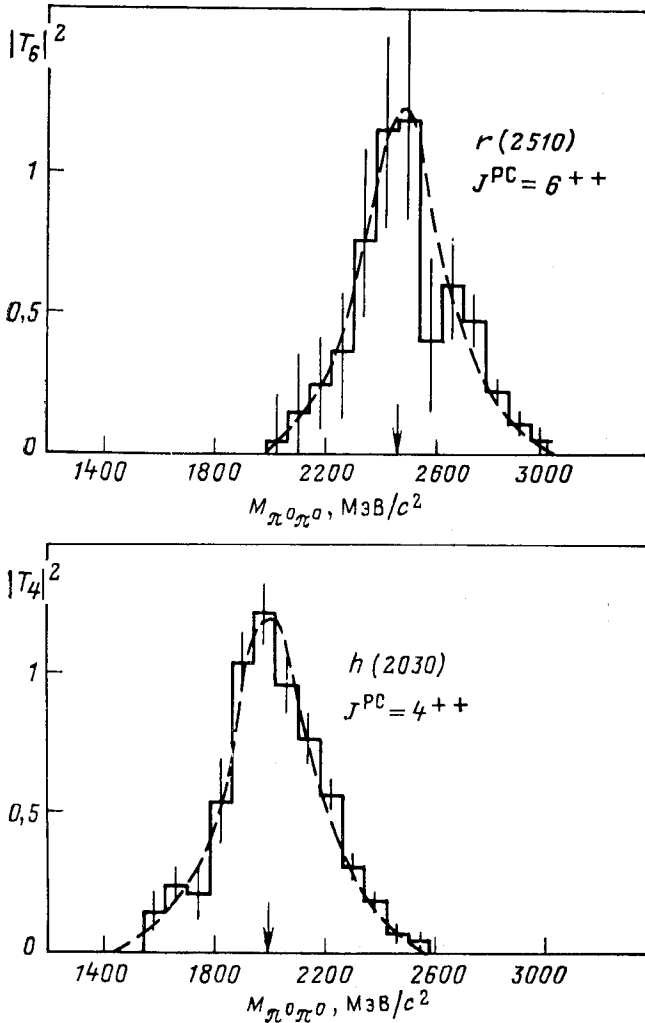
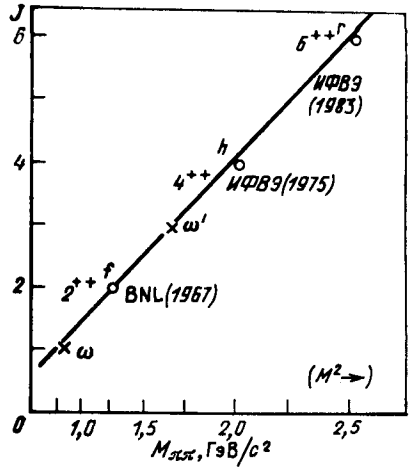


Рис. 44. Мезоны с высшими спинами: результат парциально-волнового анализа — квадраты амплитуд волн с J , равным 4 и 6. Пики соответствуют $h(2030)$ - и $r(2510)$ -мезонам, табличные значения масс которых указаны стрелками

Рис. 45. Спины и массы синглетных мезонов на диаграмме Чу — Фраучи: прямая — зависимость (39), проведенная через f -, h - и r -мезоны



спектрометр, регистрирующий продукты реакции (36). Обнаруженный в этих экспериментах h -мезон* (рис. 41) обладает массой и шириной распада

$$M_h = (2030 \pm 25) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma_h = (190 \pm 30) \text{ МэВ}/c^2. \quad (37)$$

Анализ угловых распределений распада $h \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (рис. 41) фиксировал квантовые числа этой новой тяжелой частицы: $J^{PC} = 4^{++}$, $I^G = 0^+$ [ИФВЭ, ЦЕРН].

Позже в других лабораториях было изучено еще несколько мод распада h -мезона, найден его «странный» партнер по 4^+ -нонету K^* (2060), а также несколько взаимоисключающих [92] кандидатов в изотриплет.

Развитие методики годоскопических спектрометров в ИФВЭ сделало возможным провести на 70-ГэВ ускорителе поиски мезонов с еще более высокими спинами. Эти эксперименты завершились обнаружением r -мезона [93], частицы со спином-четностью 6^{++} . r -Мезон был выделен как в массовом спектре $\pi^0 \pi^0$ -систем (рис. 42), так и по характерному угловому распределению распада частицы со спином $J = 6$ (рис. 43). Те же результаты были получены на основании парциально-волнового анализа (рис. 44).

Измеренные масса и ширина распада r (2510)-мезона равны

$$M_r = (2510 \pm 30) \text{ МэВ}/c^2, \Gamma_r = (240 \pm 60) \text{ МэВ}/c^2. \quad (38)$$

r (2510)-Мезон продолжает на диаграмме Чу — Фраучи последовательность синглетных мезонов $f, h \dots$, входящих в четные нонеты ($J = 2, 4 \dots$). Обращает на себя внимание точность, с которой выполняется линейная зависимость спина от квадрата массы мезона (рис. 45):

$$J = aM^2 + b, \quad (39)$$

отражающая особенности взаимодействия кварков через глюоны на большом расстоянии (отметим, что такой результат дает схема релятивистской струны). На этой же прямой расположены и нечетные синглеты ω и ω' (вырождение).

* Внесено в Государственный реестр открытий СССР [91].

Сравнение выходов f -, h - и g -мезонов в реакции (14) показывает что сечение образования мезонов $\sigma \cdot BR$ экспоненциально падает с ростом спина:

$$\sigma (\pi^- p \rightarrow M^0 n) \cdot BR (M^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) \sim e^{-0,9J}, \quad (40)$$

что согласуется с теоретическими оценками [ИФВЭ, ЦЕРН].

Систематика мезонов, знание которой так важно для развития КХД, еще далека от завершения (см., например, рис. 46). Не запол-

$J^P I$	0	$1/2$	1	0	
\Downarrow	Синглет		Октет		
0^+	$\underline{\varepsilon(1250)?}$	$\underline{\varkappa(1350)}$	$\underline{\delta(980)}$	$\underline{S^*(975)}$	Природа нонета сложна, возможна примесь $q\bar{q}q\bar{q}$
1^-	$\underline{\omega(785)}$	$\underline{K^*(890)}$	$\underline{\rho(770)}$	$\underline{\varphi(1020)}$	Нонет заполнен
2^+	$\underline{f(1270)}$	$\underline{K^*(1430)}$	$\underline{A_2(1320)}$	$\underline{f'(1525)}$	Нонет заполнен
3^-	$\underline{\omega(1670)}$	$\underline{K^*(1780)}$	$\underline{g(1690)}$	$(?)$	
4^+	$\underline{h(2030)}$	$\underline{K^*(2060)}$	$(?)$	$(-)$	
5^-	$(-)$	$(-)$	$(?)$	$(-)$	
6^+	$\underline{r(2510)}$	$(-)$	$(?)$	$(-)$	

$P = (-1)^J$

Рис. 46. Систематика $SU(3)$ -нонетов мезонов с естественной спин-четностью по данным к концу 1983 г. [92]:

(?) — есть кандидаты, но данные противоречивы; (—) — нет кандидатов

нены многие $SU(3)$ -нонеты, мало что известно о радиальных возбуждениях мезонных состояний как $q\bar{q}$ -систем. Эксперименты по поиску таких возбужденных состояний были проведены на магнитно-искровом оптическом спектрометре, экспонировавшемся в пучке π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с [94, 95]. Для поиска бозонных резонансов была использована реакция когерентного образования $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^+$ -систем на ядрах.

Парциально-волновой анализ выделенных трехпионных событий обнаружил (рис. 47) существование двух S -волновых резонансов

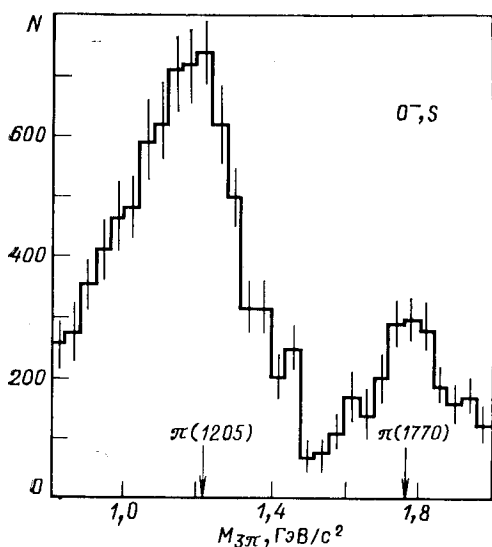


Рис. 47. Радиальные возбуждения пиона: S -волновой спектр масс 3π -систем в реакции когерентного образования $\pi^-\pi^+\pi^+$, $J^P = 0^-$. Стрелками указаны значения масс (41) и (42)

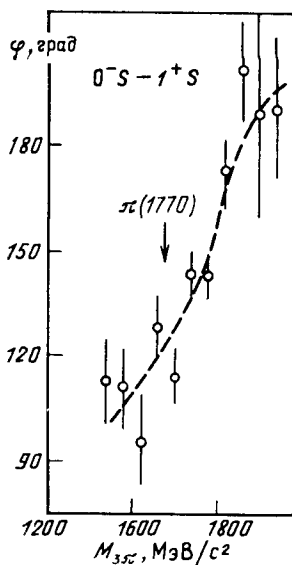


Рис. 48. Изменение фазы 0^-S -состояния относительно 1^+S -состояния 3π -системы в области $\pi(1770)$ -мезона:

кривая — поведение фазы в случае резонанса в 0^-S -волне. Поведение разности фаз в районе $\pi(1205)$ аналогично

с квантовыми числами пиона ($J^P = 0^-$). Их массы и ширины распада равны

$$M_\pi = (1205 \pm 7) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_\pi = (320 \pm 35) \text{ МэВ}/c^2 \quad (41)$$

и

$$M_\pi = (1770 \pm 40) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_\pi = (210 \pm 30) \text{ МэВ}/c^2. \quad (42)$$

Резонансный характер наблюдаемых состояний $\pi(1205)$ и $\pi(1770)$ подтверждает характерное для резонанса быстрое изменение фазы на 90° — см., например, рис. 48 [ОИЯИ, ЦЕРН].

Интересные результаты по систематике мезонных состояний получены в экспериментах на бесфильмовом шестиметровом магнитно-искровом спектрометре в пучке π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с. Здесь в реакции



изучена $\Lambda \bar{\Lambda}$ -система [96] (на уровне статистики, намного превышающем мировой), особо удобная для поиска тяжелых (> 2 ГэВ) резонан-

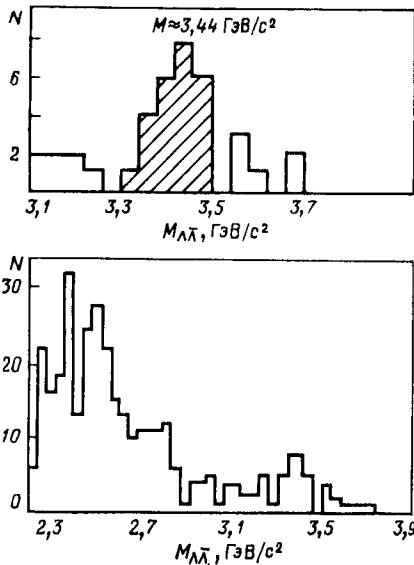


Рис. 49. Спектр масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ -систем в реакции (43). Заштрихована область резонанса с массой 3,44 ГэВ; $|\cos \theta_{GJ}| < 0,8$

сов. Анализ полученных угловых распределений $\Lambda\bar{\Lambda}$ -систем указывает на существование в области масс 2,3—2,8 ГэВ/ c^2 нескольких резонансов. В массовом спектре проявляется пик (рис. 49), соответствующий резонансу с массой, более чем втрое превосходящей массу протона: 3,44 ГэВ/ c^2 [ИТЭФ].

