Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына

профессор Павел Фёдорович ЕРМОЛОВ

к 80-летию со дня рождения





УДК 53(470+571)Ермолов П. Ф. ББК 22.3д(2Рос)Ермолов П. Ф. П84

Под общей редакцией Э. Э. Бооса, М. И. Панасюка, В. И. Саврина

Сборник составили: И. А. Коржавина, М. М. Меркин, С. Ю. Сивоклоков, Л. А. Тихонова, Г. Ф. Чернолужский.

В книге использованы фотоснимки Π . И. Зольникова, B. И. Рудя, IО. A. Туманова, C. B. Фурлетова, иллюстрации из фотоархивов ОИЯИ и НИИЯФ МГУ и личных архивов.

Составители выражают искреннюю благодарность всем, кто помог разыскать архивные документы и принял участие в создании этого сборника, прислав материалы о работе и личности П. Ф. Ермолова, за добрую память об этом человеке.

П84 **Профессор П. Ф. Ермолов. К 80-летию со дня рождения** : сборник статей / Под общ. ред. Э. Э. Бооса, М. И. Панасюка, В. И. Саврина. — М. : КДУ, 2012. — 248 с. : табл., ил., цв. ил.

ISBN 978-5-98227-856-2

Книга посвящена памяти профессора Московского университета П.Ф. Ермолова (1932–2008), известного ученого, ведущего мирового специалиста в области физики высоких энергий.

В сборник вошли воспоминания его друзей, коллег и учеников, некоторые статьи П. Ф. Ермолова, опубликованные в научных и научно-популярных изданиях, и другие материалы.

УДК 53(470+571)Ермолов П. Ф. ББК 22.3д(2Рос)Ермолов П. Ф.

[©] Коллектив авторов, 2012

[©] НИИЯФ МГУ, 2012

[©] Макет, оформление. Издательство «КДУ», 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

Павел Фёдорович Ермолов
Часть 1. Воспоминания о П. Ф. Ермолове
Юные годы моего брата
Большой ученый и организатор
Измерительно-вычислительный комплекс НИИЯФ МГУ для обработки информации в физике высоких энергий
Работа с П. Ф. Ермоловым по физике высоких энергий
Работа с П. Ф. Ермоловым в НИИЯФ МГУ42 Л. Н. Смирнова
Работы на европейском гибридном спектрометре
Воспоминания о работе с Павлом Фёдоровичем Ермоловым
Мой коллега Павел Фёдорович Ермолов
Спектрометр с вершинным детектором: история создания и развития
П. Ф. Ермолов и эксперимент СВД
Павел Фёдорович Ермолов и наблюдение пентакварка
Проект «Термализация» в эксперименте СВД-2
Сеть Радио МГУ
НИИЯФ МГУ в эксперименте D0 на коллайдере Tevatron
Об участии ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ в эксперименте ZEUS
Часть 2. Документы к биографии
Катализ отрицательными мюонами ядерной реакции синтеза $d+d \to He^{3}+n$ 142 В. П. Джелепов, П. Ф. Ермолов, Ю. В. Катышев, В. И. Москалёв, В. В. Фильченков, М. Фримл

Справка о приоритете открытия «Явление резонансного образования мюонных молекул дейтерия»	. 147
Всегда в поиске	. 148
A Study of Antineutrino Interactions in the NAL 15-ft Bubble Chamber, Filled with Hydrogen and Neon. NAL proposal No 180	. 151
Search for µe Events in Antineutrino-Nucleon Interactions	. 155
Поздравления коллег по случаю 50-летия П. Ф. Ермолова. 30 июня 1982 г	. 159
Путь в науке Сотрудники ОИТ НИИЯФ МГУ	. 159
До нашей эры	. 160
Курсом НТП	. 162
Без солнечных температур	. 164
Поиски пентакварка продолжаются! П. Ф. Ермолов, А. В. Кубаровский, В. А. Никитин	. 165
Observation of the Top Quark	. 172
Study of D*(2010) [±] Production in ep Collisions at HERA	. 178
Observation of a Narrow Baryon Resonance Decaying to pK^0_s in Proton-Nucleus Interactions at 70 GeV/ c with the SVD-2 Setup	. 191
Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA	. 199
Часть 3. Фотоархив	. 221



 Π . Φ . Ермолов. 3 мая 2007 года.

ПАВЕЛ ФЁДОРОВИЧ ЕРМОЛОВ

Э. Э. Боос, М. И. Панасюк, В. И. Саврин (НИИЯФ МГУ)

30 июня 2012 года исполняется 80 лет со дня рождения профессора Павла Фёдоровича Ермолова, крупного ученого, признанного мирового специалиста в области физики высоких энергий. Павел Фёдорович с 1978 года в течение 32 лет являлся заведующим и научным руководителем одного из ведущих отделов НИИЯФ МГУ — отдела экспериментальной физики высоких энергий. Павел Фёдорович ушел из жизни в мае 2008 года, оставив после себя огромное научное наследие, слаженно работающий научный коллектив, большое число учеников.

Краткая биография. Павел Фёдорович Ермолов родился в городе Ленинграде. После школы в 1950 году поступил в Военно-механический институт (ныне Балтийский технический госуниверитет), в котором проучился два года, а затем, желая повысить свой уровень в области физики, которую любил всю свою жизнь, перевелся на 3-й курс физического факультета Ленинградского государственного университета. После окончания ЛГУ в 1955 году он был направлен на работу в Лабораторию ядерных проблем ОИЯИ (г. Дубна), где работал старшим техником, затем инженером и научным сотрудником. В 1966 году Ермолов защитил кандидатскую диссертацию и был переведен в Институт физики высоких энергий (г. Протвино), где работал сначала начальником лаборатории, затем начальником сектора и начальником подразделения пузырьковых камер. В 1974 году Павел Фёдорович защитил докторскую диссертацию, и уже в 1978 году ему было присвоено ученое звание профессора. В том же году он был переведен на работу в Научноисследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета на должность заведующего отделом измерительной техники (впоследствии — отдел экспериментальной физики высоких энергий).

Дубна. После распределения в ОИЯИ в 1955 году П. Ф. Ермолов сразу активно включился в исследования на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем. Очень быстро он предложил и развил новую методику газовых мишеней, совместно с коллегами выполнил исследования по проверке теории универсального четырехфермионного взаимодействия. В 1958 году П. Ф. Ермоловым впервые была измерена вероятность распада нейтрального пиона на фотон и Далитц-пару, измерены их энергетические характеристики и зарегистрирован первый достоверный случай распада этого пиона на четыре электрона. В 1959 году было выполнено одно из первых измерений

вероятности электронного распада пиона. В этом же году им была предложена программа исследований μ -атомных процессов и катализа ядерных реакций в газообразном водороде. Впервые наблюдался ряд новых явлений в этой области физики, таких как диффузия $p\mu$ -атомов в водороде, Z-зависимость перехвата мюонов к сложным ядрам, наблюдение катализа мюоном ядерной реакции с образованием гелия-3. Совместно с коллегами в 1965 году он сделал открытие резонансной зависимости образования мюонных молекул дейтерия, которое лежит в основе современных исследований μ -катализа, и в 1973 году провел измерение вероятности ядерного захвата мюона протоном.

Протвино. В период работы в ИФВЭ в Протвино Павел Фёдорович активно занимался исследованием «мягких» адронных процессов. В ряде российских и международных экспериментов на ускорителях ИФВЭ, CERN, FNAL были проведены детальные исследования множественной генерации адронов в области начальных энергий адронов и нейтрино $30 \div 400$ ГэВ. В 1967–1978 годах П. Ф. Ермолов выполнил первый цикл работ по исследованию инклюзивных процессов и множественному образованию частиц в столкновениях пионов, каонов, протонов и антипротонов при энергиях серпуховского ускорителя (30÷70 ГэВ) с помощью методики пузырьковых камер, главной из которых являлась 4,5-метровая жидководородная камера Mirabelle — в то время одна из крупнейших в мире. Первые исследования, проведенные на ускорителе ИФВЭ на специально сепарированных пучках частиц высоких энергий, явились результатом больших усилий крупного международного коллектива ученых и инженеров из СССР, Франции и ряда европейских стран, входивших в CERN, а роль П. Ф. Ермолова в постановке экспериментов и физической проблематики, обработке данных и их анализе являлась ведущей. В результате исследований были получены новые, уникальные данные по множественным и инклюзивным процессам. Выполненные исследования на камере Mirabelle явились, по существу, началом нового направления в физике высоких энергий — изучения процессов инклюзивного образования при множественной генерации частиц, которое было развито в дальнейшем в ИФВЭ и НИИЯФ МГУ на большой статистике в специальных экспериментах с K⁺-, K⁻-мезонами и с антипротонами.

Во время работы в ИФВЭ П. Ф. Ермолов являлся также руководителем одного из первых нейтринных экспериментов в Fermilab (Е-180). Павел Фёдорович с коллегами впервые в нейтринных исследованиях детально изучил общие характеристики глубоконеупругого рассеяния и показал соответствие экспериментальных данных бьёркеновскому скейлингу. Впервые в антинейтринных взаимодействиях наблюдались двухлептонные события и события с избытком странных частиц, что позволило оценить сечения рождения новых очарованных частиц. Также были исследованы характеристики и соответствующие константы для процессов с нейтральными токами.

Москва. После перехода в НИИЯФ МГУ П. Ф. Ермолов возглавил масштабные работы по созданию крупного автоматизированного измерительного комплекса для анализа информации с больших пузырьковых камер и гибридных спектрометров. Тем самым была заложена основа для превращения НИИЯФ МГУ в один из лидирующих центров физики высоких энергий. В институте в 1984–1989 годах в сотрудничестве с CERN и ИФВЭ под руководством П. Ф. Ермолова была проведена обработка и физиче-

ский анализ данных с Европейского гибридного спектрометра в области энергий 250÷400 ГэВ (эксперименты NA-22, NA-23, NA-27). Полученные в этих работах систематические и наиболее точные результаты по изучению мягких адронных процессов, сечению образования резонансов, проявлению кварковых эффектов в динамике взаимодействий являются уникальными и составляют основу для построения современных кварк-глюонных моделей множественного рождения частиц с малыми поперечными импульсами.

Особо хотелось бы подчеркнуть, что начатые по инициативе и проведенные под руководством Павла Фёдоровича работы по созданию в НИИЯФ МГУ первой в России комплексной системы по разработке, проектированию, массовому производству на предприятиях и тестированию кремниевых и микростриповых детекторов явились основным шагом, позволившим НИИЯФ МГУ стать одним из лидеров в области экспериментальной физики высоких энергий. Детекторы оказались востребованы для проведения различных исследований на ускорителях и в космических лучах. На основе лаборатории кремниевых детекторов были созданы электрон-адронный сепаратор для установки ZEUS (DESY, коллайдер HERA), существенная часть вершинного микрострипового детектора для установки D0 (FNAL, Tevatron) и ионизационного детектора международного космофизического эксперимента ATIC.

В этих крупнейших международных коллаборациях получены широко известные в мире результаты по глубоконеупругому рассеянию, структуре протона, фотона, померона, осуществлены тесты Стандартной модели, открыт самый тяжелый кварк в природе — t-кварк.

С определяющим участием группы физиков НИИЯФ МГУ под руководством Π . Φ . Ермолова в 1994–2005 годах на установке ZEUS в электронпротонных столкновениях проведены детальные исследования образования векторных мезонов (включая J/ψ) и частиц с открытым очарованием в глубоконеупругих и дифракционных процессах, в основном, подтверждающие современные теоретические предсказания. Впервые наблюдался эффект несохранения *s*-канальной спиральности при образовании р, ф-мезонов. Обнаружено превышение сечения рождения *D*-мезонов относительно существующих моделей КХД. Впервые в 2004 году экспериментально наблюдался вклад «морских» странных кварков в протоне путём исследования образования ф-мезона в определённой кинематической области глубоконеупругих взаимодействий. В эксперименте D0 группа физиков под руководством П. Ф. Ермолова с использованием новых методов анализа внесла основной вклад в получение рекордных ограничений на массы векторных лептокварков и в работы по поиску одиночного рождения t-кварка в электрослабых взаимодействиях методом нейронных сетей. В отделе, которым руководил П. Ф. Ермолов, также велись активные работы по другим проектам, в частности, ATLAS, CMS и LHCb (FNAL), ILC, SELEX (FNAL), SLD (SLAC), SVM (Darmstadt), PHENIX (BNL).

Особо нужно отметить эксперимент СВД, который проводился и продолжает осуществляться на ускорителе У-70 в Протвино группами исследователей из НИИЯФ МГУ, ИФВЭ и ОИЯИ. П. Ф. Ермолов являлся одним из главных организаторов и руководителей эксперимента СВД на широкоапертурном

магнитном спектрометре с вершинным детектором. С использованием в качестве вершинного детектора быстроциклирующей пузырьковой камеры проведен первый этап эксперимента, в котором получена лучшая оценка полного сечения образования очарованных частиц для всего интервала кинематических переменных. Уникальные исследования рождения очарованных частиц в околопороговой области были проведены с помощью модернизированной установки СВД на основе впервые созданного в России под руководством П. Ф. Ермолова микрострипового вершинного детектора на 10 тыс. амплитудных каналов. Исследования на СВД под руководством П. Ф. Ермолова многочастичных процессов при малых энергиях (50÷70 ГэВ) позволили обнаружить интересные особенности, в частности, корреляции для предельных множественностей адронов (30÷40 частиц).

В этом же эксперименте на установке СВД в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 70 ГэВ был обнаружен узкий барионный резонанс, распадающийся на протон и K_s^0 -мезон с массой M=1523±2 (стат.) МэВ и шириной Г<14 МэВ на 95 % С.L., являющийся кандидатом в странный пентакварк. Статистика эксперимента (~ 400 событий для данной моды распада) является наибольшей по сравнению с данными экспериментов, в которых наблюдался этот распад. Было установлено, что сечение его рождения составляет порядка 5 мкбн на нуклон, и он рождается с относительно малыми энергиями (x ~0,1). Этим наблюдением Павел Фёдорович особо гордился. Хочется отметить его научную смелость при отстаивании справедливости результата, поскольку наблюдение резонанса вызвало крайне неоднозначную, порой остро критическую реакцию в научной среде.

Нельзя не сказать о той роли Павла Фёдоровича, которую он сыграл при организации научной глобальной спутниковой телекоммуникационной сети «РАДИО МГУ», созданной впервые в России в 1993 году Создание этой сети позволило НИИЯФ МГУ и другим российским ядерно-физическим институтам включиться на самом передовом уровне в международные научные проекты.

П. Ф. Ермолов — автор более 550 научных публикаций и монографий, под его руководством защищены 17 кандидатских диссертаций, многие из его учеников и сотрудников стали докторами наук. В течение многих лет он читал студентам очень интересный курс лекций по электрослабым взаимодействиям на физическом факультете МГУ. П. Ф. Ермолов был избран академиком Международной академии наук высшей школы и удостоен почетного звания «Заслуженный научный сотрудник МГУ». Он был инициатором создания и соруководителем ведущей научной школы России «Совместное экспериментальное исследование и теоретическое моделирование электрослабых взаимодействий и механизмов рождения тяжелых кварков». П. Ф. Ермолов являлся руководителем многих российских и международных грантов РФФИ, программы «Университеты России» Министерства науки, CRDF, INTAS и др.

Память о незаурядном ученом и прекрасном человеке профессоре Павле Фёдоровиче Ермолове, отдавшем всю свою жизнь и талант беззаветному служению российской и мировой науке, навсегда останется в сердцах его многочисленных коллег и учеников.

ЧАСТЬ 1 ВОСПОМИНАНИЯ О П. Ф. ЕРМОЛОВЕ

Открывают раздел воспоминания сестры Павла Фёдоровича о детских годах и юности будущего ученого. А дальше собраны статьи коллег, учеников, друзей Павла Фёдоровича Ермолова. Одни из них раскрывают Ермолова как человека, другие больше внимания уделяют его детищам — экспериментам. Несмотря на различный стиль повествования и разнородность материала, все авторы добились единой цели — запечатлели многогранную личность незаурядного ученого и человека.

ЮНЫЕ ГОДЫ МОЕГО БРАТА

А. Ф. Казанкина (Ермолова)

Я, сестра Павла Фёдоровича, Антонина Фёдоровна, от своего имени и от имени старшего брата Виктора Фёдоровича, хочу поделиться воспоминаниями об отдельных эпизодах жизни Павла в Ленинграде до его отъезда в Дубну в 1955 году после окончания ЛГУ.

Наши родители — Фёдор Васильевич и Мария Степановна — были родом из города Пронска. Это небольшой живописный городок по берегам реки Прони (притока Оки) в 40 км от Рязани. До настоящего времени хорошо сохранилась главная улица старого города вдоль высокого берега реки за исключением главного храма на центральной площади. Действуют и сейчас две гимназии — «Белая» и «Красная» — по окрасу зданий, в одной из которых учился Мичурин, там стоит его бюст. В ЗАГСе города до недавнего времени сохранялись церковные книги с записями обо всех жителях города, родившихся до революции 1917 года.

В 1991 году мне потребовалось подтверждение родства нашей матери и ее брата. Я без труда нашла все в этих книгах, а также прочитала



Фото 1. Витя и Павел перед войной

про братьев и сестёр наших родителей. Очень интересно было держать в руках эти тома, исписанные каллиграфическим почерком. К сожалению, как мне сказали в ЗАГСе, книги собираются уничтожить: они занимают слишком много места.

В 1928 году родители приехали в Ленинград. До 1930 года перебрались и остальные родственники, и связь с Пронском практически прекратилась. Павлик родился 30 июня 1932 года. Жили мы в центре города на Большой Московской улице, близко от Невского проспекта. На фотографиях 30-х годов (фото 1) мои братья (очень похожие, между прочим, на себя взрослых) стоят на фоне двери, куда сгружали хлеб (вход в булочную был с улицы), и в компании всех ребят нашего двора (фото 2).

Отец имел несколько рабочих специальностей и трудился на заводе «Красный

Октябрь», выпускавшем авиационные моторы. Это предприятие существует и сейчас — KБ и завод им. В. Я. Климова.



Фото 2. Дети нашего двора, 1936 г.

С началом войны завод был перебазирован в Уфу, вернее — под Уфу, в город Черниковск (в настоящее время район города Уфы — Черниковка). Благодаря этому наша семья сохранилась без потерь. Про годы эвакуации я уже кое-что помню, так как мне в начале войны было четыре года, а к ее окончанию — уже семь. Жили мы в бараках на 10–12 семей. У каждой семьи была одна комната площадью примерно 15–16 кв. метров. Отец сам сделал всю мебель, включая платяной шкаф. В комнате был подпол, где хранились овощи.

Бараки составляли целую улицу с деревянными мостками вдоль них. За бараками шла степь с оврагами и потом, в трех-четырех километрах — река Белая, вдоль которой были огороды. Зелень росла только у реки. Помню, что туда мы ходили за черемухой.

Братьям приходилось очень много работать, мы выращивали очень много овощей. У нашей семьи было много огородов, поэтому мы не голодали и даже помогали тем, кто, надеясь на скорое окончание войны, в 1942 году ничего не посадил. Отец был очень трудолюбивым и предприимчивым человеком. По его заданию братья (в основном — Виктор) делали какие-то мелкие металлические заготовки. И этим, конечно, очень помогали родителям. Но у Павла главной работой по дому было приготовление обеда. Дело в том, что в бараке была всего лишь одна плита, которая топилась дровами. С работы все приходили одновременно и места на плите не хватало. Павел с его рациональным характером оценил обстановку. После школы он торопился домой, топил плиту и быстро старался все сварить. Затем кормил (или не кормил, а велел ждать родителей) нас

с Виктором и все закутывал в одеяла до прихода мамы и папы. А ведь Павлу было в то время всего девять лет (к концу войны уже четырнадцать).

Электричества вначале не было совсем, а потом давали с большими перерывами. Так что жили в основном с керосиновой лампой.

До школы было полтора-два километра через поле. Весной и осенью, когда земля раскисала, ходили «кружным» путем. Это уже три-четыре километра.

Зимой братья много катались на лыжах. Это было практически единственным развлечением. Зима и лето там были настоящие: от -30 до +30 градусов.

Виктор рассказывает, что в неизбежных драках ему приходилось защищать Павла, потому что тот был еще мал и слаб.
В 1945 году мы с матерью (отца отпустили только через год, в 1946 году)

В 1945 году мы с матерью (отца отпустили только через год, в 1946 году) вернулись в Ленинград. Время было очень тяжелое. Родители выбивались из сил, чтобы нас накормить и одеть. Им приходилось заботиться также о племянниках матери, которые вернулись из детских домов, их родители погибли во время блокады.

Учились мы хорошо, потому что учеба и игры во дворе — это было все, из чего состояла наша жизнь в детстве. Павел очень мало времени проводил за домашними уроками. Объяснял это тем, что делал задания не те, что заданы на следующий день, а те, которые он только что прослушал в классе. Я не знаю больше никого, кто поступал бы так же.

Все свободное время мы проводили во дворе. Игр было много: штандр, прятки, лапта, скакалки и «классы» у девочек, ножички у мальчишек. Сначала сосчитаемся: «на златом крыльце сидели царь, царевич...» и поехали до самого вечера, пока родители не загонят домой. Ребята постарше, такие как Павел, играли в волейбол. Это было их основное увлечение, которое и осталось у Павла на всю жизнь. Он играл потом за университет, имел 1-й разряд. Но отцу в жизни пришлось вставить много стёкол в окна и свои и соседей, так как прием «резать» Павел освоил именно во дворе дома № 5 на Б. Московской.

Первые годы после войны мы с Павлом ездили в пионерский лагерь. Лагерь от завода «Красный Октябрь», где работал отец, был в прекрасном месте: на Карельском перешейке, недалеко от Приозерска, на финских хуторах. Там сразу заметили спокойный и разумный характер моего брата, и все годы он был председателем совета дружины: носил три красных полоски на рубашке. По тем временам это было очень почетно. Какой-то год я была председателем своего младшего отряда (наверное, по блату) и отдавала ему честь на утренней линейке. Виктор с нами уже не ездил, так как был слишком взрослым для лагеря. А я очень любила те места и ездила туда до девятого класса. Павел тогда приезжал в гости и давал мастер-классы по волейболу. На фотографии из пионерского лагеря (фото 3) Павел стоит справа во втором ряду. Его легко узнать по трем нашивкам на рукаве.

В те времена дач ни у кого не было. Братья, будучи уже старшеклассниками, проводили лето в городе. В хорошую погоду они ездили купаться на Суздальские озера в Шувалово. От нашего дома до озер ходил трамвай № 20. На одном из озер у нашей соседки по эвакуации был домик. Вот это



Фото 3. Отряд пионерского лагеря от завода «Красный Октябрь», 1946 г.

была наша «база отдыха» на многие годы, пока были живы старики. Мы их до сих пор вспоминаем с большой благодарностью.

Про свою дальнейшую учебу после школы мы все решали самостоятельно. Родители дали нам полную свободу. Правда, отец не смог бы всех троих учить в институтах, и Виктору, как старшему, пришлось идти в военное училище. Он окончил военно-морское инженерное училище имени Дзержинского, стал теплотехником (фото 4). С большим трудом Виктор демобилизовался через два года после окончания училища и уже более 50 лет работает в центральном котлотурбинном институте им. И. И. Ползунова. Много проектировал и строил ТЭЦ по всей стране, сейчас принимает участие в строительстве ТЭЦ на реке Проне около города Пронска. Круг замкнулся.



Фото 4. Два брата-красавца после окончания вузов: Виктор — военный моряк и Павел — начинающий физик, 1955 г.

Павел после окончания школы поступил в Военно-механический институт на конструкторский факультет. После второго курса летом на Кавголовских озерах он познакомился с физиками из ЛГУ, поразмыслил и начал учить физику, чтобы осенью сдать дополнительный экзамен и без потери курса перейти на физфак. Курсовые работы и диплом он делал у Бориса Петровича Джелепова, который дал ему рекомендательное письмо к своему брату Венедикту Петровичу Джелепову, в Дубну. Там Павел был летом перед пятым курсом, и туда же он уехал по окончании института в 1955 году.

Хочу еще раз вспомнить спокойную разумность Павла, которая помогла в жизни и мне. После окончания 10-го класса я со своими пятерками решила, что тоже буду поступать на физфак. Павел объяснил мне, что это безумие, что ни в учебе, ни тем более в работе я никогда не смогу тягаться с мужчинами, и отвел меня за руку в приемную комиссию химфака. Он оказался совершенно прав. Конечно, начальниками у меня всегда были мужчины, но работать с удовольствием и даже сделать что-то полезное я вполне смогла. Да, хорошая голова и добрая душа способны помочь многим.

В заключение от нашей семьи хочу выразить глубочайшую благодарность сотрудникам института за память и любовь к нашему брату.

> Казанкина Антонина Фёдоровна, младшая сестра Павла Фёдоровича Ермолова 21.02.2012

БОЛЬШОЙ УЧЕНЫЙ И ОРГАНИЗАТОР

С. С. Герштейн (ИФВЭ)

Я познакомился с Павлом Фёдоровичем сразу же после своего приезда на работу в ОИЯИ в феврале 1960 года. В это время в Лаборатории ядерных проблем были развернуты работы по проверке законов Универсального (V-A)-взаимодействия, предложенного в 1958 году. Ю. Д. Прокошкин обдумывал и готовил эксперимент по измерению вероятности бета-распада пиона (что на Международной конференции 1960 года было признано абсолютно безнадежным делом), а группа Б. М. Понтекорво и Р. М. Суляева, с одной стороны, и группа В. П. Джелепова — с другой, подготавливали опыты по проверке законов (V-A)взаимодействия для мюонов с нуклонами. Это взаимодействие к тому времени было мало изучено. Существовали только данные по захвату мюонов ядрами, из которых следовало, что константа взаимодействия по порядку величины совпадает с константой бета-распада. Ни точное значение константы, ни форма взаимодействия не были известны. Требовалось подробное изучение мю-захвата простейшими ядрами, желательно протонами и дейтронами. Именно на эту (дуальную) перспективу была настроена группа В. П. Джелепова, в которую входил П. Ф. Ермолов. В связи с малой вероятностью мю-захвата в водороде (10-3 в конденсированном веществе) более реальными и достаточно хорошо интерпретируемыми были эксперименты по мю-захвату в гелии-3. Их готовила группа Б. М. Понтекорво — Р. М. Суляева. Обе группы предполагали использовать технику диффузной камеры, и у обеих возникали проблемы с мезоатомными процессами, предшествующими захвату мюонов ядрами.

Здесь, чтобы было понятно дальнейшее, мне приходится написать о своих работах в этой области. В 1958 году я обнаружил, что мезоатом водорода за счет столкновений с протонами, сопровождающимися мюоном, со скоростью порядка $10^{10}\,\mathrm{c}^{-1}$ переходит в нижнее состояние сверхтонкой структуры (с полным спином мезоатома, равным нулю). Этот эффект приводит к практически полной деполяризации мюонов в водороде. Поэтому оказывается невозможным эксперимент, предложенный Т. Д. Ли и Ц. Н. Янгом, по проверке (V-A)-взаимодействия путем измерения угловой асимметрии нейтронов в процессе $\mu p \to n v_{\mu}$. Вместе с тем, как мы заметили с Я. Б. Зельдовичем, переход в нижнее состояние сверхтонкой структуры в случае (V-A) варианта увеличивает в четыре раза вероятность мю-захвата протоном. Таким образом, измерение абсолютной

скорости мю-захвата могло служить проверкой универсального закона. Дело, однако, осложнялось тем, что согласно нашим расчетам в жидком водороде мезоатом рµ должен был с большой вероятностью присоединить к себе дополнительный протон и образовывать мезомолекулу рир. Так что мю-захват происходит в основном в мезомолекуле (где интерпретация его усложняется). В связи с этим группа В. П. Джелепова планировала в качестве конечной цели провести измерение скорости мю-захвата в газообразном водороде при давлениях 10-20 атмосфер, когда переход в нижнее состояние сверхтонкой структуры успевает произойти, а образованием мезомолекул можно пренебречь.

Для надежных точных измерений мю-захвата необходимо было предварительно экспериментально измерить вероятности различных мезомолекулярных процессов, в частности, скорость перехода в нижнее состояние сверхтонкой структуры мезоатома и вероятность образования мезомолекул рµр. Последнюю величину можно было определить, измеряя выход катализа ядерной реакции в мезомолекулах рфи при различных концентрациях дейтерия. Этим и занялась группа В. П. Джелепова, в составе которой главным действующим лицом стал П. Ф. Ермолов вместе со своим учеником В. В. Фильченковым. Параллельно с нами изучением мю-захвата и мю-катализа за границей занимались несколько групп: группы будущих Нобелевских лауреатов Л. Ледермана в Колумбийском университете и группа К. Руббиа в CERN, группа в Чикаго и др. В отличие от группы В. П. Джелепова они проводили измерения в жидком водороде и с помощью электроники (что позволило им устранить примесь спирта, необходимую для работы диффузионной камеры В. П. Джелепова). В экспериментах Джелепова — Ермолова удалось в согласии с зарубежными работами правильно определить скорость образования мезомолекул ррµ, однако (по-видимому, из-за примеси спирта) скорость образования рфи-молекул была занижена. (Эта ошибка была поправлена группой Л. Ледермана.)

Вместе с тем, при изучении мю-катализа в дейтерии оказалось, что скорость образования мезомолекул ddµ в условиях диффузной камеры почти на порядок больше, чем это было измерено в жидком дейтерии при низкой температуре. Это никак не могло быть объяснено влиянием примесей и не укладывалось в теорию образования мезомолекул. Мы проводили с Павлом Фёдоровичем многие часы, до глубокой ночи анализируя эксперимент и обсуждая результаты. Определенную надежду на объяснение давало то, что мне в свое время удалось в результате расчетов обнаружить в мезомолекуле слабосвязанный вращательно-колебательный уровень с энергией связи меньше 7eV. Наличие такого уровня в связи с давним замечанием Я. Б. Зельдовича могло приводить к резонансному образованию мезомолекул. Эту гипотезу мы высказали в 1962 году в докладе на Рочестерской конференции. В развитие этой гипотезы Павел Фёдорович провел анализ распределения по скорости атомов ф в различных опытах и получил действительно нечто вроде резонансной зависимости. Образование мезомолекул ddµ в слабосвязанном состоянии могло происходить только с передачей энергии связи ядрам молекулы D2. Рассмотреть такую возможность я поручил своему аспиранту из Эстонии Э. В. Весману. И он действительно нашел такой механизм, учтя распределение атомов $\mathrm{d}\mu$ по скоростям.

Так в результате нашей совместной работы был открыт резонансный механизм образования мезомолекул. Важность его стала очевидной, когда в результате расчетов Л. И. Пономарева и его группы возбужденный уровень с очень маленькой энергией связи был обнаружен в мезомолекуле дейтерия-трития, и нами с Леонидом Ивановичем было предсказано, что в смеси дейтерия-трития один мезон за время своей жизни (2 • 10-6) может в среднем вызвать порядка 100 реакций ядерного синтеза. Этот результат стимулировал изучение всех аспектов мюонного катализа во многих лабораториях мира: в России (Дубне, Гатчине), в США, Японии, Канаде, Швейцарии. Но исходным пунктом этого явилось открытие, сделанное прежде всего в результате тщательной работы Павла Фёдоровича Ермолова. Что же касается проверки (V-A) варианта слабого взаимодействия мюонов с нуклонами по мю-захвату в газообразном водороде, то оно было получено группой В. П. Джелепова с точностью порядка 10%, совпавшей с мировыми данными. И только в 2008 году (спустя ровно 50 лет после первого предложения) оно было проверено с процентной точностью в совместном эксперименте на мезонной фабрике SIN.

Совместная работа сдружила меня с Павлом Фёдоровичем и его семьей. Я был очень рад, когда он перешел на работу в ИФВЭ. Совместно с ним мы подготовили препринт о программе исследований на большой жидководородной камере, сооружение которой обсуждалось с Францией.

Вообще значение работ Ермолова для исследований, проводимых в ИФВЭ, трудно переоценить. Им была разработана вся программа просмотра и измерений на пузырьковых камерах, выданы заказы на производство и закупку соответствующего оборудования. Совместно с С. Н. Соколовым и математиками составлены программы обработки. Павел Фёдорович опубликовал первые результаты, полученные на камере Mirabelle. В дальнейшем в ИФВЭ не возникало проблем с обработкой камерных снимков (в том числе полученных в совместных экспериментах в CERN).

Этот опыт сыграл важнейшую роль в организации работ в НИИЯФ МГУ, куда Ермолов впоследствии перешел. Но об этом лучше напишут его сотрудники. Я хотел бы только отметить, что исключительная человеческая порядочность, научная честность и взыскательность, внимание к людям и их проблемам снискали Павлу Фёдоровичу большое уважение и любовь научной общественности. Его организаторские способности привели к тому, что НИИЯФ МГУ стал одним из ведущих центров в области физики высоких энергий и участником многих совместных исследований.

Имя Павла Фёдоровича Ермолова должно навсегда остаться в истории нашей науки.

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НИИЯФ МГУ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

$H. \ И. \ Гришин (HИИЯ <math>\Phi \ M\Gamma Y)^1$

Под руководством Ермолова П. Ф. в период 1981–1985 для обработки информации в физике высоких энергий был создан измерительновычислительный комплекс НИИЯФ МГУ. В создании этого комплекса принимали участие

• от НИИЯФ МГУ (г. Москва):

Брагина Л. В., Бодягин В. А., Веселовская Т. В., Вишневская А. М., Гаврюсев В. Г., Голубков Ю. А., Гришин Н. И., Ермаков Г. Г., Забродин Е. Е., Зоткин С. А., Ионов Г. Г., Козлов В. В., Крамаренко В. А., Круглов Н. А., Кулик А. И., Лютов С. И., Марков С. А., Мурзин В. С., Орфаницкий С. В., Проскуряков А. С., Рахманов С. И., Руковичкин В. П., Сарычева Л. И., Сивоклоков С. Ю., Сотникова Н. А., Сушилин П. Г., Тихонова Л. А., Хомяков А. К., Шкуренков А. В.;

• от ИФВЭ (г. Серпухов):

Гончаров В. А., Куркин Б. Л., Лонгинов В. Д., Юрпалов В. Д.;

• от МРТИ АН СССР (г. Москва):

Бонч-Осмоловский А. Л., Васькин В. И., Вертлиб И. Л., Гусев-Донской В. П., Осипов Е. А., Сычев А. Ю., Тилипман М. Ш., Уваров В. А., Устинов В. П.

Введение

В начале 1980-х годов в ряде институтов страны, таких как ИФВЭ (г. Серпухов), ИТЭФ, ОИЯИ, в зарубежных научных центрах Европы и США были разработаны и успешно функционировали сравнительно мощные системы анализа данных с трековых установок (пузырьковых, искровых, стримерных камер, гибридных спектрометров), использующих фильмовый съем информации.

Для проведения исследований в области экспериментальной и теоретической физики высоких энергий, создания научно-методической

 $^{^1}$ По материалам публикаций: Автоматизация исследований в ядерной физике и смежных областях: материалы III всесоюзного семинара, г. Тбилиси, 22-26 окт. 1984 г.; препринт НИИЯФ МГУ-87-001, ПТЭ No 2, 1988.

базы учебного процесса и привлечения к фундаментальным исследованиям научных кадров других университетов страны в НИИЯФ МГУ в сотрудничестве с ИФВЭ (г. Серпухов) и МРТИ АН СССР в период 1981—1985 годов был разработан и создан универсальный измерительновычислительный комплекс (ИВК) на основе современной отечественной вычислительной техники и аппаратно-программных средств. Комплекс создавался в рамках целевой комплексной научно-технической программы 0.Ц.027.05.02 ГКНТ СССР на XI пятилетку.

1. Принципы построения и структура комплекса

При создании автоматизированного комплекса были учтены следующие требования, обусловленные необходимостью проводить исследования по наиболее актуальным проблемам физики высоких энергий.

- Системы комплекса должны были проводить обработку информации, зарегистрированной на таких фотоносителях, как пленка, ядерные фотоэмульсии, голограммы. Предполагалось получение информации с любых отечественных и зарубежных экспериментальных установок, включая большие пузырьковые камеры, гибридные спектрометры, нейтринные вершинные детекторы и т. д.
- Комплекс должен был обладать возможностями проведения полного цикла обработки, начиная с отбора наиболее важных событий взаимодействия, оцифровки координат треков, фильтрации, накопления больших массивов данных вплоть до получения из них физических результатов.
- Приборная точность измерительных устройств должна была быть максимально высокой и составлять порядка 1 мкм в целях кинематического выделения отдельных каналов реакций для событий взаимодействия в широком интервале энергий вплоть до энергий 1 ТэВ, достижимых на современных ускорителях. Комплекс должен был включать как автоматические системы, так и полуавтоматические системы с ручным управлением.
- Комплекс должен был наряду с обработкой изображений включать возможности, обеспечивающие разработку автоматизированной аппаратуры и программных средств для проведения на ускорителях высоких энергий экспериментов с электронной методикой. Производительность комплекса должна была соответствовать одновременной обработке данных нескольких крупных экспериментов с использованием камерной методики и составлять около 100 тыс. событий в год, а также обеспечивать обработку одного-двух экспериментов, основанных на электронных детекторах.

Комплекс был построен по двухуровневому иерархическому принципу: на верхнем уровне находились две центральные ЭВМ (ЦЭВМ) средней производительности, на нижнем — малые и микроЭВМ совместно с просмотрово-измерительной и детектирующей аппаратурой.

На ЦЭВМ возлагались функции сопровождения цикла обработки, сбор и анализ данных измерений. Поскольку специализированное математическое обеспечение сопровождения обработки, которое осуществлялось в реальном масштабе времени, по объему памяти сравнимо с оперативной

памятью ЭВМ, то при выборе ЦЭВМ было решено использовать ЭВМ ЕС-1045, которые, хотя и несколько уступали по производительности ЭВМ ЕС-1060, но их аппаратные средства и операционные системы были более приспособлены для режима работы с виртуальной памятью.

Используемые в комплексе ЦЭВМ-1 и ЦЭВМ-2 имели оперативную память 1 Мбайт и 4 Мбайт соответственно, а их полная внешняя память на магнитных дисках составляла (100×12) Мбайт. Основными режимами работы ЦЭВМ являлись оперативный и пакетный режимы. Режим оперативной обработки информации, включавший режим разделения времени и работу по поиску и измерению в реальном масштабе времени, применялся в случае взаимодействия ЦЭВМ с ЭВМ нижнего уровня иерархии или в случае диалогового обслуживания терминальных станций, которые были подключены к ЦЭВМ. Режим пакетной обработки использовался, как правило, при проведении обработки данных измерений на этапе геометрического, кинематического или статистического анализа, при выполнении физического анализа экспериментальных данных, а также при теоретических расчетах.

Связь ЦЭВМ-1 с ЭВМ нижнего уровня иерархической структуры комплекса осуществлялась через процессор телеобработки данных ЕС-8371. Этот процессор работал под управлением стандартной эмуляционной программы, загружаемой ЦЭВМ-1.

Обмен данными между ЭВМ верхнего и нижнего уровней иерархии выполнялся блоками данных переменной длины. Каждый блок входил в информационное сообщение, передаваемое по линии последовательной связи под управлением программных средств межмашинной связи. Обмен выполнялся в старт-стопном режиме со скоростью 2400 бит/с, используемый код обмена КОИ-7, передача полудуплексная. Связь ЦЭВМ-2 с ЭВМ нижнего уровня иерархии реализовывалась через устройство связи вычислительных машин (УСВМ) со скоростью программного обмена до 40 Кбайт/с. Функциями малых ЭВМ, которыми являлись расширенные конфигурации ЭВМ типа СМ-4 и СМ-3, являлись сбор, контроль и накопление информации об объектах измерений. Кроме того, в отдельных системах на них возлагались задачи управления измерительным процессом в реальном масштабе времени.

Все микроЭВМ комплекса, в качестве которых использовались только процессоры ЭВМ «Электроника-60» (или МС-1201), совместимые по системе команд с СМ ЭВМ, предназначались для локального управления измерительными приборами. В соответствии с поставленными требованиями и современными задачами физики высоких энергий технические средства комплекса образовали следующие системы.

1. Система обработки фильмовой информации с детекторов среднего размера (двухметровых пузырьковых камер, искровых камер, спектрометров по исследованию широких атмосферных ливней) и фотоинформации банка данных фотоядерных реакций и других аналогичных установок. Эта система включала четыре прибора ДИП-2, три прибора БПС-75 и три прибора МПС, модернизированных в НИИЯФ МГУ. Приборы МПС использовались также для предварительного отбора

- событий с большой пузырьковой водородной камеры Mirabelle, а также для проведения учебного процесса.
- 2. Система обработки фильмовой информации с детекторов больших размеров (измерения событий с камеры Mirabelle, отбор и измерение событий с европейского гибридного спектрометра ЕГС и пропан-фреоновой пузырьковой камеры «Скат») на основе 10 приборов ПУОС-4.
- 3. Быстродействующая автоматизированная система измерения дискретной и полутоновой информации на основе сканирующего электроннолучевого автомата «ЭЛИТ».
- 4. Система обработки ядерных фотоэмульсий и голографических снимков на основе двух трехкоординатных измерительных приборов ТИП-1.
- 5. Система анализа данных измерения и получения физических результатов на основе двух ЭВМ ЕС-1045 и математического обеспечения верхнего уровня иерархической структуры комплекса.

Автоматизированная система обработки электронных экспериментов предназначалась для создания аппаратуры, подготовки двух экспериментов на ускорителях электронными методами: сцинтилляционного магнитного спектрометра по исследованию взаимодействий нуклонов и мезонов с ядрами на ускорителе лаборатории высоких энергий ОИЯИ и гибридного спектрометра с вершинным детектором на основе голографической пузырьковой камеры и внешних электронных детекторов по исследованию редких процессов в пучках частиц при энергии до 70 ГэВ на ускорителе ИФВЭ.

Система включала ЭВМ СМ-4 и СМ-3, детектирующую аппаратуру (сцинтилляционные счетчики, пропорциональные камеры), быстродействующие спецпроцессоры для отбора событий и около 40 типов блоков регистрирующей и управляющей электронной аппаратуры, разработанных в НИИЯФ МГУ в стандартах КАМАК и КАМАК-КОМПЕКС, а также математическое обеспечение для работы установок в реальном масштабе времени. Информация на магнитных лентах с данных установок поступала в систему анализа и обрабатывалась на ЭВМ ЕС-1045.

2. Полуавтоматическая измерительная подсистема на базе приборов ДИП-2

Данная подсистема составляла основу системы обработки фильмовой информации с детекторов средних размеров. Её создание в 1981—1982 годах — один из первых этапов в реализации действующих в линию с ЭВМ измерительных установок комплекса НИИЯФ МГУ. В принципе, эта подсистема представляла собой аналог широко распространенных измерительных установок на базе приборов ПУОС-1, но в отличие от них была построена на основе современной техники и стандартных устройств и в силу этого отличалась относительной простотой. В состав подсистемы входили: четыре прибора ДИП-2; малая ЭВМ СМ-4 с оперативной памятью 256 Кбайт; один крейт КАМАК, размещаемый в одной из стоек СМ-4, с функциональными модулями МРК, ДД и контроллером крейта КК; четыре алфавитно-цифровых дисплея типа КДЕ-810А860.

Оптико-механическая часть прибора ДИП-2 представляла собой двух-координатный измерительный микроскоп УИМ-29 производства ЛОМО с датчиками положения на отражательных дифракционных решетках, позволявших вести измерение объекта (в плоскости координат X, У) с размерами 280 и 100 мм, соответственно. Для обработки фильмовой информации приборы были дополнены лентопротяжными устройствами на три фотопленки, шириной 50 мм, электромеханическими приводами измерительных кареток с ручными органами управления и силовой электроникой. Электронные модули обеспечивали регистрацию координат, а каждый двухканальный драйвер — логическое сопряжение двух дисплеев с магистралью крейта КАМАК; алфавитно-цифровые дисплеи являлись средствами диалога операторов приборов с ЭВМ. Аппаратурное сопряжение магистрали крейта с системной магистралью ОБЩАЯ ШИНА обеспечивал контроллер крейта КАМАК.

На ЭВМ СМ-4 возлагались функции приема и хранения измерительной информации, контроля действий оператора в реальном времени, контроля измерений и их качества, координации одновременной обработки различных экспериментов. Структурно-логическая схема подсистемы отражала взаимодействие аппаратных и программных средств. Данными являлись значения координат, символьная информация алфавитно-цифровых дисплеев, команды КАМАК и адрес вектора прерывания. Обмен данными в системе мог инициироваться программными средствами сопровождения измерительных процессов или операторами измерительных приборов с пультов управления и терминалов.

Регистрация координат выполнялась следующим образом: датчиком линейных перемещений каждой измерительной каретки (X и Y) прибора ДИП-2 формировались две серии импульсов, сдвинутые одна относительно другой на 90°. Поступив на входы схемы формирования сигнала, эти две серии импульсов преобразовывались в счетные импульсы линейных перемещений соответствующей каретки.

В зависимости от знака сдвига фазы на одном из выходов схемы формировались счетные импульсы U^+ , U^- , которые затем поступали на соответствующие входы реверсивного счетчика координат. При поступлении с пульта управления команды ОТСЧЕТ текущее значение регистра в момент отсутствия на его входах счетных импульсов пересылалось в буферный регистр, а схема формирования запроса обслуживания устанавливала специальный сигнал и выдавала его на магистраль крейта.

Передача данных между двухканальным драйвером дисплея и алфавитно-цифровыми дисплеями осуществлялась последовательным кодом в старт-стопном режиме со скоростью 9600 бит/с по двум 20 мА токовым петлям (приемной и передающей). Прямое и обратное последовательно-параллельное преобразование данных по каждому каналу драйвера выполнялось отдельными схемами преобразования, построенными на основе универсальных асинхронных приемо-передатчиков (UART) типа АУ-5—1013. Связь каждого UART с токовой петлей линии связи осуществлялась через схему согласования ICL, а скорость работы задавалась генератором частоты OSC и могла быть различной для каждого из них. Формирование

сигналов управления, регистрация состояния флагов запросов приемников и передатчиков, а также их маскирование обеспечивались схемой FDS. В состав этой схемы входили регистр управления и состояния и регистр маскирования. Управлял этими регистрами и регистрами данных приемников и передатчиков обоих UART дешифратор DC по поступлению на его вход соответствующих команд.

Аппаратно-логическое согласование системных магистралей ЭВМ СМ-4 и крейта КАМАК обеспечивалось программно-управляемым контроллером крейта. Контроллер представлен четырьмя условными блоками. Блоки READ и WRITE обеспечивали аппаратное сопряжение шин данных системных магистралей крейта КАМАК и ЭВМ СМ-4. Блок VECTOR формировал запрос прерывания центрального процессора этой ЭВМ и адрес вектора прерывания для вызова обслуживающей программы управления обменом данными (FSSS). Управление работой всех блоков на уровне аппаратного сопряжения системных магистралей выполнял блок NAF.

Сопровождение измерительного процесса осуществлялось под управлением программной системы САМС, разработанной в НИИЯФ МГУ. В состав системы САМС кроме диалоговых программ входили также средства автоматизации программирования, обеспечивающие редактирование текста, информационный поиск и работу с файлами. Эти средства позволяли использовать дисплей измерительного прибора для подготовки программ, данных и документации одновременно с процессом измерения на других приборах.

Диалоговая система САМС имела двухуровневую структуру: супервизор реального времени SVRT (монитор) — верхний уровень, набор диалоговых программ-процедур (PROC) — нижний. Монитор САМС и необходимые диалоговые процедуры компоновались в единый загрузочный модуль, который запускался как одна из задач многозадачной операционной системы. Монитор САМС оставался неизменным, а набор диалоговых процедур изменялся по мере необходимости, обычно это процедуры сопровождения измерений для пузырьковых камер, магнитного спектрометра, универсальная программа оцифровки графической информации, тест измерительного прибора и процедуры автоматизации программирования.

В режиме измерения диалог осуществлялся на уровне сообщений (строка текста, набор координат измеренного объекта). Программы диалога, реализованные на языке Фортран, являлись чистыми процедурами и допускали их одновременное использование несколькими процессами, тем самым достигалась определенная степень интеграции системы в целом. Средства системы позволяли создавать программу диалогового сопровождения конкретного эксперимента непосредственно пользователем. Строилась схема диалогового сопровождения в виде пошагового вычислительного процесса, и несколько таких процессов (различных или одинаковых) могли выполняться одновременно в режиме мультиобслуживания.

Информация, полученная в процессе измерений, накапливалась на магнитных дисках, и затем после её сортировки и преобразования в формат ГИДРА системы переписывалась на магнитную ленту, которая передавалась для последующей обработки на ЦЭВМ ИВК. Обмен данными измерительной подсистемы с ЦЭВМ осуществлялся как посредством магнитных лент, так и через устройство связи УС. Система САМС работала в среде операционной системы РАФОС, требовала около 30Кбайт оперативной памяти, обслуживала до восьми измерительных устройств в реальном масштабе времени.

Собственная ошибка приборов ДИП-2, найденная по результатам измерений калибровочной решетки, составила в среднем 1,5 мкм. Средние квадратичные остаточные отклонения при измерении пучковых треков после геометрической реконструкции составляли 8 мкм в плоскости пленки для двухметровой водородной камеры CERN.

3. Полуавтоматическая система на базе проектора ПУОС-4

Данная система являлась одной из главных систем комплекса и, в отличие от предыдущей системы, она была реализована на базе высокоавтоматизированных универсальных измерительных проекторов ПУОС-4. Оптико-механическая часть проекторов ПУОС-4, ориентированная на локальное управление от собственной ЭВМ, была разработана ЛОМО совместно с МРТИ АН СССР и ИФВЭ в 1974 году. Первые приборы, управление которыми осуществлялось ЭВМ М-6000 и I0L-1903, использовались для задач обработки фильмовой информации с больших пузырьковых камер ШАЛ и «Скат» в нейтринных исследованиях. В дальнейшем на основе модернизированного варианта этих проекторов в ИФВЭ была создана система с использованием малой ЭВМ РДР-8/Е (и микроЭВМ «Электроника-60») и ДЕС-10.

Поскольку в НИИЯФ МГУ большинство экспериментов, связанных с обработкой фильмовой информации, проводились совместно с ИФВЭ, в данной системе была сохранена структура системы ИФВЭ, но она отличалась типом центральной ЭВМ, мультиплексором передачи данных, схемной реализацией устройств обмена данными и управления интерфейсной электроникой измерительного проектора. Кроме того, в процессе создания системы был внесен ряд усовершенствований в проектор ПУОС-4.

Таким образом, в состав общей системы входили следующие технические средства системы НИИЯФ МГУ: десять автоматизированных проекторов ПУОС-4, ЦЭВМ типа ЕС-1045, процессор телеобработки

данных (ПТД) типа EC-8371. Каждый автоматизированный проектор включал оптико-механическое устройство, микроЭВМ типа «Электроника-60» (или МС-1201), алфавитно-цифровой дисплей (терминал) типа КДЕ-810А860, силовую (СЭ) и интерфейсную (ИЭ) электронику. Органами ручного управления, которые использует оператор, являлись трекбол (ТВ) и клавиатура терминала.

Логическое согласование ИЭ с системной магистралью управляющей микроЭВМ (УЭВМ) обеспечивалось программно-управляемым контроллером крейта (крейт контроллер, КК).

Основными оптико-механическими элементами ПУОС-4 являлись четырехканальные фильмопротяжные устройства (ФПУ); измерительные каретки X, Y с диапазоном измерений 220×299 мм (датчики линейных перемещений кареток были построены на основе отражательных дифракционных решеток); два канала проекционной оптики, позволяющие иметь на горизонтальном экране оператора изображение со сменным коэффициентом увеличения (15х и 60х).

Все эти элементы управлялись микроЭВМ. Схема канала командного управления исполнительными устройствами (ИУ) была реализована с помощью входных и выходных регистров модулей LAM интерфейсной электроники и блоков силовой электроники УСО, УДО и УПУ, которые, соответственно, были включены в цепи электродвигателя МО механизма смены объективов (МСО), источников света (ИС) оптической схемы проектора, электропневмомеханического клапана (ЭПМК) механизма прижима фотопленки (ПФ). При записи в регистр управления модуля LAM определенного кода управления (КУ), который поступал от драйвера командного управления, на его выходе формировался сигнал управления (СУ) для соответствующего ИУ.

Сигналы состояния объектов управления (ОУ) формировались концевыми выключателями (КВ) и регистрировались регистром состояния этого же модуля. Сигналы аварийного выключения, которые также формировались КВ, использовались блоками силовой электроники для размыкания цепи управления в случае возникновения предаварийной ситуации. Информация о состоянии объектов управления (СОУ) считывалась по необходимости соответствующими драйверами управления с целью её анализа при выполнении алгоритма управления.

Схемы каналов автоматического регулирования реализовывались с помощью реверсивных счетчиков (РСЧ) и преобразователей кода управления (ПКУ) модулей LAC и LAM интерфейсной электроники и блоков силовой электроники. Устройствами, осуществлявшими непосредственное механическое действие на объекты автоматического регулирования (ОАР), являлись электродвигатели. Устройствами позиционирования являлись измерительные каретки X и Y, каретка конденсоров и четыре фильмопротяжных устройства.

Регулирующим устройством, обеспечивающим формирование кодов управляющих воздействий С (nT) соответствующего алгоритма управления, являлась УЭВМ, на вход которой, как на регулятор, в дискретные моменты времени от модулей LAC поступали значения N (nT). Величина

N (nT) являлась текущим значением линейного перемещения соответствующего OAP, а C (nT) — код управляющего воздействия этого OAP для дискретного момента времени nT. Код C (nT), поступивший в модуль LAM, преобразовывался схемой ПКУ в соответствующее управляющее воздействие U, которое через блок УУ с коэффициентом передачи к >1 подавалось на ИУ соответствующего OAP.

Замыкание функциональной связи контура управления каждого ОАР выполнялось программным драйвером, с помощью которого реализовывался его алгоритм управления. Основной целью алгоритмов каналов автоматического регулирования являлся вывод в заданное положение (координату) измерительных кареток X и Y и каретки конденсоров, а в случае управления фильмопротяжным устройством — протяжка (перемотка) фотопленки на определенное число фотокадров. Задающее воздействие соответствующего контура управления могло вводиться как ЦЭВМ, так и оператором посредством трекбола или команд с клавиатуры терминала.

Выполнение центральным процессором УЭВМ алгоритмов управления всеми каналами регулирования осуществлялось по прерываниям, частота которых задавалась частотой поступавших от КК импульсов. Контроллер включал магистральные приемо-передатчики (ШШ и ШИК), схему управления и регистрации состояний (УРС) и генератор тактирующих импульсов (ГШ).

В состав физического интерфейса, обеспечивавшего аппаратное сопряжение ЦЭБМ с УЭВМ, входили: процессор передачи данных (ПТД), линии связи (ЛС) и устройства асинхронной последовательной связи (УС). ПТД выполняло роль связующего звена, его подключение к ЛС производилось по стыку С2 через схему согласования (СС). Каждая ЛС представляет собой две 20 мА-токовые петли (приемная и передающая). Схема согласования обеспечивала прямое и обратное преобразование токовых сигналов и уровней напряжений стыка С2, а также логическое управление по стыку, что исключало необходимость использования модемов. Аппаратное сопряжение системной магистрали УЭВМ с ЛС осуществляется через УС.

Основным функциональным назначением устройства последовательной связи было прямое и обратное последовательно-параллельное преобразование данных обмена и логическое взаимодействие с системной магистралью УЭВМ. Преобразование данных выполнял универсальный асинхронный приемо-передатчик (УАПП), связь которого с ЛС обеспечивалась линейным приемником (ЛПРМ) и передатчиком (ЛПРД). Схемы ЛПРМ и ЛПРД были реализованы на базе оптронов типа А0Д101 и предоставляли возможность как активного, так и пассивного подключения к линии связи. Логическое взаимодействие УАПП с магистралью УЭВМ осуществлялось через магистральные приемо-передатчики под управлением схемы регистрации состояний и управления.

Программное обеспечение системы ПУОС-4 было создано на базе разработанного в ИФВЭ комплекса программных средств RTFAS. В состав специализированного программного обеспечения (ПО) входили ПО УЭВМ и ПО ЦЭВМ.

Функциями ПО УЭВМ являлись: локальное управление исполнительными устройства ПУОС-4, обмен данными с ЦЭВМ и терминалом оператора. Эти функции были реализованы с помощью программных драйверов, работавших под контролем программы управления. ПО УЭВМ являлось универсальным, независимым от типа обрабатываемых фотоснимков и конкретной моды работы (поиск событий взаимодействия, измерения и т. д.). Объем памяти, занимаемый программным обеспечением, составлял 10 Кбайт. Программное обеспечение УЭВМ, которое размещалось ЦЭВМ, загружалось в оперативную память УЭВМ собственной программойзагрузчиком, находившемся в ППЗУ УЭВМ.

Функциями ПО ЦЭВМ являлись:

- сопровождение технологического процесса обработки в любой моде работы;
- накопление и сохранение данных, взаимодействие с банками титульных данных,
- выполнение необходимых вычислений;
- анализ качества данных измерений;
- редактирование накопленной информации при ошибочных действиях оператора;
- восстановление состояния системы при сбоях в работе приборов комплекса, включая ЦЭВМ;
- накопление и анализ статистической информации по работе комплекса и каждого оператора;
- обеспечение связи между операторами приборов ПУОС-4 и оператором ЦЭВМ, а также ведущими эксперимент физиками.

Взаимодействие между программой сопровождения (ПС) и программой управления (ПУ) реализовывалось на уровне протоколов «процесс — процесс» с помощью обмена сообщениями. Такое сообщение могло содержать задание, текстовое сообщение, частичную или полную информацию об объекте измерения, моде работы или её этапе.

Сообщение, поступившее из ПС в ПУ, анализировалось на предмет выполнения последующих действий (диалог с оператором, работа драйверов ПУ измерительного проектора). Реакция ПС на сообщение, поступившее от ПУ, определялось как содержанием сообщения, так и состоянием структуры данных, накопленными к текущему моменту в процессе выполненных действий на данном измерительном проекторе. Совокупность всех возможных действий (реакций) ПС была весьма разнообразна. В наиболее общем виде их можно объединить в следующие пять классов:

- дополнение структуры данных (ДСД);
- изменение структуры данных (ИСД);
- выполнение тех или иных вычислений с данными (ВД);
- обмен данными с внешними магнитными накопителями данных (ОД);
- формирование и пересылка сообщений и указаний по работе операторам проекторов и ЦЗВМ (УО).

Обмен сообщениями между ΠC и ΠY выполнялся на уровне «порт — порт», управление обменом обеспечивалось программными средствами

межмашинной связи, в состав которых входили диспетчер и транспортные станции. Транспортировкой сообщений на верхнем уровне иерархической структуры управлял диспетчер, отрабатывавший транспортный протокол. Каждая транспортная станция, реализуя протокол управления информационным каналом передачи, осуществляла обмен сообщениями по физическому интерфейсу межмашинной связи в режиме обслуживания своей очереди сообщений, сформированной на внешней памяти ЦЭВМ. В системе были приняты следующие соглашения для обмена сообщениями: обмен инициировался только от УЗВМ; интерпретация заданного режима обмена (прием/передача) производился ЦЭВМ; о достоверности принятого информационного сообщения на любом уровне уведомление происходило с помощью специальных служебных кодов, передаваемых источнику сообщения.

Программное обеспечение системы позволяло производить обработку фильмовой информации различных экспериментов одновременно в следующих режимах работы:

- проведение полных измерений события;
- первичный просмотр, отбор событий по целеуказаниям;
- сверка результатов двух независимых просмотров;
- снятие цифровой маски (измерение одной или нескольких точек на треке) для автоматических измерительных устройств.

Конфигурация системы могла изменяться динамически, без нарушения процесса работы.

Программное обеспечение для отечественных ЭВМ, созданное в НИИЯФ МГУ на основе пакета программ RTFAS, имело существенные

- 1. Полностью были изменены программы работы ПС с файлами данных на внешних носителях.
- 2. Программные средства межмашинного и межпрограммного обмена данными в системе были реализованы в соответствии с имеющимися в ОС ЕС ЭВМ средствами и аппаратурой.
- 3. Версия языка Фортран-4 для ЕС ЭВМ не поддерживала форматные обмены память — память, для этих целей использовался специальный пакет программ.
- 4. Различие в длине слова данных ЦЭВМ и зарубежных ЭВМ потребовало перестройки программного обеспечения в сторону большей гибкости.
- 5. Различия в аппаратной части на нижнем уровне системы потребовали соответствующей модификации и переработки её программного обеспечения.

Собственная ошибка приборов ПУОС-4, найденная по результатам калибровочных измерений, находилась в пределах 1,3-3,5 мкм. Среднеквадратичное остаточное отклонение при измерении треков после геометрической реконструкции составляло 6 мкм в плоскости пленки для пузырьковой камеры ЕГС.

4. Автоматический измерительный сканатор

Электронно-лучевой измеритель треков (ЭЛИТ) — сканирующее автоматическое устройство — был разработан совместно МРТИ АН СССР и НИИЯФ МГУ для высокопроизводительной обработки фильмовой информации.

Основными компонентами ЭЛИТ являлись:

- телевизионно-логический комплекс «Мезон», разработанный во ВНИ-ИТ и модернизированный в НИИЯФ для выполнения задач обработки фотоснимков с трековых детекторов;
- электроника управления, реализующая быстрые алгоритмы управления и преобразования информации из аналоговой в цифровую форму и обратно;
- пульт, предназначенный для представления результатов автоматической обработки оператору и обеспечения возможности полуавтоматических измерений;
- ЭВМ СМ-4 для управления и организации работы всех компонент сканирующего автомата по автоматическим и диалоговым алгоритмам.

Автоматическое измерение выполнялось по следующей схеме.

Прецизионная ЭЛТ типа «Клинок» генерировала на экране световое пятно диаметром около 20 мкм. С помощью зеркально-линзового объектива, имеющего малые аберрации, это пятно фокусировалось в плоскости измеряемого фотокадра. Блок прецизионного управления движением луча по значениям координат, выдаваемым ЭВМ в цифровой форме, формировал соответствующие токи в катушках отклонения луча, помещая световое пятно в точку на изображении, выбранную программой. Доля света, прошедшая через пленку и попадающая на ФЭУ, была пропорциональной прозрачности засвеченной части изображения. Блок измерения оптической плотности после ряда преобразований сигнала ФЭУ формировал код прозрачности в цифровой форме, пригодной для ввода в ЭВМ. Таким образом, программа автоматического измерения имела возможность анализировать распределения оптической плотности в любой части изображения.

Это означало, что ЭЛИТ в принципе позволяет автоматически анализировать полутоновые изображения объектов произвольной природы, удовлетворяющих следующим ограничениям: минимальный размер объектов (пространственное разрешение автомата), определяемый диаметром пятна, составляет 10–20 мкм; максимальный размер поля фотокадра — 95×60 мм²; диапазон измеряемых плотностей, зависящий от отношения сигнал/шум измерительного тракта, составляет 1,5–2D; погрешность позиционирования луча, определяющая точность измерения координат, не превышает 1–2 мкм. Хотя прибор являлся универсальным, основной его задачей в измерительно-вычислительном комплексе являлось автоматическая обработка информации, получаемой с трековых детекторов. Чтобы избежать программной переработки всей информации с кадра (около 100 Мбит), аппаратура прибора выполняла эффективное сжатие информации, передавая в ЭВМ интегральные характеристики линейных объектов.

Кроме того, алгоритмы автоматической обработки использовали метод прослеживания, что в силу связности элементов трека исключало из измерения более 90 % кадра. И, наконец, в автомате были предусмотрены диалоговые средства, с помощью которых человеку-оператору предоставлялась графическая и полутоновая информация о ходе и результатах автоматической обработки и возможность оперативного вмешательства.

Рабочее место оператора включало в себя два стандартных телевизионных монитора типа ВК50В60, функциональную и алфавитно-цифровую клавиатуры и устройство позиционирования (трекбол) (фото 1 и 2). Телевизионное изображение части кадра передавалось с помощью телекамер на один из мониторов с увеличением 30х, достаточным для визуального разрешения малых объектов (поле зрения камеры составляло 8×12 мм, его положение задавалось из ЭВМ).





Фото 1 и 2. В зале измерительно-вычислительного комплекса НИИЯФ МГУ (второй в СССР по мощности после комплекса ИФВЭ) по обработке и анализу фильмовой информации с больших пузырьковых камер и гибридных спектрометров. В 1981–1997 гг. с помощью этого комплекса (создан в 1981 г.) был проведён большой цикл исследований мягких адронных процессов и изучение взаимодействий нейтрино в экспериментах Mirabelle, «Скат», «Людмила», 15-футовой камере FNAL, Европейском гибридном спектрометре

При автоматических измерениях оператор видел на экране монитора исходное изображение и световое пятно, сканирующее это изображение. Одновременно на другой монитор из ЭВМ выводилось графическое изображение результатов измерения в форме, допускающей визуальное сравнение с исходным изображением. При сбое алгоритмов автоматического измерения (потере трека при прослеживании, переходе на другой трек и т. п.) оператор с помощью трекбола совмещал на экране монитора световое пятно с нужным объектом, восстанавливая тем самым правильную последовательность измерения.

Большое значение для облегчения и ускорения работы оператора имели такие особенности идеологии аппаратных и программных средств диалога, как возможность совмещения на экране монитора исходного изображения и данных, выводимых из ЭВМ, разнообразие способов представления информации, присущее растровым дисплеям, высокие динамические характеристики вывода графических данных.

Для достижения наибольшей эффективности обработки снимков на автомате требовалось получение предельных характеристик точности, стабильности, пространственного разрешения при высокой скорости сканирования, которые трудно обеспечить чисто аппаратными средствами для всего диапазона применений и тем более трудно поддерживать в процессе эксплуатации.

В ЭЛИТ было предусмотрено применение прогрессивного принципа достижения необходимых параметров путем использования математической коррекции погрешностей аппаратных устройств. ЭВМ была включена в контур управления большинства устройств аппаратуры, начиная от устройства перемотки пленки и кончая измерением координат. При этом имелась возможность улучшить точность, разрешение, переходные характеристики прибора путем проведения калибровки соответствующих устройств и использования её результатов для настройки и коррекции данных, поступающих с прибора в реальном времени.

Программное обеспечение ЭЛИТ, кроме функциональных программ сопровождения автоматических измерений и сопровождения оператора, включало в себя ряд калибровочных и тестовых программ, обеспечивающих проверку и настройку прибора в процессе эксплуатации.

5. Автоматизированные устройства трехкоординатных измерений

Для исследований рождения короткоживущих частиц, регистрируемых прецизионными вершинными трековыми детекторами с высоким пространственным разрешением (20 мкм), в НИИЯФ МГУ были разработаны два автоматизированных устройства, обеспечивающих трехкоординатные измерения на основе приборов ТИП-1 производства ЛОМО, с дискретностью отсчета 0,5 мкм. Одно из устройств было предназначено для обработки голографических изображений, а другое — для обработки изображений, зарегистрированных в фотоэмульсионных пластинах.

Общая структура этих устройств такова: прибор ТИП-1, оптический канал (ОК), управляющая микроЭВМ типа МС-1201, интерфейсная (ИЭ) и силовая (СЭ) электроника.

Измерительные каретки (ИК) прибора управлялись микроЭВМ через модуль формирования управляющих воздействий ИЭ и блоки СЭ. Текущие координаты кареток X, Y, Z регистрировались модулями регистрации координат ИЭ, на вход которых поступали необходимые импульсы от преобразователей линейных перемещений (ПЛП). Связи микроЭВМ с малой ЭВМ СМ-4 и терминалом оператора осуществлялись через устройства последовательной связи (УПС).

В состав пульта оператора каждого устройства входили алфавитноцифровой дисплей типа КДЕ-810А860, ТВ-монитор (ТВМ) и органы управления (ОУ) измерительными каретками прибора ТИП-1.

Сопровождение измерительных процессов, выполняемых на устройствах, осуществлялось специальными программными средствами СМ-4. Эти средства обеспечивали диалог с операторами, преобразование, накопление и поиск данных измерений. Использование графического дисплея (ГД) было необходимо для построения полной топологии исследуемого события на основе данных измерений и целеуказаний, полученных от других детекторов физической установки.

Наиболее существенными элементами, дополняющими приборы ТИП-1, являлись оптические и механические схемы получения и визуализации изображения, разработка которых была выполнена в НИИЯФ МГУ.

Схема оптического канала устройства обработки голографических изображений выглядит следующим образом. Совокупность оптических элементов этого канала обеспечивала, во-первых, формирование лазерного пучка для освещения голограммы и, во-вторых, проецирование локального объема восстановленного голографического изображения на видикон ТВ-камеры. Элементы оптического канала 1+4 и лазерный источник света были размещены на каретке Y, объектив 7 и ТВ-камера — на каретке Z.

Оптические элементы канала выполняли следующие функции. Луч от лазерного источника типа ЛГН-105 проходил через микрообъектив с увеличением 62х, пространственный фильтр, представлявший собой диафрагму диаметром 30 мкм, и объектив типа Юпитер-11 (F=135 мм). В этой части оптического канала лазерный пучок расширялся и формировался плоский волновой фронт, необходимый для освещения голограммы. Сформированный лазерный пучок был тождественен исходному опорному, которым была зарегистрирована голограмма на фотопленке.

С помощью зеркала, полностью работавшего на отражение, расширенный лазерный пучок направлялся на голограмму, зарегистрированную на фотопленке, которая располагалась между стеклами прижимного механизма, размещенного на каретке Х. Фрагменты пространственного изображения, восстановленного по голограмме, фокусировались объективом типа Юпитер-8 (F = 52 мм) на видикон ТВ-камеры типа КТП-79.

Сформированный ТВ-камерой телевизионный сигнал подавался на ТВ-монитор. Координаты треков, выведенных на экран ТВ-монитора, измерялись методом визирования. С помощью органов управления измерительными каретками оператор устройства совмещал элемент трека с визиром, который был нанесен на экран ТВ-монитора, и с пульта подавал команду управляющей микроЭВМ для выполнения операции регистрации и ввода текущих координат измерительных кареток X, Y, Z в память ЭВМ.

Схема оптического канала устройства обработки изображений треков, зарегистрированных в фотоэмульсии, выглядела так. Сформированный на выходе источника света пучок лучей по волоконному световоду направлялся на стеклянную пластинку, на которой был нанесен слой ядерной фотоэмульсии толщиной 150+250 мкм. Пластина размещалась на специальном предметном столике, который закреплялся на каретке Х. Источник света (тип ОВС-1) и волоконный световод размещались на каретке Ү. Фрагмент изображения, зарегистрированный в фотоэмульсии, фокусировался микрообъективом на видикон ТВ-камеры (КТП-67) и затем выводился на ТВ-монитор. В качестве микрообъектива использовался набор сменных анахроматических (СМ-18, СМ-21) и планахроматических (СМ-29) микрообъективов. Коэффициенты оптического увеличения, полученные для данной схемы, имели значения 15х, 30х и 60х. Поле зрения при этом было, соответственно, 600, 300 и 150 мкм. Набор сменных микрообъективов и ТВ-камера размещались на каретке Z.

6. Общее программное обеспечение

Полный цикл обработки и анализа информации различных физических экспериментов помимо программ управления измерительными приборами, работающими в линию с ЭВМ, требовал сложного математического обеспечения, которое включало общие системные программы, необходимые программы геометрической, кинематической, статистической обработки, а также специализированный набор программ обработки и анализа информации с гибридных и электронных установок. Весь комплекс этих программ был адаптирован и введен в эксплуатацию на двух ЭВМ ЕС-1045.

Математическое обеспечение было построено на базе операционной системы ОС ЕС 6.1, 9-й редакции. Конкретный её вариант был настроен на режим с переменным числом задач, совместно использующих виртуальную память до 16 Мбайт, и включал возможность работы системы в режиме разделения времени, а также диалоговые редакторы (ТЕRM, РИМ), как для локальных, так и для удаленных дисплеев.

В качестве пакетов программ общего математического назначения наиболее важными являются программы библиотеки CERNLIB, в том числе PATCHY- и HYDRA-пакеты.