В заключение этого раздела остановимся на систематических исследованиях трехчастичных бозонных состояний [97] в реакции

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 p. \quad (44)$$

Здесь был доказан резонансный характер A_2 -мезона как S -волнового $\rho\pi$ -состояния (рис. 50), установлено существование тяжелого мезона (A_4) с массой $\approx 2,1 \text{ ГэВ}/c^2$, $J^P = 3^+$, распадающегося на $g\pi$.

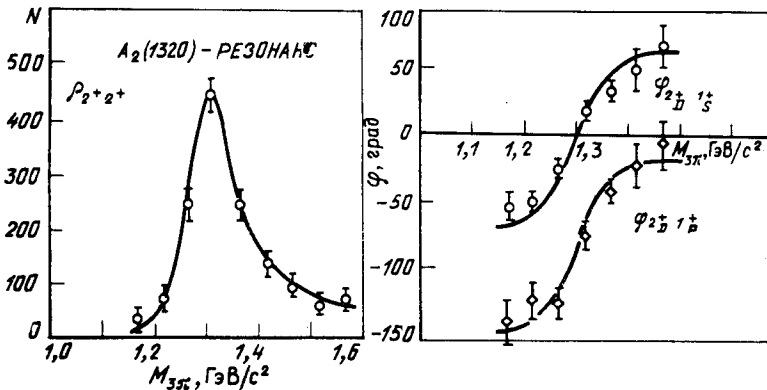


Рис. 50. Массовая зависимость амплитуды 2^+D -волны в реакции (44) (вверху). Внизу показаны фазы интерференции 2^+D -состояния с 1^+S - и 1^+D -состояниями. Кривые — описание данных релятивистской функцией Брейта — Вигнера

В этих же экспериментах на бозонном спектрометре, начавших в 1971 г. программу исследования систематики мезонов на ускорителе ИФВЭ [98], были «закрыты» узкие мезонные резонансы (так называемые S -, T -, U -мезоны) [ИФВЭ, ЦЕРН].

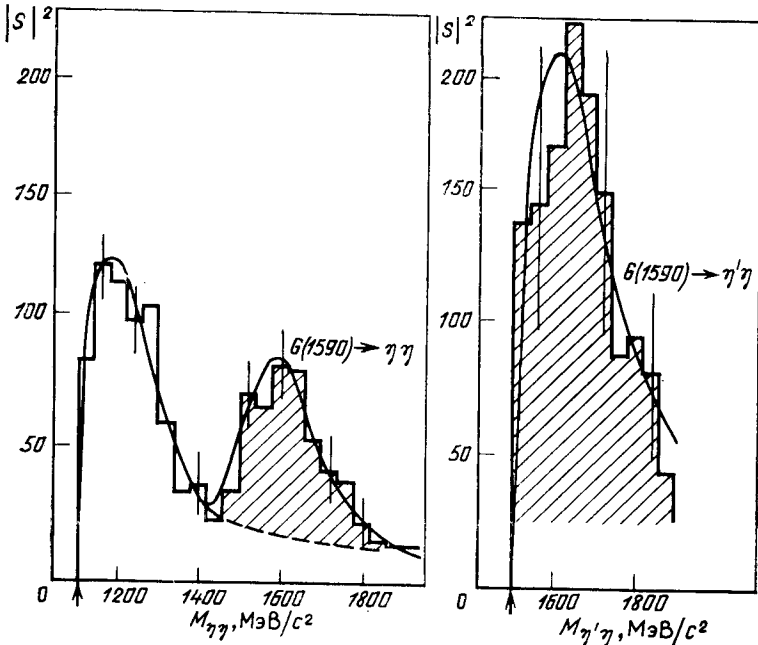


Рис. 52. Интенсивность S -волны в реакциях (45) и (48): заштрихована область $G(1590)$ -мезона; кривые — результат фита (см. предыдущий рисунок)

Отношение вероятностей распада по каналам $\eta'\eta$ и $\eta\eta$ получено равным

$$\frac{BR(G \rightarrow \eta'\eta)}{BR(G \rightarrow \eta\eta)} = 2,7 \pm 0,8, \quad (49)$$

что находится в согласии с значением, ожидаемым для глюбола [100] [ИФВЭ, ЦЕРН].

Наблюдаемое значительное (в 7 раз для квадратов матричных элементов) усиление распада $G(1590)$ -мезона по каналу $\eta'\eta$ по сравнению с $\eta\eta$ (а последний, в свою очередь, усилен на порядок величины по сравнению с каналами $l\bar{l}$ и $K\bar{K}$) является характерным признаком глюбола.

12. МНОГОВАРКОВЫЕ И ДРУГИЕ ЭКЗОТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ

Квантовая хромодинамика допускает также существование и более сложных частиц — мезонов, построенных из четырех кварков $q\bar{q}q\bar{q}$ (возможно, к ним принадлежит δ -мезон [102, 103]), многокварковых барионов (например, $qqqq\bar{q}$), а также гибридных состояний типа $q\bar{q}g$ и др. Эксперименты на ускорителе ИФВЭ выявили несколько состо-

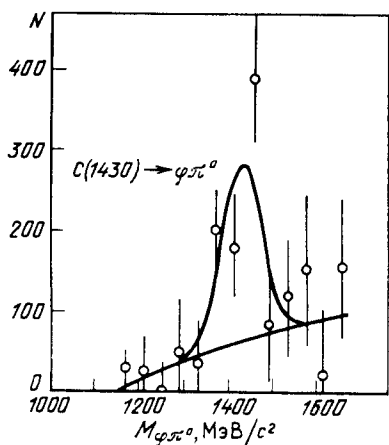
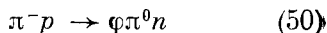


Рис. 53. Спектр масс ϕ^0 -систем в реакции (50):

кривая — фитирование данных резонансом с параметрами (51) и полиномиальным фоном

яний, которые, возможно, окажутся в дальнейшем такими экзотическими объектами.

Одно из них наблюдается в системе ϕ^0 , изученной на комбинированном спектрометре в реакции



при импульсе 32,5 ГэВ/с [104].

В измеренном спектре масс ϕ^0 -

систем (рис. 53) наблюдается резонансная структура $C(1430)$ с массой и шириной

$$M_C = (1430 \pm 20) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_C = (100 \pm 30) \text{ МэВ}/c^2. \quad (51)$$

Это состояние имеет изоспин $I = 1$, отрицательную C -четность и, судя по угловым распределениям распада, спин $J > 0^*$ [ИФВЭ].

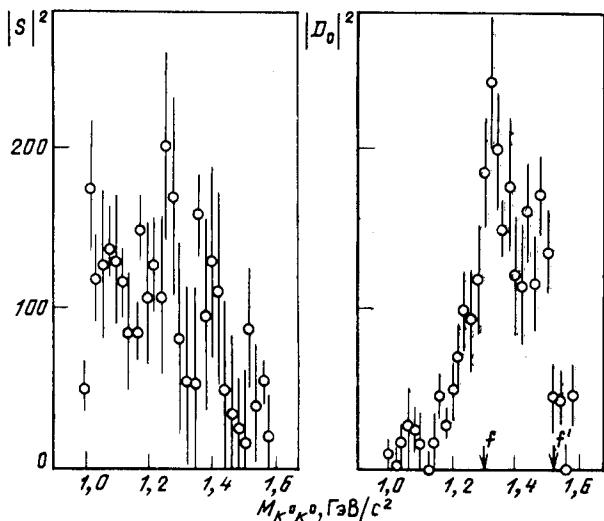


Рис. 54. Интенсивность S - и D -волн в реакции (52). Стрелками указаны массы f - и f' -мезонов

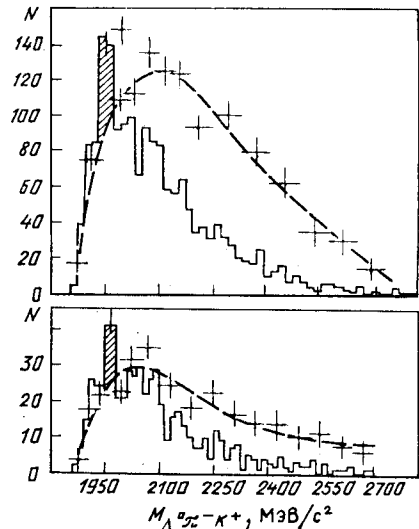
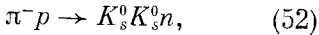
Распад $C(1430) \rightarrow \phi^0$ не должен быть подавлен правилом Окубо — Цвейга — Изуки. Вместе с тем значение $\sigma \cdot BR$ составляет

* Спин-четность $C(1430)$ -мезона недавно установлена: $J^{PC} = 1^{--}$.

Рис. 55. Спектры масс $\Sigma^- (1385) K^+$ -систем ($\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$) при $P_T < 0,5$ ГэВ/с (сверху) и $P_T < 0,4$ ГэВ/с (снизу): гистограммы — измеренные спектры, пунктирные кривые — спектры с учетом эффективности спектрометра

всего лишь $20 \cdot 10^{-33}$ см², т. е. состояние является экзотическим. Его возможный состав — четырехкварковый: $(uu - dd)\bar{s}s/\sqrt{2}$. Свидетельство в пользу существования этого состояния, в моде распада $\phi\pi^-$, получено недавно в другом эксперименте ИФВЭ [105].

Сложная структура наблюдается также в спектре масс $K_s^0 K_s^0$ -систем в реакции



изученной при импульсе 40 ГэВ/с на шестиметровом магнитно-искровом спектрометре [106]. D -волновой спектр (рис. 54) не описывается только известными (f, f')-мезонами [ИТЭФ].

Как еще одно экзотическое состояние, на этот раз барионное, отметим узкий резонанс [107], наблюдаемый в системе $\Sigma^- (1385) K^+$ (рис. 55), распадающийся на $\Lambda^0 \pi^- K^+$. Масса и ширина этого состояния, образованного дифракционно в nC -соударениях при энергии нейтронов около 60 ГэВ, равны

$$M = (1956 \pm 6) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma = (27 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2. \quad (53)$$

Его возможные спин-четности, как показывает анализ угловых распределений распада: $1/2^\pm, 3/2^-, 5/2^+$, либо $7/2^-$.

Малая ширина наблюдаемого пика и распад этого состояния на странные частицы позволяют предположить, что он имеет не трехкварковую, как обычные барионы, а пятикварковую структуру: $udd\bar{s}\bar{s}$ [ОИЯИ].

13. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ, ПОДГОТОВКА К ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 3-ТЭВ ПУНК

В настоящем разделе, посвященном методике эксперимента, остановимся вкратце на некоторых физических установках, применявшихся в экспериментах на ускорителе ИФВЭ, и на нескольких методических новинках, а также результатах ряда работ, ориентированных уже сегодня на физические исследования на 3-ТэВ УПК.

Среди нескольких десятков сложных экспериментальных установок, использовавшихся в экспериментах на 70-ГэВ ускорителе

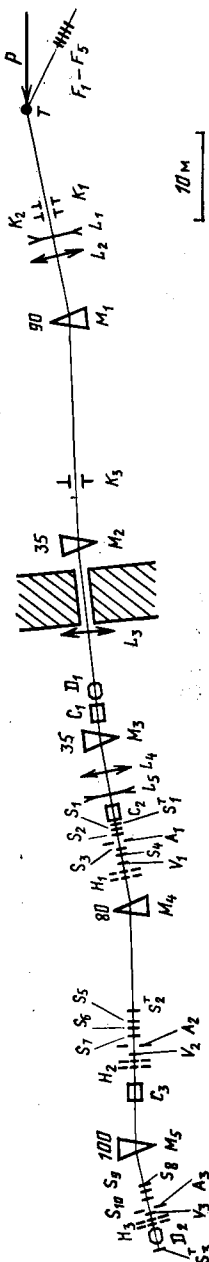


Рис. 56. Экспериментальная установка «Антигелий», использовавшаяся для исследования антинейтронов и антипротонов. P — протонный лучок ускорителя, бомбардирующий внутреннюю мишень T ; F_1 — F_2 — монитор; K_1 — K_2 — счетчики; L_1 — L_2 — дифференциальные черенковские счетчики; M_1 — M_5 — отклоняющие магниты (цифрами указаны углы отклонения в град); I_1 — I_2 — квадратупольные линзы; D_1 , D_2 — дифференциальные черенковские счетчики; C_1 — C_3 — пороговые черенковские счетчики; V_1 — V_3 , S_1 — S_{10} , A_1 — A_5 и S_1^T — S_3^T — сцинтилляционные счетчики; H_1 — H_3 — годоскопы

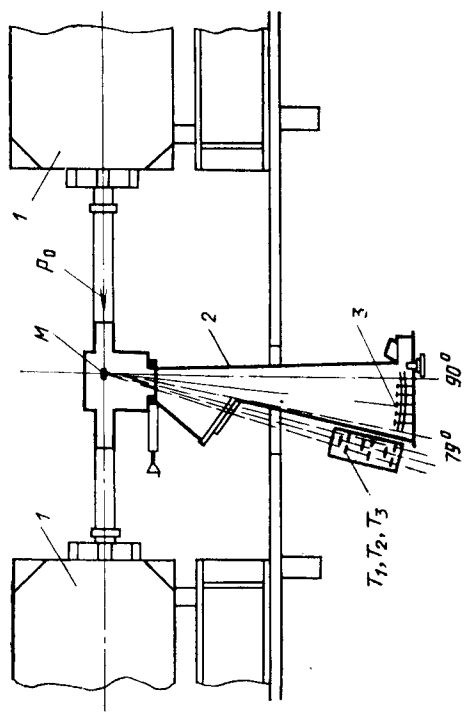


Рис. 57. Установка для исследования упругого $p-p$ -рассеяния:
 1 — магнит ускорителя; P_0 — лучок ускоренных протонов, бомбардирующий мишень M (в первых опытах — пленка, затем сверхзвуковая газовая струя); 2 — ионный провод; 3 — кремниевые полупроводниковые детекторы протонов отдачи, установленные на подвижной каретке; T_1 — T_3 — сцинтилляционные телескопы — мониторы

ИФВЭ и уже упоминавшихся в предыдущих разделах, хотелось бы проиллюстрировать:

установку для исследования свойств антидейтронов и поиска антигелия-3 (рис. 56) [ИФВЭ];

установку для изучения упругого pp -рассеяния, где использовались в качестве мишени микронные пленки, а затем — сверхзвуковая газовая струя в вакуумной камере ускорителя (рис. 57); на ней был обнаружен рост радиуса протона с энергией и др. [ОИЯИ];

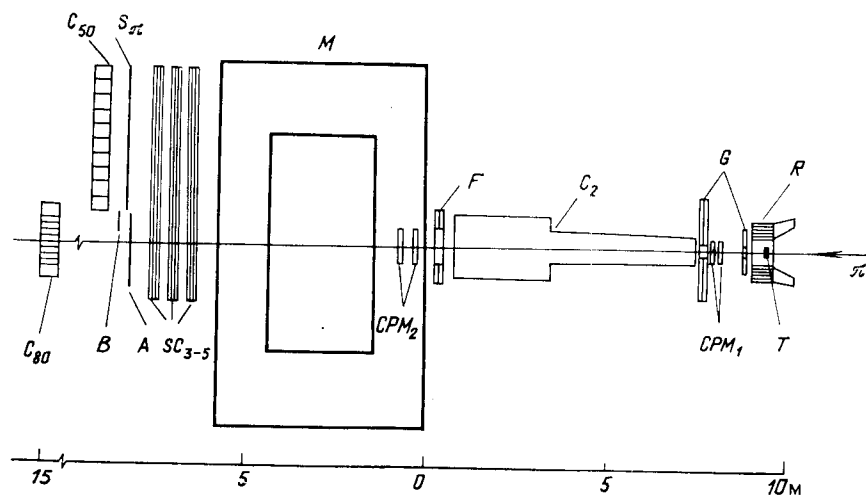


Рис. 58. Схема широкоапертурного спектрометра «Сигма»:

T — мишень; R , G и F — охранные и апертурные счетчики типа сэндвич; C_2 — пороговый черенковский счетчик; $CPM_{1,2}$ — пропорциональные камеры; M — спектрометрический магнит; SC_{3-5} — проволочные искровые камеры; S_{π} — сцинтилляционный годоскоп; A , B — сцинтилляционные счетчики; C_{50} и C_{80} — черенковские счетчики полного поглощения из ячеек свинцового стекла

широкоапертурные магнитные спектрометры с проволочными камерами «Сигма» (рис. 58), на котором изучались J/ψ - и ψ' -частицы и была определена поляризованность пиона, и БИС-2 (рис. 59), где были получены данные об образовании бариона с открытым очарованием, о возможном пятикварковом барионе и др. [ИФВЭ, ОИЯИ];

комбинированный спектрометр «Лептон-Ф» (рис. 60), в экспериментах на котором обнаружен ряд электромагнитных распадов мезонов и наблюдалось возможное четырехкварковое мезонное состояние [ИФВЭ];

шестиметровый бесфильмовый магнитный искровой спектрометр МИС (рис. 61), давший сведения о тяжелых резонансах в $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системе, и аналогичный пятиметровый спектрометр (с фотографированием событий), на котором были обнаружены радиально-возбужденные состояния пиона [ИТЭФ, ОИЯИ];

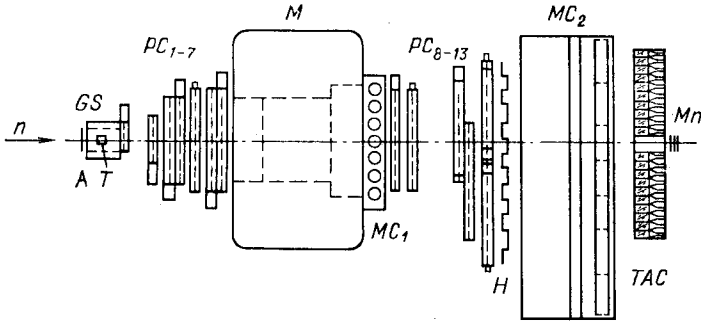


Рис. 59. Спектрометр БИС-2:

n — нейтронный пучок со средней энергией 60 ГэВ; T — мишень, окруженная охранной системой сцинтилляционных счетчиков A , GS ; M — спектрометрический магнит; PC_{1-13} — пропорциональные проволочные камеры; H — годоскоп; $MC_{1,2}$ — многоканальные пороговые черенковские счетчики; TAC — черенковские счетчики полного поглощения на свиндовом стекле

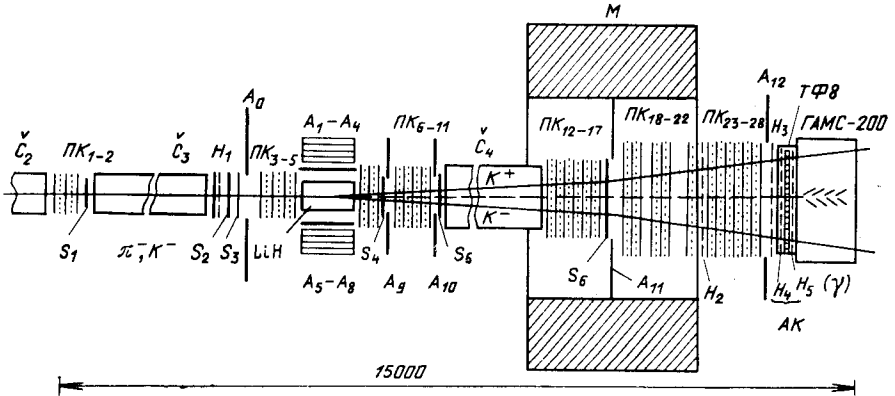


Рис. 60. Схема комбинированного спектрометра «Лептон-Ф»:

$S_1 - S_8$ — сцинтилляционные счетчики; $H_1 - H_8$ — годоскопы; $A_0 - A_{12}$ — сцинтилляционные охранные счетчики ($A_1 - A_8$ — счетчики типа сэндвич, окружающие мишень LiH и выделяющие эксклюзивные процессы); $PK_1 - PK_{28}$ — пропорциональные проволочные камеры (4500 сигнальных проволочек); $C_1 - C_4$ — газовые пороговые черенковские счетчики; M — широкоапертурный магнит; AK — активный конвертор γ -квантов; $ГАМС-200$ годоскопический спектрометр (208 ячеек из свинцового стекла)

установку ПРОЗА с поляризованной мишенью и годоскопическим детектором γ -квантов (рис. 62), где наблюдалась поляризация в зарядообменных процессах и обнаружена ее сложная структура [ИФВЭ, ОИЯИ];

многофотонный годоскопический черенковский спектрометр ГАМС-2000 (рис. 63), на котором был обнаружен r -мезон со спином-