РАТСНУ-пакет служил для поддержки, разработки, хранения и сопровождения больших многоверсионных программ. Этот пакет содержал программы упаковки текстов программ в компактный вид для долговременного хранения и обратной распаковки файлов. Он содержал также средства редактирования файлов, позволяющие иметь в текстовом виде несколько различных версий одной программы и дающие возможность работать с любой из них.

HYDRA-пакет был предназначен для работы с динамическим распределением памяти программ пользователя, написанных на языке Фортран. Этот пакет позволял накапливать, хранить и обрабатывать информацию, о количестве и структуре которой нет предварительных сведений.

36

На ЭВМ ЕС-1045 были поставлены несколько версий геометрических программ, работающих в системе HYDRA и предназначенных для восстановления пространственных координат и параметров треков по данным измерений. В том числе были программы для обработки данных с больших пузырьковых камер (пропановая камера ЛВЭ ОИЯИ, Mirabelle, «Людмила» и др.), гибридных спектрометров и других детекторов. Кинематический анализ событий и выбор той или иной гипотезы классификации частиц в событии производился по результатам геометрической реконструкции с помощью кинематических программ, также написанных в HYDRA-системе. Основной программой статистического анализа совокупности событий являлась программа HBOOK, оперирующая с лентой суммарных результатов (DST) и предназначенная для получения окончательных физических результатов.

Большой объем математического обеспечения был поставлен на ЕС-1045 для обработки информации с гибридных установок, таких как европейский гибридный спектрометр (ЕГС) и ему подобные. Основу этого специального математического обеспечения составляли программы синхронизации данных просмотра и измерений событий, зарегистрированных трековым детектором, с данными электронных детекторов, включая программы полной геометрической реконструкции во всех детекторах спектрометра.

Комплекс программного обеспечения на EC-1045 содержал библиотеку общих программ CERNLIB, комплекс программ аналитических вычислений, пакеты программ для представления и преобразования графической информации, а также ряд служебных и вспомогательных программ, таких как программы калибровки измерительных приборов, статистического анализа работы просмотрово-измерительных систем и операторов, различного рода моделирующие программы.

7. Использование измерительно-вычислительного комплекса в обработке физических экспериментов

Создание данного измерительно-вычислительного комплекса позволило начать широкую программу научных исследований в области физики высоких энергий, а также использовать его в других экспериментальных и теоретических задачах. Обработка информации проводилась по следующим экспериментам.

- 1. Исследование взаимодействий протонов, каонов, пионов с протонами в интервале импульсов $250-350~\Gamma \nu B/c$ на материале, полученном в экспериментах NA-22, NA-23, выполненных на европейском гибридном спектрометре (ЕГС), который включал быстроциклирующую пузырьковую камеру и электронные детекторы различного типа. Анализ экспериментальной информации проводился совместно с ИФВЭ, лабораториями СЕRN и другими научными центрами.
- 2. Исследование взаимодействий антипротонов и протонов с импульсом 32 ГэВ/с с целью детального изучения свойств аннигиляционных каналов в совместных с ИФВЭ экспериментах на большой жидководородной пузырьковой камере Mirabelle.

- 3. Изучение взаимодействий антипротонов, антидейтонов, дейтонов с протонами и дейтонами в области импульсов 12–22 ГэВ/с на материале, полученном с двухметровых водородных камер ОИЯИ и CERN.
- 4. Исследование взаимодействий нейтрино и антинейтрино в области энергий 3–30ГэВ в совместных с ИФВЭ экспериментах на большой пропан-фреоновой пузырьковой камере «Скат».
- 5. Изучение ядро-ядерных взаимодействий, зарегистрированных с помощью двухметровой пропановой камеры при энергиях синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ.
- 6. Анализ мюонных спектров широких атмосферных ливней, регистрируемых искровыми камерами магнитного спектрометра НИИЯФ МГУ.
- 7. Обработка материалов для банка данных по фотоядерным реакциям при энергиях до 100 MэB.

Разработка аппаратуры электронных и гибридных экспериментов, а также завершение работ по созданию автоматизированных систем трех-координатных измерений позволила провести обработку следующих экспериментов.

- 1. Исследование адрон-ядерных взаимодействий при энергии 10 ГэВ, проводимых на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ с помощью магнитно-сцинтилляционного спектрометра НИИЯФ МГУ.
- 2. Изучение образования очарованных частиц в нейтрино-нуклонных взаимодействиях с помощью установки, включающей большие блоки ядерных фотоэмульсий и магнитный спектрометр со стримерной камерой (совместный эксперимент МИФИ ФИАН ИТЭФ НИИЯФ МГУ).
- 3. Исследование образования очарованных частиц и редких процессов в адрон-протонных взаимодействиях при энергии 60–70 ГэВ с помощью спектрометра с вершинным детектором, включающим быстроциклирующую пузырьковую камеру и многоканальные системы электронных детекторов (совместный эксперимент НИИЯФ МГУ ИФВЭ ОИЯИ ИФВЭ ТГУ ИФВЭ Каз. ССР эксперимент СВД-1).

Измерительно-вычислительный комплекс НИИЯФ МГУ эффективно использовался также для проведения учебного процесса на отделении



ядерной физики физического факультета, для обработки данных и теоретических расчетов различными подразделениями НИИЯ Φ , а также другими факультетами МГУ.

За создание и внедрение в народное хозяйство универсального измерительно-вычислительного комплекса П. Ф. Ермолову была присуждена премия Совета министров СССР.



РАБОТА С П. Ф. ЕРМОЛОВЫМ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л. И. Сарычева (НИИЯФ МГУ)

Я познакомилась с Павлом Фёдоровичем Ермоловым в 1976 году, когда он еще был сотрудником Института физики высоких энергий в Протвино. Наша лаборатория адронных взаимодействий включилась в работы с пузырьковой камерой Mirabelle по предложению сотрудника ИФВЭ П. В. Шляпникова. Он же предложил начать организацию обработки снимков с пузырьковой камеры Mirabelle в НИИЯФ МГУ. В ИФВЭ этими работами в то время руководил А. М. Моисеев.

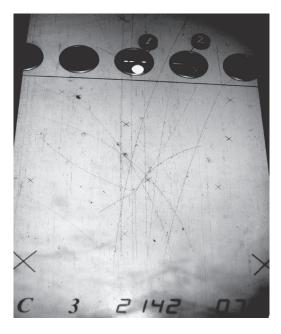
Павел Фёдорович, узнав о нашем желании работать по программе Mirabelle, помог нам сориентироваться в этих проектах. Была выделена квартира в Протвино для проживания наших сотрудников, так как они должны были участвовать в сеансах облучения пузырьковой жидководородной камеры антипротонами с энергией 32 ГэВ/с с тем, чтобы впоследствии изучать соударения протонов с антипротонами. Но в то время в НИИЯФ МГУ не было аппаратуры для выполнения работ по обработке снимков с пузырьковой камеры Mirabelle. Предстояло заказать просмотровые столы, собрать их в корпусе высоких энергий, и вся эта работа по созданию центра обработки снимков с пузырьковой камеры легла на плечи Павла Фёдоровича Ермолова, который был приглашен на работу в НИИЯФ МГУ в 1978 году (фото 1 и 2).

Как только был организован отдел экспериментальной физики высоких энергий, в его состав вошла наша лаборатория. В первых работах по эксперименту Mirabelle под моим руководством участвовали сотрудники лаборатории А. С. Проскуряков, Н. А. Круглов, Н. П. Карпинская, а также сотрудница лаборатории В. С. Мурзина Л. Н. Смирнова и аспирант кафедры космических лучей физфака МГУ, гражданин Индии Ханумая Белигирая. Это была небольшая группа сотрудников лаборатории, так как основные работы велись в ОИЯИ в Дубне и на высокогорной станции Арагац под Ереваном. Большая заслуга Павла Фёдоровича состояла в том, что он благожелательно отнесся к нашим работам, не связанным с экспериментом Mirabelle и подчеркнул эту самостоятельность, оставив в компетенции нашей лаборатории отдельное финансирование, штатное расписание, помещения, табельный учет и первичный учет материальных ценностей. Между руководством отдела и руководством лаборатории было заключено





Фото 1. Один из просмотровых столов, которые работали в просмотрово-измерительном центре НИИЯФ МГУ. Всего их в центре было 16. Показанный здесь стол сейчас используется в специальном ядерном практикуме (физика высоких энергий) кафедры физики космоса. Фотография выполнена с. н. с. В. И. Рудь



 $oldsymbol{\Phi}$ ото 2. Пример K^+ р-взаимодействия, зарегистрированного в пузырьковой камере RCBC CERN (RCBC — быстро циклирующая пузырьковая камера установки European Hybrid Spectrometer). $oldsymbol{\Phi}$ отография выполнена с. н. с. В. И. Рудь

соответствующее соглашение, которое неукоснительно выполнялось. Павел Фёдорович всегда доверял своим сотрудникам и не обременял себя мелкими административными делами. Текущие вопросы, возникающие в отделе, он решал незамедлительно, не дожидаясь собраний Совета отдела.

По результатам обработки данных с пузырьковой камеры Mirabelle были защищены три кандидатских (А. С. Проскуряковым, Н. А. Кругловым и Ханумая Белигирая) и одна докторская диссертация (Л. Н. Смирновой). Работа по созданию просмотрового центра и результаты исследований, выполненных на нем, были отмечены Ломоносовской премией.

Мы с Павлом Фёдоровичем неоднократно обсуждали роль студентов в работах, ведущихся в отделе. Его отношение к необходимости обучения студентов на базе нашего научного отдела было им высказано также и в беседе с Б. Н. Ельциным во время посещения последним нашего института. Ермолов подчеркнул значение просмотрового центра как для решения научных проблем физики высоких энергий, так и для обучения студентов физического факультета, для выполнения ими практики и дипломных работ в лабораториях отдела.

Мечтой Павла Фёдоровича было участие нашего отдела во всех экспериментах, ведущихся на Большом адронном коллайдере, так что он одобрительно отнесся к включению нашей лаборатории в CMS-эксперимент, ведущийся в CERN на Большом адронном коллайдере. Он одобрил также наше соглашение о совместной деятельности с университетом г. Осло (Норвегия). Сейчас наша лаборатория участвует в эксперименте ALICE, также сотрудники отдела работают в экспериментах ATLAS и LHCb.

РАБОТА С П. Ф. ЕРМОЛОВЫМ В НИИЯФ МГУ

Л. Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ)

С П. Ф. Ермоловым связаны яркие страницы развития экспериментальной физики высоких энергий в НИИЯФ МГУ. Чердачные помещения зоны Б Главного здания МГУ были местом базирования отдела высоких энергий в 70-е годы ушедшего века. Невысокий, мало замечающий окружающих, сосредоточенный в себе человек, с большим зарядом внутренней энергии — таким я увидела Павла Фёдоровича в это время. Он тоже разместился на чердаке, но с его появлением появилось ощущение грядущих перемен.

Мы работали на небольших просмотровых столах в секторе В. С. Мурзина с пленками двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ, 30-дюймовой пузырьковой камеры FNAL, стримерной камеры ИТЭФ (фото 1). В 1978 году я присоединилась к работам на жидководородной пузырьковой камере Mirabelle в ИФВЭ, Протвино, под руководством Л. И. Сарычевой и много времени проводила в командировках. В Москве были организованы работы по просмотру пленок камеры Mirabelle, облученной антипротонами с импульсом 32 ГэВ/с. Компьютерная обработка результатов просмотра, измерения и физический анализ проводились в ИФВЭ, в лаборатории А. М. Моисеева, в непосредственном сотрудничестве с которым велись эти работы. Лаборатория Л. И. Сарычевой, насколько мне известно, сразу вошла в состав отдела, создаваемого Павлом Фёдоровичем.

Устоявшиеся структуры меняются с трудом, но от руководителя лаборатории В. С. Мурзина я много слышала положительного об организационной деятельности, развернутой Павлом Фёдоровичем. В начале 80-х годов лаборатория В. С. Мурзина вошла в состав отдела П. Ф. Ермолова. Каждый сотрудник лаборатории имел при этом право выбора — переходить в новый отдел или нет. Я восприняла этот переход с воодушевлением, ожиданием новых возможностей. Некоторые сотрудники предпочли остаться на прежнем месте. Но и они вошли затем в отдел П. Ф. Ермолова, много позже, после общей организационной перестройки физики высоких энергий в НИИЯФ. В тот период перспективы, развернутые Павлом Фёдоровичем в связи с созданием нового просмотрово-измерительного центра в новом корпусе высоких энергий и организацией участия в новых международных экспериментах, стали очевидны для многих.



Фото 1. Заседание сектора ОВЭ, будущей лаборатории нейтринной физики ОЭФВЭ под руководством проф. В. С. Мурзина, по обсуждению образования стриппинговых фрагментов во взаимодействиях ускоренных ядер с ядрами мишени, 1980 г. На фото: В. С. Мурзин, С. Ю. Сивоклоков, Л. Н. Смирнова, С. И. Лютов, Н. Н. Мельникова (ОИЯИ), И. Н. Ерофеева

- В. С. Мурзин тесно общался с П. Ф. Ермоловым. Павла Фёдоровича привлекала широкая эрудиция Владимира Сергеевича. Объединял их и общий интерес к физике нейтрино. По инициативе Павла Фёдоровича лаборатория В. С. Мурзина начала участвовать в экспериментах с нейтринными пучками в ИФВЭ: на большой пузырьковой камере «Скат» с В. В. Аммосовым и в эксперименте Е128, где взаимодействия нейтрино регистрировались в стопке ядерной фотоэмульсии и измерялись по целеуказанию зарегистрированного трека мюона. П. Ф. Ермолов поддерживал работы по проекту В. С. Мурзина «БАТИСС», где планировалось регистрировать треки мюонов в воде озера Иссык-Куль от рассеяний космических нейтрино и нейтринного пучка из FNAL, прошедшего через толщу Земли. По предложению П. Ф. Ермолова в 1989 году лаборатория В. С. Мурзина начала работы в эксперименте Е632 по измерению взаимодействий нейтринного пучка FNAL, где энергия нейтрино достигала 500 ГэВ, максимальной тогда энергии для нейтринных пучков. Все эти работы послужили основанием для переименования лаборатории В. С. Мурзина в лабораторию нейтринной физики, которое она носит поныне.
- П. Ф. Ермолов вел работу одновременно по многим проектам. Само создание большого измерительно-вычислительного центра в НИИЯФ, сравнимого по масштабу с аналогичными центрами ИФВЭ и ОИЯИ, требовало больших организационных усилий. Кроме измерительных приборов требовалось развернуть компьютерные установки для сопровождения процесса измерений, создать вычислительный центр на базе доступных в то время машин класса ЕС. Мне трудно представить, сколько сил все это требовало от Павла Фёдоровича, но со стороны, как я тогда это

воспринимала, масштаб работы был колоссальный, в нее было вовлечено до сотни человек, может даже больше. В центре шли измерения пленок с вершинной водородной камеры Европейского гибридного спектрометра, камеры Mirabelle, двухметровой пропановой камеры ОИЯИ и других. Разрабатывались системы сканирующих приборов для автоматических измерений пленки с привлечением других институтов.

Лабораторией нейтринной физики В. С. Мурзина с 1989 года в центре велись измерения пленок с 15-футовой пузырьковой камеры FNAL (фото 2), заполненной неон-водородной смесью. Высокая множественность событий (до 20 треков и выше), невозможность пропуска событий с плохим качеством изображения из-за контроля состава пучка, особенности треков в плотной среде камеры — все это создавало множественные трудности при измерениях. Большой вклад в проведение измерений внесли сотрудники нашей лаборатории И. Н. Ерофеева и О. Ю. Лукина. Около двух лет напряженной работы потребовалось для запуска полной системы обработки нейтринных событий. По результатам анализа данных под руководством В. С. Мурзина была защищена кандидатская диссертация Е. Ватаги.

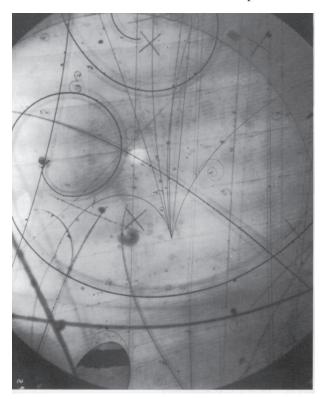


Фото 2. Фотография взаимодействия нейтрино с неон-водородной смесью в 15-футовой пузырьковой камере в эксперименте E632. Из Nuclear Physics B, 36, p. 557 ©1994, Elsevier

Павла Фёдоровича интересовали некоторые особенности распределений нейтринных событий. Он пытался привлечь к ним внимание, но процесс обработки требовал слишком больших усилий, да и статистика эксперимента была невелика. Однако нам эти работы помогли приобрести

опыт прямых международных контактов. Руководителем эксперимента E632 был Д. Р. Моррисон, заслуженный сотрудник CERN, руководитель и участник многих экспериментов на пузырьковых камерах (фото 3). Он уделял много внимания российским участникам проекта. Именно по его совету в начале 1992 года мною было принято решение присоединиться к проекту Большого адронного коллайдера (БАК). П. Ф. Ермолов против этого предложения не возражал.



Фото 3. Участники совещания эксперимента Е632 в ИТЭФ (начало 1990-х гг.)

Мой первый непосредственный контакт с П. Ф. Ермоловым состоялся в связи с подготовленной мною докторской диссертацией «Кварковые эффекты во взаимодействиях антипротонов с протонами при импульсе 32 ГэВ/с». Ермолов поддержал защиту диссертации. В 1990 году результаты исследовательских работ на камере Mirabelle вместе с работами Павла Фёдоровича по созданию измерительно-вычислительного комплекса были удостоены Ломоносовской премии МГУ. Ее лауреатами стали П. Ф. Ермолов, Н. А. Круглов и я (фото 4). Л. И. Сарычева, руководившая работами НИИЯФ на камере Mirabelle, уже была лауреатом этой премии и не могла войти в авторский коллектив.

В 1988 году П. Ф. Ермолов предложил мне взять на работу Флеру Ризатдинову, защитившую в это время под моим руководством диплом, и присоединиться к сотрудничеству Европейского гибридного спектрометра (ЕГС) по эксперименту NA-22. Это было почетным предложением, работы по ЕГС имели в отделе приоритетный статус. Мы с Флерой занялись исследованием корреляций заряженных частиц в адронных взаимодействиях пучков положительно заряженных пионов, каонов и протонов с импульсом 250 ГэВ/с (фото 5). Выбор темы работ П. Ф. Ермолов не ограничивал. Наши



Фото 4. Диплом лауреата Ломоносовской премии МГУ, присужденной П. Ф. Ермолову, Н. А. Круглову и Л. Н. Смирновой в 1990 году за цикл исследовательских работ на камере Mirabelle

результаты в виде рисунков, построенных Флерой, присутствуют во многих обзорах по многочастичной динамике. Было показано совпадение корреляционных функций заряженных частиц в адронных соударениях и процессе e^+e^- аннигиляции. Впервые было исследовано поведение корреляций

по быстроте в зависимости от поперечного импульса частиц и азимутальных углов пары частиц. Большую помощь в выполнении работ оказал В. Киттель, руководитель эксперимента NA-22. В этом сотрудничестве, участием в котором мы обязаны Павлу Фёдоровичу, мы также получили ценный опыт непосредственной работы с зарубежными коллегами, подготовки статей для публикации в зарубежных журналах. Этот опыт придал мне уверенности для участия в проекте LHC.

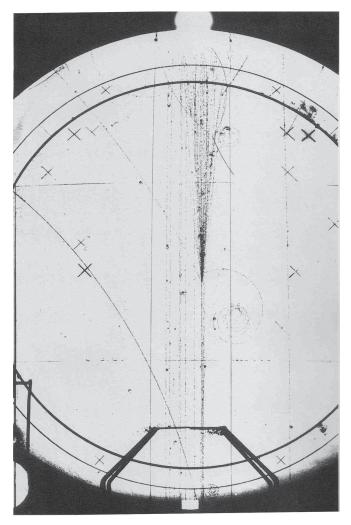


Фото 5. Уникальное событие К⁺р-взаимодействия при 250 ГэВ/с, зарегистрированное в эксперименте NA-22, где 10 заряженных частиц родились в узком интервале по псевдобыстроте. Снимок с быстроциклирующей водородной пузырьковой камеры — вершинного детектора эксперимента NA-22. Из Nuclear Physics B, 36, р. 552 ©1994, Elsevier

Первый разговор о проекте LHC с Павлом Фёдоровичем состоялся в начале 1992 года, когда я вернулась с совещания по эксперименту E632, проходившему в Сан-Франциско. Летела я туда Аэрофлотом через Хабаровск и с двумя дополнительными пересадками. Сейчас трудно представить себе ощущения того времени, когда были отпущены цены и стали более очевидны контрасты жизни в пределах нашей страны,

которую я пересекла в оба конца, и в сравнении с зарубежными странами. Было ясно, что наша наука может уцелеть только в тесном сотрудничестве с западными проектами. Эпоха экспериментов с использованием пузырьковых камер подходила к концу. Владимир Сергеевич Мурзин восторженно рассказывал в нашей лаборатории об уникальных кремниевых детекторах, совмещенных с электроникой считывания сигналов, разработкой которых занимался Павел Фёдорович. Уже была создана лаборатория по разработке таких детекторов. Это были проекты Павла Фёдоровича, его детекторы. В нашей лаборатории под руководством В. С. Мурзина создавались газовые детекторы для нейтринного проекта на коллайдере ИФВЭ в Протвино. Была сделана попытка предложить их для экспериментов в Фермиевской национальной лаборатории США. Тем не менее, собственного перспективного международного проекта у нас не было. Все мои поездки за рубеж проходили по приглашениям и за счет зарубежных коллег, поэтому для новой работы мне предстояло начать собственный проект. Обладая лишь опытом работы на пузырьковых камерах, трудно решиться на самостоятельную работу с детекторами, даже если есть ощущение организационной состоятельности. Меня поддержали те, кто мог выполнять такие работы: Валерий Жуков, Александр Ларичев, Ярослав Гришкевич. Это был хороший коллектив. Было подготовлено письмо от имени директора института с просьбой включить мою группу в эксперимент CMS, организационное совещание которого проходило в Дубне в феврале 1992 года. Там же была определена методика, по которой группа будет участвовать в проекте «Внутренний трекер с использованием микростриповых газовых камер (МСГК)». После возвращения в Москву и организованной мною встречи Павла Фёдоровича с представителем CMS Ермолов собрал совещание с целью выяснить, что представляют собой эти детекторы. Некоторой информацией о них располагал только Валерий Жуков. Принципиальных возражений по будущей работе высказано не было. На том и разошлись.

Хочу отметить внимательное отношение Павла Фёдоровича к новым предложениям, его готовность поддержать инициативу. Мало кто знал об МСГК, это был совсем новый тип прецизионного детектора. Участие новых групп приветствовалось. Мы быстро нашли коллег для сотрудничества по разработке этих детекторов в Москве и за рубежом (фото 6). Получили гранты INTAS, NWO. Собрали испытательный стенд, стали изготавливать подложки детектора, наносили на них стриповую структуру для выполнения измерений, сделали необходимую газовую систему (фото 7). Валерия Жукова сразу пригласили для работы по МСГК в Свободный университет г. Брюссель, но наше сотрудничество с ним продолжалось. Свободный университет Брюсселя был нашим партнером еще в нейтринном эксперименте Е632. Я работала в нем несколько месяцев в 1990–1992 годах по приглашению университета. Был подготовлен договор о сотрудничестве, и Павел Фёдорович посетил этот университет в 1993 г.

Планируя участие в проекте LHC, я рассчитывала на силы лаборатории В. С. Мурзина, стремилась обеспечить долговременное направление работы



Фото 6. Обсуждение конструкции микростриповой газовой камеры на совещании в Праге в 1994 году. Сотрудники ОЭФВЭ Л. Н. Смирнова, В. Ю. Жуков и участник сотрудничества по разработке микростриповых газовых камер из Великобритании (Liverpool group) J. N. Jones



Фото 7. Установка ОЭФВЭ НИИЯФ по изучению эффектов старения дрейфовых трубок трекового детектора переходного излучения эксперимента ATLAS (1990-е гг.)

в лаборатории. Летом 1992 года Павел Фёдорович предложил нам перейти в другой эксперимент, будущий ATLAS. В CMS предстояло работать лаборатории Л. И. Сарычевой. Было трудно расставаться с людьми из CMS, мы уже успели подружиться. Но все понимали, что в таких проектах не все зависит от нас. В ATLAS Павел Фёдорович объединил силы трех лабораторий: кремниевых детекторов, электроники и нейтринной физики. До физики частиц на LHC было тогда еще очень далеко, как оказалось, почти двадцать лет. Я готова была к десяти годам, но и это казалось очень большим периодом времени. П. Ф. Ермолов поручил мне координировать текущие работы в ATLAS. Сотрудничество столь разнородных коллективов было преимущественно организационным. Каждый занимался привычным направлением работ, тем более что кремниевые детекторы уже применялись Ермоловым в нескольких экспериментах — ZEUS в DESY, D0 на Tevatron и других. Оказалось, что ATLAS тоже включает микростриповые газовые камеры как часть внутреннего детектора. Это означало, что наша группа энтузиастов МСГК может найти себе применение в ATLAS. Руководство ATLAS поддержало эту инициативу. Сотрудничество МСГК — ATLAS приняло нашу группу в свой коллектив. Две другие лаборатории работали в сотрудничестве микростриповых кремниевых детекторов SCT — ATLAS. Павел Фёдорович пытался включить меня в работу по кремниевым детекторам, но работать в чужой лаборатории оказалось невозможно. Опытные сотрудники с недоверием относились ко мне как специалисту другого профиля, физику, а не методисту. Нужно было самим находить и делать работу, необходимую для создания детектора ATLAS. Одновременно нужно было разрабатывать математическое обеспечение и алгоритмы анализа данных в эксперименте ATLAS. Эта работа включала и разработку программного обеспечения, и физическую программу будущих измерений. Все это требовалось для подготовки проектов эксперимента (фото 8), прохождения конкурсов комитета LHC в CERN (LHCC). Необходимо было получить и финансовую поддержку российской стороны.

С моей точки зрения, здесь было серьезное отличие проекта LHC от работ в DESY и на Tevatron. В тех экспериментах дело имели с национальными лабораториями, где была определенная свобода принятия финансовых схем участия в проекте. На LHC в ATLAS правила были общими для всех. Каждый приносил свое финансирование для обеспечения своих работ. Если работу оплачивала зарубежная лаборатория, а выполнялась она нашими сотрудниками, засчитывалась она на счет зарубежной лаборатории. Схема участия каждого российского института в ATLAS обсуждалась сначала на рабочих совещаниях российской части ATLAS, потом с руководителем проекта. И эти обсуждения проходили множество итераций с изменением самого проекта, сроков, общей стоимости, изменения цен, что было особенно характерно для России в тот период времени, особых схем финансирования проекта российской стороной.

Павел Фёдорович делал ставку на микростриповые кремниевые детекторы как основную методику для участия в ATLAS. Руководство эксперимента не поддерживало этой инициативы. Как проходили работы в SCT, мне не известно. Но именно вхождение группы в сотрудничество МСГК



Фото 8. Участники совещания по экспериментам на LHC, Дубна, 2000 г.

послужило основой для присутствия НИИЯФ МГУ в ATLAS. В дальнейшем, когда в 1995 году стало ясно, что эта методика не будет использоваться в ATLAS, нашей группе предложили войти в другой проект внутри эксперимента, в котором было достаточно сильное российское присутствие. Считалось, что один университет не в состоянии самостоятельно участвовать в большом проекте и финансово, и по количеству участников. Для того чтобы сохранить присутствие группы во внутреннем детекторе установки, был выбран трековый детектор переходного излучения (TRT). П. Ф. Ермолов поддержал этот выбор. Этот период работы в ATLAS был сложным. Успешному его преодолению в большой степени содействовало участие В. И. Саврина, к которому я обратилась за поддержкой в переговорах с Павлом Фёдоровичем.

Нам пришлось найти свое место в проекте и выполнить полный цикл работ по созданию детектора TRT: от «железа» до программного обеспечения. Создание программного обеспечения ATLAS мы проводили также в подсистеме триггера высокого уровня и в рамках разработки физической программы эксперимента по изучению редких распадов В-мезонов. Задача по изучению редких распадов близко пересекалась с разработкой мюонного триггера высокого уровня. Это позволяло получать финансовую поддержку для командировок в CERN для Ф. К. Ризатдиновой и С. Ю. Сивоклокова, которым мы обязаны сохранением направления физического анализа эксперимента нового поколения в нашей лаборатории и моделированием исследований В-физики на LHC в целом. Физический анализ не получал финансовой поддержки ни от российской стороны, ни от ATLAS (фото 9). Приходилось использовать внутренние ресурсы, т. е. энтузиазм.



Фото 9. Л. Н. Смирнова, А. С. Болдырев, С. Ю. Сивоклоков обсуждают результаты моделирования реконструкции ${\bf B}^{\pm}$ -мезонов в эксперименте ATLAS

Обращение к В-физике произошло не случайно. Еще в самом начале организации работ на LHC мне было понятно, что для участия в анализе будущего эксперимента нужно иметь серьезную теоретическую базу, одной феноменологии будет мало. Примером послужило тесное сотрудничество Павла Фёдоровича с теоретиками в экспериментах на Tevatron и в DESY. Обсуждения с В. А. Анисовичем из ПИЯФ в г. Гатчина позволили определить возможную организационную основу такого сотрудничества. Было решено, что в моей лаборатории начнет работать Д. И. Мелихов. Но предстояло получить согласие Павла Фёдоровича. Он очень ревниво отнесся к этому предложению и долго не давал разрешения. Только после его личной встречи с Д. И. Мелиховым вопрос о зачислении решился быстро. Именно тогда, в 1993 году, мы решили работать в В-физике и выбрали исследования редких распадов В-мезонов. Это было совсем новое направление. В 1995 году в лаборатории появился мой аспирант Н. В. Никитин. Не имея возможности в течение пяти лет выезжать в CERN, он занимался теоретическими работами в области В-физики. Таким образом, наша группа внесла достойный вклад в развитие физической программы LHC, что отражено в документах проекта. Конечно, эти работы были также одобрены Павлом Фёдоровичем. Здесь не требовалось долгих разговоров. Решения Павел Фёдорович принимал быстро и всегда в пользу развития науки. Думаю, что наш скромный объем материального участия в TRT ATLAS, определяющий небольшое количество участников эксперимента, и успехи, достигнутые в В-физике, подтолкнули Павла Фёдоровича к участию в эксперименте LHCb.

Мне трудно представить, насколько сложной была задача присоединения к LHCb. Но в это время уже завершились основные работы в DESY, был создан кремниевый детектор в эксперименте D0. Очевидно, что Павлу Фёдоровичу требовалось найти новое поле для приложения своих сил, своего энтузиазма в решении задач, создании новых детекторов.

Моя последняя встреча с Павлом Фёдоровичем была знаменательна. Она прошла в CERN, куда он приехал в феврале 2008 года вместе с М. М. Меркиным для обсуждения своего участия в эксперименте LHCb. Было видно его волнение в ожидании переговоров, принятия решений. Наши участники эксперимента ATLAS Сергей Сивоклоков, Константин Томс и я пригласили Павла Фёдоровича на мини-банкет в кафетерии CERN отметить его приезд. Он с радостью принял наше приглашение. Конечно же, Павел Фёдорович не мог отказаться от возможности закурить, и мы разместились в огражденном стеклом помещении посреди кафетерия, отведенном для курящих. В памяти навсегда остался горячий интерес Павла Фёдоровича в этой беседе к физике на LHC. Переживая всей душой за реконструкцию треков на СВД, он с пристрастием допрашивал нас о том, какая же будет множественность треков на LHC. Погруженные в мюоны, мы не могли сообщить ему это число. Это очень разочаровало Павла Фёдоровича. Все время нашей встречи он со страстью продолжал говорить о своем новом проекте, о физике.

Во время этого визита мне также удалось организовать встречу Павла Фёдоровича с его давним другом Гертом Харигелом. Был общий ланч в кафетерии CERN и снова разговоры о будущих работах, проектах.

Больше мы с ним не встречались.

РАБОТЫ НА ЕВРОПЕЙСКОМ ГИБРИДНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

Л. А. Тихонова (НИИЯФ МГУ)

В 1982 году наши коллеги из ИФВЭ П. В. Шляпников и Э. П. Кистенёв предложили НИИЯФ МГУ принять участие в исследованиях на Европейском гибридном спектрометре (ЕГС) CERN. Такая возможность полноценного участия в одном из ведущих экспериментов по физике высоких энергий появилась в связи с созданием в НИИЯФ в 1981–1983 годах универсального измерительно-вычислительного комплекса.

Очень быстро была создана группа физиков, в которую, кроме П. Ф. Ермолова и Л. А. Тихоновой, входили молодые специалисты из МГУ и МИФИ В. Г. Аблеев, В. Г. Гаврюсев, И. В. Горелов, С. А. Зоткин, Н. А. Сотникова, Е. К. Шабалина (фото 1). Позднее к нам присоединились Ю. А. Голубков, Б. Левченко, Л. Н. Смирнова, Ф. К. Ризатдинова.



Фото 1. Участники коллаборации ЕГС — научные сотрудники НИИЯФ МГУ Ю. А. Голубков, С. А. Зоткин, В. Г. Гаврюсев, Б. Б. Левченко, Е. К. Шабалина, Н. А. Сотникова, Л. А. Тихонова и дипломницы И. Б. Аталикова и К. В. Сиротенко. Ноябрь 1991 г.

ЕГС — широкоапертурный двухплечевой гибридный спектрометр с развитой калориметрией и системой идентификации заряженных частиц. В качестве мишеней и вершинных детекторов использовались быстроци-

клирующие пузырьковые водородные камеры (LEBC, RCBC). ЕГС экспонировался в пучках ускорителя SPS CERN при энергиях протонов 250, 360 и 400 ГэВ (эксперименты NA-22, NA-23, NA-27) и энергиях K^+/π^+ мезонов 250 ГэВ (NA-22) и π -мезонов 360 ГэВ (NA-27).

Основными достоинствами ЕГС являлись:

- 1) высокая точность определения вершин;
- 2) возможность идентификации заряженных частиц вплоть до импульсов 200 ГэВ/с и разрешением < 2,5 %;
 - 3) детектирование нейтральных частиц.

В работах на ЕГС участвовали около 20 университетов и научных центров Европы, Индии и Японии.

В 80-90-х годах XX века ЕГС являлся одной из крупнейших в мире установок по изучению различных аспектов множественного рождения частиц при высоких энергиях и одной из последних установок с пузырьковыми камерами, т. к. «эра пузырьковых камер» уже заканчивалась. В НИИЯФ начало обработки данных по рр-взаимодействиям при 360 ГэВ (NA-23) совпало с запуском измерительных приборов ПУОС-4, работавших на линии с ЭВМ ЕС-1045. В 1982—1983 года физики В. Гаврюсев, В. Аблеев, И. Горелов, Н. Гришин занимались отладкой системы программ сопровождения при просмотре снимков и измерении событий на плёнках с RCBC, создавали специальные сервисные программы по накоплению файлов с данными и сбрасыванию их на магнитные ленты. Был проделан подробный анализ точности измерений и определения параметров треков в НИИЯФ и проведено сравнение наших данных с данными, полученными в ИФВЭ и университетах Инсбрука и Токио.

Работали все с большим энтузиазмом, не считаясь со временем, часто ездили в Протвино для консультаций и совместных обсуждений. Надо отметить, что наши коллеги из ИФВЭ Э. Кистенёв, Г. Жолобов, В. Стопченко, И. Ажиненко, О. Чикилёв и другие очень помогали нам в приобретении опыта обработки данных с таких сложных установок, как ЕГС. Научными руководителями экспериментов были известные европейские учёные профессора Люсьен Монтане и Вольфрам Киттель, которые в течение всей совместной работы оказывали нам всяческую поддержку и помощь. И уже в начале 1984 года мы приступили к массовым измерениям плёнок с RCBC в экспериментах NA-23 и NA-22 и внесли заметный вклад в окончательную статистику этих экспериментов. Это позволило затем всем физикам нашей группы присоединиться к совместному анализу различных физических задач, активному участию в коллаборационных совещаниях. Результаты экспериментов ЕГС представлялись на многих международных конференциях по физике высоких энергий и цитировались в обзорах журналов УФН и Physics Reports.

Среди данных, полученных в проекте ЕГС, следует выделить те, в изучении которых принимали активное участие сотрудники нашей группы.