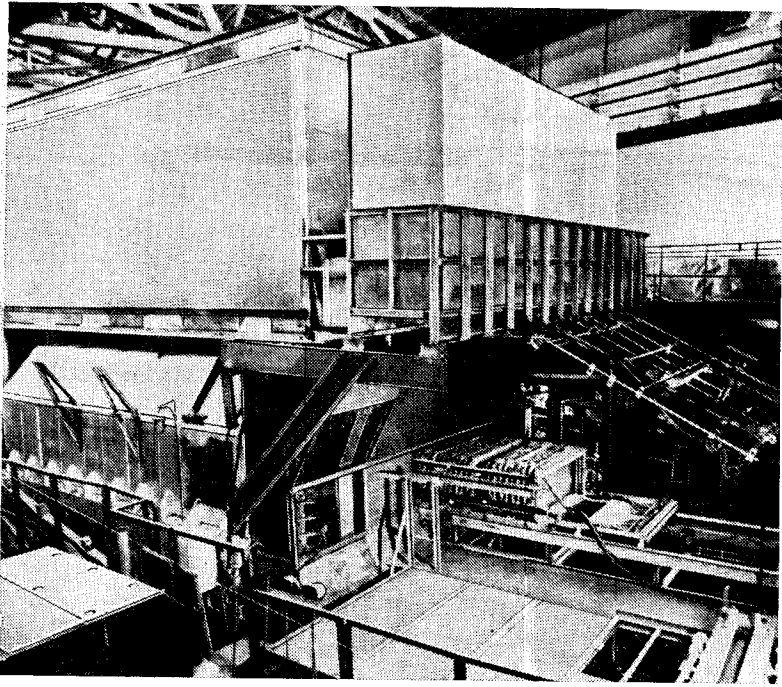


Рис. 61. Общий вид шестиметрового магнитного искрового спектрометра на канале вторичных частиц, выведенных из ускорителя ИФВЭ. Видна система искровых камер, выдвинутая из зазора магнита

четностью 6^{++} , исследованы глюоний и χ -частицы, обнаружен ряд редких распадов мезонов. Предшественником его в ИФВЭ являлся годоскопический сцинтилляционный спектрометр НИЦЕ, при помо-

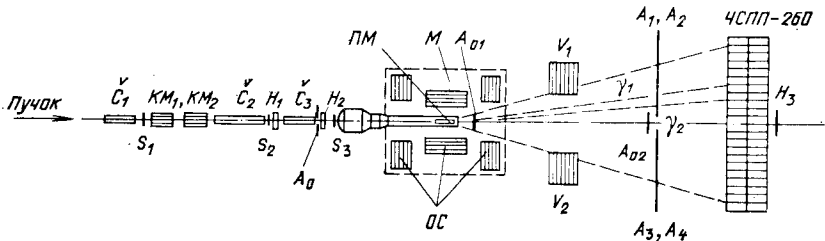


Рис. 62. Схема установки ПРОЗА:

$S_1 - S_3$, A_0 — сцинтилляционные счетчики; $\check{C}_1 - \check{C}_3$ — газовые пороговые черенковские счетчики; H_1 и H_2 — годоскопы; $KM_{1,2}$ — корректирующие магниты; PM — поляризованная мишень, окруженная охранной системой OS ; M — магнит мишени; A_{01} , A_{02} , $A_1 - A_4$ — сцинтилляционные счетчики, включенные на антисовпадение; V_1 , V_2 — апертурный счетчик — сэндвич; H_3 — годоскоп, ЧСПП-260 — гамма-спектрометр из свинцового стекла

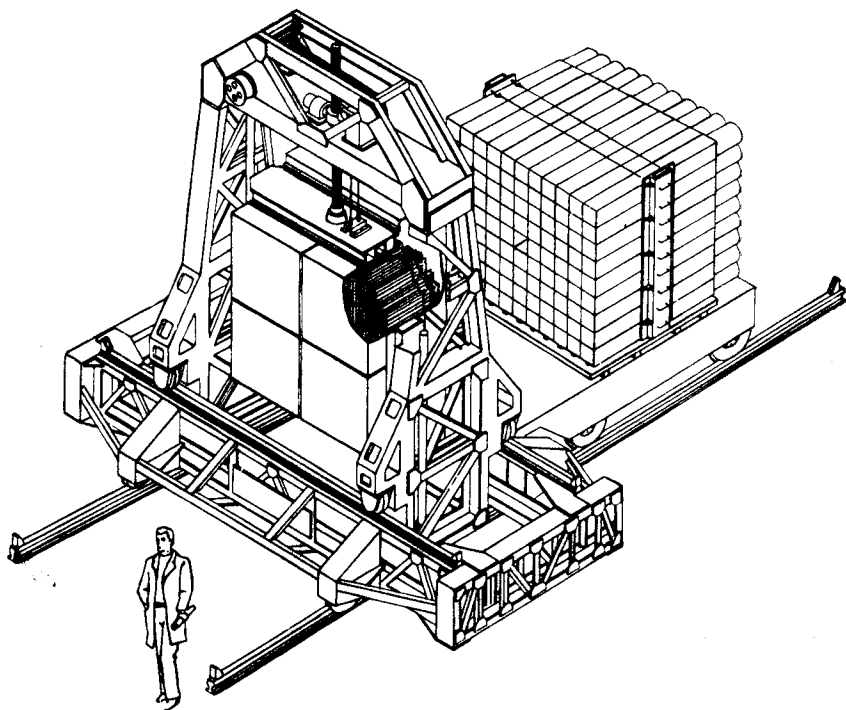


Рис. 63. Многофотонный годоскопический спектрометр ГАМС-2000 на 40-ГэВ пионном канале ускорителя ИФВЭ. Показаны детектор фотонов из ячеек свинцового стекла и (на заднем плане) 30-тонный годоскопический детектор адронов — калориметр

щи которого был открыт h -мезон со спином 4, исследованы зарядово-обменные процессы и др. [ИФВЭ, ЦЕРН].

Многие из этих установок содержат в своем составе элементы — прототипы будущих детекторов для экспериментов на 3-ТэВ ускорителе — коллайдере УНК. Если же говорить об установках, создаваемых в настоящее время для экспериментов на 70-ГэВ ускорителе, то их отличительной особенностью является то, что в них закладываются возможности перенесения основной части экспериментального оборудования на пучки 3-ТэВ ускорителя [108—110]. С ориентацией на УНК идет развитие и методики регистрации частиц — основы будущих экспериментов в тераэлектрон-вольтной области энергии.

При подготовке программы экспериментальных исследований на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ в 60-годах одной из самых сложных методических проблем, которую к тому же надо было решить в короткие сроки, до запуска ускорителя, явилось создание черенковских счетчиков, способных разделять частицы в новой области энергий

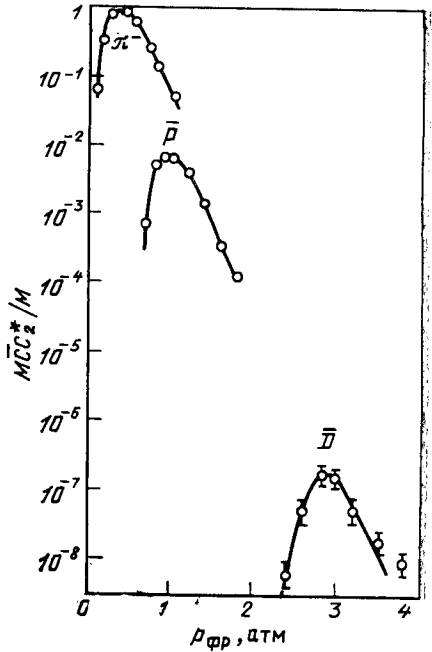
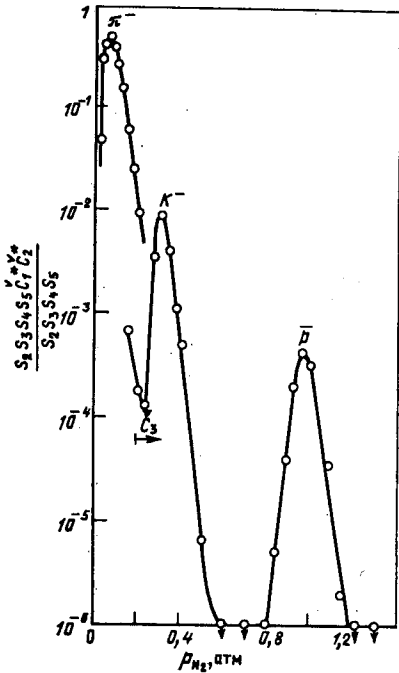


Рис. 64. Первые каоны и антипротоны на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ: выделение частиц в отрицательном пучке с импульсом 40 ГэВ/с при помощи двух газовых дифференциально-пороговых черенковских счетчиков $\check{C}_1^* \check{C}_2^*$ и одного порогового счетчика \check{C}_3 (1968 г.). p_{N_2} — давление азота в дифференциально-пороговых счетчиках

Рис. 65. Выделение пионов, антипротонов и антидейтронов пороговым и дифференциально-пороговым газовыми черенковскими счетчиками в пучке с импульсом 25 ГэВ/с. p_{Fr} — давление фреона в дифференциально-пороговом счетчике

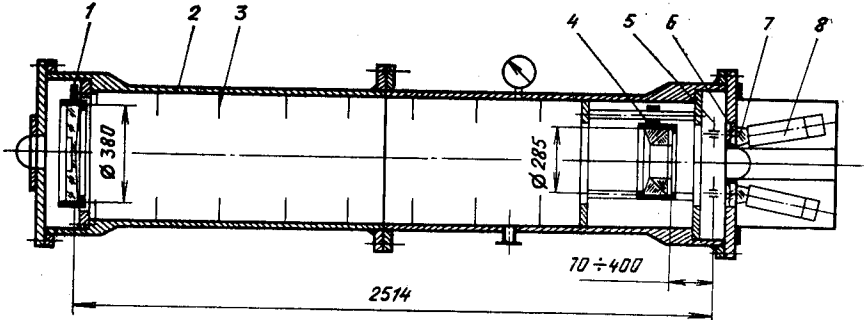


Рис. 66. Устройство дифференциального черенковского счетчика высокого разрешения с компенсацией дисперсии:

- 1 — сферическое зеркало; 2 — стальная труба; 3 — бленда; 4 — компенсатор дисперсии черенковского света; 5 — управляемая диафрагма; 6 — кварцевое выходное окно; 7 — кварцевые призмы; 8 — фотоэлектронные умножители с кварцевым окном (56 UVP)

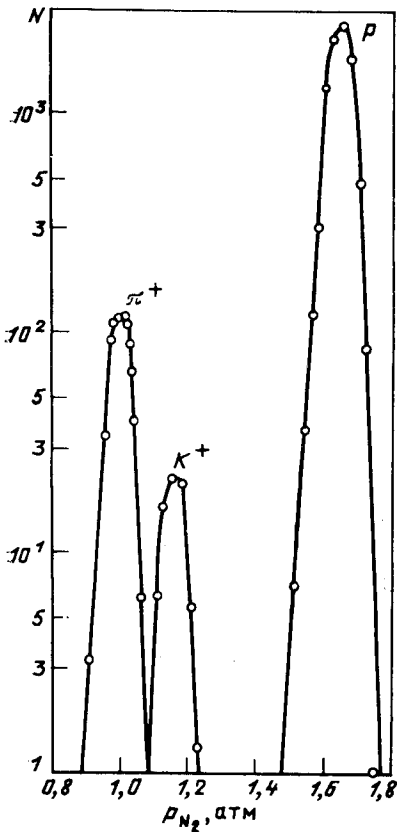


Рис. 67. Разделение частиц по массам в положительном пучке с импульсом 50 ГэВ/с при помощи дифференциального черенковского счетчика высокого разрешения. p_{N_2} — давление азота в счетчике

[111], т. е. повысить разрешение существовавших к тому времени приборов на порядок величины (разрешение $\sim 1/E^2$). Эта задача была решена — сначала были созданы рекордные пороговые и дифференциально-пороговые черенковские счетчики, впервые позволившие разделить частицы в пучках с энергией выше 20 ГэВ (рис. 64) и достичь очень низкого уровня фона (рис. 65), а затем и высокоэффективные дифференциальные черенковские счетчики (рис. 66) с наивысшим в те годы разрешением по скорости частиц ($\Delta\beta \sim 10^{-6}$) — рис. 67 [ИФВЭ].