Это прежде всего определение сечений и спектров очарованных частиц, впервые полученных в то время при энергиях более 100 ГэВ в рр-взаимодействиях (NA-27).

Был выполнен большой цикл работ по выделению странных частиц и резонансов в K^+/π^+ -пучках при 250 ГэВ (NA-22), причём данные для K^+ р-взаимодействий по-прежнему остаются уникальными, так как K^+ -пучков с энергией более 250 ГэВ до сих пор не получено.

Особенно следует отметить исследование корреляций частиц в множественном рождении (NA-22, NA-23), в переменных быстроты (у), поперечного импульса (P_{τ}), азимутального угла, а также экспериментальное изучение поведения факториальных моментов при уменьшении интервала быстрот (у) и установление эффекта «перемежаемости».

Важно также упомянуть работы по изучению адрон-ядерных взаимодействий (NA-22, NA-23), так как внутри пузырьковой камеры RCBC были закреплены пластины из алюминия и золота. В целом наблюдалась слабая А-зависимость и подобие всех процессов для различных типов пучков.

В это время активно разрабатывались различные модели для описания множественных процессов рождения частиц (РҮТНІА, FRITIOF, DTU, LUND, МКГС) с использованием различных механизмов образования кварк-глюонных струн. Данные ЕГС иногда оказывались весьма критичными для предсказаний этих моделей.

Следует подчеркнуть, что физики нашей группы очень активно общались с теоретиками А. Б. Кайдаловым, Н. С. Амелиным, И. М. Дреминым, с которыми у нас установились и продолжались многие годы тесные дружеские контакты, а их помощь в «теоретическом» образовании наших сотрудников просто неоценима.

Оглядываясь на годы работы в экспериментах ЕГС (первая совместная публикация в 1985 году, последняя в 2006 году), хочется позавидовать всем нам, так как это было время напряженной и очень плодотворной работы, а для наших молодых сотрудников — годы становления как специалистов высокого уровня. Недаром некоторые из них потом легко включились в работы на ускорителе Tevatron (эксперимент D0) — Н. А. Сотникова, Е. К. Шабалина, Ю. Ярба, на коллайдере LHC (эксперимент ATLAS) — Л. Н. Смирнова, Ф. К. Ризатдинова, и на коллайдере HERA в DESY (эксперимент ZEUS) — Ю. А. Голубков, Б. Б. Левченко и С. А. Зоткин.

Результаты, полученные в экспериментах ЕГС, вошли затем в три докторских (Ю. Фисяк, Ю. Голубков, Л. Тихонова) и две кандидатских диссертации (Ф. Ризатдинова, Ю. Ярба).

Завершая статью, хочу отметить особую черту П. Ф. Ермолова — видеть актуальность и новизну очередных направлений в физике высоких энергий и приложить массу усилий, включая собственное здоровье, для осуществления участия в них сотрудников нашего отдела. Одним из примеров этого являются своевременное создание измерительного центра и подключение физиков отдела к работам таких успешных международных коллабораций, как Европейский гибридный спектрометр.

ВОСПОМИНАНИЯ О РАБОТЕ С ПАВЛОМ ФЁДОРОВИЧЕМ ЕРМОЛОВЫМ

Л. К. Гладилин (НИИЯФ МГУ)

В НИИЯФ МГУ я начал работать в марте 1981 года сразу после окончания физического факультета МГУ, но с Павлом Фёдоровичем Ермоловым познакомился не сразу. Довольно долгое время я работал в основном в ИТЭФ. Примерно в 1983 году мы начали активно обрабатывать фильмовый материал с двухметровой пузырьковой камеры СЕRN, что и дало повод познакомиться с Павлом Фёдоровичем. Он в то время заведовал отделом измерительной техники, и мы, сотрудники отдела высоких энергий, имели возможность использовать ресурсы его отдела. Ресурсы по тем временам были немалые: две вычислительные машины ЕС-1045, просмотровые столы, вычислительные машины для сопровождения просмотра. По поводу доступа к этим «несметным богатствам» приходилось иногда общаться с Павлом Фёдоровичем. Он всегда разговаривал очень конкретно, по-деловому, сразу были видны настоящие организаторские способности.

В 1992 году Павел Фёдорович нашёл возможность для работы в коллаборации ZEUS в DESY (Гамбург). К этой работе он привлёк меня, Ирину Коржавину, Романа Дементьева, Николая Новокшанова. Отдел Павла Фёдоровича к этому времени уже назывался отделом экспериментальной физики высоких энергий, а мы были сотрудниками отдела высоких энергий. Это не послужило, однако, препятствием для нашего участия в эксперименте ZEUS. Всех посылали в Гамбург сразу на два-три месяца, что в то голодное время давало шанс прокормить себя и семью. Мне Павел Фёдорович дал взаймы деньги на билет до Гамбурга. Сумма была около 100 долларов, что в тот период превышало мою годовую зарплату в НИИЯФ, так что эта помощь была неоценима. В 1993 году НИИЯФ был официально принят в состав коллаборации ZEUS, и мы стали ездить в Гамбург регулярно. Павел Фёдорович расспрашивал о работе в проекте после поездок, разрешал спорные вопросы, искренне радовался нашим первым успехам. В 1994 году мы выполнили один из анализов для коллаборационной статьи «Study of D* (2010)[±] Production in ep Collisions at HERA»¹, Physics Letters B 346 (1995) 399–414. В этой работе впервые было измерено рождение с-кварков (чарма) на электрон-протонном коллайдере HERA и установлен быстрый рост полного сечения фоторождения чарма

¹ См. стр. 178 данного издания.

с ростом энергии взаимодействия, что связано с быстрым ростом глюонной плотности протона при уменьшении доли импульса протона, переносимой глюоном. Организационная работа Павла Фёдоровича явилась основой для этих и многих других результатов коллаборации ZEUS.

В середине 90-х годов встал вопрос о присоединении лаборатории высоких энергий, последней лаборатории, оставшейся от отдела высоких энергий, к отделу П. Ф. Ермолова. Само присоединение явно назрело и особых вопросов не вызывало. Однако было предложено полностью расформировать лабораторию и включить ее в состав лаборатории Павла Фёдоровича. По тогдашним условиям игры мы, сотрудники лаборатории, должны были на это согласиться. Было проведено собрание, приходил директор института (к этому времени им уже был Михаил Игоревич Панасюк), убеждал нас войти в состав лаборатории П. Ф. Ермолова. Собрание, однако, не поддержало идею расформирования лаборатории и согласилось только на вхождение в состав отдела Ермолова в качестве единого коллектива. Я довольно шумно выступал на этом собрании, отстаивал сохранение лаборатории. Директор выразил неудовольствие нашей позицией, но в конце концов согласился с ней. Павел Фёдорович не участвовал в собрании, но, конечно, знал о его ходе и результатах. Никогда, однако, впоследствии он не выразил какого-либо неудовольствия моим публичным выступлением против его позиции.

В 1997—2004 годах я постоянно находился в Гамбурге и встречался с Павлом Фёдоровичем во время моих приездов в Москву или его коротких визитов в Гамбург. Ермолов спрашивал о работе, интересовался планами и нередко обсуждал ход и перспективы работ в эксперименте СВД, которым был сильно увлечён. Во время одного из приездов Павла Фёдоровича в DESY кто-то из наших коллег на вечеринке предложил тост за тех людей, которые выполняют необходимую, но не самую интересную работу, имея в виду в частности организационную деятельность Павла Фёдоровича. Ермолов удивился этому тосту и сказал, что он с 35 лет занимается организацией науки и для него это призвание.

Примерно с 2000 года Павел Фёдорович начал теребить меня по поводу защиты. Сначала сказал: «Соберите вместе 70 рисунков с подписями». Я собрал, привёз, показал. Он спросил: «Где текст?» Пришлось писать текст. Ермолов пролистал мой опус и велел проверить грамматику и добавить благодарности в конце. Поскольку я к тому времени уже руководил группой в коллаборации ZEUS, то Павел Фёдорович велел подавать диссертацию сразу на докторскую в совет ИФВЭ. Защита проходила довольно оживлённо, с критическими замечаниями. Пока шло голосование, Павел Фёдорович переживал, говорил, что не ожидает более двух-трёх голосов «против», рассказывал, что во время его защиты не хватило всего двух голосов, чтобы засчитать кандидатскую диссертацию как докторскую. Проголосовали единогласно, что во многом, конечно, отражало авторитет Павла Фёдоровича.

В феврале 2008 года Павел Фёдорович серьёзно заболел. Я какое-то время исполнял его обязанности в отделе, а потом был вынужден уехать в DESY для завершения статьи. Статью мы закончили, заключительное

коллаборационное чтение проходило 14 мая 2008 года до позднего вечера. Когда всё закончилось и я добрался до компьютера, то увидел короткое письмо от Николая Зотова: «Сегодня вечером умер П. Ф.» После того как прошёл первый шок, я написал руководству коллаборации письмо с просьбой добавить в уже согласованный текст статьи одну дополнительную фразу. Так к статье "Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA", European Physical Journal C 60 (2009) 25–42, появилось посвящение:

"Dedicated to the memory of our colleague Pavel Ermolov".

¹ См. стр. 199 данного издания.

МОЙ КОЛЛЕГА ПАВЕЛ ФЁДОРОВИЧ ЕРМОЛОВ

И. М. Граменицкий (ОИЯИ)

В далекие восьмидесятые годы прошлого столетия сошлися в одном месте и в одно время четверо ученых довольно средних лет. Сошлися и заспорили, как объединить усилия и выполнить экспериментальную работу такую, чтобы она отвечала интересам физики и интересам физиков, стоящих за плечами этих ученых.

А звали этих ученых так: Шафранов Михаил Дмитриевич, Граменицкий Игорь Михайлович, Ермолов Павел Фёдорович и Моисеев Артемий Михайлович и расположены они в порядке уменьшения возраста. Каждый из них прошел свой путь, пережил свой успех и свои неудачи. Но было и общее — работа на больших водородных камерах — двухметровая «Людмила» и многокубовая Mirabelle. А в результате объединения сил «родилась» быстроциклирующая пузырьковая камера диаметром 150 мм, используемая на первом этапе эксперимента как вершинный детектор магнитного спектрометра. Магнитный спектрометр предполагалось изготовить на основе модернизированного магнита МС-7 камеры «Людмила» и помещенных внутри него больших пропорциональных камер. Вот и становится теперь понятной аббревиатура СВД — Спектрометр с Вершинным Детектором. Строго говоря, такой прибор является многоцелевой установкой, но было решено сосредоточиться на исследовании процессов рождения очарованных частиц в околопороговой области энергий.

Началась работа по созданию СВД. Конечно, были разделены обязанности «сторон»: ОИЯИ — реконструкция магнита, ИФВЭ — быстроциклирующая камера, НИИЯФ МГУ — электроника пропорциональных камер магнитного спектрометра. В состав установки было решено включить также гамма-спектрометр, за изготовление которого взялся Тбилисский государственный университет, и руководство этой работой осуществлял Н. С. Амаглобели.

Был избран и координатор содружества, на первом этапе им стал А. М. Моисеев.

Но гладко было на бумаге... В реальности же приходилось в той или иной степени всем участвовать во всем. Необходимы были частые встречи для оперативного решения возникающих проблем. Они, как правило,

проходили в НИИЯФ МГУ. На то были две причины. Во-первых, НИИЯФ лежит точно посредине пути между Дубной и Протвино, а во-вторых, и это главное, «хозяином» этих встреч был Павел Фёдорович Ермолов.

Собственно говоря, именно с этого момента и начинается мой рассказ о нём (друге, коллеге, ученом), вернее о нескольких эпизодах нашего давнишнего знакомства. Началось оно в Дубне на берегу Волги, продолжалось в Протвино на берегу Протвы и далее в Москве, можно сказать, почти что на берегу Москвы-реки. В Дубне Павлик стал кандидатом, в Протвино Паша — уже доктор, а в Москве Павел Фёдорович — профессор.

В ОИЯИ мы работали в разных лабораториях и встречались чаще всего на пляже. Павлик увлеченно рассказывал о своей работе по мю-катализу. Я же делился своими познаниями в области множественного рождения частиц. Встречи были нечастыми, но очень для меня полезными, потому что Павлик с большим умением посвящал меня в тайны слабых взаимодействий.

Следующий «цикл» наших встреч произошел в ИФВЭ в Протвино. Паша был приглашен на работу в ИФВЭ, а я бывал там в частых и длительных командировках. Здесь наши интересы сблизились: и он, и я проводили исследования сильных взаимодействий. Да и методика была схожей: жидководородные пузырьковые камеры Mirabelle и «Людмила».

Ну и наконец, как я уже писал в начале, случилось неизбежное — мы начали совместную работу. И тогда я в полной мере оценил талант Павла Фёдоровича и как ученого, и как организатора. При его огромной занятости у нас всегда было достаточно времени на обсуждение наших дел, и всегда эти беседы приводили к реальным решениям, которые чаще всего выполнялись. В этом была большая заслуга Павла Фёдоровича с его удивительной способностью трезво оценивать действительное положение вещей.

Общими усилиями установка СВД-1 появилась на свет, было проведено облучение пучком протонов с энергией 70 ГэВ на ускорителе ИФВЭ и началась обработка полученного материала. На этом этапе приходилось решать много методических задач, одна из них покорилась Павлу Фёдоровичу. Я расскажу о ней подробнее.

Важным этапом обработки является геометрическая реконструкция событий и связь данных с пузырьковой камеры и магнитного спектрометра. Обычно применяемые методы для решения этой задачи оказались малопригодными, и здесь проявилась способность Павла Фёдоровича найти нетрадиционный путь решения задачи. Им был предложен алгоритм, на основе которого разработали оригинальный метод (метод переменного импульса) с использованием в процедуре распознавания и реконструкции треков в спектрометре априорной информации об углах вылета и точке взаимодействия из данных с пузырьковой камеры. Применение этого метода позволило существенно ускорить процесс обработки данных и резко повысило надежность результатов.

На основании полученных данных была проведена оценка сечения очарованных частиц во всей области изменения фейнмановской переменной при выбранной энергии протонов. На этом первый этап работы

СВД-1 был закончен и, как это было запланировано, началась модернизация установки — переход СВД-1 в СВД-2. Главная особенность СВД-2 состояла в том, что в ней произошла замена водородной камеры на вершинный детектор, основанный на использовании микростриповых детекторов и соответствующей электроники. Вклад Павла Фёдоровича в этот цикл работ был определяющим. Однако это уже другой сюжет, и в этих работах я участия не принимал.

Конечно, мы продолжали встречаться с ним, обсуждать научные, да и житейские новости, и каждая встреча не только обогащала меня, но и доставляла истинное удовольствие.

СПЕКТРОМЕТР С ВЕРШИННЫМ ДЕТЕКТОРОМ: ИСТОРИЯ СОЗДАНИЯ И РАЗВИТИЯ

С. Г. Басиладзе (НИИЯФ МГУ)

Введение

В 1984 году тремя группами физиков под руководством П. Ф. Ермолова (НИИЯФ МГУ), А. М. Моисеева (ИФВЭ) и И. М. Граменицкого (ОИЯИ), занимавшихся прежде исследованиями на жидководородных пузырьковых камерах, а также сотрудниками лаборатории электроники из НИВЦ МГУ (С. Г. Басиладзе) был предложен проект эксперимента по измерению сечений и изучению механизмов образования очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях на Серпуховском ускорителе У-70 с использованием быстроциклирующей пузырьковой камеры [1].

Исследования процессов образования очарованных частиц с применением подобной методики являлись новыми для энергий Серпуховского ускорителя. Ожидалось, что полученные экспериментальные данные будут содержать качественно новую информацию, критичную для понимания механизмов адронообразования очарованных частиц.

Предложение первой стадии эксперимента

Первая частица с новым квантовым числом «с» (очарование) — D-мезон, была открыта в e^+e^- -аннигиляции в 1976 году [2]. К указанному во введении времени была накоплена сравнительно большая информация о свойствах очарованных адронов (времена жизни, моды распада) и получены оценки сечений их образования в e^+e^- -аннигиляции [3] в лептон-адронных [4] и фотон-адронных [5] взаимодействиях. Однако экспериментальная ситуация с адронным рождением очарования являлась во многом неясной. Первые прямые экспериментальные доказательства образования очарованных мезонов и барионов в адронных столкновениях были получены на ISR при энергиях $\sqrt{s} = 50$ ÷60 ГэВ [6, 7]. Оценки сечения образования очарованных частиц, полученные в этих и последующих экспериментах, оказались неожиданно высокими: σ (c, \bar{c}) ~ 100÷500 мкб [8]. Полученные на ISR данные по дифференциальным сечениям свидетельствовали о наличии большого вклада в полное сечение σ (c, \bar{c}) от процессов с образованием очарованных барионов в области фрагментации протона.

Однако при более высоких энергиях FNAL и SPS ($P_{\text{лаб}} = 300 \div 400 \; \Gamma \Rightarrow B/c$) были получены существенно меньшие оценки полного сечения образования

очарованных частиц, σ (c, \overline{c}) ~ 30 мкб [9, 10]. С другой стороны, при энергиях ускорителя в Серпухове ($P_{\text{лаб}} \leq 70 \; \Gamma$ эВ/с) точные данные о сечении образования очарованных частиц отсутствовали (полученные оценки лежали в области σ (c, \overline{c}) ~ 5÷50 мкб [11, 12]. В то же время экспериментальные результаты в этой области энергий могли оказаться весьма важными для выяснения природы механизмов рождения очарованных частиц.

Поэтому в качестве первоочередной задачи эксперимента предлагались точное измерение инклюзивных сечений процессов в рри πр-взаимодействиях при энергиях 60÷70 ГэВ и оценка их топологических сечений. В случае подтверждения достаточно больших сечений этих процессов при данных энергиях предполагалось определить их энергетическую зависимость до минимальных значений энергий, при которых они еще доступны измерению. В качестве дальнейшего развития исследований процессов образования очарованных частиц было предусмотрено изучение механизма образования пар очарованных частиц.

Весьма важным представлялось также изучение корреляции при парном образовании очарованных адронов; а особый интерес вызывали измерения поляризации $\Lambda^+_{\ c}$ -бариона, так как эти данные позволяли прояснить механизм возникновения с и понять эффект большой поляризации Λ -гиперонов с $P_T > 0.5 \ \Gamma \ni B/c$, обнаруженный в рN-взаимодействиях в интервале первичных импульсов $20 \div 2000 \ \Gamma \ni B/c$.

Постановка эксперимента. При энергиях Серпуховского ускорителя, где сечение образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях существенно уменьшается, наблюдение пика от их распада вспектрах эффективных масс становится затруднительным из-за комбинаторного фона. Кроме того, всегда существует неоднозначность в отождествлении наблюдаемого пика в распределении эффективных масс с сигналом именно от распада частиц с открытым очарованием, поскольку не исключена возможность существования при близких значениях массы других связанных состояний, не имеющих квантового числа C=1.

Опыт предыдущих экспериментов показывал, что при исследовании образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях наиболее надежные и детальные данные можно получить на установках, имеющих вершинный детектор (ВД) высокого разрешения, который позволял бы регистрировать вершину от распада короткоживущей частицы.

Ввиду ограниченных размеров прецизионных ВД возможности такой установки по изучению процессов образования и распада очарованных адронов существенно зависят от состава внешних детекторов, сопровождающих ВД. В частности, при комбинации прецизионного ВД с широкоапертурным магнитным спектрометром, черенковскими детекторами и детектором γ-квантов становится возможной полная идентификация значительной части распадов очарованных частиц на заряженные и нейтральные адроны, что обеспечивает определение их времен жизни и измерение дифференциальных сечений.

Поэтому для исследования образования очарованных адронов на ускорителе ИФВЭ было предложено создать новую экспериментальную уста-

новку, состоящую из прецизионного вершинного детектора, магнитного спектрометра с проволочными камерами и годоскопического черенковского γ-спектрометра (рис. 1 следующего параграфа). Этот спектрометр с вершинным детектором (СВД) предполагалось разместить в корпусе ПК-1 ускорителя У-70 на месте жидководородной пузырьковой камеры «Людмила» (ОИЯИ).

Основные системы установки СВД-1. В предложении эксперимента был обоснован требуемый уровень характеристик основных детекторов, систем запуска и регистрации данных установки СВД-1.

Вершинный детектор. В качестве ВД предлагалось использовать малую (объемом $15 \times 7 \times 7$ см³) быстроциклирующую жидководородную пузырьковую камеру в комбинации с прецизионным координатным детектором ионизационного типа. Основной особенностью предполагаемой камеры являлась возможность голографического съема информации. Достоинством этого метода было высокое пространственное разрешение (несколько мкм) по всей глубине камеры, тогда как с обычной оптикой такое разрешение может быть достигнуто только в очень тонком слое жидкости (~ 1 мм). Вследствие этого загрузку камеры пучковыми частицами можно было повысить в $10 \div 20$ раз, что позволяло продвинуться в область меньших сечений. Считалось, что, поскольку суммарное время чувствительности быстроциклирующей камеры составляет только несколько процентов от времени вывода пучка, возможности набора статистики с помощью такой установки будут весьма ограничены, но это облегчит оценку σ (с, \overline{c}) на первом этапе эксперимента.

Поскольку в то время проблема успешного совмещения режима быстрого циклирования с голографическим съемом информации для жидководородных камер еще не была решена полностью и требовала длительных методических исследований, на первом этапе эксперимента предполагалось использовать классическую оптику. Опыт других экспериментов показывал, что при использовании специальных объективов можно достигнуть разрешения $\Gamma \approx 20$ мкм на глубине фотографирования ~ 2 мм.

Прецизионный координатный детектор планировалось создать на основе поверхностно-барьерных микроэлектродных кремниевых детекторов (МКД), расположенных непосредственно перед и после пузырьковой жидководородной камеры. Основная задача этого детектора заключается в восстановлении координат вершины первичного взаимодействия, что необходимо для организации триггера.

Магнитный спектрометр. Анализ импульсов частиц должен проводиться в магнитном спектрометре с проволочными пропорциональными камерами (ПК). Для него предполагалось использовать магнит МС-7 от пузырьковой камеры «Людмила» с неравномерностью величины магнитного поля не хуже 5% при H=1,8 Т.

Непосредственно после вершинного детектора планировалось установить три блока полуметровых пропорциональных камер с шагом намотки сигнальных проволочек 1 мм. Внутри магнита следовало установить шесть блоков полутораметровых пропорциональных камер с шагом намотки 2 мм. Общее число сигнальных проволочек в пропорциональных камерах равно ~ 13 000. Каждый блок пропорциональных камер состоит из трех

координатных плоскостей в одном газовом объеме: две плоскости с обычной ортогональной намоткой и третья плоскость с «косой» намоткой под 30° к вертикали для устранения неоднозначности при определении координат нескольких частиц.

Годоскопический спектрометр γ -квантов. Для регистрации γ -квантов предполагалось использовать годоскопический спектрометр, представляющий из себя матрицу из 1344 детекторов полного поглощения из прозрачного свинцового стекла. Длина стекол 50,5 см, прямоугольное поперечное сечение с длиной стороны $38\times38~\text{мm}^2$, в торце стекол поставлены фотоэлектронные умножители $\Phi \exists y - 84$. Общая поперечная площадь детектора $\sim 1,6\times1,2~\text{m}^2$. Согласно расчетам, вероятность регистрации 2γ -квантов от π^0 , являющихся продуктом распада $\Lambda^+_{\ c}$ или D-мезона, вылетевших в системе центра масс в переднюю полусферу, равна $\sim 20~\%$ и $\sim 27~\%$, соответственно.

Задачу создания детектора γ -квантов (ДЕГА) и электроники к нему взял на себя Институт физики высоких энергий при Тбилисском университете. В дальнейшем силами ИФВЭ (Протвино) в электронику регистрации были поставлены заряд-цифровые преобразователи фирмы Le Croy.

Система запуска. В силу сложности алгоритмов отбора и необходимости проводить его в интенсивном потоке частиц предполагалось использовать двухуровневую систему запуска.

Быстрый триггер первого уровня (в пределах 100 нс) должен отбирать события взаимодействия первичной частицы, происшедшее в области расположения вершинного детектора, и вырабатывать сигнал стробирования электроники регистрации проволочных камер.

Предполагалось, что на втором уровне будет производиться более жесткий отбор взаимодействий в ограниченном эффективном объеме вершинного детектора, а также отбор по множественности заряженных частиц в этих взаимодействиях.

Поданным с проволочных камер (ПК) и кремниевых детекторов (МКД) восстанавливается траектория пучковой частицы и рассчитываются Х-и Y-координаты вершины взаимодействия, которые в предположении, что пучок проходит точно по оси установки, будут равны координатам, измеренным в МКД. Для определения траектории вторичных частиц, например, в плоскости XZ используются X-координатные плоскости МКД и двух пропкамер. Отсчеты, соответствующие одному треку, производятся методом переборок, исходя из требования их принадлежности одной прямой. Расчетное время восстановления спецпроцессором триггера вершины взаимодействия оценивалась в несколько микросекунд.

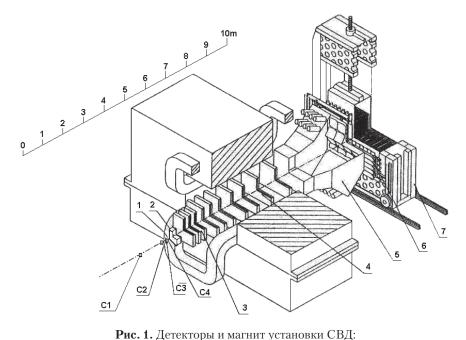
Возможности установки по набору статистики. Жидководородная камера с длиной эффективного объема 10 см^3 и загрузкой 30 протонов за цикл расширения, работающая с частотой 20 Гц, при использовании триггера второго уровня, позволяет за одни сутки работы в пучке ускорителя с длительностью сброса ~ 1 с получить при 50 %-ной эффективности 45 тыс. снимков, что обеспечивает статистику ~ 1,2 соб/мкб. При ожидавшемся в pp-взаимодействиях при 70 ГэВ/с сечении образования очарованных частиц σ (c, \overline{c}) ~ 10 мкб на 400 тыс. снимков можно было получить ~ 100 событий с очарованными частицами.

Если же перейти к триггеру на взаимодействие с п₂ ≥ 6, то при незначительном уменьшении числа событий с очарованными частицами число снимков сократится до ~ 220 тыс.

Аппаратура для обработки данных. Для обработки снимков, полученных на первом этапе эксперимента, были использованы обычные просмотрово-измерительные проекторы с большим увеличением (до 50÷60), которые имелись в ИФВЭ и НИИЯФ МГУ (проекторы ПУОС-4).

Реализация систем СВД на первой стадии эксперимента

Общий вид созданных детекторов установки СВД показан на рисунке 1.



1 — быстроциклирующая пузырьковая камера, заменённая впоследствии на активную мишень; 2 — прецизионный вершинный детектор (ПВД); 3 — блок координатных детекторов (КД) перед магнитом, сначала это были метровые пропкамеры (ПК), а затем блок минидрейфовых трубок (MД); 4- магнитный спектрометр (MC) внутри магнита; 5 — черенковский газовый детектор (ЧД); 6 — сцинтилляционный годоскоп (СГ); 7 детектор γ -квантов (ДЕГА); С1, С2, С3, С4 — сцинтилляционные детекторы монитора

Монитор, вершинный детектор и подсистема запуска. Одной из целей эксперимента, получившего в ИФВЭ название Е-161 [13], являлась регистрация короткоживущих очарованных частиц при энергиях серпуховского ускорителя У-70. Решение этой задачи требовало высокой точности определения координат (~ 50 ÷ 100 мкм), как вершины первичного взаимодействия, так и точек вторичной активности от распада чармов.

В СВД-1 вершинным детектором (ВД) являлась быстроциклирующая пузырьковая камера, совместно с микростриповыми кремниевыми детекторами с шагом стрипов 50÷200 мкм. Последние служат для мониторирования пучка и запуска установки. Информация с МКД записывалась также на магнитную ленту и использовалась при геометрической реконструкции событий.

Расположение и состав детекторов, включенных в системы мониторирования пучка, вершинного детектора и подсистемы запуска, изображены на рисунке 2.

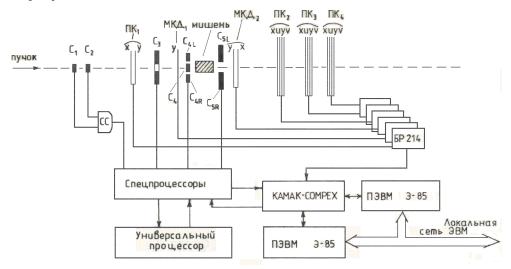


Рис. 2. Расположение детекторов и блок-схема аппаратуры отбора событий и сбора данных в начальной стадии эксперимента. Условные обозначения: C_{1-5} — сцинтилляционные детекторы (C_3 имеет отверстие под пучок, C_{4L} , C_4 , C_{4R} приставлены вплотную друг к другу, между C_{5L} и C_{5R} находится щель для пропуска пучка); МКД — микростриповые кремниевые детекторы; ПК — пропорциональные камеры (индексами x, y, u, v обозначены стрипы или проволочки, направленные соответственно по горизонтали, вертикали или образующие углы \pm 10,5° с вертикальной осью); СС — схема совпадений; БР — блок регистрации данных

Сцинтилляционные детекторы C_1 , C_2 , C_4 имели размеры 80×80 , 80×80 и 3×38 мм²; C_3 имеет отверстие для пропуска пучка. Пучок распространяется вдоль оси Z, его поперечное сечение вытянуто в вертикальном направлении вдоль оси Y и имеет размеры ~ 2×40 мм². Мишень окружена спереди и сзади двумя телескопами из пропкамер и микростриповых кремниевых детекторов. Число каналов считывания данных составляло 128, 256 и 512 для $MKД_{1Y}$, MKZ_{2Y} и MKZ_{2X} соответственно (суммарное число каналов — 896). Расстояния MKZ_1 и MKZ_2 до мишени составляло 25 см.

Электронная аппаратура подсистемы запуска была выполнена в стандарте КАМАК-КОМПЕКС [14] на основе схем наносекундной потенциальной логики [15] и включала: модули совпадений и антисовпадений, модули регистрации БР-214, спецпроцессоры, универсальный микропроцессор INTEL 80386 с тактовой частотой 33 МГц, две персональные ЭВМ «Электроника-85». Многоуровневый триггер был предназначен для решения следующих задач: выделение пучковой частицы в канале по совпадению импульсов от сцинтилляционных детекторов \mathbf{C}_1 и \mathbf{C}_2 (сигнал — «Монитор»); определение взаимодействия по выбыванию начальной частицы из пучка (триггер 1-го уровня); выделения взаимодействий, произошедших в эффективном объеме мишени (триггер 2-го уровня); обогащение экспериментальной выборки событиями с распадами чармов (триггер 3-го уровня). Обе ПЭВМ служили для оперативного контроля аппаратуры, визуализации данных, управления работой спецпроцессоров и триггерного процессора.

Магнитный спектрометр. Широкоапертурный магнитный спектрометр (ШАМС) являлся и до сих пор является одной из основных частей установки СВД. Камеры первоначально были сгруппированы в 10 блоков, три блока были установлены перед магнитом (впоследствии они заменены на дрейфовые камеры) и семь находятся в магните (на рис. За они показаны выдвинутыми из магнита). В каждом блоке может быть от двух до трех плоскостей, проволочки в которых располагаются в вертикальном (Y) или «косых» (U, V) направлениях. В зависимости от размера камеры число проволочек в каждой плоскости может быть от 602 до 704; общее используемое количество плоскостей составляет 28, а общее количество сигнальных проволочек около 18 тысяч.

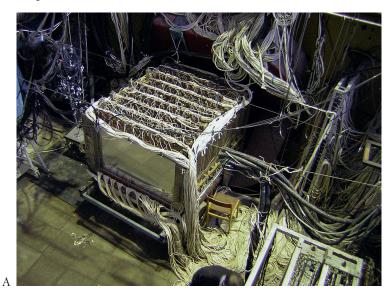




Рис. 3. Магнитный спектрометр: А — пропорциональные камеры магнитного спектрометра; Б — электроника регистрации сигналов с камер

В силу ограниченности места в магните (зазор между камерами и магнитом составляет 6 см) на самих камерах размещены только усилители-формирователи, а аппаратура регистрации сигналов находится в крейтах КАМАК, помещенных в экспериментальном домике (см рис. 36). Длина соединительных кабелей составляет ~ 50 м. Один крейт содержит электронику регистрации для одной плоскости.

Съем сигналов с пропорциональных камер. Съем и усиление импульсов с сигнальных проволочек пропкамер производится двумя типами усилителей-формирователей:

- 1) 16-канальными усилителями разработки ИЯФ СОАН (Новосибирск), основу которых составляет гибридная интегральная схема 155УД1 [16];
- 2) усилителями, на основе гибридной микросхемы УИ5, разработки ЛИЯФ (Ленинград) [17].

Входное сопротивление усилителей первого типа ~ 1 кОм, усиление по напряжению ~ 300. На выходе стоит ключ с общим эмиттером с регулируемым порогом срабатывания (от 300 до 700 мВ), развивающий ток до 30 мА, т. е. способный формировать в выходном кабеле (витая пара, волновое сопротивление ~ 110 Ом) импульсы напряжения в логических уровнях ТТЛ. Ради упрощения схем формирование выходных импульсов по длительности не производится.

Практика показала, что в силу весьма высокой плотности монтажа имеется заметное обратное влияние выходного сигнала на вход усилителей, что при большом количестве каналов делает подсистему съема склонной к возбуждению. Поэтому величина выходного тока формирователей в усилителях была снижена примерно на порядок — до минимального уровня, необходимого для срабатывания входов ТТЛ-микросхем. Для этого на выходе соединительных кабелей были поставлены преобразователи импедансов (с волнового сопротивления кабеля до ~ 1 кОм) в виде транзисторов с общей базой. В усилителях второго типа выходной ток был ограничен уже на стадии проектирования введением выходного токового ключа (~ 5 мА).

Организация модулей регистрации. В состав каждого крейта регистрации входят следующие модули:

- 64-канальные модули регистрации и кодирования сигналов с пропкамер РПК-213 [18] (один крейт соответствует одной пропкамере);
- крейт-контроллер КПК-671 [19], выходящий на межкрейтную магистраль, связывающую модули с центральным крейтом;
- специализированные модули разветвления тактовых сигналов и сигналов запуска ТР-183;
- селекторы запросов СЗ-611, фильтрующие перед кодированием модули регистрации, не имеющие данных.

Модули регистрации сигналов с пропкамер имеют по 64 входа [18], в каждом крейте содержится от 10 до 11 модулей (рис. 4). Их основу составляет быстродействующее запоминающее устройство (ЗУ) на 16 64-разрядных слов, которое фиксирует наличие или отсутствие сигнала на каждом из входов модуля в тактах, повторяющихся с периодом 80 нс (12 МГц). Поскольку ЗУ имеет 16 адресных входов, суммарная длина

временного интервала хранения информации о предыдущем состоянии входов составляет ~ 1,2 мкс. Это время может быть использовано для выработки сигнала запуска подсистемы (триггер 1-го уровня) по необходимым физическим критериям.

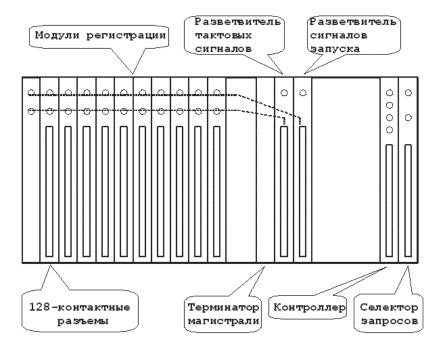


Рис. 4. Расположение модулей в крейтах регистрации ШАМС

Тактовые импульсы генерируются в центральном управляющем крейте системы и затем распределяются в два этапа по всем крейтам с помощью 16-канальных разветвителей в уровнях NIM. Централизованное тактирование снимает проблему индивидуальной подстройки, свойственную системам со схемами задержек в каждом канале регистрации.