Одно из дальнейших направлений развития этой методики было связано с созданием в ИФВЭ годоскопических фотоумножителей ГФЭУ [112], в которых используется дрейф электронов в скрещен-

ных электрических и магнитных полях для определения с точностью до 1 мм точки вылета фотоэлектрона из фотокатода (рис. 68). На базе ГФЭУ были реализованы детекторы частиц с регистрацией кольца излучения Вавилова — Черенкова. Первый из них использовался еще в эксперименте по поиску антитрития [35], в дальнейшем были созданы широкоапертурные черенковские счетчики СКОЧ [113] с большим количеством высокочувствительных ГФЭУ (рис. 68, 69). Они обладают одновременно высоким разрешением (рис. 70) и большим аксептансом, как и известные детекторы RICH, но превосходят последние по быстродействию в десятки раз. Применение этой методики весьма перспективно для экспериментов на пучках 3-ТэВ ускорителя при регистрации вторичных частиц.

Сцинтилляционные годоскопы на базе ГФЭУ [114], имеющие разрешение около 1 мм, способны заменить в ряде случаев проволочные детекторы (рис. 71, 72).

Работа экспериментальных установок в условиях больших нагрузок, характерных для экспериментов на УНК, требует развития

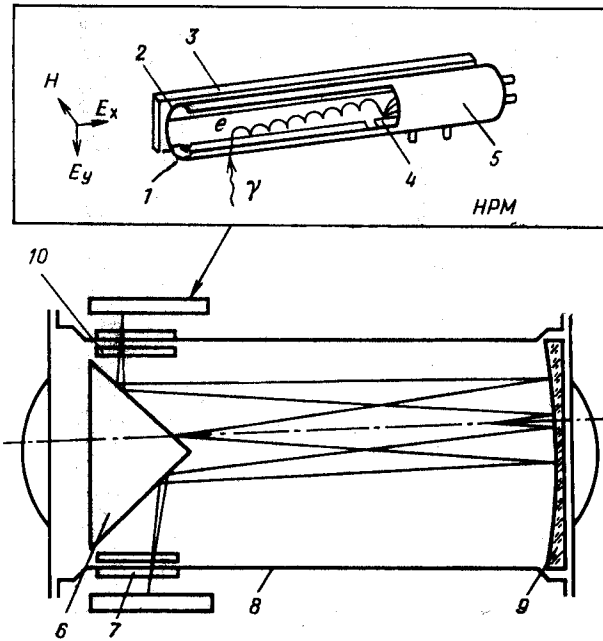


Рис. 68. Принцип работы ГФЭУ и схема СКОЧ-детектора, измеряющего диаметр кольца излучения Вавилова — Черенкова в газе. Устройство ГФЭУ-30М показано на вставке (HPM):

1 — протяженный фотокатод; 2 — резистивный электрод, образующий электрическое поле; показан дрейф электрона, выбитого из фотокатода фотоном, в скрещенных $E_{x,y}$ и H -полях; 3 — постоянный редковольтовый магнит; 4 — диод; 5 — умножительная часть ГФЭУ. Длина газового радиатора СКОЧ — 2 м, фокусное расстояние зеркала 9 — 2,5 м; 6 — зеркальный конический отражатель; 8 — корпус детектора, прошедшее через кварцевые окна 7 и цилиндрические линзы 8 излучение Вавилова — Черенкова регистрируется с помощью 24-годоскопических фотоэлектронных умножителей (ГФЭУ). Среднее число точек, регистрируемых на кольце излучения, приблизительно равно 10

техники субнаносекундных измерений временных интервалов. Эта методика осваивается уже сегодня в экспериментах на 70-ГэВ ускорителе (например, на спектрометре ФОДС — рис. 73 [71]) [ИФВЭ].

Среди новых детекторов частиц, использовавшихся в физических исследованиях на ускорителе ИФВЭ, следует отметить стриммерные камеры (см. например, рис. 74 [115]), применение которых, как показали опыты на $p\bar{p}$ -коллайдере (эксперимент UA-5), перспективны и в тераэлектрон-вольтовой области, при высокой множественности вторичных частиц [МИФИ].

Эффективной методической новинкой, созданной ленинградскими и московскими физиками и использовавшейся как в экспериментах на ускорителе ИФВЭ, так и при более высоких энергиях, явились активные мишени — ионизационные камеры для регистрации частиц отдачи при исследовании рассеяния на малые углы. Эта методика, как и методика сверхзвуковой газовой струи внутри ускорителя, перспек-

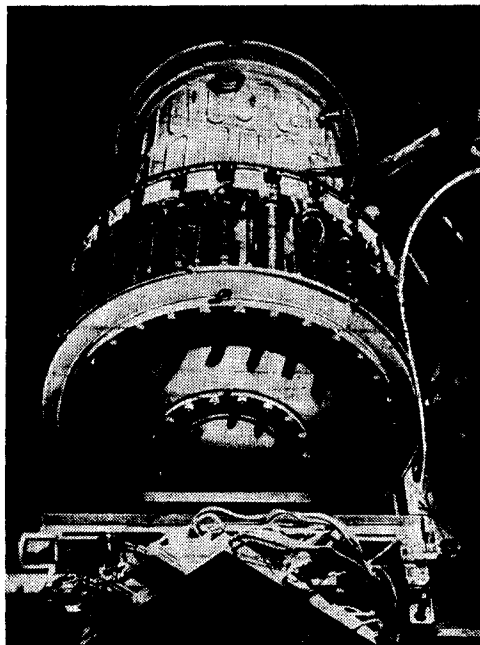


Рис. 69. Внешний вид спектрометра СКОЧ, регистрирующего кольца излучения Вавилова — Черенкова при помощи 24 ГФЭУ (часть из них показана сверху, где снята крышка)

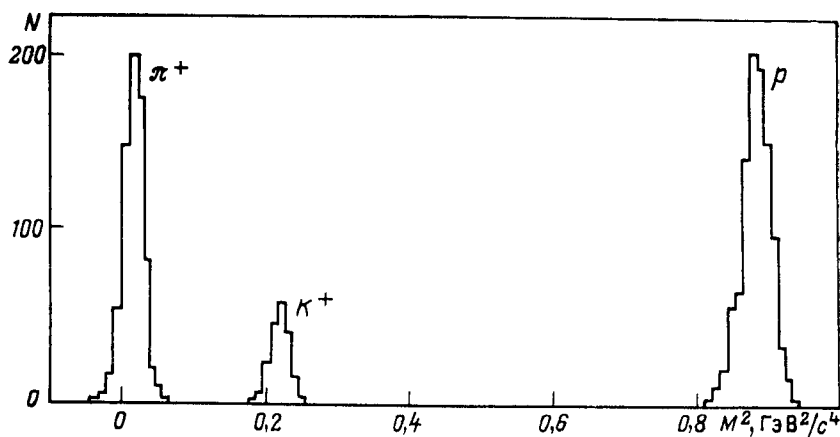


Рис. 70. Разделение частиц по массам в положительном пучке ускорителя ИФВЭ с импульсом 13 ГэВ/с при помощи спектрометра СКОЧ. Масса частицы M определяется по диаметру регистрируемого спектрометром кольца излучения Вавилова — Черенкова

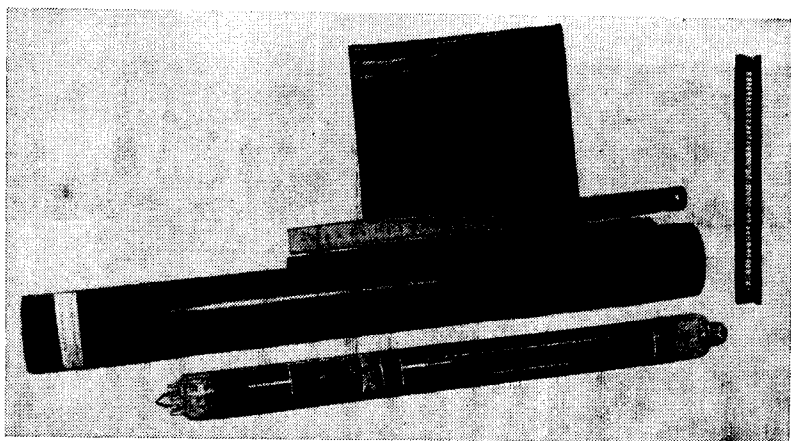


Рис. 71. Внешний вид сцинтиляционного годоскопа на ГФЭУ. Кассета с палочками сцинтиллятора и ГФЭУ показаны также отдельно

тивна для изучения дифракционных процессов и при энергиях УНК [ИТЭФ, ЛИЯФ, ОИЯИ].

С ростом энергии ускорителей характеристики годоскопических калориметров как детекторов фотонов и адронов улучшаются [108, 116]. При переходе в область энергий УНК они приобретают лидирующее положение и играют роль базовых детекторов в большинстве экспериментов [110, 116—119]. Методика многофотонных годоскопических детекторов типа ГАМС [120] создана в ИВФЭ и интенсивно используется в экспериментах на 70-ГэВ ускорителе и на ускорителях других лабораторий. В экспериментах на ускорителе ИВФЭ освоена методика и годоскопических адронных калориметров. Она позволяет не только определять энергию адронов (в том числе нейтральных [121]), но измерять также и их координаты с точностью, достигающей миллиметра при энергиях УНК (рис. 75, 76) [122] [ИВФЭ].

Для изготовления годоскопических калориметров, размеры которых достигают многих кубических метров [110], разработана технология массового изготовления сцинтилляторов и световодов — смесителей спектра [123]. Освоена также методика поточного изготовления счетчиков со сцинтиллятором высокой прозрачности длиной 5 м и более, необходимых для создания детекторов большой площади в экспериментальных установках УНК.

В заключение этого раздела отметим еще одно методическое исследование, имеющее непосредственное отношение к экспериментам на УНК. В связи с быстрым ростом потерь энергии частиц на синхротронное излучение в магнитных полях при увеличении энергии заряженных частиц в тераэлектрон-вольтной области возникает возмож-

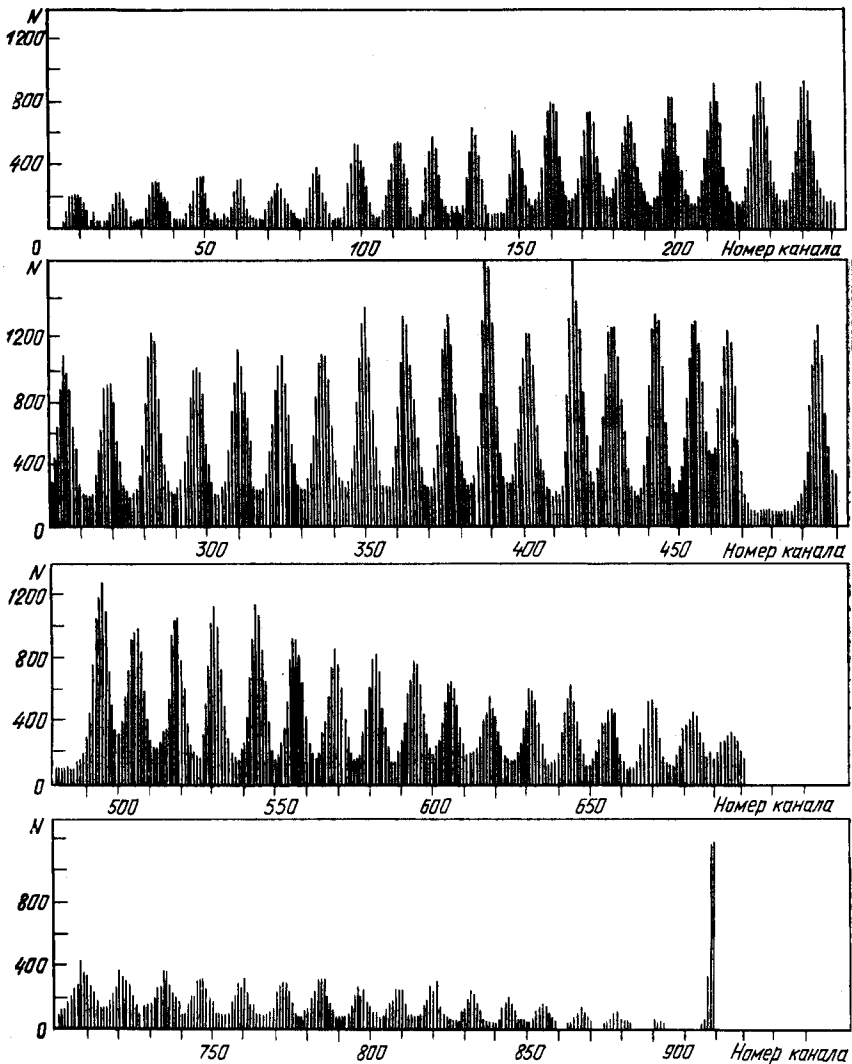


Рис. 72. Профиль пучка вторичных частиц, измеренный при помощи сцинтилляционного годоскопа на ГФЭУ. Шаг годоскопа 2 мм

ность создания чистых электронных (а следовательно, и фотонных) пучков высокой интенсивности, сепарированных от адронов с использованием синхротронного излучения [119, 124]. Этот метод был практически реализован физиками ИФВЭ и ЦЕРН на пучке с энергией 300 ГэВ, где был получен чистый электронный пучок (рис. 77) со

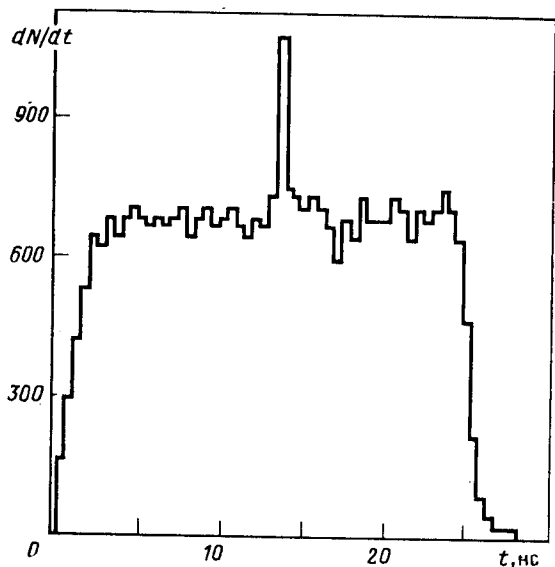


Рис. 73. Выделение на спектрометре ФОДС событий при помощи электронки с субнаносекундным разрешением, $\tau \approx 0,2$ нс (пик в центре), на уровне высокой фоновой загрузки

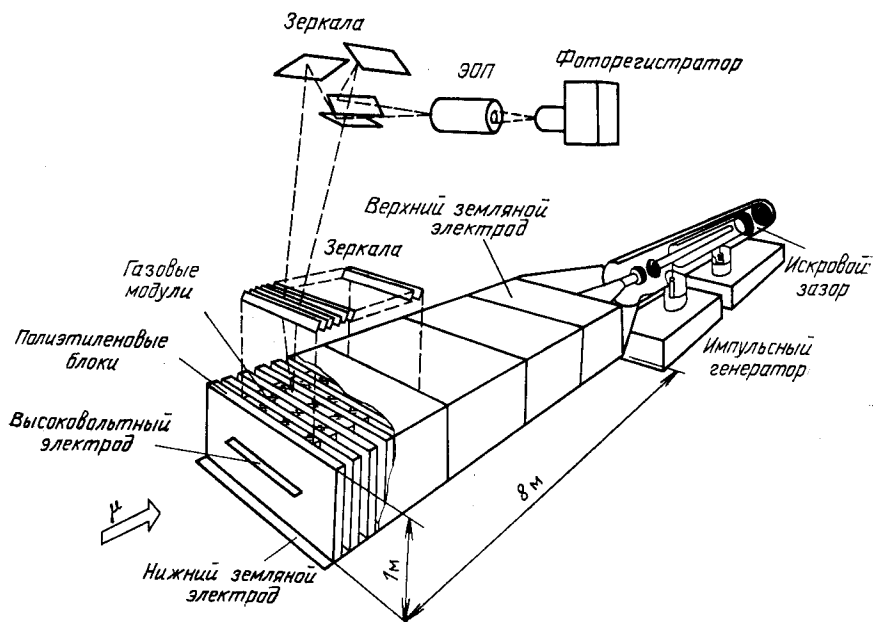


Рис. 74. Восьмиметровая стримерная камера, прослоенная полиэтиленовыми блоками, использовавшаяся для регистрации остановок и распада мюонов

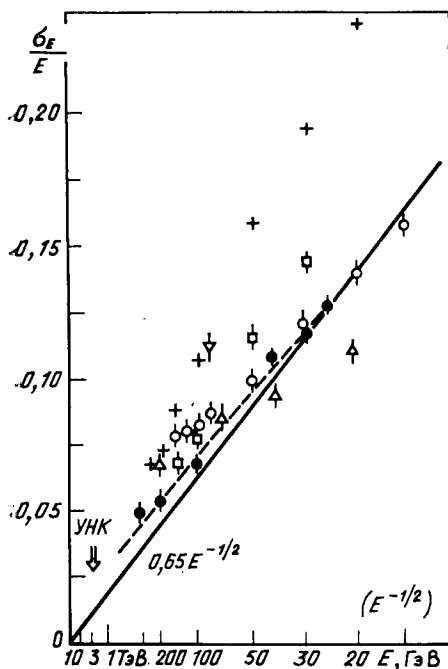


Рис. 75. Энергетическое разрешение адронного годоскопического калориметра (темные точки), измеренное на пучках ускорителей ИФВЭ ($25 \leq E \leq 40$ ГэВ) и ЦЕРН ($100 \leq E \leq 300$ ГэВ). Остальные точки — данные для других калориметров типа сэндвич (железо — скитиллятор)

степенью сепарации от адронов лучше 10^5 , как с обычной оптикой магнитного канала, так и с использованием «змейки». Перспективы этого метода при еще более высоких энергиях, в пучках УНК (пространственная сепарация частиц пропорциональна $\sim E^3$), очевидны [ИФВЭ, ЦЕРН].

Подводя итоги экспериментальных исследований, выполненных на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ за 15 лет (последние десять из которых прошли в условиях конкуренции с более мощными ускорителями в США и ЦЕРН), можно с удовлетворением отметить значительный вклад этих исследований в общее развитие физики высоких энергий. Многие из полученных на ускорителе ИФВЭ результатов были высоко

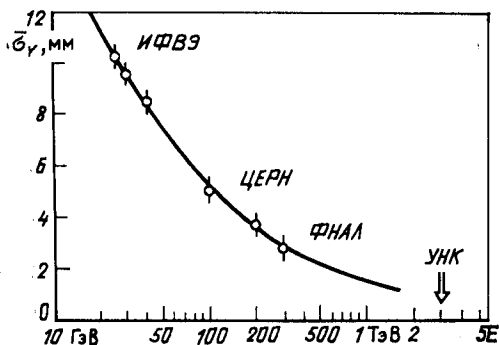


Рис. 76. Пространственное разрешение годоскопического адронного калориметра с ячейкой шириной 5 см, измеренное при энергиях ИФВЭ и ЦЕРН (точки):

кривая — расчетная зависимость [106], нормированная на данные ИФВЭ (25—40 ГэВ); измерения при более высоких энергиях (100—300 ГэВ) проведены с этим же детектором позднее

ко оценены на международных конференциях и семинарах, ряд из них отнесен к важнейшим достижениям отечественной науки в итоговых докладах президента Академии наук СССР, многие данные вошли в международные таблицы элементарных частиц.

Область энергий Серпуховского ускорителя является оптимальной для решения целого ряда задач современной физики элементарных частиц, в том числе в таком важном для развития КХД направ-

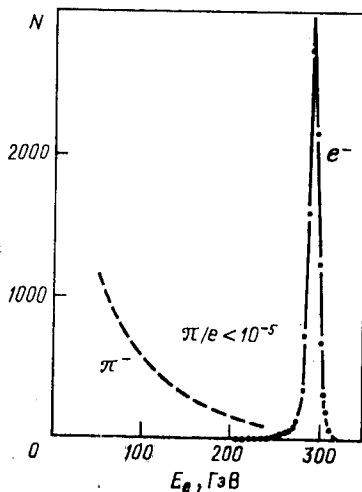


Рис. 77. Чистый электронный пучок, сепарированный при энергии 300 ГэВ от адронов с использованием синхротронного излучения (в эксперименте *NA-12* на канале *H8* СПС ЦЕРН):

пик — амплитудный спектр импульсов счетчика из свинцового стекла, помещенного в сепарированный пучок; пунктиром показан спектр сигналов в случае пионного пучка. Содержание электронов в исходном пучке — 0,5%, степень сепарации электронов (подавление пионов и других адронов) лучше 10^6