Сигнал запуска распределяется по модулям регистрации из центрального крейта аналогичным образом через такие же разветвители (см. рис. 4). При поступлении фронта сигнала запуска ЗУ в каждом модуле переводится из режима записи в режим чтения. Для выделения факта прохождения частицы у сигнальной проволочки (в момент отобранного взаимодействия) необходимо выполнить следующие действия:

- 1) отступить во времени назад на число тактов, равное задержке системы запуска;
- 2) в каждом канале выделить факт появления импульса с усилителя в исследуемом такте, то есть:
- а) убедиться, что в предыдущем такте состояние входа ЗУ было равно нулю,
- б) убедиться, что в исследуемом такте или в следующем такте состояние входа изменилось с нуля на единицу (два такта необходимы, так как в одном такте импульс может быть «срезан» и потерян);
 - 3) выработать код сработавшего канала.

Исследуемые в установке физические процессы характеризуются большой множественностью рождения вторичных частиц, поэтому со значительной вероятностью возможно появление многих сигналов в модуле регистрации в отдельном взаимодействии. Следовательно, каждый модуль регистрации должен иметь внутреннюю стековую память (LIFO) для хранения нескольких кодов сработавших каналов.

В описываемой системе длина стека позволяет тестировать все каналы одновременно. Тогда при двоичном кодировании необходимо повторить описанные выше действия 64 раза — дело, требующее значительного времени, причем суммарная длина кода, полученная в результате, будет довольно большой (64 кода по 6 бит). Гораздо выгоднее разбить 64 входа в модуле регистрации на группы по восемь каналов и сохранить представление данных в группе в исходном — линейном коде (т. е. в виде набора из 8 битов), а в двоичном коде представлять только номер группы (3 бита). Как нетрудно видеть, максимальная общая длина кода в этом случае равна 88 бит (8 кодов по 11 бит), а не 384 бита.

Для выполнения действий в группах, отмеченных в пунктах 1—3, необходимо четыре тактовых сигнала (4-й такт нужен для запоминания кода группы в стеке). Эти действия повторяются восемь раз одновременно во всех модулях регистрации и во всех крейтах. Одновременно с кодированием производится фильтрация «нулевых» групп (не содержащих ни одного сработавшего канала). Всего для кодирования всех сигналов необходимо 32 тактовых интервала, что занимает время, меньше 6 мкс.

Управление процессом кодирования берут на себя контроллеры крейтов [19], генерирующие по сигналу запуска восемь серий из четырех сдвинутых друг относительно друга во времени импульсов. Если в модуле регистрации зарегистрирована хотя бы одна сработавшая группа, то по окончании управляющей тактовой серии он выставляет сигнал запроса обслуживания. Начиная с этого момента система готова к считыванию данных, которого, в принципе, может и не быть, если подсистема отбора (триггер) второго уровня выдаст отрицательное решение, т. е. забракует событие, отобранное подсистемой отбора первого уровня.

Центральный крейт системы. Основными модулями центрального крейта (рис. 5) являются:

- крейт-контроллеры ветвей ККС-731 [20];
- контроллер центрального крейта [21] (со своим селектором запросов СЗ-611 [22]), связывающий аппаратуру с он-лайн компьютером;
- программно-управляемый блок задержки (2БЗУ-122 [23], диапазон 64 нс) для снятия кривых задержанных совпадений пропорциональных камер;
- две пары специализированных модулей ТР-183 разветвления тактовых сигналов и сигналов запуска первой ступени;
- генератор (имитатор) сигналов запуска (левый модуль Clock-730A);
- генератор (имитатор) сигналов начала цикла ускорения (правый модуль Clock-730A);
- модуль 'Interrupt' системы синхронизации [24];

• два входных регистра 214-БР-16 этой подсистемы, принимающие номер очередного события от системы запуска установки.

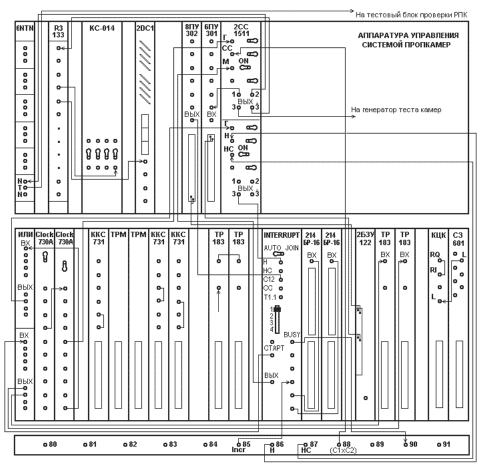


Рис. 5. Центральный и вспомогательный крейты электроники ШАМС; внизу показана кабельная панель системы синхронизации

Во вспомогательном крейте находится сдвоенная схема совпадений 2CC-1511, с помощью которой можно устанавливать различные режимы магнитного спектрометра. Система может работать в трех режимах:

- 1) тест в общей СВД программе;
- 2) тест в специализированной программе;
- 3) рабочий режим в общей программе.

Организация считывания данных. Для построения системы использованы крейты КАМАК. Однако на магистрали крейта реализован протокол КОМПЕКС [14], адресное пространство которого — 24 разряда — соответствует современным стандартам (использованы линии W1-24). Приняты меры по увеличению физического быстродействия магистрали: понижены до 500 Ом величины нагрузочных сопротивлений линий магистрали (для этого введены специальные модули — терминаторы), а в модулях регистрации и контроллерах использованы приемопередатчики с большими выходными токами. За счет этих мер длительность цикла на магистрали снижена до 600 нс, т. е. почти вдвое по сравнению с циклом на магистрали КАМАК.

Система считывания в ШАМС централизованная, она имеет, так же как в КАМАКе, три иерархических уровня (рис. 6).

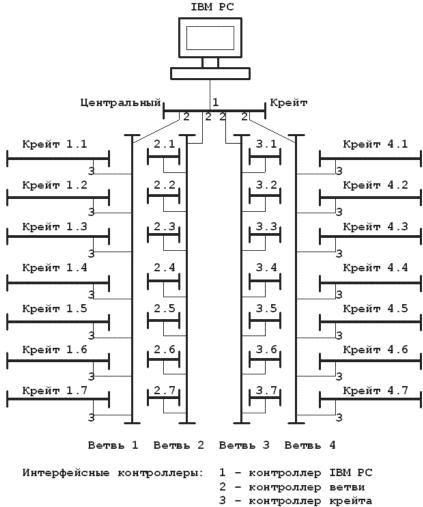


Рис. 6. Строение магистралей системы считывания магнитного спектрометра

Выбор централизованной структуры обусловлен однотипностью большой массы детекторов, простотой алгоритмов кодирования зарегистрированных данных, допускающей централизованное управление, а также тем, что данные должны накапливаться в одну общую память. Применение протокола КОМПЕКС позволило унифицировать строение магистралей в крейтах регистрации, (кабельных) ветвях и в центральном крейте (по сути, в КОМПЕКСе протокол магистрали ветви КАМАК перенесен на магистрали крейтов). Всего имеется четыре ветви (каждая со своим интерфейсным контроллером [20] в центральном крейте, см. рис. 4). Каждая ветвь имеет по семь крейтов регистрации. К центральному крейту подключен он-лайн компьютер (ІМВ РС) через свой собственный интерфейсный контроллер [21]. В нем же находятся модули связи с системой запуска.

Если в центральном крейте получено отрицательное решение от системы запуска второго уровня, то компьютер выдает на магистраль центрального крейта сигнал сброса (Z), который распределяется по всем крейтам системы через магистрали ветвей и далее на все крейты регистрации. Если же решение положительное, то начинается процесс считывания.

Поскольку один крейт соответствует одной координатной плоскости, то вероятность того, что при запуске системы каждый ее крейт содержит данные (для чтения), довольно велика. В силу этого данные считываются простейшим способом — путем последовательного поочередного опроса (по «программному каналу»). Центральный компьютер считывает данные с каждого крейта до тех пор, пока имеется подтверждение наличия данных (Q) в цикле чтения, после чего он переходит к считыванию следующего крейта.

В пределах крейта считывание происходит следующим образом. Как уже говорилось, если модуль регистрации имеет данные, то он выставляет сигнал запроса обслуживания (L). На 25-й станции крейта имеется селектор запросов [22] с приоритетным шифратором (в двоичный код); приоритет отображает позицию модуля в крейте. Код текущего (наиболее приоритетного) запроса передается селектором по дополнительной магистрали [14] на контроллер крейта. При получении от компьютера команды считывания контроллер использует этот код для считывания имеющихся данных из модуля регистрации (столько раз, сколько имеется слов в стеке). Если данные в модуле регистрации исчерпаны, то последний снимает сигнал L и в следующем цикле начинается опрос следующего по приоритету (по позиции) модуля регистрации. В результате, на уровне крейта не требуется дополнительных программных действий по нахождению кодированных данных (это делается аппаратными методами) и считывание идет с максимально возможной для аппаратуры скоростью.

Фактором, определяющим скорость считывания, является физическое быстродействие магистрали ветви, цикл считывания одной координаты занимает ~ 4,5 мкс. Всего в событии считывается ~ 300 слов, т. е. время считывания одного события занимает ~ 1,2 мс. Таким образом, за время вывода пучка из ускорителя (~ 1 с) имеется возможность приема данных от ~ 700 событий.

Программно-аппаратные средства контроля системы. Для спектрометра создана система контроля, позволяющая проверять работоспособность на уровне отдельных крейтов без наличия пучка с ускорителя. Ее основой является генератор импульсов, сигнал с которого может быть подан на любую из катодных плоскостей пропорциональных камер с помощью механического коммутатора. Из-за наличия паразитных емкостей «катодная плоскость — анодная проволочка» сигнал генератора разветвляется по всем каналам, благодаря чему можно проверить работу каждой проволочки в каждой камере.

Вторым важным модулем подсистемы контроля является программноуправляемый модуль задержки [23] с шагом 1 нс и диапазоном 128 нс, позволяющий сдвигать во времени импульс запуска относительно сигналов с проволочек.

Программным компонентом системы контроля является написанная на языке С с применением графических средств программа, которая:

- 1) производит проверку работоспособности центрального крейта системы;
 - 2) проверяет каждый крейт регистрации в каждой из ветвей;
- 3) проверяет каждую проволочку в каждой из плоскостей путем набора и наблюдения гистограмм с тестового генератора;
- 4) строит кривые задержанных совпадений для каждой плоскости, как в тестовом, так и в рабочем режимах (на пучке), что позволяет подбирать оптимальную задержку сигнала запуска.

Магнитный спектрометр является одним из крупнейших в своем классе в нашей стране. В течение многих лет он успешно эксплуатируется на ускорителе У-70 и доля потерь времени эксперимента, вызванная неисправностями аппаратуры спектрометра, была пренебрежимо малой.

Предложение второй стадии эксперимента

Как было изложено выше, на первом этапе — в эксперименте Е-161 в качестве прецизионного вершинного детектора была использована быстроциклирующая жидководородная пузырьковая камера с настроенной под нее системой запуска установки, а из спектрометрической части изготовлены только широкоапертурный магнитный спектрометр с пропорциональными камерами и годоскопический детектор гаммаквантов. Предварительные результаты, полученные на первом этапе эксперимента, были доложены на XXVII Международной конференции по физике высоких энергий [25].

На втором этапе эксперимента планировалось создать быстродействующий прецизионный вершинный детектор, основанный на электронной методике, и развить спектрометрическую часть установки, чтобы существенно (примерно в 100 раз) увеличить темп набора статистики. Предложение о модернизации СВД было подготовлено в 1998–1999 годах [26] силами сотрудников НИИЯФ МГУ, ИФВЭ (Протвино), ОИЯИ (Дубна) и ИФВЭ Тбилисского госуниверситета, всего коллаборация насчитывала в то время 93 человека, руководителем же бессменно являлся П. Ф. Ермолов.

Основные цели второй стадии исследований. Цели, которые можно было достичь только при увеличении статистики по реконструированным распадам очарованных частиц, формулировались следующим образом.

- 1. Измерение полного сечения образования очарованных частиц на ядрах кремния с точностью не хуже 10 % (требуемая статистика ~ 300 распадов).
- 2. Измерение А-зависимости полного сечения по данным на ядрах Si и W (требуемая статистика — по 500 распадов для каждой из мишеней). 3. Измерение дифференциального сечения в переменных Фейнмана и p_T ,
- изучение эффекта лидирования (требуемая статистика по 1000 распадов для каждой мишени).
- 4. Поиски эффектов, связанных с механизмом высвобождения внутреннего очарования (требуемая статистика — 2500 ÷ 3000 распадов для каждой из мишеней).

- 5. Проверка применимости ТВ КХД для описания околопорогового образования очарованных частиц и проверка предсказаний двухкомпонентных моделей [27, 28] (требуемая статистика $2500 \div 3000$ распадов для каждой из мишеней).
- 6. Определение брэнчингов малоизученных распадов Λ_c^+ -бариона (требуемая статистика 2500÷3000 распадов для каждой из мишеней).

Состав установки СВД для второго этапа эксперимента. Для решения перечисленных выше задач требовалась экспериментальная установка, с помощью которой можно восстановить кинематические характеристики очарованных частиц в широком диапазоне их \mathbf{x}_{F} и \mathbf{p}_{T} . Как показано в [1], такие возможности с самого начала были заложены в проекте СВД. Однако для выполнения второго этапа эксперимента установка СВД-1 должна была быть модернизирована и дополнена рядом новых детекторов.

Ее основой по-прежнему служили широкоапертурный магнитный спектрометр с пропорциональными проволочными камерами и детектор гамма-квантов из черенковских счетчиков полного поглощения, которые были изготовлены и отлажены на первом этапе эксперимента. На том же этапе были изготовлены и отлажены сцинтилляционные детекторы и малые пропорциональные камеры для диагностики пучка, а также большой сцинтилляционный годоскоп, расположенный перед детектором γ-квантов.

Для второго этапа требовалось подготовить следующие новые детекторы:

- прецизионный вершинный детектор с высоким быстродействием на основе микростриповых кремниевых детекторов;
- блок из шести плоскостей мини-дрейфовых трубок;
- пороговый ячеистый черенковский детектор.

Кроме того, требовалось разработать и изготовить новую электронику системы запуска, а также систему сбора и представления данных на основе новейших (в то время) быстрых сетевых средств связи и новых компьютеров. Ниже дается более подробное описание предлагавшихся детекторов и систем электроники СВД второго этапа.

Основные детекторы установки СВД-2. Существенный прогресс в исследовании адрообразования очарованных частиц на выведенных пучках за описываемые годы был достигнут благодаря развитию техники прецизионных вершинных детекторов (ПВД), основанных на электронной методике и внедрении мощных процессоров, способных быстро обрабатывать большой объем экспериментальных данных. Эта техника позволяет сделать быструю оценку промаха вторичных треков относительно первичной вершины для отбора события с распадами короткоживущих частиц в реальном времени эксперимента, а также восстанавливать вершины этих распадов. Кроме того, в составе ПВД могут быть легко использованы мишени с различными атомными номерами А.

В экспериментах следующего поколения по изучению фото- и адрообразования тяжелых кварков на выведенных пучках CERN'а и FNAL'а были использованы сложные ПВД, содержащие большое число микростриповых кремниевых детекторов (МКД) с общим числом каналов в несколько

десятков тысяч [29, 30, 31]. Количество полностью восстановленных распадов очарованных частиц выходило на уровень 10⁵, что позволяло перейти к детальному исследованию динамики адрообразования очарованных кварков и механизмов их распада.

Поскольку величина промаха $\delta \approx c_\tau$ практически не зависит от импульса распадающейся очарованной частицы [32 ÷ 50], техника ПВД может быть эффективно использована для улучшения отношения сигнал/шум в исследованиях адрообразования очарованных частиц в околопороговой области. Поэтому для реализации второго этапа эксперимента по исследованию образования очарованных частиц, получившего номер SERP-E-184, предлагалось использовать быстродействующий ПВД, структура которого оптимизирована для исследуемого диапазона энергий.

Прецизионный вершинный детектор. Ожидаемые функции ПВД состояли в следующем:

- на уровне on-line отбора событий должны обеспечиваться точные измерения координат точки взаимодействия (± 150 мкм) и координат на траекториях первичной и вторичных заряженных частиц (± 5 мкм), позволяющие установить факт взаимодействия первичной частицы в мишени и наличие вторичных вершин, близлежащих к первичной;
- на уровне геометрической реконструкции треков отсчеты с детекторов ПВД должны гарантировать высокое (~ 3 мрад) двухтрековое разрешение для заряженных частиц, испущенных под малыми углами, и обеспечивать эффективное восстановление траекторий всех заряженных частиц;
- на уровне восстановления топологии событий, данные, полученные с помощью ПВД, должны обеспечить реконструкцию вторичных вершин, расположенных на расстоянии до 5 мм от первичного взаимодействия, и привязку к ним «третичных» треков.

Для выполнения этих функций ПВД должен включать следующие элементы, схематически показанные на рисунке 7:

- пучковый телескоп (ПТ) из трех пар МКД с ортогональной ориентацией микрострипов (МКД $_{1+5}$ на рис. 7), измеряющих вертикальную (Y) и горизонтальную (X) координаты пучковой частицы; размеры этих МКД и ширина их шага приведены в таблице 1;
- активную мишень (AM) из одной вольфрамовой фольги и пяти кремниевых стриповых детекторов размером 8×8 мм² и шагом стрипа 1 мм, расположенных на расстоянии 2 мм друг от друга; первый (AM₁) (относительно направления пучка), расположенный перед фольгой (AM_F), изготовлен из Si; счетчики, стоящие за фольгой (AM₂ ÷ AM₅), изготовлены из GaAs или из Si; детекторы AM₁, AM₂, AM₃ имеют горизонтальную ориентацию стрипов, а AM₄ и AM₅ вертикальную;
- вершинный телескоп (ВТ), включающий один прибор с зарядовой связью (ПЗС), три X, Y-пары МКД, входящих в триггерную систему, и квадруплет UYVX, который функционально относится к трековой системе СВД;
- «падовую» пропорциональную камеру с размерами катода 150×150 мм², который сегментирован в системе координат η-φ на 384 ячейки («пада»).

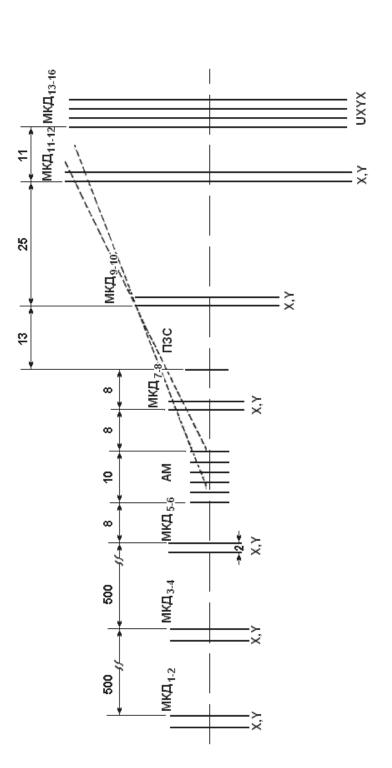


Рис. 7. Схематическое изображение предлагавшегося прецизионного вершинного детектора

№ МКД	Размер, мм ²	Шаг, мкм	Ориентир. микрострипов	Кол-во каналов	Предусилители
1, 2	3,2×3,2	25	X, Y	128×2	GASSIPLEX
3, 4	3,2×3,2	25	X, Y	128×2	_ " _
5, 6	3,2×3,2	25	X, Y	128×2	_ " _
7,8	16×16	25	X, Y	640×2	_ " _
9, 10	32×32	50	X, Y	640×2	_ " _
11, 12	52×52	50	X, Y	1024×2	_ " _
13, 14	52×52	50	U, Y	1024×2	VIKING
15, 16	52×52	50	V, X	1024×2	_ " _

Детальное моделирование конструкции ПВД в целях ее оптимизации для задач отбора событий с распадами очарованных частиц показало, что при импульсе падающих частиц не выше 70 ГэВ/с телескоп ВТ должен иметь достаточно малые расстояния между парами МКД, входящими в триггерную часть, и быть максимально приближен к АМ.

Блок мини-дрейфовых трубок. Для сопряжения треков частиц в ПВД и треков, зарегистрированных в пропкамерах магнитного спектрометра, и повышения точности измерения углов вылета заряженных частиц вводится дополнительный блок минидрейфовых трубок (МДТ), Он представляет собой систему из цилиндрических пленочных счетчиков (трубок), объединенных в четыре двухслойных планарных модуля.

Более подробная и реализованная конструкция дрейфовых трубок описана ниже в проекте «Термализация».

Пороговый черенковский счетчик. Для идентификации заряженных частиц предлагалось использовать многоканальный пороговый газовый черенковский счетчик, размещенный между магнитом МС-7 и сцинтилляционным годоскопом. Этот счетчик состоит из двух секций длиной три метра с входной апертурой 177×130 см². В задней части счетчика располагаются четыре горизонтальных ряда прямоугольных сферических зеркал по восемь штук в каждом. Размеры зеркала 42×33 см² с радиусом кривизны R = 200 см. Полная поверхность, перекрываемая зеркалами, составляет 265×155 см² в проекции на плоскость, перпендикулярную оси счетчика. Объем счетчика просматривается 32-мя ФЭУ-125 с диаметром катода 140 мм, дополненными светосборниками Винстона. Рядом с делителем ФЭУ расположен быстрый предусилитель, сигнал с которого по коаксиальному кабелю поступает через линию задержки на АЦП, с которого считывается крейт-контроллером в локальную ЭВМ.

Заполненный фреоном при атмосферном давлении и температуре $20\,^{\circ}$ С, счетчик обеспечивает идентификацию π -мезонов в интервале импульсов от 6 до $21\,$ ГэВ/с с эффективностью $98\,$ %, что позволит в $50\,$ % случаев надежно разделить D° и \bar{D}° -мезоны, зарегистрированные в спектрометре.

Сцинтилляционный годоскоп. Сцинтилляционный годоскоп (СГ) размещен на подвижной платформе гамма-детектора на расстоянии \sim 8,3 м от мишени и состоит из двух плоскостей сцинтилляционных детекторов ($\rm H_{I}$) н $\rm H_{V}$), направленных вертикально и горизонтально. Горизон-

тальная плоскость имеет 12 детекторов со сцинтилляторами, изготовленными методом экструзии с термопластической формовкой световода на конце. Размер рабочего поля сцинтиллятора детектора 200×2400 мм² при толщине 10 мм. Вертикальная плоскость состоит из 12 детекторов с размером рабочего поля сцинтиллятора 200×1400 мм².

Конструктивно детекторы годоскопа являются полностью автономными и светоизолированными, каждый детектор оснащен фотоумножителем ФЭУ-110 с сильноточным делителем и имеет мониторную систему из драйвера и световода. Годоскоп смонтирован на раме, закрепленной на ферме гамма-детектора.

Электроника регистрации сигналов со сцинтилляционного годоскопа содержит 36 формирователей сигналов, 36 каналов стробируемых регистров, а логика отбора включает в себя пять многовходовых схем совпадений.

Детектор гамма-квантов. Для регистрации π° -мезонов и γ -квантов от распада очарованных частиц используется годоскопический детектор гамма-квантов (ДЕГА) с радиаторами из свинцового стекла, расположенный на расстоянии ~ 8,9 м от активной мишени. ДЕГА состоял из $32 \times 42 - 4 = 1342$ (сейчас 1536 - 4 = 1532) черенковских счетчиков полного поглощения с поперечным размером стекол 38×38 мм² и длиной 505 мм, оснащенных ФЭУ-84-3. Общая поперечная площадь детектора ~ 1,8×1,2 м². Конструктивно ДЕГА выполнен в виде автономного детектора и установлен на расстоянии трех метров за магнитом МС-7 на платформе, обеспечивающей дистанционно управляемое перемещение по двум поперечным к пучку координатам. В регистрирующей электронике ДЕГА используются на первом этапе 48-канальные АЦП LeCroy 2282A, размещенные в двух крейтах КАМАК, в каждом из которых для предварительного анализа данных имеется системный процессор. Система сбора информации позволяет принимать и передавать на локальную ЭВМ до 300 соб./с.

ДЕГА обеспечивал регистрацию γ -квантов в интервале импульсов от 300 МэВ/с до 20 ГэВ/с с координатной точностью $2\div 3$ мм. Спектрометр имел геометрическую эффективность регистрации одиночных π° -мезонов от распада $\Lambda^{+}_{\ c}$ и D, вылетающих в системе центра масс в переднюю полусферу, от 20 % до 30 %.

Принципы организации системы запуска установки СВД-2. Наиболее перспективным представлялся подход, в котором на основе данных с ПВД в реальном времени эксперимента отбираются события, имеющие вторичную вершину, близлежащую к первичной.

Триггер 1-го уровня (L1). Аппаратурно триггер L1 разбит на две части:

- быстрый претриггер L1.1;
- полный триггер L1 = L1.1·L1.2;

где L1.1 вырабатывается на основании отсчетов с пучковых сцинтилляционных счетчиков и сцинтилляционного годоскопа, а L1.2 вырабатывается при наличии сигнала от взаимодействия в активной мишени.

Время выработки триггера L1 не должно превышать 400 нс.

Триггер 2-го уровня (L2). Триггер L2 основан на быстрой оценке промаха траекторий вторичных заряженных частиц относительно первичной

вершины. Простейший алгоритм L2 предполагалось реализовать как последовательность следующих операций (шагов):

- а) по поиску в отсчетах МКД ПВД прямых треков, выходящих из области взаимодействия;
- б) по выделению по величине промаха в Z-плоскости тех из них, которые могут выходить из вторичной вершины.

Исходными данными, подготовленными считывающей электроникой и необходимыми для работы алгоритма (в плоскости ZX или ZY), предполагаются:

- 1) номера (координаты) сработавших каналов трех МКД перед активной мишенью;
- 2) номер детектора активной мишени, где произошло взаимодействие (AM_1 , AM_2 , AM_3 , AM_4);
- 3) номера (координаты) сработавших каналов в трех триггерных МКД после мишени.

Алгоритм предусматривает следующую последовательность операций (шагов).

- I. Считывание исходных данных в память компьютера с аппаратуры регистрации и обработка кластеров.
 - II. Выделение пучкового трека.

Для $MKД_{3(4)}$ строится двумерный массив, элементами которого являются предвычисленные значения координат в данном детекторе в зависимости от номеров каналов $MKД_{1(2)}$ и $MKД_{5(6)}$. В качестве Z-координат при этом принимаются координаты центра кремниевых пластин MKД. При обработке данных с ΠT для каждой пары сработавших стрипов в $MKД_{1(2)}$ и $MKД_{5(6)}$ проверяется наличие отсчета в предсказанном канале $MKД_{3(4)}$. Если пучковых треков оказалось больше одного, используется процедура выбора из них трека, связанного с первичной вершиной.

III. Вычисление поперечной координаты взаимодействия в мишени.

Для каждого детектора AM_i активной мишени в памяти компьютера строится двумерный массив, элементами которого являются предвычисленные значения координаты в данном детекторе в зависимости от номеров каналов пучковых $MKД_{1(2)}$ и $MKД_{5(6)}$. При этом за Z_i -координату детектора AM (i) принимается координата центра кремниевой пластины. Для получения поперечной координаты взаимодействия нужно отобрать описанный выше массив в соответствии с полученым номером детектора активной мишени (в котором наблюдалось взаимодействие) и сделать выборку элемента из этого массива по индексам, соответствующим номерам каналов, сработавших в пучковых MKД. До выполнения этих операций по информации об уровне сигнала на каждом микрострипе детекторов AM_i , поступившей с модулей амплитудного анализа, проверяется правильность отбора на уровне L1 номера детектора, в котором произошло взаимодействие.

Для контроля полученное значение координаты сравнивается с координатой сработавшего стрипа.

IV. Вычисление промаха для предполагаемого трека.

Для выполнения данного шага для каждого детектора мишени в памяти строятся массивы, аналогичные описанным в шаге III, но рассчитанные для $MKД_{7(8)}$ и $MKД_{11(12)}$, расположенных за мишенью. Поперечная координата пересечения предполагаемого трека с плоскостью взаимодействия определяется путем нахождения сработавших каналов в этих MKД и выборки элемента массива для данного детектора AM (i). При этом могут возникнуть три следующие возможности.

- 1. Разность между поперечной координатой и вычисленной координатой больше заданного значения промаха. В этом случае предполагаемый трек отбрасывается, выбирается следующая пара сработавших каналов в зависимости от направления отброшенного трека и шаг III повторяется до исчерпания всех сработавших каналов.
- 2. Поперечная координата совпадает (в пределах заданной точности) с координатой взаимодействия. Это означает, что испущен трек из первичной вершины, и он также исключается из рассмотрения. Шаг III повторяется на следующей паре точек.
- 3. Разность поперечных координат попадает в пределы, заданные для промаха. В этом случае можно предположить, что исследуемый предполагаемый трек выходит из вторичной вершины, и перейти к следующему шагу.

После определения промахов для всех переборок по отсчетам МКД, МКД, для Y-плоскости и МКД, МКД, для X-плоскости среди них определяется максимальный промах.

V. Проверка реальности предполагаемого трека.

Строится двухмерный массив для каждой пары точек из $MKД_{7(8)}$ и $MKД_{11(12)}$, элементами которого являются координаты пересечения прямой линии, проведенной через $MKД_{9(10)}$. Далее из данного массива делается выборка по индексам, соответствующим паре точек, выбранным на шаге III и проверяется присутствие в $MKД_{9(10)}$ канала, сработавшего в точке пересечения прямой, проведенной через выбранную пару. Если присутствует, то считается, что выбран реальный трек, и осуществляется переход к следующему шагу. Если нет, выбирается следующая пара точек и повторяется шаг III.

VI. Выработка сигнала в управляющую электронику.

В зависимости от результата выполнения алгоритма (то есть, найден ли трек с заданным промахом или нет) посылается соответствующий сигнал в управляющую аппаратуру, проводится сброс или считывание данных и подготовка к приему следующего события.

Ожидаемые темпы набора статистики. Точных экспериментальных данных по сечению адрообразования очарованных частиц в околопороговой области на время написания предложения СВД-2 не имелось. Существовавшие экспериментальные оценки $\sigma_i(c)$ лежали в области нескольких мкб [32], поэтому при прогнозировании выхода очарованных частиц в рА-взаимодействиях на втором этапе эксперимента для сечения образования с-пар в жестких подпроцессах была принята расчетная величина $\sigma_h(c) = 1$ мкб, а в качестве оценки вклада механизма высвобождения «внутреннего» очарования была взята величина $\sigma_{intr}(c) = 1,4$ мкб, следующая из расчетов, проделанных в [27].

При рассматриваемом варианте АМ (пластина W толщиной 0,0026) и четыре счетчика из Si с такой же полной толщиной) и предложенных выше сечениях образования сс-пар, в пучке протонов с интенсивностью 3·10⁶ р/с (при диаметре поперечного изображения пучка на AM ~3 мм) в АМ будет происходить примерно 1,5·104 вз/с, среди которых будет не менее 2,5 событий с (сс)-парой. При растяжке пучка в одну секунду на ускорителе У-70 за сутки непрерывной работы может быть получена статистика, приведенная в таблице 2.

Таблица 2

	Всего событий		Событий с (с, $\overline{\mathbf{c}}$)	
	за цикл	за сутки	за цикл	за сутки
С мишени	1,5.104	1,4.108	2,5	$2,4\cdot 10^4$
После L1	2,5·10 ³	$2,4\cdot10^{7}$	1,2	1,2.104
После L2	1,4.102	1,3.106	0,7	6,5·10 ³

Можно оценить, что среди 6,5·10³ событий с образованием очарованных частиц будут находиться: 12,8 D^+ , 23,2 D^- , 27,5 D^0 -мезонов и 56,7 Λ_c^{+-} - и 0,3 Λ_c^- -гиперонов [47].

Реализация систем СВД на второй стадии эксперимента

Начнем с системы, которая была почти не описана в предложении СВД-2, но без которой совместная, согласованная работа всех остальных систем установки невозможна.

Система синхронизации СВД-2. Система синхронизации включает в себя модули ТРС, Синхрон, Interrupt, БЭЗ-182. Подробно модули системы синхронизации описаны в [33]. Ниже кратко приведены назначение и функциональные особенности каждого из модулей.

Модуль ТРС предназначен для обработки сигналов, поступающих со сцинтилляционных детекторов первичного запуска, и имеет два тракта, совпадений и антисовпадений. Тракт антисовпадений реализован на ИМС К500ТМ131. В целях уменьшения влияния шумов счетчиков, включенных в тракт антисовпадения, входы модуля, отвечающие за эти счетчики, стробируются сигналом со входа С1. Для выходных сигналов первичного запуска Т1.1 и TRS задержка сигнала в модуле составляет 16 нс, что обусловлено применением внутренней кабельной задержки 6 нс. Важной составной частью модуля является восьмиразрядный регистр флагов триггера, позволяющий выдавать на выходы сигналы совпадений сцинтилляционых счетчиков, одну из частот встроенного в модуль генератора, сигнал программного запуска установки либо пропускать на выход сигнал с одного из резервных входов.

Сцинтилляционные счетчики СЗ и С4 устанавливаются на фланце кожуха, закрывающего МКД активной мишени и трекерной части ПВД, что обеспечивает их надежную геометрическую привязку. Выход с анода счетчика С4 подавался на вход двух формирователей 4Ф-115. Порог первого был установлен на регистрацию одной частицы, порог второго был поднят относительно первого с целью выделить взаимодействие

в самом пластике. Выход второго формирователя включался в тракт антисовпадений модуля ТРС.

В целях снижения влияния рассеянного магнитного поля на работу ФЭУ сцинтилляционных счетчиков на кожух каждого ФЭУ устанавливались компенсационные катушки.

Modyль Синхрон, находящийся в центральном крейте локальной системы Trigger предназначен:

- для приема и передачи в остальные локальные системы сигналов синхронизации;
- для запуска системы сбора данных активной мишени, сцинтилляционного годоскопа и черенковского детектора;
- для формирования 32-разрядного аппаратного кода номера события, а также для организации запросов на обслуживание в локальной системе Trigger.

Счетчик номера события инкрементируется срезом импульса сигнала «инкремент». Модуль принимает NIM сигнал «начало» и сигналы С12, СС и Т1.1, поступающие из модуля ТРС, сигналы блокировок от всех локальных систем установки и служит для организации запросов на обслуживание в локальной системе Trigger. Модуль имеет следующие регистры: регистр маски запросов, регистр состояния запросов, регистр маски блокировок и 32-разрядный счетчик номера событий. При поступлении сигнала совпадения сцинтилляционных счетчиков на вход модуль устанавливает внутреннюю блокировку, которая может быть снята либо программно после передачи данных в ЭВМ, либо аппаратно, если сигнал триггера первого уровня ложный. Задержка модуля по сигналу «Монитор» составляет 40 нс.

Модуль Interrupt выполняет функции, аналогичные модулю Синхрон, вкаждой локальной системе. Модули Interrupt предназначены для приема и передачи сигналов синхронизации и запуска систем сбора данных, а также для организации запросов на обслуживание в локальные ЭВМ и выставления сигнала блокировки, передаваемой в локальную систему Trigger. Модули имеют возможность выполнять индивидуальные операции, характерные для данной локальной системы. Interrupt может находиться в одном из двух состояний, Автономный или Совместный. В зависимости от состояния модуль принимает сигналы по одной из двух групп. Автономный режим используется при отладках систем регистрации, совместный — при наборе статистики в составе всей установки. Задержка модуля по сигналу «Монитор» составляет 30 нс.

Модуль БЭЗ-182 может быть использован как блок задержки в диапазоне 100 нс ÷ 100 с, как 10-разрядный счетчик с предустановкой или как генератор серии меандр в трех диапазонах, микросекундном, миллисекундном и секундном. В любом из трех диапазонов множитель задержки (или периода) изменяется от 0,1 до 100. На передней панели модуля имеются стартовый вход, вход принудительного сброса, выход задержанного импульса и два выхода интервала. Все входы и выходы — NIM. Модуль не управляется по магистрали КАМАК. В системе синхро-

86

низации он используется для организации различных временных ворот, а также для мониторирования параметров пучка.

Совместная работа модулей системы синхронизации. Допустим, система работает по сигналу первичного запуска от сцинтилляционных счетчиков. Допустим, что локальные системы Trigger, Vertex и Spectro работают в режиме полной синхронизации, а локальная система ДЕГА — в режиме частичной синхронизации, т. е. принимает не каждое событие. Счетчик событий равен нулю. Допустим также, что все локальные системы сняли сигнал блокировки.

Модуль Синхрон в локальной системе Trigger принимает сигнал H и раздает синхронизированный сигнал HC во все локальные системы. При этом в каждой из локальных систем аппаратно взводится блокировка, и в локальную систему Trigger поступают сигналы «Занят». Локальные ЭВМ каждой из систем обрабатывают HC, снимая блокировку после обработки.

Модуль Синхрон в локальной системе Trigger принимает сигнал СС или Т1.1 и через 40 нс выдает синхронизированный сигнал «Монитор» для запуска электроники триггера первого уровня Т1. На основе сигналов «Монитор» либо Т1 в модуле Синхрон вырабатывается сигнал «инкремент», который раздается во все локальные системы. При этом в каждой из локальных систем аппаратно взводится блокировка и передается в локальную систему Trigger. По фронту сигнала «инкремент» записываются 32-разрядные регистры номера событий в каждой локальной системе. 32-разрядный счетчик событий в модуле Синхрон инкрементируется по срезу импульса сигнала «инкремент». Заметим, что сигнал «инкремент» может иметь разную задержку относительно прохождения частицы в зависимости от типа триггера установки.

Если локальная система ДЕГА, работающая в режиме частичной синхронизации, не успела обработать «начало», то она не примет событие с номером «ноль». Но сигнал «инкремент» все равно запишет регистр номера событий.

Для локальной ЭВМ обработка события заключается в следующей последовательности:

- 1) получение и обработка запроса из центрального крейта;
- 2) опрос регистра номера событий;
- 3) опрос крейтов и запись данных на жесткий или виртуальный диск;
- 4) программное снятие блокировки.

В паузах между сбросами ускорителя Коллектор принимает по сети Ethernet данные из каждой локальной системы, сшивая их по номеру события, и освобождает место на дисках локальных ЭВМ. В это время вся установка блокирована от приема следующих событий.

Модуль Синхрон и модули Interrupt в локальных системах препятствуют прохождению «резаных» сигналов. В период отладки система синхронизации обеспечивает возможность независимой работы для каждой локальной системы. Функциональная схема взаимодействия модулей системы синхронизации показана на рисунке 8.

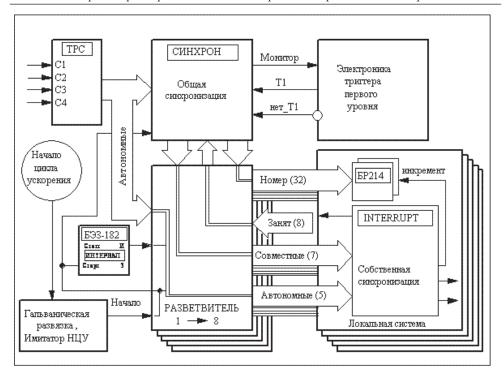


Рис. 8. Функциональная схема взаимодействия модулей системы синхронизации

Система запуска установки СВД-2 в эксперименте Е-184. Для проведения эксперимента Е-184 был выбран триггер, основанный на быстрой оценке амплитуд сигналов с МКД активной мишени [26]. Такая оценка позволяет также определить Z-координату взаимодействия. Активная мишень, используемая в установке, была выбрана в следующей конфигурации. Мишень сделана из пяти кремниевых пластин толщиной 300 мкм размером 8×8 мм², сегментированных на восемь полосок (стрипов) шириной 1 мм. Детекторы мишени имели небольшой (менее 1 мкА) темновой ток и были сгруппированы по напряжению полного обеднения, которое составляло величину ~ 50 В. Напряжение пробоя детекторов мишени превышало 200 В [24]. Между вторым и третьим слоями мишени была установлена свинцовая фольга толщиной 240 мкм, а между третьим и четвертым слоями — пластинка углерода толщиной 520 мкм. Шаг установки всех плоскостей мишени составлял 4 мм по пучку. Детекторы активной мишени, как и все МКД установки, были изготовлены в НИИМВ г. Зеленоград и прошли сертификацию на комплексе тестирующей аппаратуры измерения параметров МКД [34, 35].

Как показали расчеты, проведенные в [36], если вторичные частицы регистрировать в полосах Сцинтилляционного годоскопа (СГ), расположенных на некотором удалении от оси пучка, то можно обеспечить быстрый отбор событий, имеющих вторичные частицы с большим $P_{\rm T}$. Это позволяет выделить события с (\overline{c} с)-парами уже на первом уровне запуска установки.

Для запуска локальной системы Spectro сигнал триггера должен поступить в нее не позже 700 нс от момента прохождения пучковой частицы. Для

запуска локальной системы Vertex, основой системы регистрации которой являются усилители Gassiplex, триггерный сигнал должен приходить через 400÷500 нс относительно взаимодействия в АМ. Время от момента прохождения частицы через АМ до прихода триггерного сигнала в локальную систему ДЕГА не должно превышать 400 нс. Это самое критичное из условий работы системы запуска.

Электроника системы запуска. В состав электроники системы запуска установки входят следующие модули.

Анализатор активной мишени (AAM). Модуль предназначен для усиления и амплитудной дискриминации сигналов, поступающих с промежуточных усилителей АМ. Модуль содержит восемь каналов амплитудной дискриминации, шесть цифроаналоговых преобразователей (ЦАП) для задания порогов и восемь цифроаналоговых преобразователей для сдвига базовой линии и тестирования модуля. Последние восемь ЦАП являются индивидуальными для каждого входа.

На вход каждого канала подаются сигналы положительной полярности, которые без усиления и без инверсии подаются на входы трех компараторов, задающих три уровня дискриминации. На вторые входы компараторов приходят пороговые напряжения с микросхем ЦАП. Пороговые ЦАП сгруппированы так, что один ЦАП обслуживает один из трех порогов для четырех из восьми каналов. В случае превышения порога на выходе компаратора возникает положительный перепад напряжения, который заряжает емкость, задающую время выдержки выхода около 100 нс. Это сделано для случая, когда входные сигналы приходят несколько раньше триггерного импульса.

Через 20 нс после прихода триггерного сигнала данные с компараторов поступают в приоритетные шифраторы и записываются в регистры выходных данных. Через 40 нс после прихода триггерного сигнала данные готовы и стоят на выходе модуля в течение 200 нс. Результатом работы модуля является 16-разрядное слово, по два разряда на канал, содержащее код амплитуды.

Модуль RGH (регистр годоскопа). 16-разрядный модуль RGH (регистр годоскопа) предназначен для регистрации сигналов со сцинтилляционного годоскопа и подготовки данных для работы модуля Т-HOD. Этот же модуль использован в системе регистрации черенковского детектора. Модуль имеет 16-канальный вход, шлейфовый вход строба записи, шлейфовый вход быстрого сброса и 16-канальный инверсный выход. Запись по строб-импульсу с передней панели организована так, что и фронт, и уровень сигнала со входа будут записаны в регистр на всей протяженности строба записи. Данные на выходе модуля не стробируются. Для тестирования триггерной электроники имеется возможность записи регистра с магистрали КАМАК.

Модуль ТРМ-2 (триггер мишени). Модуль ТРМ-2 предназначен для принятия решения относительно неупругого взаимодействия первичной частицы в пяти активных сегментированных плоскостях и двух пассивных плоскостях мишени. Модуль организован как двухуровневое оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) с произвольным доступом,

в котором данные выхода первого уровня являются адресом для второго. Использована ИМС СҮ7С192–25 статической памяти с 16-ю адресными входами и четырьмя раздельными входами/выходами данных. Работа модуля начинается по приходу стартового сигнала с передней панели. Фронт сигнала устанавливает триггер пуска, формируя внутренний сигнал доступа к ОЗУ. Этот сигнал поступает на разрешающие входы входных буферов, а также на входы выбора корпуса ОЗУ.

Данные с пяти 16-разрядных входов поступают на адресные входы ОЗУ первого уровня, работающие по схеме 16→2, а данные с их выходов поступают на адресные входы ОЗУ второго уровня, работающего по схеме 10→1. Данные с выхода ОЗУ второго уровня поступают на схему совпадения, куда поступают также сигналы состояния сцинтилляционного годоскопа. Все эти сигналы фиксируются в статусном регистре по срезу сигнала триггера пуска. Сигнал с выхода схемы совпадений формируется по длительности (50 нс) и поступает на выходы модуля. Полная задержка модуля на выдачу сигнала триггера первого уровня не превышает 100 нс. В модуль встроен восьмиразрядный ЦАП, предназначенный для сквозного тестирования ААМ, АЦП и ТРМ-2. Функциональная схема модуля показана на рисунке 9.

Модуль Т-HOD (триггер годоскопа). Модуль Т-HOD предназначен для принятия решения относительно наличия вторичных частиц в сцинтилляционном годоскопе и может преобразовать как таблицу любую комбинацию входных разрядов. Схема модуля упрощена по сравнению с модулем ТРМ-2 и представляет из себя два одноуровневых ОЗУ, работающих по схеме 16→1, выходы которых могут выдаваться отдельно на переднюю панель, либо собираться по логическому И /ИЛИ. Использована та же ИМС СҮ7С192−25 статической памяти. Модуль имеет два 16-разрядных входа адреса, входы начала преобразования и «защелкивания» результата, а также выходы готового решения.

Взаимодействие модулей системы запуска. Сигналы поступают со сцинтилляционных счетчиков и формируются по амплитуде и длительности и подаются в модуль ТРС. Его выходной импульс поступает в модуль SYNCHRO-2, который вырабатывает сигнал, служащий строб-сигналом для модулей ААМ и RGH и стартовым сигналом для работы модулей ТРМ-2 и Т-НОD. Параллельно сигналы со сцинтилляционного годоскопа формируются по длительности и записываются в регистры RGH. Сигналы с 16-разрядных выходов RGH поступают на входы модуля Т-НОD, где производится одноуровневое табличное преобразование. Выходной сигнал модуля Т-НОD, поступающий на вход модуля ТРМ, может быть выработан на основе любой комбинации входных сигналов. Схема взаимодействия модулей приведена на рисунке 10.

Для выработки сигнала Т1 сигналы с сегментов детекторов мишени усиливаются быстрыми малошумящими усилителями и подаются по коаксиальным кабелям в две группы модулей. Три модуля первой группы, аналого-цифровые преобразователи (АЦП), имеют по 16 каналов 12-разрядного аналого-цифрового преобразования. Пять модулей второй группы ААМ имеют по восемь каналов трехуровневой дискриминации.

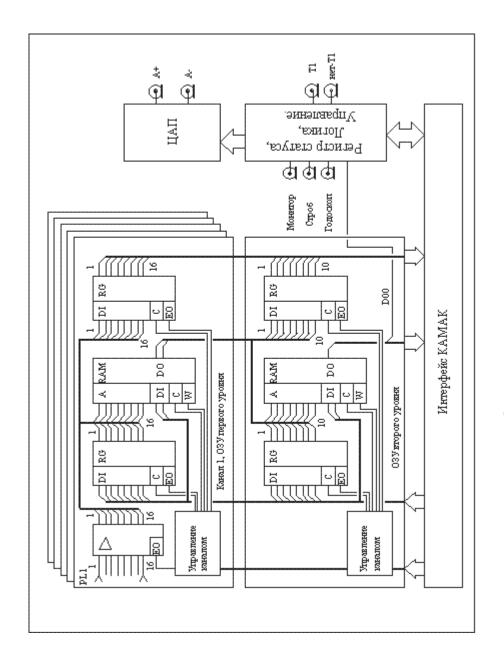


Рис. 9. Функциональная схема модуля ТРМ-2

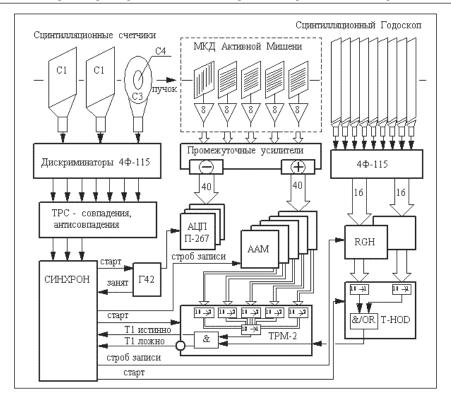


Рис. 10. Функциональная схема взаимодействия модулей системы запуска

Параллельно данные анализируются модулями AAM, каждый канал которых содержит усилитель, три компаратора и приоритетный шифратор и вырабатывает двухразрядное слово, так называемый статус канала. Результатом работы каждого модуля AAM является 16-разрядное слово, содержащее информацию о восьми каналах амплитудного анализа и поступающее на выход с передней панели модуля.

Двухразрядный статус каждой пластины вырабатывается модулем TPM-2 в ОЗУ первого уровня на основе данных о каждом статусе канала:

- 00 нет частицы (все сегменты 00),
- 01 одна частица (все сегменты -00, а один -01),
- 10 две частицы (есть один сегмент с кодом 10 или два сегмента с кодами 01),
- 11 три частицы (есть один сегмент с кодом 11, или есть один сегмент с кодом 10, а другой сегмент имеет код 01, или есть два сегмента с кодами 10, или есть три сегмента с кодами 01).

Статус мишени вырабатывается в ОЗУ второго уровня на основе статуса каждой пластины. Сигналы статуса мишени и состояния годоскопа определяют выход триггера модуля TPM-2, Т1-истинно или Т1-ложно.

Основная статистика была набрана при триггере, требующем наличие трех и более частиц в любой из пяти плоскостей активной мишени и наличие двух и более частиц в следующей за ней плоскости, при этом требовалось наличие срабатывания в двух пластинах СГ. Модули ААМ имели динамический диапазон, соответствующий пяти частицам. Пороги ААМ были

настроены на одну, две и три частицы соответственно. События с вершиной в сцинтилляторе С4 не встречаются вследствие применения аналогового VETO на сигнал с С4. Таблицы, записываемые в модули TPM-2 и T-HOD, составлялись в виде текстовых файлов, содержащих построчно адрес и записываемое данное, при помощи пакета LabView 4.0. Они заносились в память модулей однократно при старте основной программы сбора данных. Время принятия решения от момента поступления сигнала на вход модуля Синхрон до выдачи сигнала триггера с выхода модуля ТРМ-2 составило 200 нс. Задержка сигнала от момента прохождения частицы через мишень до появления сигнала триггера в локальной системе ДЕГА не превышала 350 нс, что обеспечило синхронную работу γ -детектора.

На рисунке 11 показано пространственное распределение вдоль оси Z вершин взаимодействия, полученное с помощью восстановленных в ПВД треков. Явно видны взаимодействия как в кремнии, так и в пассивных углероде и свинце, в соответствии с количеством вещества в этих слоях.

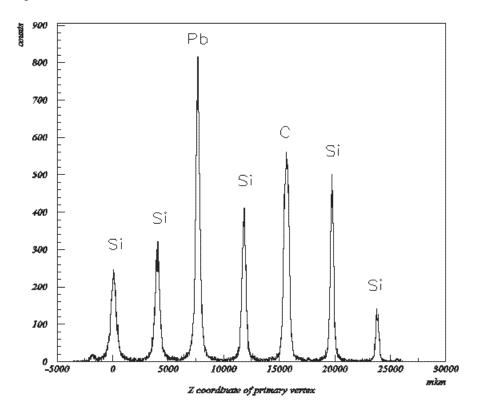
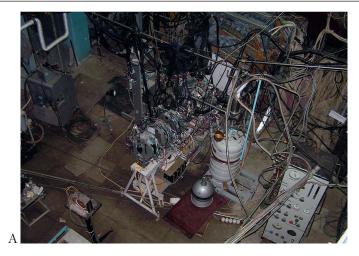


Рис. 11. Пространственное распределение вершин взаимодействия вдоль оси Z в активной мишени

Вершинный микростриповый детектор. Строение, параметры сенсоров вершинного детектора показаны на рисунке 12а, а электроника съема сигналов полностью описана в работе [37]. Суммарное количество каналов усиления и формирования сигналов составляет около 10 тысяч. На рисунке 126 схематически показана структура вершинного детектора [38], она включает в себя следующие части.



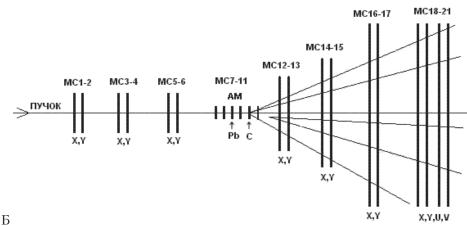


Рис. 12. Внешний микростриповый детектор: A- общий вид вершинного детектора установки СВД-2. На заднем плане видны плоскости дрейфовых трубок с усилителями; B- строение составных частей вершинного детектора

- 1. Пучковый телескоп, предназначенный для регистрации факта прохождения и определения направления начальных, пучковых частиц от ускорителя (протоны) и состоящего из трех пар сенсоров, обеспечивающих полное перекрытие площади пучка, с диаметром около 3 мм.
- 2. Активная (трекочувствительная) мишень AM, в которой протоны в протон-ядерных взаимодействиях вызывают первичные взаимодействия, малая часть из которых ($\sim 10^{-4}$) содержит очарованные частицы или редкие события с большой множественностью рожденных адронов, а также узкие адронные резонансы.
- 3. Основная трековая часть вершинного детектора регистрирует треки, выделяет первичную и вторичную вершины. Она состоит из пяти (X,Y) пар сенсоров, обеспечивающих регистрацию треков в апертуре: ± 250 мрад по углу Θ и $0-360^\circ$ по углу Φ , где Θ полярный угол вторичных треков относительно направления начального пучкового трека, а Φ начальный угол в плоскости, перпендикулярной пучковому треку (ось Z совпадает с направлением пучка начальных протонов). Указанная апертура согласуется с апертурой других детекторов установки.

Заданная апертура и размеры сенсоров, производимых на основе 100-миллиметровых пластин кремния, приводят, по оси Z, к размерам сенсоров и их взаимному расположению, указанным в таблице 3 (за Z=0 принята координата первого сенсора активной мишени).

Таблица 3

Номер сен- сора и ори- ентация стрипов	Назначе- ние	Расположе- ние стрипов	Размеры рабочей области сен- сора, мм	Z-координата, мм	Расстояние между стри- пами, мм
1, 2 (x, y)	Пучковый	Верт., гориз.	16×16	-1000; -1000	25
3, 4 (x, y)	телескоп	Верт., гориз.		-500; -500	25
5, 6 (x, y)		Верт., гориз.		-12; -11	25
7-11 (y)	Активная	Вертикаль-	8×8	0, +4, +12*	1000
	мишень	ная		+18, +22	
12-13 (x, y)	Трековая	Верт., гориз.	16×16	+31; +32	25
14-15(x, y)	часть	Верт., гориз.	32×32	+51; +52	50
16–17 (x, y)	детектора	Верт., гориз.	51×51	+81; +82	50
18-19 (x, y)		Верт., гориз.	51×51	+106; +113	50
20-21 (u, v)*		Наклон 10,50	51×51	+120; +126	50

^{*} Для исследования зависимости сечений от атомного номера ядра по Z-координате +8 мм расположена пассивная мишень — фольга из свинца, толщиной 220 мкм; по Z-координате +16 расположена пассивная мишень — пластина углерода, толщиной 500 мкм.

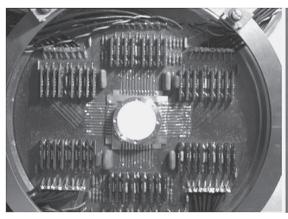
Активная мишень. Для решения физических задач с использованием вершинного детектора на мишень возложены следующие функции:

- выделение событий с первичным взаимодействием в мишени на стадии выработки сигнала триггера 1-уровня;
- предварительная локализация вершины события по Z и X, Y координатам, используемая далее в формировании триггера 2-го уровня и последующей геометрической реконструкции события;
- обеспечение возможности исследования А-зависимости механизмов образования о чарованных частиц путём установки между её активными слоями дополнительных пассивных слоёв, выполненных из веществ с заметно отличающимися значениями атомного номера, например, лёгкие (H, Li, C) и тяжёлые элементы (Au, Pb, Pt, W).

Общий вид мишени, в сборе с предварительными усилителями, приведён на рисунке 13.

Мишень, состоящая из набора стриповых кремниевых сенсоров МС7-МС11, смонтирована в центре печатной платы, изготовленной из стеклотекстолита толщиной 1,5 мм в виде диска диаметром 200 мм с отверстием в центре диаметром 30 мм. На этой же плате установлены предварительные усилители мишени (полное число усилителей на плате равно 48). Длина коммутационных проводников, связывающих полоски мишени со входом усилителей, менее 30 мм.

Сборка мишени ведётся непосредственно на печатной плате с позиционированием по центральному отверстию. Собственно мишень выполнена в виде цилиндра. Стенки цилиндра образуются собранными в пакет плексигласовыми кольцами. Дно и крышка цилиндра — алюминиевая



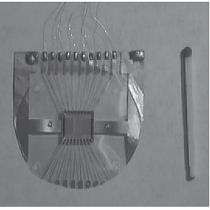


Рис. 13. Внешний вид мишени, смонтированной на печатной плате (в центре). В окружении мишени можно видеть шесть групп предварительных усилителей по восемь усилителей в каждой группе. Справа показано крепление кремниевого детектора

фольга толщиной 20 мкм. В рабочем состоянии мишень ориентирована так, что ось цилиндра совпадает с направлением первичного пучка частиц. Между каждой парой колец вложена и натянута печатная плата, выполненная из алюминизированного полиимида (толщина несущего полиимида равна 10 мкм, печатных алюминиевых проводников — 20 мкм, см. рис. 13 справа), на которой закреплен кремниевый детектор. Натяжение платы в радиальном направлении осуществляется автоматически при сборке мишени, вследствие конического профиля сопряжения колец друг с другом в пакете. Коэффициент растяжения платы в радиальном направлении составляет 0,04 величины внутреннего радиуса кольца. По центру каждой из плат к алюминиевым проводникам разварен кремниевый сенсор. Крепление кристалла сенсора к плате осуществляется только за счёт его симметричной разварки.

Электроника съема и регистрации сигналов. В вершинном детекторе используются два типа усилительных многоканальных микросхем:

- «Гассиплекс» [39] (16 каналов, 10 МГц), усиливающие сигналы с сенсоров пучкового телескопа (сенсора МС1 \div МС6) и сенсоров вершинного телескопа (сенсоры 12 \div 17) (рис. 14, слева);
- «Викинг» [40] (128 каналов, 10 МГц) для сенсоров МС17 ÷ МС21, которые обеспечивают трековую систему (рис. 14, справа).

Первые микросхемы, ввиду малого времени формирования импульса (~ 0,5 мкс), применены с целью дальнейшей организации системы отбора второго уровня для выделения очарованных частиц; вторые использованы с целью упрощения конструкции вершинного детектора. Общее количество каналов усиления и формирования сигналов составляет около 10 тысяч.

Для регистрации и анализа информации, поступающей от сенсоров через усилители «Гассиплекс» и «Викинг», разработан комплект электронных модулей. Основными являются:

- модуль AAB, предназначенный для регистрации и амплитудного анализа сигналов с усилительных микросхем «Гассиплекс»;
- модуль AAT-N, предназначенный для регистрации и амплитудного анализа сигналов с усилительных микросхем «Викинг»;

- модуль «Комп» компрессии данных с выходов блоков AAB;
- модуль КАА, контроллер амплитудного анализа.

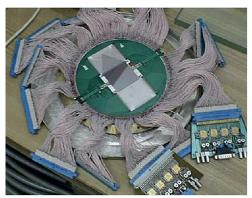




Рис. 14. Микростриповые детекторы с микросхемами «Гассиплекс» (слева) и «Викинг» (справа)

Описание принципов работы и устройства электроники приведены в работах [37, 38].

Работа модуля «Комп» с триггером L2. Модуль «Комп» соединяется с устройством L2 шиной, состоящей из 12 разрядов данных (D0-D11), линии требования передачи (TR), линии запроса на передачу слова (WR) и линии подтверждения передачи слова (WS). Первые 14 сигналов вырабатывает модуль «Комп», последний — L2. Передача осуществляется асинхронно в соответствии со следующим протоколом.

- 1. При появлении информации в выходной памяти «Комп» посылает в L2 сигнал TR.
- 2. Устройство L2 выставляет на линии WR сигнал запроса на прием слова.
- 3. «Комп» передает 10-разрядный код основного слова-адреса ААВ (R11 = R12 = 0) или 11-разрядное служебное слово (R12 = 1) и готовность данных WS.
 - 4. Устройство L2 принимает информацию и снимает запрос WR.
 - 5. «Комп» снимает данные и WS.
- 6. Если переданное слово не было служебным, то повторяются пункты 2÷5, иначе «Комп» одновременно со снятием данных и WS снимает сигнал TR, сигнализируя тем самым об окончании передачи информации.

Программное обеспечение вершинного детектора. В состав вершинного детектора входят четыре быстродействующих компьютера (ІВМ РС, класса Pentium III 800 МГц и выше):

- два для вершинного детектора с параллельной записью информации от вершинного телескопа и трековой системы для обеспечения нужного быстродействия вершинного детектора;
- один для обеспечения системы запуска (триггера);
- один центральный компьютер, обеспечивающий приём и анализ информации со всей системы в целом, включая контроль других детекторов установки, в составе которых работает вершинный детектор.

Все компьютеры работают под операционной системой Windows-98, центральный компьютер — под Windows-2000. Языком программирования для разработки являлся С++ в интегрированных оболочках Borland Builder 5.0, Borland C++ 5.02. Все программы снабжены удобным пользовательским интерфейсом, современными средствами визуализации и графическим представлением данных.

Разработанное программное обеспечение вершинного детектора включает в себя:

- тесты модулей связи крейта КАМАК и компьютера;
- тесты модулей синхронизации;
- тесты электронных модулей вершинного детектора с имитацией его работы от тестирующих сигналов;
- программное обеспечение для методических исследований;
- набор программ для сбора данных с вершинного детектора.

Система программ по набору статистики обеспечивает следующие функции.

- 1. Проведение калибровочных измерений и вычисление калибровочных констант, как при ручном запуске, так и в автоматическом режиме. Результаты калибровки заносятся для каждой плоскости в файл пьедесталов, общие результаты калибровки можно увидеть в файле svd.log. Визуально результаты калибровки можно видеть на гистограммах плоскостей.
- 2. Загрузка калибровочных констант в модули амплитудного анализа (AAM, AAB, AAT-N).
- 3. Режим «компиляции» данных с использованием модулей КОМП и схем фильтрации данных модулей ААТ-N.
- 4. Сбор данных со всех работающих каналов (~ $10\,000$) в режиме исключения «нулевых» каналов со скоростью до ~ $1\,000$ соб./с.
- 5. Создание, заполнение и визуализацию гистограмм для контроля качества данных (средние амплитуды, спектры сигналов по выделенным каналам и интегрально по детектору).
- 6. Работа схемы синхронизации от прямых проходящих частиц, триггера первого уровня в автономном режиме и совместно с остальными подсистемами установки.
- 7. Запись и хранение физической информации на жёстком диске в автономном режиме.
- 8. Передача данных и управление заданиями с использованием протокола TCP/IP при совместном режиме работы.

Вершинный детектор и электроника считывания сигналов испытывались в составе остальной аппаратуры установки СВД-2 на пучке ускорителя ИФВЭ. Получены следующие характеристики:

доля неработающих и шумящих каналов
 погрешность измерения координат

 в сенсорах с шагом 25 мкм
 в сенсорах с шагом 50 мкм

 погрешность измерения углов
 эффективность регистрации треков
 5 % (из 9200);
 мкм,
 10 мкм;
 9,2 мрад;
 96 %;

- регистрация множественности треков
- более 40 треков;

• быстродействие

1 000 соб./с.

Полученные характеристики соответствуют мировому уровню параметров вершинных детекторов.

Предложение эксперимента «Термализация»

Множественное рождение частиц при высокой энергии является одной из фундаментальных проблем в физике адронов. Этот процесс не может быть описан в КХД по теории возмущений. Теория дает только качественную картину явления: столкновение адронов инициирует партонный каскад. На конечном этапе партонного каскада, когда энергия относительного движения партонов исчерпана и существенными становятся силы конфайнмента, партоны объединяются, образуя адроны. Механизм удержания цвета (конфайнмент) неизвестен. Поэтому в настоящее время теоретически невозможно рассчитать главные характеристики процесса: распределение по множественности, энергетический и массовый спектры частиц.

Цель проекта «Термализация», предложенного в 2004 году на установке СВД-2 [41] и получившего номер SERP-E-190, состоит в исследовании коллективного поведения частиц в процессе множественного рождения в рр-взаимодействии при энергии пучка протонов $E=50\div70$ ГэВ. В настоящее время распределение частиц по множественности при этой энергии измерено до числа заряженных частиц $n_{ch}=18$. Среднее число заряженных частиц составляет $\overline{n}_{ch}=5,6$. Кинематический предел составляет $n_{\pi}=69$. Здесь n_{π} есть число заряженных и нейтральных пионов. Планировалось исследовать события с множественностью $n_{ch}=10\div30$. В этой области значительная часть энергии в системе центра масс ($E_{cms}=11,6$ ГэВ) превращается в массу рожденных частиц.

Первый этап исследований предлагалось выполнить с помощью установки СВД-2. Хотя СВД-спектрометр создан для исследования рождения и распада очарованных частиц, он имеет основные компоненты, необходимые для выполнения физической программы проекта «Термализация». Для адаптации установки СВД к задачам проекта предполагалось дополнительно создать следующие подсистемы:

- 1) дополнить мишенную станцию мишенью из легких ядер: LiD или Be;
- 2) создать жидководородную мишень;
- 3) создать дополнительную трековую систему на базе дрейфовых трубок;
- 4) создать систему триггера для отбора событий с большой множественностью.

Мишени. Для размещения мишени в данной конструкции установки имеется пространство вдоль пучка — 7 см. При этом мишень из бериллия может иметь толщину $h=13.0~\rm r/cm^2$. Мгновенная светимость мишени (в пределах растяжки пучка $\tau_{\rm spill}=1~\rm c$) составляет $L=I\cdot h\cdot N_{\rm A}\upsilon/A=8.7\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$ при интенсивности пучка $10^7~\rm B$ цикле. Длительность цикла ускорения составляет $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$. Доля взаимодействия пучка в мишени составляет $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$. Доля взаимодействия пучка в мишени составляет $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$. Доля взаимодействия пучка в мишени составляет $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$. Доля взаимодействия пучка в мишени составляет $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$. Мгновенная и средняя частоты событий есть соответственно $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$ и $T=1.2\cdot 10^{30}~\rm cm^{-2}c^{-1}$.

Аналогичные характеристики жидководородной мишени: $h=0.5~ \Gamma/cm^2,$ $L=3.0\cdot 10^{30},~I=4.2\cdot 10^{29}~cm^{-2}c^{-1},~r=1.0\cdot 10^{-2},~N_{int}=1.0\cdot 10^{5}~c^{-1},~\overline{N}_{int}=1.6\cdot 10^{4}~c^{-1}.$

В данном эксперименте важнейшую роль играет протяженная мишень. Распределение событий взаимодействия пучка с ядрами мишени по ее объему снижает вероятность наложения двух или более событий в элементе объема, определяемом разрешением ВД. Чем выше точность локализации вершины, тем меньше фон от наложенных событий.

Камеры трековой системы. Трековая система на базе 2304 дрейфовых трубок (straw tubes) дополняет кремниевый вершинный детектор и позволяет надежно восстанавливать многочастичные события и продолжать треки в магнитный спектрометр. Система состоит из трех модулей с размерами 480×483, 700×771 и 900×1059 мм² (высота и ширина соответственно). Размеры выбраны из условия соответствия угловому аксептансу кремниевого вершинного детектора и передней части магнитного спектрометра. Каждый модуль состоит из трех камер, измеряющих координаты частиц X, U, V. Камеры каждого модуля идентичны, но U- и V-детекторы повернуты относительно оси Y на углы ± 10,5°. Модули распределены по пучку на базе 950 мм. Камеры каждого модуля сдвинуты по пучку друг относительно друга на 100 мм. Каждая камера содержит два слоя тонкостенных дрейфовых трубок. Диаметр трубок: d = 6 мм. Для устранения лево-правой неопределенности в измерении координат частиц трубки первого слоя сдвинуты относительно трубок второго слоя на величину радиуса d/2. Толщина стенок трубок (катодов) около 70 мкм. Информация считывается с анодных проволок диаметром 30 мкм. Каждая проволока (трубка) является независимым каналом регистрации. Центральная зона каждой камеры, размером 10×10 мм, нечувствительна к пучковым частицам. Точность измерения координаты по времени дрейфа 150 мкм. Время-цифровые преобразователи на каждый триггерный сигнал позволяют регистрировать несколько импульсов, последовательно приходящих с анода трубки. Двухтрековое разрешение ожидается около 1,5 мм. Расстояние между модулями ~ 150 мм. Первый модуль располагается на расстоянии 50 см от мишени. Это максимальная величина, возможная в данной геометрии установки. Она обеспечивает минимально возможную загрузку каждой трубки. Например, в событии с множественностью заряженных частиц 30 на центральную трубку падает в среднем N = 4,3 частиц. Среднее число частиц, попавших в полоску $\Delta x = 0.15$ см (двухтрековое разрешение), составляет $\bar{n} = (N/d)\Delta x = 1,1$, а вероятность наложения двух треков есть $\omega \approx 2(1/2)\ \overline{n}^2 \exp(-\overline{n}) = 40\ \%$. Так как каждая трубка работает независимо, то вероятность наложения треков в модуле (шесть слоев) будет меньше приведенной выше оценки.

Реализация систем СВД на третьей стадии эксперимента

Система запуска установки СВД-2 в эксперименте Е-190. Рассмотрим сначала состав аппаратуры, которая реально была создана для эксперимента «Термализация» на установке СВД-2.

Детекторы, входящие в систему запуска. Схема головной части установки показана на рисунке 15.

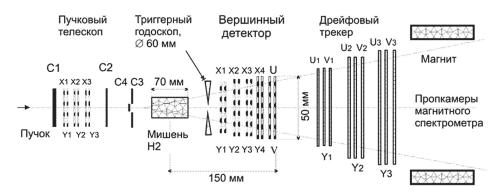


Рис. 15. Схема головной части установки СВД-2

Она включает следующие элементы.

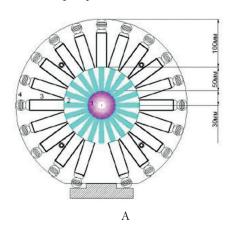
- 1. Пучковый телескоп. Включает сцинтилляционные детекторы C1÷C4 и трекер из шести плоскостей полосковых кремниевых детекторов (X, Y) размером 10×10 мм². Шаг полосок составляет 50 мкм. Трекер определяет траекторию каждой пучковой частицы. Счетчики C1÷C4 вырабатывают триггер на пучковую частицу (триггер нулевого уровня), регистрируют интенсивность пучка и его временную растяжку. Счетчик C3 имеет отверстие для прохода пучка. Он включен со счетчиками C1, 2, 4 на антисовпадение для подавления гало пучка.
- 2. Жидководородная мишень. Размеры мишени: длина сосуда по пучку 70 мм, диаметр 27 мм. Толщина лавсановых стенок сосуда 100 мкм.
 - 3. Триггерный сцинтилляционный годоскоп (описывается ниже).
- 4. Вершинный детектор. В него входят 10 плоскостей полосковых кремниевых счетчиков (X, Y, U, V). Счетчики (U, V) повернуты относительно счетчиков (X, Y) на угол \pm 15°. Шаг полосок 25 мкм и 50 мкм. Вершинный детектор является важнейшим элементом установки. Он позволяет восстановить траектории заряженных частиц в событиях с множественностью 24 и выше. При этом определяются положения первичной и вторичных вершин (распады K°- и λ °-частиц).
- 5. Дрейфовый трекер. Состоит из девяти плоскостей дрейфовых трубок, которые определяют координаты на траектории частиц с точностью 200 мкм [42]. Это позволяет уточнить параметры треков, полученные в вершинном детектор,е и продолжить их в трекер магнитного спектрометра.

Пучок протонов выводится из ускорителя изогнутым монокристаллом кремния. Юстировка пучка на мишень и его параметры мониторируются пучковым телескопом. Счетчики C1÷C4 также вырабатывают сигнал первичного запуска триггерной электроники.