лении исследований, как мезонная спектроскопия. Развитие методики экспериментальных исследований, непрерывное совершенствование ускорителя открывают для этих работ новые перспективы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горин Ю. П., Денисов С. П., Донсков С. В. и др. // ЯФ. 1971. Т. 14. С. 998—1005; Phys. Lett. 1971. Vol. 36B. P. 415—421; ЯФ. 1972. Т. 17. С. 309—326.
2. Denisov S. P., Donskov S. V., Gorin Yu. P. e.a. // Nucl. Phys. 1973. Vol. B65. P. 1—28.
3. Антипов Ю. М., Вишневецкий Н. К., Еч Ф. А. и др. // ЯФ. 1969. Т. 10. С. 346—353; 976—987; Phys. Lett. 1969. Vol. 29B. P. 245—248; Vol. 30B. P. 576—580; Препринт ИФВЭ 70-88, Серпухов, 1970; ЯФ. 1971. Т. 13. С. 130—134; Nucl. Phys. 1971. Vol. 29B. P. 374—380.
4. Gurevich I. I., Khakimov S. Kh., Martemianov V. P. e.a. // Phys. Lett. 1972. Vol. 38B. P. 549—550.
5. Zrelou V. P., Kollarova L., Kollar D. e.a. // Czech. Journ. Phys. 1976. Vol. B26. P. 1306—1318.
6. Абрамов В. В., Анисимова Н. З., Бондаренко Г. Б. и др. // ЯФ. 1977. Т. 25. С. 76—79.
7. Golovkin S. V., Grachev M. I., Khodyrev Yu. S. e.a. // Phys. Lett. 1972. Vol. 42B. P. 136—140; Bushnin Yu. B., Dunaytzev A. F., Golovkin S. V. e.a. // Nucl. Phys. 1973. Vol. B58. P. 476—493.
8. Викторов В. А., Головкин С. В., Джелидин Р. И. и др. // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1529—1532; Phys. Lett. 1981. Vol. 105B. P. 239—241.
9. Логунов А. А., Месгвиришвили М. А., Нгуен Ван Хью. Препринт ИФВЭ 67-49-К, Серпухов, 1967; Phys. Lett. 1967. Vol. 25B. P. 611—614; Proc. Topical conf. on high-energy collisions. CERN 68-7, Geneva, 1968. Vol. 2. P. 74—92; Препринт ИФВЭ 74-66 Серпухов, 1974; ТМФ. 1977. Т. 33. С. 3—33.

10. Бушнин Ю. Б., Горин Ю. П., Денисов С. П. и др.//ЯФ. 1969. Т. 10. С. 585—591; Phys. Lett. 1969. Vol. 29B. P. 48—53; Бинон Ф., Денисов С. П., Дютейль П. и др.//ЯФ. 1970. Т. 11. С. 636—640; Phys. Lett. 1969. Vol. 30B. P. 506—509; Антипов Ю. М., Вишневский Н. К., Горин Ю. П. и др.//ЯФ. 1971. Т. 13. С. 135—138; Phys. Lett. 1971. Vol. 34B. P. 164—166.
11. Горин Ю. П., Денисов С. П., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1971. Т. 14. С. 994—997.
12. Baker W. F., Carroll A. S., Chiang I.-H. e.a.//Phys. Lett. 1974. Vol. 51B. P. 303—305; Aubert V. Preprint FNAL 75/31, Batavia, USA, 1975.
13. Gariluppi P., Giacomelli G., Rossi A. M. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. 79B. P. 189—258.
14. Albrow M. G., Bagchus A., Barber D. P. e.a.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B56. P. 333—345.
15. Johnson J. R., Kammerud R., Ohsugi T. e.a.//Phys. Rev. 1978. Vol. D17. P. 1292—1303.
16. Atherton H. W., Bowet C., Doble N. e.a.//Preprint CERN 80-07, Geneva, 1980.
17. Божко Н. И., Борисов А. А., Вовенко А. С. и др.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 668—673; 1980. Т. 31. С. 1494—1500.
18. Duke D. W., Taylor F. E.//Phys. Rev. 1978. Vol. D17. P. 1788—1794; Das K. P., Hwa R.//Phys. Lett. 1977. Vol. 68B. P. 459—462.
19. От. № 228, ОТ-9548 от 15 апреля 1977 г., СССР. Закономерность масштабной инвариантности сечений образования адронов/А. А. Логунов, Ю. Д. Прокошкин, С. П. Денисов и др.//Открытия. Изобретения. 1980, № 45.
20. Аллаби Д. В., Бушнин Ю. Б., Горин Ю. П. и др.//ЯФ. 1970. Т. 12. С. 538—556; Phys. Lett. 1969. Vol. 30B. P. 500—505.
21. Denisov S. P., Dmitrevski Yu. P., Donskov S. V. e.a.//Phys. Lett. 1971. Vol. 36B. P. 428—432.
22. Горин Ю. П., Денисов С. П., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1973. Т. 17. С. 309—326; Nucl. Phys. 1973. Vol. B65. P. 1—26. Здесь же дана литература.
23. Горин Ю. П., Денисов С. П., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1973. Т. 18. С. 336—347; Nucl. Phys. 1973. Vol. B61. P. 62—67.
24. Антипов Ю. М., Асколи Дж., Буснелло Р. и др.//ЯФ. 1973. Т. 18. С. 353—363; Nucl. Phys. 1973. Vol. B57. P. 333—347.
25. Bruneton C., Bystricky J., Cozzika G. e.a.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B124. P. 391—408.
26. Болотов В. Н., Исаков В. В., Какауридзе Д. Б. и др.//ЯФ. 1974. Т. 19. С. 115—121; Nucl. Phys. 1974. Vol. B73. P. 401—409.
27. Binon F., Duteil P., Kachanov V. A. e.a.//Phys. Lett. 1969. Vol. 30B. P. 510—513; ЯФ. 1969. Т. 12. С. 806—809; Phys. Lett. 1969. Vol. 31B. P. 230—232.
28. Dorfan D. E., Eades J., Lederman L. M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 14. P. 1003—1006.
29. Антипов Ю. М., Вишневский Н. К., Горин Ю. П. и др.//ЯФ. 1970. Т. 13. С. 135—138; Phys. Lett. 1971. Vol. 34B. P. 164—166.
30. Горин Ю. П., Денисов С. П., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1970. Т. 13. С. 344—349; Nucl. Phys. 1971. Vol. 31B. P. 253—260.
31. Горин Ю. П., Денисов С. П., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1971. Т. 14. С. 134—136; Phys. Lett. 1971. Vol. 34B. P. 167—169.
32. Антипов Ю. М., Вишневский Н. К., Горин Ю. П. и др.//ЯФ. 1970. Т. 12. С. 311—322; Nucl. Phys. 1971. Vol. 31B. P. 235—252; Prokoshkin Yu. D.//Naturwiss. 1973. Vol. 59. P. 281—284.
33. От. № 104, ОТ-7875 от 14 декабря 1970 г., СССР. Антигелий-3/Ю. М. Антипов, Н. К. Вишневский, Ю. П. Горин и др.//Открытия. Изобретения. 1971, № 36.
34. Bozzoli W., Bussiere A., Giacomelli G. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B144. P. 317—329; Bussiere A., Bozzoli W., Giacomelli G. e.a. Preprint IFUB 80/8 INEN, Bologna, 1980.

35. Вишневский Н. К., Грачев М. И., Рыкалин В. И. и др.//ЯФ. 1974. Т. 20. С. 694—708.
36. Barger V. Review report at the Intern. conf. on strong interactions, CERN, Geneva, 1968.
37. Прокошкин Ю. Д. Пригл. доклад, XV Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1970.
38. Barger V., Phillips R. J. N.//Phys. Rev. 1970. Vol. D2. P. 1971—1983; Nucl. Phys. 1971. Vol. B32. P. 93—109. Здесь же дана литература.
39. Померанчук И. Я.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 725—728.
40. Бушнин Ю. Б., Горин Ю. П., Денисов С. П. и др.//ЯФ. 1972. Т. 16. С. 1224—1230.
41. Бирулев В. К., Вовенко А. С., Вестергомби Д. и др.//ЯФ. 1972. Т. 15. С. 959—965; Phys. Lett. 1972. Vol. 38B. P. 452—456.
42. Альбрехт К. Ф., Бирулев В. К., Вестергомби Д. и др.//ЯФ. 1978. Т. 27. С. 369—376.
43. От. № 137, ОТ-8411 от 22 февраля 1973 г., СССР. Закономерность в энергетической зависимости полных сечений (Серпуховский эффект)/Ю. Д. Прокошкин, С. П. Денисов, Ю. П. Горин и др.//Открытия. Изобретения. 1974. № 17.
44. Соловьев Л. Д.//Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 455—457; ЭЧАЯ, 1975. Т. 6. С. 571—600.
45. Diddens A. N.//Proc. Intern. conf. on high energy physics. Vol. 1. London. 1974. P. 41—70; Wetherell A. M.//Proc. Intern. conf. on high energy physics. Palermo. 1975. P. 639—656.
46. Lipkin H. J.//Phys. Rev. D. 1975. Vol. 11. P. 1827—1831; Phys. Lett. 1975. Vol. 56B. P. 76—80.
47. Hendrick R. E., Langasker P., Lautrup B. E. e.a.//Phys. Rev. D. 1975. Vol. 11. P. 536—554.
48. Прокошкин Ю. Д.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1579—1584. Здесь же дана литература.
49. Волков Г. Г., Логунов А. А., Мествиришвили М. А.//ТМФ. 1970. Т. 4. С. 196—201; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталев О. А.//ЭЧАЯ, 1972. Т. 3. С. 515—554.
50. Герштейн С. С., Логунов А. А.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1514—1516; 1986. Т. 44. С. 1251—1256.
51. Белоусов А. С., Буданов Н. П., Ваздик Я. А. и др.//ЯФ. 1975. Т. 21. С. 556—564; Александров Ю. А., Баранов С. С., Белоусов А. С. и др.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 651—658.
52. Безногих Г. Г., Буяк А., Жидков Н. К. и др.//ЯФ. 1969. Т. 10. С. 1212—1222; Phys. Lett. 1969. Vol. 30B. P. 274—275.
53. От. № 244, ОТ-8792 от 2 июля 1974 г., СССР. Закономерность изменения радиуса сильного взаимодействия протонов при высоких энергиях/Г. Г. Безногих, В. Н. Грибов, Н. К. Жидков и др.//Открытия. Изобретения. 1981, № 40.
54. Бартенев В. Д., Безногих Г. Г., Буяк А. и др.//ЯФ. 1972. Т. 16. С. 96—108; Phys. Lett. 1972. Vol. 39B. P. 44.
55. От. № 246, ОТ-8751 от 6 мая 1974 г., СССР. Явление потенциального рассеяния протонов высоких энергий/Л. Ф. Кириллова, В. А. Никитин, А. А. Номофилов и др.//Открытия. Изобретения. 1981, № 42.
56. Derevshchikov A. A., Matulenko Yu. A., Meschanin A. P. e.a.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B80, P. 442—460.
57. Апокин В. Д., Васильев А. Н., Деревщиков А. А. и др.//ЯФ. 1976. Т. 24. С. 99—105; Nucl. Phys. 1976. Vol. B106. P. 413—429.
58. Апокин В. Д., Васильев А. Н., Деревщиков А. А. и др.//ЯФ. 1977. Т. 25. С. 94—102.
59. Апокин В. Д., Аблев В. Г., Воробьев А. А. и др.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1529—1533.
60. Брюнетон К., Быстрицкий И., Гедо А. и др.//ЯФ. 1976. Т. 23. С. 769—775; Phys. Lett. 1975. Vol. 57B. P. 389—392.