Триггерный годоскоп. Частота pp-взаимодействий в водородной мишени при интенсивности пучка $2\cdot10^6$ 1/c составляет $2\cdot10^4$ 1/c. Система сбора данных установки имеет максимальную скорость регистрации событий с большой множественностью $2\cdot10^2$ 1/c. Исходя из целей эксперимента, триггерная система должна подавлять основной поток событий с малой множественностью и отбирать редкие события с множественностью заряженных частиц больше заданной. Анализ имеющихся данных дает оценку парциального сечения $\sigma \approx 1$ мб для области множественности $n_{ch} \ge 10$. Эта

величина в ~ 30 раз меньше полного неупругого сечения рр-взаимодействия. Таким образом, установка порога триггера на величину $n_{ch} = 10 \div 12$ решает поставленную задачу. Заметим, что в области п_{сь} ≥ 20, где данные отсутствуют, экстраполированное парциальное сечение составляет ~ 0,1 мкб, а ожидаемая скорость счета составляет 2 соб./ч.

Получение сигнала о событии с множественностью выше заданного порога достигается с помощью сцинтилляционного годоскопа, показанного на рисунке 16.



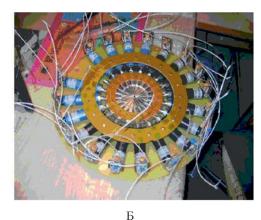


Рис. 16. Триггерный годоскоп: A- схема триггерного годоскопа, 1- сцинтиллятор, 2- световод, 3- Φ ЭУ, 4- делитель Φ ЭУ; 5- триггерный годоскоп в процессе монтажа

Годоскоп выполнен в форме ромашки. Она имеет 19 лепестков — сцинтилляторов, расположенных по форме диска диаметром 260 мм. Диск имеет отверстие в центре диаметром 3,2 мм для пропускания пучка. Сцинтиллятор типа ВС-408 имеет форму усеченной треугольной пластины высотой 28 мм и основанием 8,6 мм. Толщина пластины 1,8 мм. Она обернута в алюминированный лавсан толщиной 6 мкм для уменьшения потерь света. Световод из органического стекла оптически соединен с лепестком и ФЭУ-147-2 с помощью оптической эпоксидной смолы ЕРО301. Защита каждого ФЭУ от внешнего магнитного поля, около 50 Гаусс, осуществляется слоем мю-металла толщиной 0,3 мм; получен фактор ослабления поля, равный ~ 100.

При интенсивности пучка протонов 2·10⁶ 1/с загрузка одного лепестка заряженными частицами, идущими из мишени, составляет ~ 10³ 1/c. Основная загрузка элемента триггера фоновыми частицами обусловлена гало пучка. При оптимальной юстировке пучка она составляет 2·10⁴ 1/с. При среднем токе анода ФЭУ, равном 0,1 мА, и сильноточном делителе допустимая загрузка элемента триггера составляет 10⁶ 1/с. Делитель ФЭУ имеет сопротивлением 4,2 МОм и средний ток 0,4 мА. Выделяемая тепловая мощность одного канала регистрации при этом составляет 0,8 Вт (полная мощность годоскопа ~ 15 Вт), что не превосходит допустимого предела системы охлаждения электроники.

Зависимость вероятности срабатывания системы триггера от числа треков для порогов по множественности М = 3, 8, 12, 16, 20 и 24 частиц приведена на рисунке 17. Нечеткий порог срабатывания электроники обусловлен разбросом амплитуд сигналов.

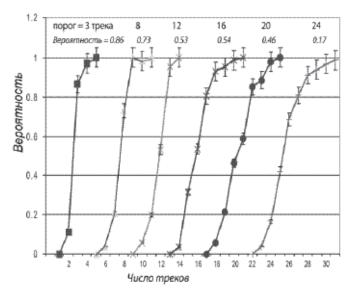


Рис. 17. Вероятность срабатывания триггера от числа треков в годоскопе

Электроника дрейфовых камер. Дрейфовые трубки, общим количеством ~ 1500, имеют диаметр 6 мм и время дрейфа ~ 60 нс. Модули времяцифрового преобразования, разработанные для этих детекторов, имеют цену деления, равную 2 нс, что позволяет иметь координатное разрешение на уровне 0,15 мм.

В основу 32-канальных усилителей-формирователей для съема сигналов с дрейфовых трубок была положена разработка [43].

Аппаратура регистрации сигналов с усилителей-формирователей содержит два крейта регистрации МИСС [44] для сигналов с дрейфовых трубок и один крейт КАМАК для синхронизации системной работы [24] — рисунок 18.

В состав крейтов МИСС входят следующие модули:

- 64-канальные модули ЛЭ-82 множественного время-цифрового преобразования (до пяти «стартов» в каждом канале, «стоп» общий), цена деления канала 2 нс;
- крейт-контроллеры ЛЭ-83, выходящие на магистраль Q-bus, связывающую их с компьютером типа IBM PC;
- специализированные модули управления-разветвления сигналов, ЛЭ-87р;
- стандартные МИСС-разветвители логических (NIM) сигналов, ЛЭ-67.

Детектор гамма-квантов с электроникой управления и регистрации. В основе многоканального детектора гамма-квантов находится 1344 свинцовых стекла размером 505×38×38 мм³, состыкованных торцами с фотоэлектронными умножителями ФЭУ-84. Расположение детектора в установке показано на рисунке 19.

Первоначально электроника регистрации была построена на основе заряд-цифровых преобразователей фирмы Le Croy типа 2282 [45]. Поскольку эти восьмиканальные, довольно устаревшие модули имеют

большое время преобразования (~ 40 мкс), то в последнее время они были заменены 96-канальными заряд-цифровыми преобразователями QDC-96, входящими в систему МИСС [44] разработки ИФВЭ.

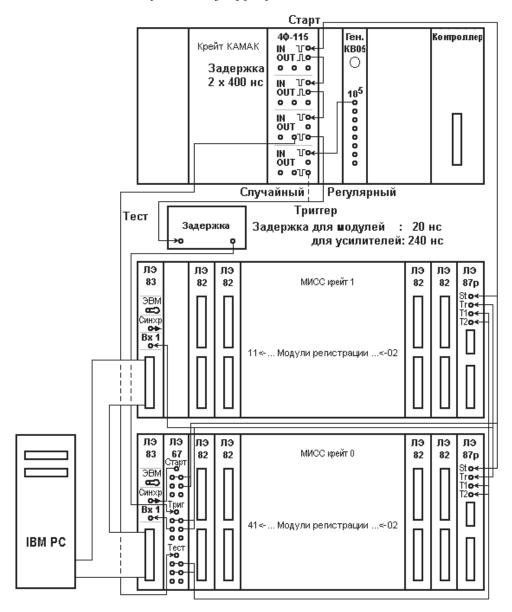


Рис. 18. Состав аппаратуры регистрации сигналов с дрейфовых трубок и межмодульные соединения



Рис. 19. Вид сзади на детектор гамма-квантов (справа от центра) с кабелями сигналов с ФЭУ. Левее виден газовый черенковский детектор. Слева вверху расположен экспериментальный домик № 1, где установлена электроника магнитного спектрометра, в центре — экспериментальный домик № 2 с электроникой запуска и вершинного детектора. Справа в середине видны манометры газовой системы пропорциональных камер и дрейфовых трубок

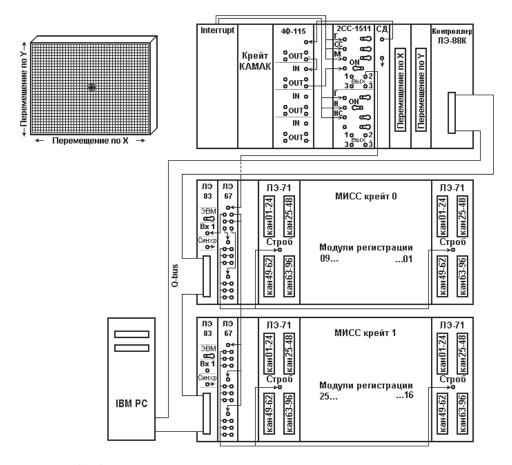


Рис. 20. Состав аппаратуры регистрации сигналов с детектора гамма-квантов

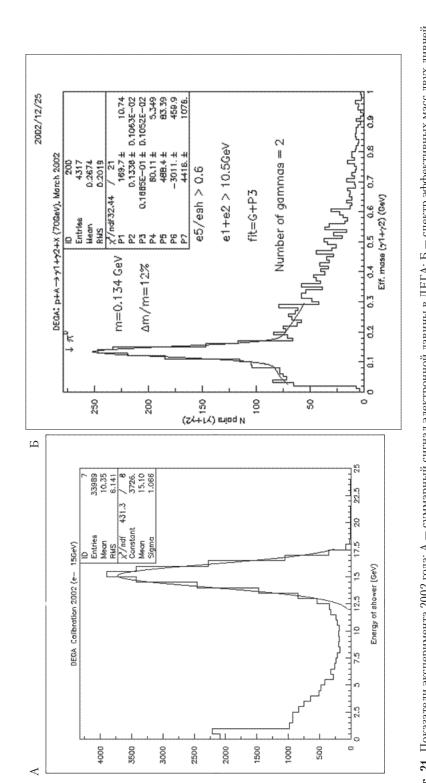


Рис. 21. Показатели эксперимента 2002 года: А — суммарный сигнал электронной лавины в ДЕГА; Б — спектр эффективных масс двух ливней при требовании, чтобы их суммарная энергия была более 10 ГэВ

На рисунке 20 показан схематический вид детектора гамма-квантов (слева вверху, масштаб ~ 1:100) и его электронной аппаратуры.

Аппаратура содержит два крейта МИСС для регистрации сигналов с ФЭУ и один крейт КАМАК для выработки сигнала «Строб» на заряд-цифровые преобразователи (ЗЦП) и для синхронизации работы с остальными частями установки [46]. В состав крейтов МИСС входят следующие модули:

- 96-канальные модули ЛЭ-71 регистрации сигналов;
- крейт-контроллеры ЛЭ-83, выходящие на магистраль Q-bus, связывающую их с компьютером типа IBM PC;
- стандартные МИСС-разветвители логических (NIM) сигналов, ЛЭ-67.

В весеннем сеансе 2002 года ДЕГА был облучен узким (d=3 мм) пучком электронов (E=15 ГэВ), который последовательно засвечивал центр каждого из элементов. Система передвижения управлялась от двух модулей КАМАК — для поперечных координат X и Y (находятся в верхнем крейте, см. рис. 20).

С помощью коэффициентов выравнивания был получен суммарный сигнал электронной лавины в ДЕГА, который представлен на рисунке 21а. Можно сделать заключение, что энергетическое разрешение ДЕГА составляет 1/15 (6,7%).

Был выделен также сигнал от нейтральных пионов при облучении СВД пучком протонов 70 ГэВ. На рисунке 216 показан спектр эффективных масс двух ливней при требовании, чтобы их суммарная энергия была более 10 ГэВ.

Литература

1. Исследование образования частиц с открытым очарованием в адронных взаимодействиях при энергиях Серпуховского ускорителя (Предложение эксперимента), Препринт ИФВЭ 84–3, Серпухов 1984.

Андриишин А. М., Ардашев Е. Н., Бабинцев В. В., Боголюбский М. Ю., Бумажнов В. А., Вишняков И. А., Волков А. А., Галяев Н. А., Закамский Л. Л., Запольский В. Н., Кирюнин А. Е., Котова А. И., Ломакин О. В., Маляев В. Х., Минаенко А. А., Моисеев А. М., Митрофанов Г. Я., Наавгуст Г. Н., Никитин Ю. П., Паршин Е. Н., Плескач А. В., Плескач В. В., Селиванов Г. И., Слабоспицкий С. Р., Уханов М. Н., Филиппов В. С., Хмельников В. А., Чекулаев С. В., Якубов Ю. Р. (Институт физики высоких энергий, Серпухов);

Буклей А. Е., Волков В. Ю., Гилев В. И., Ермолов П. Ф., Козлов В. В., Крамаренко В. А., Ларичев А. Н., Лефлат А. К., Руковичкин В. П., Шкуренков А. В., Ярба Ю. В. (Институт ядерной физики МГУ, Москва);

Басиладзе С. Г., Суворов В. В., Щукин Ю. Д., Элоев О. З. (*Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ*);

Батюня Б. В., Богуславский И. В., Граменицкий И. М., Григорьев А. И., Зернин Ю. Д., Мальцев Э. И., Морозов Б. А., Пугачевич В. П., Толмачев В. Т., Хренов Ю. В., Шафранов М. Д. (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна).

- 2. Goldhaber G. et al. // Phys. Rev. Lett., 1976, 37, p. 225.
- 3. Shindler R. H. et al. // Phys, Rev, 1981, v. 24D, p. 78.
- 4. Baltay C. et al. // Phys. Rev. Lett., 1978, 41, p. 73.
- 5. Alston D. et al. // Phys. Lett., 1980, 49B, p. 113; Avery P. et al. // Phys. Rev. Lett., 1980, 44, p. 3309; Abe K. et al. Preprint SLAC-PUB-2870 (1982).
 - 6. Drijard D. et al. // Phys. Lett., 1979, 81B, p. 250; 1979, 85B, p. 452.
- 7. Giboni K. L. et al. // Phys. Lett., 1979, 85B, p. 437; Lockman W. et al. // Phys. Lett., 1979, 85B, p. 443.
 - 8. Basile M. et al. // Nuovo Cim., 1981, 63A, p. 230.
- 9. Sandweiss J. et al. // Phys. Rev. Lett., 1980, 44, p. 1104; Allison W. et al. // Phys. Lett., 1980, 93B, p. 509; Aguilar-Benitez M. et al. // Phys. Lett., 1983, 123, p. 103.
- 10. Bosetti P. et al. // Phys. Lett., 1979, B74, p. 343; Hansl T. et al. // Phys. Lett., 1979, B74, p. 139; Ritchi J. et al. // Phys. Rev. Lett., 1979, v. 44, p. 230.
- 11. Blanar G. et al. CERN/SPSC/78-14 (1978); Baland J. F. et al. CERN/SPSC/80–120 (1980); *Church M.* et al. Fermilab Proposal N690, 1981.
 - 12. Asratian A. E. et al. Phys. Lett., 79B, 497 (1978).
- 13. Ardashev E., Bogolyubsky M., Bulgakov N. et al. An experiment for studying mechanisms of charmed particle and decays in pA production interactions at 70 GeV/с, Препринт ИФВЭ-96-98, Протвино, 1996.
- 14. *Басиладзе С. Г.* Стандарт КОМПЕКС расширенное использование магистрали КАМАК // ПТЭ № 5, 1983, с. 6.
- 15. Басиладзе С. Г. и др. Система модулей наносекундной потенциальной логики // ПТЭ № 6, 1985, с. 68.
- 16. Бару С. Е. и др. Гибридная интегральная схема для пропорциональных камер // ПТЭ № 4, 1975, с. 105–107.
 - 17. Беленький В. З. и др. Препринт ЛИЯФ 1049, Л/, 1985.
- 18. Басиладзе С. Г., Элоев О. З. 64-канальный модуль регистрации сигналов с пропорциональных камер РПК-213, Разработка аппаратуры сопряжения ЭВМ с измерительными установками. М.: Изд-во МГУ, 1985, c. 61.
- 19. Басиладзе С. Г., Элоев О. З. Специализированный контроллер для отбора и считывания данных с пропорциональных камер КПК-671 // Разработка аппаратуры сопряжения ЭВМ с измерительными установками. Издательство МГУ, 1985, с. 65.
- 20. Басиладзе С. Г., Рыбников В. М. Контроллер межкрейтной связи KKC-731 // ΠΤЭ № 1, 1986, c. 55.
- 21. Алеев А. Н., Басиладзе С. Г., Селиков А. Е. Интерфейсный контроллер крейта для персонального компьютера // ПТЭ № 5, 2003, с. 56.
- 22. Басиладзе С. Г., Смирнов А. Н., Суворов В. В. Симметризация крейта КАМАК с помощью селектора запросов // ПТЭ № 1, 1985, с. 81.
- 23. Басиладзе С. Г., Рыбников В. М. Сдвоенный управляемый блок задержки 2БЗУ-122 // Аппаратура систем автоматизации научных исследований МГУ. Издательство МГУ, 1984, с. 96.
- 24. Богданова Г. А. и др. Прототип системы синхронизации и запуска эксперимента Е-161 (СВД-2, спектрометр с вершинным детектором) // ПТЭ № 4, 2001, с. 31–37.

- 25. The SVD-Collaboration "Charm production at 70 GeV/c in proton-proton interactions" // Proceeding of XXVII Int. Conf. on High Energy Physics, Glazgow, (20–27 July 1994), p. 1029.
- **26**. Предложение эксперимента по изучению механизмов образования очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ и их распадов (СВД Объединение), Препринт НИИЯФ МГУ-99–28/586, Москва, 1999.

Ардашев Е. Н.. Боголюбский М. Ю., Булгаков Н. К., Буртовой В. С., Васильев М. В., Воробьев А. П., Гавлицкий А. С., Галяев Н. А., Головкин В. Ф., Еремченко Е. Н., Зайцева О. С., Запольский В. Н., Зубков Н. В., Змушко В. В., Иванова Н. А., Кирюнин А. Е., Клочков Б. И., Клюхин В. И., Константинов В. В., Комаров В. Н., Курчанинов Л. Л., Левицкий М. С., Майоров А. А., Маляев В. Х., Максимов В. В., Минаенко А. А., Моисеев А. М., Платонов В. Г., Плескач А. В., Попов А. И., Роднов Ю. В., Рядовиков В. Н., Семенов П. А., Сидоров С. А., Смоль А. В., Солдатов М. М., Соломко В. Н., Холоденко А. Г., Цюпа Ю. П., Чекулаев С. В., Чмиль В. Г. (Институт физики высоких энергий, Протвино);

Басиладзе С. Г., Богданова Г. А., Вишневская А. М., Волков В. Ю., Гришкевич Я. В., Гришина О. В., Ермолов П. Ф., Зверев Е. Г., Зоткин С. А., Козлов В. В., Крамаренко В. А., Кубаровский А. В., Ларичев А. Н., Лефлат А. К., Лютов С. И., Меркин М. М., Орфаницкий С. В., Рыбников В. М., Селиков А. В., Тихонова Л. А. (НИИ ядерной физики МГУ);

Богуславский И. В., Бычков В. Н., Гаврищук О. П., Дикусар Н. Д., Еремеев Р., Иванов В. Г., Иваньшин Ю. И., Казаренко Е. Н., Кекелидзе Г. Д., Киреев В. И., Косарев И. П., Кутов А. Я., Коломийченко А. В., Лобастов С. П., Лысан В. М., Медведь К. А., Мисютин С. И., Новиков В. А., Олейник А. А., Петухов Ю. П., Пешехонов В. Д., Самсонов В. А., Сычков С. Я., Толмачев В. Т., Топурия Т. П., Шалыгин А. Б., Шафранов М. Д., Юкаев А. И. (Объединенный институт ядерных исследований);

Амаглобели Н. С., Чиладзе Б. Г., Треков И. Ю., Деметрашвили Л. Г. (Институт физики высоких энергий Тбилисского госуниверситета).

- 27. Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р. // ЯФ, т. 33 (1981) 832; Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р., Суслов М. В. // ЯФ, т. 38 (1983) 727.
 - 28. Anjos J. C. et al. Preprint CBPF-NF-010/97, CBPF-011/97 (1997).
 - 29. Alves G. A. et al. // Phys. Rev. Lett., 70 (1993) 722.
 - 30. Verzocchi M. NIM, A351 (1994) 222.
 - 31. Frabetti P. L. et al. // Phys. Lett., 251B (1990) 639.
 - 32. Blumlein J. et al. // Phys Lett., B279 (1992) 465.
- 33. *Богданова Г. А.* и др. Система синхронизации и запуска установки СВД-2. Препринт НИИЯФ МГУ 2000–25/629, М., 2000.
- 34. Дерюгин О. А., Зверев Е. Г., Лефлат А. К. Аппаратура измерения параметров микростриповых кремниевых детекторов // ПТЭ № 1, 1998.
- 35. *Ермолов* П. Ф. и др. Методика тестирования односторонних микростриповых детекторов эксперимента D0 (FNAL) // ПТЭ № 5, 2002, с. 194.
- 36. *Богданова Г. А.* и др. Оптимизированный 2-уровневый триггер для выделения событий с очарованными частицами в адрон-адронных взаимодействиях // Сообщение ОИЯИ Р1-95-451, Дубна, 1995.

- 37. Басиладзе С. Г. и др. Электронная аппаратура съема и регистрации сигналов с микрострипового вершинного детектора установки СВД-2 // ПТЭ № 3, 2006, с. 52.
- 38. Ардашев Е. Н. и др. Вершинный микростриповый детектор установки СВД для экспериментов на ускорителе ИФВЭ // ПТЭ № 4, 2007, с. 1.
- 39. Santiard J. C. et al. GASPLEX a low-noise Analog Signal Processor for Readout of Gaseous Detectors, Preprint CERN-ECP/94-17, 1994.
- 40. Ansel P. et al., CMOS low noise monolithic frontends for SI strip detector readout // Nuclear Instruments and Methods, A315 (1992), p. 425.
- 41. Рождение частиц в pp-взаимодействии с высокой множественностью при энергии протонов 70 ГэВ // Сообщение ОИЯИ Р1-2004-190, Дубна, 2004.

Авдейчиков В. В., Алеев А. И., Баландин В. П., Васендина В. А., Жидков Н. К., Золин Л. С., Зулькарнеев Р. Я., Киреев В. И., Косарев И. Г., Кузьмин Н. А., Кураев Э. А., Манджавидзе И. Д., Никитин В. А., Петухов Ю. П., Пешехонов В. Д., Руфанов И. А., Сисакян А. Н., Юкаев А. И. (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна);

Басиладзе С. Г., Волков В. Ю., Ермолов П. Ф., Крамаренко В. А., Кубаровский А. В., Лефлат А. К., Меркин М. М., Попов В. В., Тихонова Л. А. (НИИ ядерной физики МГУ, Москва);

Аникеев А. Н., Васильченко В. Г., Воробьев А. П., Лапшин В. Г., Майоров С. В., Мельник Ю. М., Мещанин А. П., Рядовиков В. Н., Холоденко А. Г., Цюпа Ю. П., Чикилев О. Г., Якутии А. Е. (ГНЦ РФ «Институт физики высоких энергий», Протвино);

Дремин И. М. (Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва); Кокоулина Е. С., Панков А. А. (Гомельский государственный технический университет, Белоруссия);

Кувшинов В. И. (Объединенный институт энергетических и ядерных исследований НАН Белоруссии).

- 42. Басиладзе С. Г. и др. Дрейфовый трекер установки СВД-2, ПТЭ № 3, 2008, c. 14.
- 43. Baturitsky M. A., Dvornikov O. V. Advanced Low Input Resistance Preamplifiers for Short Input Current Pulses // Nucl. Instr. and Meth. A423 (1999), 163-173.
 - 44. Бушнин Ю. Б. и др. Препринт ИФВЭ 88–47, Серпухов, 1988.
 - 45. Le Croy Catalog, December 1982, USA.
- 46. Ардашев Е. Н. и др. Система синхронизации и запуска установки СВД-2, Препринт НИИЯФ МГУ 2005, 14/780, М., 2005.
- 47. Боголюбский М. Ю. и др. Эффективность регистрации очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2, Препринт ИФВЭ 96-93, Серпухов, 1996.
- 48. Боголюбский М. Ю., Рядовиков В. Н. Использование сцинтилляционного годоскопа в триггере 1-го уровня установки СВД-2 для поиска очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях, Препринт ИФВЭ 96-94, Серпухов, 1996.

П. Ф. ЕРМОЛОВ И ЭКСПЕРИМЕНТ СВД

В. В. Попов, Л. А. Тихонова (НИИЯ Φ МГУ)

Установка «Спектрометр с вершинным детектором» (СВД) располагается в пучке протонов в корпусе ПК-1 ускорителя У-70 ИФВЭ. Возраст этой установки приближается к 28 годам. В ее жизни бывали всякие периоды: успешные, менее успешные, иногда периоды застоя; менялись отдельные детекторы, создавалась новая аппаратура, улучшались электронные системы и программное обеспечение, менялись физические задачи, но неизменно основными участниками этих работ оставались сотрудники ИФВЭ, ОИЯИ и НИИЯФ МГУ (фото 1).



Фото 1. Участники рабочего совещания эксперимента СВД в НИИЯФ МГУ 27 июня 2006 г.

Команду НИИЯФ МГУ все эти годы возглавлял П. Ф. Ермолов, последние 20 лет он являлся научным руководителем всех экспериментов на СВД, и на его плечи легла тяжелая ноша, которую он честно и мужественно нес до конца своей жизни. За эти годы было опубликовано около 40 работ с описанием аппаратуры, методических разработок и физических результатов, полученных на СВД¹.

¹ Информацию о них можно почерпнуть также из статей С. Г. Басиладзе, И. М. Граменицкого, Е. С. Кокоулиной, А. В. Кубаровского в этом же сборнике.

А начиналось все в 1984 году, когда было опубликовано предложение эксперимента «Исследование образования частиц с открытым очарованием в адронных взаимодействиях при энергиях серпуховского ускорителя» (Препринт ИФВЭ 84–3, 1984). На основе этого проекта дирекцией ИФВЭ в 1985 году был включен в план института эксперимент Е-161 по изучению образования очарованных адронов в рр-взаимодействиях при 70 ГэВ/с на гибридной установке «Спектрометр с вершинным детектором (СВД-1)».

К этому времени изучение очарованных частиц с открытым и скрытым очарованием уже активно велось в экспериментах CERN и FNAL в адронных и лептонных пучках при энергиях выше 200 ГэВ. Полученные данные по сечениям, модам распада и временам жизни в основном неплохо описывались пертурбативной квантовой хромодинамикой. Однако при энергиях меньше 100 ГэВ, т. е. в области энергий серпуховского ускорителя, оценки сечения чарма проводились только на установке БИС-2 в пучке нейтронов со средней энергией ~58 ГэВ и в так называемом beam-dump эксперименте с использованием нейтринного канала. Полученные величины сечения чарма существенно различались и находились в интервале 5-50 мкбн. В этих установках вершины распадов короткоживущих очарованных частиц не регистрировались. И поэтому создание гибридной установки с вершинным детектором было актуально и необходимо. Начальная схема установки СВД-1 состояла из быстроциклирующей жидководородной пузырьковой камеры (БЦПК) для регистрации первичной и вторичной вершин, широкоапертурного магнитного спектрометра (ШАМС) с расположенными внутри магнита проволочными пропорциональными камерами для определения импульсов заряженных частиц и системы мониторирования и триггирования пучка. Предложенная схема весьма напоминала состав установки NA-16 Европейского гибридного спектрометра, но в упрощенном варианте, а БЦПК выглядела повторением пузырьковой камеры LEBC. Всю систему обработки снимков также строили по аналогии с NA-16.

Первый сеанс по набору статистики состоялся в 1992 году, было отснято 180 тыс. снимков, из которых только ~40 % лежали в рабочем объеме камеры и около 30 % событий не имели спектрометрической информации. Второй сеанс состоялся в 1994 году, но из-за неполадок в работе БЦПК было отснято всего 150 тыс. снимков, и с худшими, чем в первом сеансе, параметрами треков. В результате после двойного просмотра пленки и обсчета по кинематическим программам было оставлено для анализа 109 тыс. неупругих pN-взаимодействий с множественностью $N_{_{33D}} > 4$, что соответствовало чувствительности эксперимента 4,96 соб./мкбн. На снимках было найдено три трехлучевых распада вблизи первичной вершины, два из которых были зарегистрированы в спектрометре, что позволило идентифицировать их как D^- -мезоны. Два нейтральных распада, зарегистрированные в камере и в спектрометре, были идентифицированы как распады антиD⁰-мезонов. В результате в 1997 году была получена оценка полного сечения образования пар очарованных частиц в области фейнмановской переменной $-1 < X_{\rm F} < +1$, равная $\sigma_{\rm tot}$ (charm) = $1.6^{+1.1}_{-0.7}$ (стат.) ± 0.3 (сист.) мкбн, что было

сопоставимо с данными beam-dump-эксперимента при 70 ГэВ и величиной, ожидаемой из предсказаний пертурбативной КХД, но по-прежнему противоречащей данным эксперимента БИС-2 (см. ЯФ, 2001, т. 64, № 5, с. 958–968). К этому времени стала очевидна очень низкая скорость набора статистики для дальнейшего изучения свойств очарованных частиц, и решением НТС ИФВЭ проект Е-161 был приостановлен.

Но уже к 1996 году коллаборацией СВД было разработано новое предложение второй стадии эксперимента СВД-2 (препринт ІНЕР-96-98, препринт НИИЯФ МГУ 99-28/586) с заменой водородной камеры на активную мишень (АМ), состоящую из пластин углерода, кремния и свинца, и прецизионного вершинного детектора (ПВД) с высоким быстродействием на основе микростриповых кремниевых детекторов, содержащего около 10 000 каналов регистрации. Такой тип ПВД создавался тогда в России впервые. К тому же в состав СВД-2 включались детектор у-квантов из черенковских счетчиков полного поглощения (ДЕГА), изготовленный и отлаженный еще на первой стадии эксперимента, а также специально строился блок из мини-дрейфовых трубок и пороговый многоканальный черенковский счетчик для разделения заряженных частиц (пионов, К-мезонов и протонов). Создавалась также новая электроника системы запуска и системы сбора данных со всех детекторов установки с использованием современных быстрых сетевых средств связи и новым поколением on-line-компьютеров. Вся эта модернизация установки СВД-2 предназначалась для существенного повышения скорости набора данных во время сеансов на ускорителе¹.

На новом этапе эксперимента (Е-184) расширилась и физическая программа исследований. Основными ее задачами стали:

- измерение А-зависимости полного сечения образования чарма σ_{tot} (charm) на ядрах С, Si, Pb (необходимая статистика ~ 500 событий для каждого ядра);
- измерение спектров X_F и P_T для очарованных мезонов и барионов и изучение эффекта лидирования;
- поиски эффектов высвобождения внутреннего чарма в протоне в случае увеличения статистики до ~ 1000 событий для каждой моды распада;
- проверка и уточнение предсказаний ТВКХД для околопороговой области энергий рождения чарма;
- выделение и изучение спектров странных частиц (Λ , Σ , Ξ гиперонов и К-мезонов) в р Λ взаимодействиях при 70 ГэB/c;
- поиск странных пятикварковых экзотических барионов и сравнение их свойств с характеристиками традиционных трехкварковых барионов

Для установки СВД наступил новый, очень сложный и ответственный период, в сущности, период создания новой сложной гибридной установки, которой ранее при энергиях ускорителя У-70 не существовало.

Первым большим успехом было проведение в 2002 году сеанса в пучке протонов с импульсов 70 ГэВ/с в новом составе детекторов установки

¹ Подробнее об этом см. статью С. Г. Басиладзе.

СВД-2 (Е-184) и получение ~ 52 млн неупругих рN-взаимодействий. Началась обработка набранной статистики. Оценки эффективности работы отдельных детекторов проводились с использованием программ FRITIOF и GEANT. Созданием ленты суммарных результатов занимались параллельно физики ИФВЭ и НИИЯФ МГУ, используя разные подходы при определении первичной и вторичной вершин, и одинаковый оригинальный метод определения импульсов частиц в магнитном спектрометре — «метод переменного импульса», разработанный П. Ф. Ермоловым, А. В. Кубаровским, М. С. Левицким (в составе систем обработки эта программа называется SVDRECO). Начиная с 2002 года режим работы установки на ускорителе состоял, как правило, из двух ежегодных сеансов: короткого весеннего методического сеанса (~ 1–1,5 недели) и длительного физического осеннего сеанса для набора статистики (~ один месяц).

Основной анализ по выделению распадов очарованных мезонов и барионов проводили физики ИФВЭ (А. П. Воробьев, А. А. Киряков, М. Е. Роньжин, В. Н. Рядовиков, А. Г. Холоденко и др.) при активных обсуждениях и спорах с физиками НИИЯФ и ОИЯИ. На статистике ~ 50 событий (для всех ядер) были выделены распады нейтральных D-мезонов в моде $D^0 \rightarrow K\pi$, получены их спектры и определена оценка полного сечения σ_{tot} (charm) при 70 ГэВ, равная $\sigma = 7.1 \pm 2.4$ (стат.) ± 1.4 (сист.) мкбн/нуклон. Результаты были опубликованы в статьях «Регистрация рождения и распадов нейтральных очарованных нейзонов в рА — взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2» (*Рядовиков В. Н.* и др. Препринт ИФВЭ 2009—9; ЯФ, 2010, т. 73, № 9, с. 1586—1596) и «Свойства нейтральных очарованных мезонов в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ» (*Рядовиков В. Н.* и др. Препринт ИФВЭ 2010—2; ЯФ, 2011, т. 74, № 2, с. 342—349).

Группа физиков НИИЯФ МГУ во главе с П. Ф. Ермоловым (А. В. Кубаровский, В. Ю. Волков, В. В. Попов, С. И. Лютов, Л. А. Тихонова) приступила к выделению странных частиц (K_s^0 и Λ^0) на статистике, полученной в сеансе СВД-2 в 2002 году, с целью обнаружения экзотического пятикваркового (uudd \overline{s}) Θ^+ -бариона с положительной четностью и странностью +1, массой 1530 MэB/с² и шириной $\Gamma \leq 50$ МэB/с², распадающегося по каналам п K^+ или р K_s^0 . Этот барион был предсказан Д. Дьяконовым, В. Петровым и М. Поляковым в 1997 г. в рамках киральной солитонной модели как самый легкий член антидекуплета пентакварков.

К 2003—2005 годам ситуация с экспериментальным обнаружением Θ^+ -бариона была сложной и противоречивой. Около 10 экспериментальных групп, как при низких энергиях (DIANA, LEPS, CLAS (d)), так и при высоких (СВД, ZEUS и др.), подтвердили существование Θ^+ -бариона, в то же время другие эксперименты (HERA-B, CDF и др.) его не обнаружили. К тому же коллаборация CLAS при увеличении статистики также отказалась от своего первого положительного результата (см. обзор М. Данилова arXiv: hep-ex/0509012).

В НИИЯФ МГУ поиск Θ^+ -бариона состоял из двух этапов. На первом этапе при отборе K^0_s мезонов, распадавшихся перед вершинным детектором в области 0.2 < Z < 35 мм в спектре эффективных масс M (p K^0_s) наблюдался резонанс с массой $M = 1526 \pm 3$ (стат.) ± 3 (сист.) $M \ni B/c^2$ и шириной

 Γ < 24 МэВ/с² при статистической значимости 5,8 σ . Отбор проводился при множественности заряженных частиц в первичной вершине $N_{\text{зар.}}$ < 8 и импульсах протонов 4 ≤ P ≤ 21 ГэВ/с и только для X_{f} (p K_{s}^{0}) >0 (Я Φ , 2005, т. 68, № 6, с. 1012–1019).

На втором этапе выделялись K^0_s мезоны, распавшиеся между вершинным детектором и магнитным спектрометром (35 мм < Z < 600 мм). После применения тех же условий отбора частиц в спектре масс (p K^0_s) системы наблюдался резонанс с массой M= 1523 \pm 3,1 M3 B/c^2 и статистической значимостью 5,6 σ (фото 2).



Фото 2. Рочестерская конференция ICHEP06 по физике высоких энергий, Москва, 2006 г. П. Ф. Ермолов, В. А. Никитин и В. В. Попов — последние замечания к докладу В. В. Попова об изучении узкого барионного резонанса Θ^+ р в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ/с на установке СВД-2

После объединения двух выборок статистическая значимость была оценена как 8 σ (392 события над фоном в 1990 событий), что было к тому времени наилучшим результатом при выделении этой моды распада Θ^+ -бариона. Распределения по переменной X_f имели пик при $X_f \sim 0$ и среднее $<|X_f|>\sim 0,1$. Величина сечения рождения Θ^+ -бариона была получена равной σ BR ($\Theta^+\to pK_s^0$) = 4,9 ± 1,0 (стат.) ± 1,5 (сист.) мкбн/нуклон для $X_f > 0$ (аrXiv: 0803/3313). Интерес к результатам СВД по пентакварку подтверждается и числом ссылок на наши работы: около 300. В настоящее время проводится сравнительный анализ спектров Θ^+ -бариона и гиперона Λ (1520), наблюдаемого в нашем эксперименте в моде распада Λ (1520) \to K $^-$ p, в рамках одного из возможных сценариев стандартной картины кварк-глюонного взаимодействия (Дементьев Р. К. Препринт НИИЯ Φ МГУ, 2011–8/872).