61. Брюнетон К., Быстрицкий И., Гедо А. и др.//ЯФ. 1977. Т. 25. С. 369—373; Phys. Lett. 1976. Vol. 61B. P. 103—106.
62. Окунь Л. Б., Померанчук И. Я.//ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 424—427.
63. Апель В. Д., Аугенштайн К. Х., Бертоллучи Е. и др.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1519—1537; Т. 30. С. 366—372; Nucl. Phys. 1979. Vol. B152. P. 1—26; Phys. Lett. 1979. Vol. 83B. P. 131—135. Здесь же дана литература.
64. Апель В. Д., Аугенштайн К. Х., Бертоллучи Е. и др.//ЯФ. 1979. Т. 30. С. 373—383; Nucl. Phys. 1979. Vol. B154. P. 189—204. Здесь же дана литература.
65. Апель В. Д., Аугенштайн К. Х., Бертоллучи Е. и др.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 167—172; Nuovo simento. 1979. Vol. 25. P. 493—500.
66. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 732—735; Трошин С. М., Тюрин Н. Е.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1008—1015.
67. Vabaev A., Brachmann E., Elige V. G. e.a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. B110. P. 189—204.
68. Аввакумов И. А., Апокин В. Д., Васильев А. Н. и др.//Препринт ИФВЭ 84-187, Серпухов, 1984.
69. Аввакумов И. А., Апокин В. Д., Васильев А. Н. и др. Препринт ИФВЭ 82-98, Серпухов, 1982.
70. Абрамов В. В., Алексеев А. В., Балдин Б. Ю. и др.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 937—946; 1985. Т. 41. С. 700—710; Nucl. Phys. 1980. Vol. B173. P. 348—364.
71. Абрамов В. В., Балдин Б. Ю., Бузулуцков А. Ф. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 475—478; 1982. Т. 34. P. 621; Phys. Lett. 1982. Vol. B112. P. 170—172; Nucl. Phys. 1984. Vol. B245. P. 1—16; ЯФ. 1985. Т. 41. С. 137—148.
72. Абрамов В. В., Алексеев А. В., Балдин Б. Ю. и др.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1271—1279.
73. Abramov V. V., Sulyaev R. M., Bondarenko G. A. e.a.//Phys. Lett. 1976. Vol. 64B. P. 365—368; 1978. Vol. 78B. P. 515—518.
74. Dzhelyadin R. I., Golovkin S. V., Konstantinov V. F. e.a.//Nucl. Phys. 1981. Vol. B179. P. 189—214.
75. Антипов Ю. М., Беззубов В. А., Бушнин Ю. Ю. и др. Препринт ИФВЭ 75-125, Серпухов 1975; Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 297—300; Препринт ИФВЭ 80-97, Серпухов, 1980.
76. Бушнин Ю. Б., Головкин С. В., Денисенко А. А. и др.//ЯФ. 1977. Т. 26. С. 1216—1221.
77. Антипов Ю. М., Беззубов В. А., Буданов Н. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 312—315; Phys. Lett. 1978. Vol. 76B. P. 235—236.
78. Бинон Ф., Гуанэр М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 640—648; Nucl. Phys. 1984. Vol. B239. P. 311—324.
79. Алеев А. Н., Арефьев В. А., Баландин В. П. и др.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1175—1180; 1983. Т. 37. С. 1474—1478; Z. Phys. C. 1984. Vol. 23. P. 333—338.
80. Adylov G. T., Aliev F. K., Bardin D. Yu. e.a.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B128. P. 461—505.
81. Бушнин Ю. Б., Головкин С. В., Грицук М. В. и др.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1507—1510; Phys. Lett. 1978. Vol. 79B. P. 147—149; Викторов В. А., Головкин С. В., Грицук М. В. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 387—389; Phys. Lett. 1979. Vol. 88B. P. 379—380; ЯФ. 1980. Т. 32. С. 998—1001; 1005—1007; Phys. Lett. 1980. Vol. 94B. P. 548—550.
82. Викторов В. А., Головкин С. В., Грицук М. В. и др.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1513—1515; Phys. Lett. 1979. Vol. 84B. P. 143—144; Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 239—243; Phys. Lett. 1981. Vol. 102B. P. 296—298.
83. Антипов Ю. М., Батарин В. А., Беззубов В. А. и др. Препринт ИФВЭ 82-120, Серпухов, 1982; Phys. Lett. 1983. Vol. 121B. P. 445—448.
84. Викторов В. А., Головкин С. В., Дзелядин Р. И. и др.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1002—1004; Phys. Lett. 1980. Vol. 97B. P. 471—472.
85. Бинон Ф., Брикман К., Гуанэр М. и др.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1534—1537; Lett. Nuovo simento. 1981. Vol. 32. P. 45—49.
86. Бинон Ф., Брикман К., Гуанэр М. и др.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 670—679; Nuovo simento. 1982. Vol. 71A. P. 497—507; Алди Д., Бинон Ф., Брикман К.

- и др.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1447—1453; Z. Phys. C. 1984. Vol. 25. P. 225—229.
87. Бинон Ф., Гуанэр М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 934—944; Nuovo cimento. 1983. Vol. 78A. P. 313—330.
88. Бинон Ф., Гуанэр М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1429—1435; Phys. Lett. 1984. Vol. 140B. P. 264—268. Здесь же дана литература.
89. Gross D. J., Treiman S. R., Wilczek F.//Phys. Rev. 1979. Vol. D19. P. 2188—2196.
90. Апель В. Д., Аугенштайн К. Х., Бертоллуччи Е. и др.//ЯФ. 1976. Т. 23. С. 333—340; Phys. Lett. 1975. Vol. 57B. P. 398—402.
91. От. № 275, ОТ-10101 от 1 августа 1979 г., СССР. Явление образования элементарной частицы h -мезона/Ю. Д. Прокошкин, С. В. Донсков, В. А. Качанов и др.//Открытия. Изобретения. 1984, № 4.
92. Wohl G. G., Cahn R. N., Rittenberg A. e.a., Part data group.//Rev. Mod. Phys. 1984. Vol. 56. P. 1—202.
93. Бинон Ф., Гуанэр М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1199—1204; Lett. Nuovo cimento. 1984. Vol. 39. P. 41—48.
94. Беллини Д., Василевский И. М., Веньи Г. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 511—514; Proc. 4th Warsaw Symp. on elementary particle physics. Ksierz. 1981. P. 187—196.
95. Bellini G., di Corato M., Palombo F. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1697—1700; Preprint JINR E4-82-488, Dubna, 1982.
96. Балашин О. Н., Барков Б. П., Болонкин Б. В. и др. Препринт ИТЭФ-2, М., 1982.
97. Antipov Yu. M., Ascoli G., Busnello R. e.a.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B63. P. 153—174; 1977. Vol. B119. P. 45—59.
98. Antipov Yu. M., Baud R., Busnello R. e.a.//Phys. Lett. 1972. Vol. 40B. P. 147—151.
99. Fritsch H., Gell-Mann M.//Proc. 16th Intern. Conf. on high energy physics. Chicago, 1972. P. 135—147; Jaffe R. L., Johnson K.//Phys. Lett. 1976. Vol. 60B. P. 201—204.
100. Герштейн С. С., Лиходед А. К., Прокошкин Ю. Д.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 251—253; Z. Phys. C. 1984. Vol. 24. P. 305—308.
101. Бинон Ф., Гуанэр М., Донсков С. В. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 831—834; Nuovo cimento. 1984. Vol. 80A. P. 363—370.
102. Ачасов Н. Н., Девянин С. А., Шестаков Г. Н. и др.//УФН. 1984. Т. 142. С. 361—393.
103. Битюков С. И., Викторов В. А., Головкин С. В. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 96—98.
104. Битюков С. И., Викторов В. А., Вишневский Н. К. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1205—1208.
105. Антипов Ю. М., Беззубов В. А., Буданов Н. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 356—357.
106. Балашин О. Н., Барков Б. П., Болонкин Б. В. и др. Препринт ИТЭФ-136, М., 1984.
107. Алеев А. Н., Арефьев В. А., Баладин В. П. и др.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 386—391; 1982. Т. 36. С. 1420—1425; Z. Phys. C. 1984. Vol. 25. P. 205—212.
108. Prokoshkin Yu. D. Hodoscope Calorimeters as Basic Coordinate and Energy Detectors of Particles in the Experiments in the 10 TeV Range, Proc. Second ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors. Les Diablerets, Switzerland (ed. U. Amaldi, CERN, Geneva). 1979. P. 405—419; Препринт ИФВЭ 79-148, Серпухов, 1979.
109. Зайцев А. М., Лапин В. В., Рудаков К. Р.//Материалы II совещания «Физические исследования на УНК». ИФВЭ. Серпухов, 1982. С. 43—68.
110. Прокошкин Ю. Д.//ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 584—596; Preprint IHEP 84-98, Serpukhov, 1984.
111. Денисов С. П.//Тр. междунар. конф. по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1970. С. 453—478.

112. Васильченко В. Г., Лапшин В. Г., Монич Е. А. и др.//ИТЭ. 1978. Т. 4. С. 183—187.
113. Абрамов В. В., Алексеев А. В., Балдин Б. Ю. и др. Препринт ИФВЭ 83-180, Серпухов, 1983.
114. Васильченко В. Г., Лапшин В. Г., Мельников Н. С. и др. Препринт ИФВЭ 78-16, Серпухов, 1978; Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 169. P. 389—396.
115. Anisimova N. Z., Bondarenko G. B., Govorov V. V. e.a.//Phys. Lett. 1976. Vol. 65B. P. 85—88.
116. Iwata S. Calorimeters for High-Energy Experiments at Accelerators. Preprint DPNU-3-79, Nagoya Univ., 1979.
117. Прокошкин Ю. Д. Постановка экспериментов при энергиях 1000 ГэВ и выше.//Материалы XXI сессии НКС ИФВЭ. ИФВЭ. Серпухов, 1977. С. 44—54.
118. Kryshkin V. I., Prokoshkin Yu. D., Vovenko A. S. e.a. Features of Experiments at Energies above 1 TeV//Proc. Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors. FNAL, Batavia, 1978. P. 201—236.
119. Прокошкин Ю. Д., Дидденс А. Н., Диболд Р. и др. Адронные и фотонные эксперименты в 10-ТэВ области на ускорителе со стационарной мишенью. Препринт ИФВЭ 80-3, Серпухов, 1980; Proc. Second ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors. Les Diableretes, Switzerland (ed. U. Amaldi, CERN, Geneva), 1979. P. 347—370.
120. Бинон Ф., Буянов В. М., Гуанэр М. и др. Препринт ИФВЭ 85-62, Серпухов, 1985. Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A 248. P. 86—102. Здесь же дана литература.
121. Davidov V. A., Donskov S. V., Inyakin A. V. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 203. P. 369—377.
122. Binon F., Davydov V. A., Donskov S. V. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 203. P. 373—378; Препринт ИФВЭ 82-115, Серпухов, 1982.
123. Васильев А. Н., Вишнеvский Н. К., Козаков П. Н. и др. Препринт ИФВЭ 82-62, Серпухов, 1982.
124. Farley F. J. M., Picasso E.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 203. P. 325—332. Atherton H. W., Bowet C., Doble N. e.a.//Preprint CERN 85—43, Geneva, 1985.