В 2003 году физики ОИЯИ во главе с профессором В. А. Никитиным предложили использовать установку СВД-2 для изучения событий большой множественности, так появился проект «Термализация» (Препринт ОИЯИ Р1–2004-190). Этот проект (Е-190) предлагал изучать совсем другой круг задач, которые раньше в экспериментах на У-70 не ставились. Предельная

множественность, зарегистрированная ранее в событиях в камере Mirabelle, равнялась $N_{_{3ар.}}$ =16. В проекте «Термализация» предлагалось измерить топологические сечения до 30 заряженных частиц в конечном состоянии в рр-взаимодействиях при энергиях пучков протонов 50–70 ГэВ, когда значительная часть энергии в с. ц. м. идет на образование вторичных частиц. Это приводит к возникновению адронной системы с высокой плотностью пионов. Вследствие этого появляется возможность наблюдать коллективные эффекты, связанные с многобозонной интерференцией, аномальные флуктуации числа заряженных и нейтральных пионов как результат проявления пионного конденсата, струи тождественных частиц и др.

Павел Фёдорович активно поддержал этот проект, отстаивая в дирекции ИФВЭ его актуальность и осуществимость. Для этого было необходимо в установке СВД-2 заменить активную ядерную мишень на жидководородную камеру и создать новую триггерную систему для существенного подавления событий с малой множественностью. Все остальные детекторы установки СВД-2 были готовы к набору статистики.

Жидководородная пузырьковая камера была создана в ОИЯИ, а новая триггерная система совместно разработана и изготовлена сотрудниками ОИЯИ, НИИЯФ МГУ и ИФВЭ. В 2005 году был проведен пробный запуск установки СВД-2 в пучке протонов с импульсом 50 ГэВ. Затем в 2006-2008 годах проводились сеансы для набора статистики событий с большой множественностью. Особенно успешным был сеанс 2008 года, когда было зарегистрировано 3,85 млн событий с $N_{\text{\tiny san}} > 8$, из которых около 2 млн имели вершины взаимодействия в эффективном объеме водородной мишени. Для окончательного анализа было использовано около 1 млн событий. После определения поправок на аксептанс установки, эффективность триггера и системы обработки данных при моделировании по программе GEANT были получены распределения по множественности заряженных частиц в pp-взаимодействиях при $50~\Gamma \ni B$ вплоть до $N_{_{3ap}}=24$, т. е. к ранее измеренным на камере Mirabelle топологическим сечениям было добавлено восемь новых точек. Проведено сравнение полученных данных с некоторыми моделями, включая модель глюонной доминантности, больших отклонений от предсказаний не обнаружено (см. препринт ИФВЭ 2011-4; ЯФ т. 75 № 3 (2012) 343).

На статистике 500 тыс. событий измерялись также флуктуации числа нейтральных пионов в событиях с большой множественностью. Моделирование регистрации γ -квантов от распада нейтральных пионов в калориметре ДЕГА с помощью программы РҮТНІА 5.6 показало линейную зависимость между числом зарегистрированных γ -квантов и средним числом нейтральных пионов в событии. После введения поправок на потерю заряженных треков из-за аксептанса установки, действия триггера и эффективности системы обработки данных были получены распределения числа нейтральных пионов N_0 для каждого значения полного числа частиц в событии $N_{\rm tot} = N_{\rm sap.} + N_0$ и измерен параметр флуктуаций $\omega = D/< N_0 >$. В области $N_{\rm tot} > 22$ флуктуации числа нейтральных пионов возрастают, что в некоторых статистических моделях указывает на приближение

системы с большим числом пионов к состоянию пионного конденсата. Данный эффект наблюдался впервые (см. препринт ИФВЭ 2011–5).

Для существенного увеличения статистики очарованных и странных частиц в 2010–2011 годах были проведены сеансы в рамках проекта Е-184 на модернизированной установке СВД-2 в пучке протонов с импульсом 50 ГэВ. Было зарегистрировано ~ 100 млн неупругих рN-взаимодействий, что позволит получить более точные данные по А-зависимости, спектрам и сечениям разных мод распада очарованных и странных частиц при энергиях серпуховского ускорителя.

За все время работы СВД было видно, как дух прирожденного физика-экспериментатора не давал Павлу Фёдоровичу покоя. Он знал конструкцию и трудности создания всех детекторов установки, вносил свежие идеи в методику реконструкции треков и создал оригинальный метод определения импульса частиц в магнитном спектрометре — «метод переменного импульса».

Его вечная озабоченность, как и где достать средства для проведения сеансов и модернизации установки, не освобождала его от собственного участия в сеансах на ускорителе, которые он старался не пропускать. Возглавляя крупный экспериментальный отдел, он имел множество других обязанностей и мог присутствовать на сеансах не более чем по 2–3 дня подряд (фото 3). Было видно, как его это тяготило: он пытался вообще не уходить с работы, позволяя себе лишь изредка прикорнуть на неудобном диванчике. И попытки дежурных сотрудников отправить его на ночлег в гостиницу зачастую оканчивались неудачей....



Фото 3. П. Ф. Ермолов и ведущий программист В. Ю. Волков решают возникшую проблему во время сеанса на ускорителе У-70, 21 декабря 2006 г.

Высокий авторитет Павла Фёдоровича среди членов коллаборации СВД помогал избегать ненужных трудностей во взаимоотношениях сотрудников разных институтов, так как он всегда выдвигал на первый план важность получения надежных экспериментальных данных.

ПАВЕЛ ФЁДОРОВИЧ ЕРМОЛОВ И НАБЛЮДЕНИЕ ПЕНТАКВАРКА

А. В. Кубаровский (НИИЯФ МГУ)

С Павлом Фёдоровичем я познакомился в 1995 году, когда после окончания университета искал научного руководителя для того, чтобы продолжить обучение в аспирантуре. Дипломную работу я делал в Протвино в лаборатории известного физика-экспериментатора Л. Г. Ландсберга и мог продолжать работу там, но мне было интересно познакомиться с другими институтами, в частности с НИИЯФ МГУ. П. Ф. Ермолов на тот период времени уже был заведующим отделом экспериментальной физики высоких энергий и после нашего с ним разговора он согласился стать моим научным руководителем с тем условием, что я займусь обработкой данных эксперимента СВД (Спектрометер с Вершинным Детектором). На тот момент я еще совершенно не осознавал того, насколько мне повезло, что судьба свела меня с этим человеком. По правде говоря, я испытывал большое желание поработать в ведущих мировых лабораториях, таких как FNAL или СЕRN, однако решил заниматься экспериментом СВД, поскольку меня заинтересовала задача, которую мне предложил П. Ф. Ермолов.

СВД — многоцелевая гибридная установка в ИФВЭ (Протвино) работала в пучке протонов с энергией 70 ГэВ. Павел Фёдорович с коллегами изучали образование очарованных частиц: при этой энергии данных не было, а околопороговое рождение таких частиц очень интересно. Некоторые теоретики (в частности Стэн Бродский) предсказывали наличие в протоне внутреннего чарма. На СВД к тому времени был проведен эксперимент, и велась обработка данных с пузырьковой камеры и магнитного спектрометра. Обработка снимков с пузырьковой камеры успешно проводилась в НИИЯФ, а вот программы реконструкции треков в спектрометре еще не было. Так я стал заниматься данной задачей, которая впоследствии получила название SVDRECO. Восстановление импульсов в пропорциональных камерах обычно начиналось с последней по пучку камеры и треки тянулись к вершине. Павел Фёдорович предложил другой способ, названный методом переменного импульса, в котором использовалось довольно точное знание вершины взаимодействия и углов вылетающих из нее частиц. При этом в некотором интервале варьировались импульсы частиц и подбирались треки, которые лучше всего могли описать рапределение «хитов» в магнитном спектрометре.

Первая версия программы рекострукции была написана, данные успешно обработаны, сечения образования очарованных частиц получены. После окончания аспирантуры я уже не сомневался в том, где именно я буду рабо-

тать, — настолько я был восхищен своим «шефом» Павлом Фёдоровичем и той атмосферой, которая царила в его отделе. Да и создание программ реконструкции само по себе очень интересное дело, так что я успешно защитил диссертацию (по результатам, полученным на СВД) и начал свою трудовую деятельность в НИИЯФ МГУ в лаборатории П. Ф. Ермолова.

После первого этапа экспериментов было решено модернизировать установку СВД, и вместо пузырьковой камеры установить кремниевый вершинный детектор, что позволило бы на порядки увеличить статистику. Микростриповый кремниевый детектор — очень сложный прибор и установок с таким вершинным детектором в России еще не было, так что Павлу Фёдоровичу предстояло пройти все этапы изготовления детектора, от чертежей и электронных схем до изготовления кремниевых пластин с нанесенными на них стрипами. А мне предстояло создать новую программу реконструкции для обработки данных эксперимента СВД-2. В общем детекторы были созданы и включены в установку. В 2002 году прошел очень успешный сеанс: было набрано около 50 млн триггированных неупругих событий. Сеанс был долгим, очень непростым. Павел Фёдорович часто оставался ночевать прямо на установке. Хотелось бы отметить, что Ермолов был выдающимся экспериментатором и прирожденным руководителем, всегда знал, что и как необходимо сделать в определенный момент, где найти людей, которые могли бы устранить неисправности, неизбежно возникающие при работе сложной экспериментальной установки. Можно смело сказать, что если бы не Павел Фёдорович, — вряд ли можно было бы набрать такую статистику, и вообще провести этот эксперимент.

После окончания эксперимента я с коллегами занимался программой реконструкции. Предстояло восстановить миллионы событий, поэтому мы искали новые быстрые алгоритмы восстановления вершин взаимодействия в вершинном детекторе и импульсов в магнитном спеткрометре, используя все тот же, предложенный П. Ф. Ермоловым метод переменного импульса. Созданные программы были использованы для восстановления треков странных частиц, К-мезонов и Л-гиперонов, было показано очень хорошее разрешение кремниевого вершинного детектора.

Как раз в это время началась история пентакварка θ^+ , экзотической частицы, предсказанной петербургскими теоретиками Д. И. Дьяконовым, В. Ю Петровым и М. В. Поляковым. Стоит отметить, что на их оригинальную статью "Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons", опубликованную в журнале Z. Phys. в 1997 году, на сегодняшний день существует около 700 ссылок. Интерес к пентакваркам в физике элементарных частиц был огромен, и о наблюдении пентакварка, который получил имя θ^+ , появились сообщения из японской коллаборации LEPS и американской коллаборации CLAS. Также образование пентакварка наблюдала коллаборация Диана из ИТЭФ в Москве. Павел Фёдорович очень заинтересовался этими сообщениями и предложил посмотреть, а не виден ли пентакварк в данных СВД-2. Вершинный детектор позволял выделить распады K_s^0 -мезонов, а пентакварк по теории мог распадаться на протон и K^0 -мезон (или нейтрон и K^+ -мезон). Я проанализировал данные СВД-2 и к великому удивлению обнаружил частицу, которая распадалась на протон и K^0 -мезон и масса которой соответствовала пред-

сказанной массе θ⁺-бариона. Когда я показал эти результаты Павлу Фёдоровичу, он очень обрадовался и с энтузиазмом стал более подробно изучать образование пентакварка на установке СВД-2. Вскоре в журнале «Ядерная физика» была опубликована статья о наблюдении пентакварка в протонядерных взаимодействиях. Надо сказать, что дальнейшая судьба пентакварка не столь радужна, как это было в 2003–2004 годах. Однако данные СВД-2 пока опровергнуть еще не удалось¹.

После опубликования статьи Павел Фёдорович предложил увеличить статистику восстановленных K^0 -мезонов, реконструируя события с вершинами вне кремниевого детектора, которых было гораздо больше, чем событий с вершинами в нем. Для этого потребовались новые алгоритмы, а главное, большие вычислительные мощности. Павел Фёдорович договорился с заведующим вычислительного центра МГУ, и программа реконструкции была запущена. Для обработки всех 50 млн событий потребовалось около полугода непрерывной работы компьютеров кластера. Параллельно В. Ю. Волковым велся другой анализ событий с вершинами в объеме кремниевого детектора, цель которого заключалась в увеличении точности восстановления треков и вершин. Вскоре оба анализа были закончены. Результат был один — пентакварк наблюдается в эксперименте СВД-2 во всех выборках событий. Этот результат был представлен на многих конференциях, в частности на крупнейшей конференции по физике элементарных частиц ІСНЕР, которая в 2006 году проходила в Москве в здании РАН.

Данные успешного сеанса 2002 года продолжали анализироваться физиками НИИЯФ МГУ, ИФВЭ и ОИЯИ. Были получены и опубликованы результаты основной задачи СВД-2 (поиск образования очарованных частиц). Установка еще раз была модернизирована, изготовлены дополнительные плоскости для вершинного детектора. В ОИЯИ предложили и создали дрейфовые камеры, которые поместили между вершинным детектором и спектрометром, заработал детектор гамма-квантов, изготовленный в Протвино. На СВД-2 проводился набор статистики в рамках нового эксперимента по исследованию событий с высокой множественностью, прошел еще один сеанс набора статистики для поиска распадов очарованных частиц.

Павел Фёдорович Ермолов был выдающимся экспериментатором. Он постоянно читал новые статьи и всегда был в курсе всех экспериментальных и теоретических результатов. Он вникал во все проблемы, будь то кремниевый детектор или программа реконструкции. Сейчас сотрудники отдела работают в лабораториях FNAL (ФНАЛ), CERN (ЦЕРН), DESY, BNL, GSI и т. д., разрабатывается вершинный детектор для установки CLAS12 в лаборатории Джефферсона (JLAB). Под руководством П. Ф. Ермолова были получены другие значительные результаты в эксперименте D0 (FNAL). Павел Фёдорович мог бы еще многое сделать для экспериментальной физики, но он выполнил задачу, которую считал основной: создал в России экспериментальную установку СВД, затем СВД-2 и получил на ней результаты мирового значения.

 $^{^1}$ Подробнее об этом можно прочитать в журнале Природа 7(1103), 2007, материал статьи приведен ниже. См. с. 165.

ПРОЕКТ «ТЕРМАЛИЗАЦИЯ» В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СВД-2

Е. С. Кокоулина (ОИЯИ)

Мне посчастливилось быть в команде Павла Фёдоровича Ермолова с момента работы по проекту «Термализация». Будучи по образованию теоретиком и попав в экспериментальную группу, я вынуждена была постигать экспериментальную науку на рабочем месте. Работы по проекту нашей группой из ОИЯИ почти не велись, я слабо представляла, какие задачи и как нам предстоит решать. Группа была малочисленная, практически без опыта. После первого нашего сеанса стало понятно, что работать надо постоянно и осваивать все с нуля.

Павел Фёдорович показывал личный пример во всем. Шел на ночное дежурство, оставался с теми, у кого возникали трудности. Он умел брать ответственность на себя с первых дней сеанса. Старался быть в курсе всех дел, ставил задачи, планировал сеанс, требовал исполнения. Конечно, возникали какие-то трудности, даже небольшие конфликты. Павел Фёдорович умел их регулировать, признавал свои ошибки, если был неправ.

Как-то за столом он стал вспоминать, кому первому пришла в голову идея изучения большой множественности. О ней говорили во времена работы на камере Mirabelle. Конечно, в то время регистрация редких событий с высокой множественностью была нереализуема. В последующие годы Павлу Фёдоровичу удалось осуществить свои планы с высококвалифицированной командой экспериментаторов из ИФВЭ, НИИЯФ МГУ и ОИЯИ.

В трудные финансовые времена он умел находить деньги для проведения больших сеансов на У-70 в ИФВЭ. Только после его кончины мы почувствовали, что замену ему найти трудно. Он умел видеть намного дальше окружающих, убедить их в своей правоте, особенно это касалось чиновников от науки. Вся его команда была востребована во многих международных проектах, приобретая высокий профессиональный уровень. Но, каждый участник знал: что бы ни случилось, в каком бы другом проекте он ни участвовал — он должен явиться в Протвино на сеанс на СВД.

Сложившийся дружный коллектив сотрудничества СВД во многом обязан своим созданием Павлу Фёдоровичу. Он был примером искреннего служения ее величеству науке. Это проявляется и после его ухода, в последующие сеансы. Разбросанные по мировым центрам, участники сотрудничества СВД и сейчас стараются принимать участие в сеансах на ускорителе У-70.

Вспоминаю забавный случай. Многим известно о строгой охране в ИФВЭ. Накануне нашего отъезда вечером надо было забрать электрический чайник, который я принесла из гостиницы (взамен сгоревшего). В документах на ввоз он нигде не был отмечен. Вынести его обратно я попросила Андрюшу Кутова, уходившего из лаборатории последним. Поздно вечером я узнала, что, на проходной его задержала охрана и отобрала чайник. Оставлять прибор в ИФВЭ не хотелось. Наш руководитель из ИФВЭ посоветовал подождать до утра, но я не согласилась и решительно направилась в номер к Ермолову. Меня немного удивили громкая эстрадная музыка, которую он слушал по телевизору, и несколько непривычный домашний вид. Узнав о конфискованном чайнике, он предложил мне компенсацию в размере 350 рублей (примерная стоимость чайника). Для него это было простое и верное решение. Но я не согласилась. Проведя двухчасовые переговоры с охраной, я вернулась в гостиницу счастливая. В руках у меня был заветный чайник!

В. А. Никитин, руководитель проекта «Термализация», вспоминает о деловой встрече его и П. Ф. Ермолова у заместителя директора ИФВЭ А. М. Зайцева. Как Ермолов, так и Никитин старались отметить в разговоре сотрудников своих институтов. Стоило В. А. Никитину положить перед А. М. Зайцевым бумаги с нашими результатами, как Павел Фёдорович легким движением руки отодвигал их обратно. В. А. Никитин не сдавался и спокойно возвращал их на место. Так, соревнуясь между собой, они представили основные результаты.

Павел Фёдорович сильно удивился, когда Зайцев сообщил, что видел в архиве мою статью с предварительными распределениями по множественности по двум проекциям. Это был доклад на конференции в Днепропетровске. Ермолов был недоволен тем, что статья не обсуждалась с коллегами. По возвращению в Дубну В. А. Никитин предупредил меня, что скорее всего мне предстоит серьезный разговор с Павлом Фёдоровичем. Так оно и случилось. Я попыталась по телефону объяснить Ермолову, что предварительные данные также можно и нужно публиковать, это необходимо не только для аттестации, но и для того, чтобы научиться писать статьи, так как без практики это невозможно. Мы спорили горячо и у каждого были свои весомые аргументы. В конце концов, я пообещала его информировать о всех публикациях и выслала свою презентацию. Каково было удивление, когда на следующий день он позвонил мне и спокойным доброжелательным голосом предложил свою помощь и внес исправления в текст.

Вспоминается его радость, когда Андрюша Кутов получил во время сеанса первые оценки множественности. Все сотрудники окружили его с Андреем и эмоционально обсуждали первые результаты. Этот момент мне хотелось запечатлеть. Но пока я искала Сашу Юкаева с фотоаппратом, обсуждение закончилось. Так делались первые и уверенные шаги по исследованию области большой множественности.

П. Ф. Ермолов, руководитель сотрудничества Mirabelle, вспоминал, что он и его коллеги мечтали продвинуться в область множественности значительно больше средней. Во времена пузырьковых камер это было

практически, недостижимо. И только через тридцать лет современная установка СВД-2 и модернизированное программное обеспечение позволили выполнить такие исследования на ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино) в проекте «Термализация». Поиск новых коллективных явлений в области большой множественности оказался успешным. Сотрудничеством СВД (ОИЯИ, НИИЯФ МГУ и ИФВЭ) в этой области обнаружен значительный рост флуктуаций числа нейтральных мезонов.

Экспериментальные исследования были выполнены на модернизированной установке СВД-2. Облучение уникальной водородной мишени, созданной в ОИЯИ, осуществлялось выведенным протонным пучком У-70 с энергией 50 ГэВ. Разработанный в ОИЯИ сцинтилляционный годоскоп позволил подавить регистрацию событий с малой зарядовой множественностью и продвинуться на три порядка вниз по топологическим сечениям в исследуемую область. Большая зарядовая множественность достаточно хорошо описана моделью глюонной доминантности, разработанной нами для понимания механизма множественного рождения.

Важный элемент установки СВД-2, электромагнитный калориметр, оказался востребованным при регистрации гамма-квантов. С его помощью удалось восстановить множественность нейтральных пионов. Сотрудничеством была разработана уникальная процедура анализа, включающая моделирование работы элементов установки, введение поправок на аксептанс, эффективности регистрации и реконструкции.

С ростом полной множественности значительная доля кинетической энергии налетающего протона (почти 50 % в нашем эксперименте) трансформируется в массу вторичных частиц. При энергии У-70 преимущественно рождаются бозоны. С ростом множественности уменьшается их кинетическая энергия, и возможно образование Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК). Сотрудники Института теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова (Киев) и университета Франкфурта М. И. Горенштейн и В. В. Бегун в 2007 году сделали предсказание о БЭК. Они предложили для ее поиска измерить зависимость нормированной дисперсии (отношение дисперсии к средней множественности) нейтральных пионов от полной множественности, равной сумме заряженных и нейтральных мезонов. Резкое возрастание этой величины с ростом полного числа пионов должно было указывать на переход системы в состояние БЭК.

В настоящее время проводится анализ данных на увеличенной статистике для продвижения в область еще большей множественности. Образование пионного или каонного БЭК предсказывается в астрофизике во внутреннем ядре компактных нейтронных звезд при низких температурах.

Большая заслуга в успешном выполнении проекта принадлежит нашему дорогому учителю и руководителю Павлу Фёдоровичу Ермолову.

СЕТЬ РАДИО МГУ

С. Ф. Бережнев (НИИЯФ МГУ)

Сегодня всем очевидно, что одним из наиболее значимых научнотехнических достижений последнего времени, влияющим на жизнь каждого человека, является Интернет. Как обычно и бывает в таких случаях, внедрение этого «новшества» в мире, и в том числе и в России, шло широким фронтом. Реальные результаты достигались и внедрялись различными группами, и если одна из них добивалась успеха, то через короткое время другая группа повторяла это решение или независимо получала такой же результат другим путем. Тем не менее, роль «первопроходцев» существенна — они ускорили приход Интернета в Россию, обеспечили более интенсивное использование его на первых порах в университетах и институтах. Многие из тех, кто потом активно развивал и внедрял Интернет, впервые столкнулись с ним в стенах своих учебных заведений. Одним из таких «первопроходцев» был руководимый П. Ф. Ермоловым отдел экспериментальной физики высоких энергий (ОЭФВЭ) НИИЯФ МГУ.

Проект ВРКС Радио МГУ

В начале 1988 года по инициативе ИФВЭ в ОЭФВЭ состоялось совещание, на котором обсуждалась возможность создания компьютерной сети с центром в НИИЯФ МГУ для обеспечения связи между институтами, ведущими совместные исследования в области физики высоких энергий. Предполагалось, что сеть будет построена на базе модемов и аналоговых телефонных линий с типичными для того времени и такой технологии скоростями 2,4–9,6 Кбит/с. П. Ф. Ермолов предложил автору данной статьи заняться этим вопросом.

Довольно скоро стало ясно, что традиционный подход, базирующийся на низкоскоростных коммуникациях, не дает существенного выигрыша в проведении совместных исследований. Многочисленные обсуждения со специалистами в производственных организациях и институтах Министерства связи позволили сделать вывод, что существует возможность, используя цифровые каналы передачи данных, построить высокоскоростную компьютерную сеть со скоростями порядка 2 Мбит/с, обеспечивающую реальную распределенную вычислительную структуру для физики высоких энергий. Идею создания такой сети с центром в МГУ активно поддержал П. Ф. Ермолов, а затем дирекция НИИЯФ МГУ (М. И. Панасюк, В. И. Саврин, И. Б. Теплов), ректорат МГУ

(В. А. Садовничий), отделение ядерной физики РАН (А. Н. Скринский) и дирекция ИФВЭ (Н. Е. Тюрин).

На следующем этапе были разработаны технические предложения по созданию сети. В этих предложениях планировалось построить сеть на базе цифровых радиорелейных линий. Предложения были рассмотрены и одобрены Советом по автоматизации научных исследований при Президиуме АН СССР, Бюро отделения ядерной физики АН СССР, Научнотехническим советом войск связи и согласованы с Минсвязи СССР. Был издан приказ по МГУ, поручавший НИИЯФ МГУ разработку и создание высокоскоростной радиорелейной компьютерной сети (ВРКС) Радио МГУ, в составе ОЭФВЭ для проведения этих работ была организована лаборатория цифровых сетей (ЛЦС). В 1991 году институт Гипросвязь Минсвязи СССР по заказу НИИЯФ МГУ (эта работа финансировалась ИФВЭ в рамках проекта УНК) разработал технический проект канальной части сети Радио МГУ. Были получены разрешения на все частоты, согласованы все точки размещения высокочастотных устройств. Но в конце 1991 года финансирование всех работ по УНК прекратилось и реализация проекта Радио МГУ приостановилась.

Узел электронной почты МГУ. Первая внутрикампусная ІР сеть МГУ

В 1991 году распадается СССР. Прекращается или сильно ограничивается финансирование всех научных проектов в России. П. Ф. Ермолов активно пытается наладить контакты с зарубежными партнерами. Поэтому он активно поддерживает проект создания в ЛЦС ОЭФВЭ узла электронной почты МГУ. Этот проект финансируется Научным парком МГУ и НИИЯФ МГУ.

П. Ф. Ермолов предоставил соответствующее помещение для размещения узла. Узел включал довольно мощную по тем временам центральную машину и компьютер-концентратор, оснащенный нестандартным очень дешевым модемом CompLink4800, поставляемым фирмой Линтек. Пользовательская машина, также оснащенная CompLink4800, соединялась с концентратором, с провайдером работала центральная машина, оснащенная дорогим стандартным модемом. Такая схема позволила понизить для пользователей финансовый порог организации электронной почты в 3–4 раза. В 1991–1992 годах по этой схеме в МГУ работало более 50 пользовательских машин.

Центральная машина работала круглосуточно. К ней можно было подключаться по Ethernet и по выделенным каналам. Система оказалась достаточно эффективной и постепенно к центральному узлу сети в ЛЦС начали подключаться по выделенным линиям по протоколу TCP/IP локальные сети других факультетов (ВМК, НИВЦ, химфак и т. д.). Таким образом в МГУ появилась первая внутрикампусная IP сеть.

Сеть Радио МГУ

В 1991–1992 годах П. Ф. Ермолов активно пытался найти финансирование для реализации проекта Радио МГУ у западных партнеров. После многих попыток проект заинтересовал немецкий ускорительный

центр DESY в Гамбурге и немецкую научную сеть DFN. Сработало сразу несколько факторов. Во-первых, министерство науки Германии хотело оказать поддержку российской науке в развитии международных научных коммуникаций, и рабочий проект Радио МГУ, включающий все необходимые согласования, выглядел достаточно респектабельно. Во-вторых, DESY, планирующий сотрудничать с участниками проекта ИТЭФ, ФИАН и НИИЯФ МГУ в исследованиях, проводимых на ускорителе HERA, обеспечил необходимую поддержку. Проект был запущен. В 1993 году была построена сеть радиорелейных линий и спутниковая линия DESY — НИИЯФ МГУ. В течение ряда лет канал DESY — НИИЯФ МГУ был самым крупным интернет-каналом, связывающим Россию с внешним миром. Он работал через российский спутник «Радуга», на земных станциях российского производства. Появление высокоскоростного канала привело к тому, что многие научные организации стали подключаться к центральному узлу в НИИЯФ МГУ по выделенным линиям. В МГУ была развернута IP-сеть, связавшая значительную часть подразделений МГУ. В 1995 году НИИЯФ МГУ в числе семи основных научных и коммерческих операторов интернета подписал соглашение о создании точки обмена трафиком между российскими интернет-сетями. До этого момента большинство российских сетей связывались между собой через зарубежных провайдеров. Создание российской точки обмена, объединившей основных российских операторов, было одним из важнейших моментов в организации российского интернета.

Если на начальном этапе проекта он почти полностью финансировался министерством науки Германии, то по мере его развития и расширения числа научных организаций, использующих канал, все большую часть финансирования стало брать на себя министерство науки России.

Успех в реализации первого проекта позволил НИИЯФ МГУ и DESY выиграть два гранта INTAS на создание международной сети спутниковых каналов Интернета с центром в DESY. Узел сети в DESY и все периферийные узлы находились под управлением НИИЯФ МГУ, DESY обеспечивало транзит трафика сети в немецкую научную сеть DFN и далее в мировой Интернет. Вся сеть за исключением канала на Молдову работала через российские спутники и на российских земных станциях. Международная часть сети включала шесть каналов, связывающих с мировым интернетом научные и учебные институты, расположенные в Армении, Белоруссии, Грузии, Казахстане, Молдове и на Украине. Российская часть состояла из каналов, связывающих с внешним миром московский узел сети в НИИЯФ МГУ, узлы в ИЯФ СО РАН, ПИЯФ РАН, САО РАН, узел на научном полигоне ИЯИ РАН и НИИЯФ МГУ на озере Байкал. Спутниковые узлы сети размещались в основном в физических институтах, имевших отношение к фундаментальной ядерной физике и физике высоких энергий.

Изначально сеть Радио МГУ задумывалась как корпоративная сеть по физике высоких энергий. Однако к 1995 году она обслуживала более 200 научных организаций и университетов, не имеющих отношения к ядерной физике. Для учета специфических интересов ядерно-физических инсти-

тутов (связанных, в частности со значительными объемами передаваемой информации и обеспечением функционирования крупномасштабных международных коллабораций) общее собрание отделения ядерной физики РАН в марте 1994 года приняло решение о функционировании в рамках сети Радио МГУ корпоративной Российской сети по фундаментальной ядерной физике и физике высоких энергий RUHEP/Radio-MSU.

Сеть Радио МГУ в 90-е годы обеспечивала по своим спутниковым каналам значительную часть международного научного трафика России и была одной из крупнейших компьютерных сетей России. По мере развития национальных научно-образовательных сетей RUNnet и RASnet, базирующихся на оптоволоконных каналах, международные спутниковые каналы потеряли свое значение для России и сеть Радио МГУ сконцентрировалась в первую очередь на обеспечении потребностей российских ядерно-физических центров.

В настоящее время сеть Радио МГУ является одной из крупнейших корпоративных сетей России и выполняет функции сетевого оператора для большинства российских институтов, работающих в области физики высоких энергий, для институтов Троицкого научного центра и для ряда институтов Москвы. Центральные узлы сети Радио МГУ связаны между собой и с внешним миром каналами емкостью 10 Гигабит. В 2010 году было организовано подключение ИФВЭ к сети Радио МГУ 10-гигабитным каналом, в ближайшее время по таким же каналам планируется подключить еще несколько институтов.

Проект «Виртуальный шелковый путь»

Первая очередь спутниковой сети для стран СНГ с центром в DESY строилась на основе отдельных проектов по принципу соединений точка точка. Более эффективная организация, основанная на общем прямом канале Запад – Восток и наборе индивидуальных обратных каналов Восток — Запад, была использована при организации второй очереди сети в соответствии с проектом «Виртуальный шелковый путь». Проект осуществлялся с 2000 по 2010 год. В его рамках была создана система спутниковых линий с центральным узлом в DESY и периферийными узлами в трех странах Кавказа, пяти странах Средней Азии и в Афганистане. По этим линиям научно-образовательные сообщества стран-участниц проекта получили доступ в мировой Интернет. В рамках проекта во всех этих государствах были созданы национальные научно-образовательные сети (NREN). НИИЯФ МГУ осуществлял техническое управление всей системой, под его началом находились как центральный узел сети, так и периферийные узлы стран-участниц. Нужно отметить значительный вес российского трафика в общей загрузке системы. Для стран Кавказа российский трафик составлял 15-20%, для стран Средней Азии -30-40%. В 2009 году по согласованию с разработчиком Федеральной системы информационно-образовательных ресурсов институтом «Информика» научно-образовательным сетям стран Кавказа и Средней Азии был открыт свободный доступ к этим ресурсам.

Сеть Радио МГУ сыграла свою роль в становлении и развитии Интернета в России и странах СНГ. Она и сейчас имеет важное значение в обеспечении коммуникациями научных исследований в России. На всех этапах формирования сети Радио МГУ влияние П. Ф. Ермолова было значительным. Очень много замечательных людей поддерживали проект на разных его этапах, многие приняли живейшее участие в его разработке, финансовом и информационном обеспечении, поддержали в трудные времена, кропотливо занимались его развитием. Однако можно сказать, что без Павла Фёдоровича сеть Радио МГУ не была бы создана.



П. Ф. Ермолов около спутниковых станций сети Радио МГУ (RUHEP/RADIO-MSU), расположенных в лаборатории DESY (г. Гамбург)

НИИЯФ МГУ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ D0 НА КОЛЛАЙДЕРЕ TEVATRON

Л. B. Дудко (НИИЯФ МГУ)

Личная инициатива Павла Фёдоровича Ермолова по разработке и внедрению кремниевых детекторов в коллайдерных экспериментах дала возможность прямого участия НИИЯФ МГУ в экспериментальных исследованиях ведущих международных коллабораций. Используя свой опыт работы 70-х годов ХХ века в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, Павел Фёдорович предложил руководству коллаборации D0 совместный с НИИЯФ МГУ проект создания кремниевого микрострипового детектора вершин взаимодействий и распадов (фото 1, 2). Для объяснения важности такого предложения необходимо остановиться на некоторых деталях эксперимента.

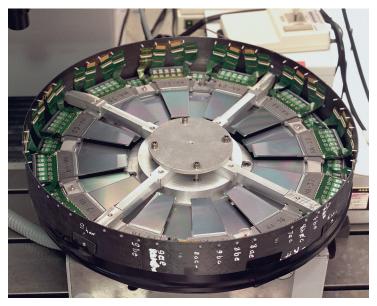


Фото 1. Фотография одного из дисков составляющих вершинный детектор D0

Коллаборация D0 была создана для проведения исследований на одноимённом детекторе коллайдера Tevatron, сталкивавшего протоны с антипротонами при энергии 1,8 ТэВ (рис. 1). До начала работы коллайдера LHC Tevatron долгие годы оставался самым мощным ускорителем в мире. Параллельно с коллаборацей D0 на Tevatron работала коллаборация CDF, проводившая эксперимент на отдельном, одноименном детекторе. Основной задачей обоих экспериментов являлось открытие топ-кварка, самого тяжелого из предсказываемых Стандартной моделью и последнего из не открытых кварков, на тот момент.

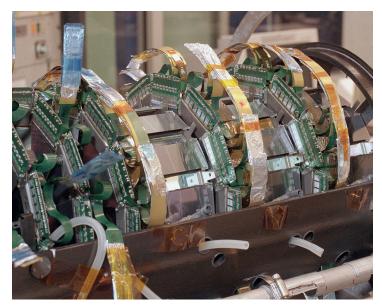


Фото 2. Фотография собранного вершинного детектора, перед установкой в детектор D0. Вершинный детектор состоит из шести четырехслойных баррелей, имеет 12 внутренних дисков и четыре внешних. Электроника содержит более 30 тыс. каналов с шагом считывания 56 мкм

Практически все распады топ-кварка обязательно включают b-кварк, следовательно идентификация b-кварков является весьма существенным моментом в регистрации рождения топ-кварков и всей физики, связанной с топ-кварком. В настоящее время уже хорошо известно, что вершинный детектор, с помощью которого можно измерить расстояние между вторичной вершиной образования адронной струи и первичной вершиной взаимодействия сталкивающихся частиц, позволяет провести идентификацию b-кварков наиболее эффективным образом. Возможность идентификации b-кварков с помощью измерений расстояния между вершинами обусловлена относительно большим временем жизни мезонов, содержащих b-кварк.

Во времена строительства детектора D0 не было такого четкого понимания необходимости соответствующей части детектора, и до модернизации детектор D0 не имел возможности идентифицировать b-кварки по вторичной вершине, что приводило к заметному отставанию результатов коллаборации D0 по сравнению с результатами коллаборации CDF, которая предусмотрела данную часть в составе своего детектора.

В 90-х годах в Fermilab существовала легенда, связанная с открытием топ-кварка в 1995 году обеими коллаборациями одновременно. Суть ее состояла в том, что когда Нобелевский комитет рассматривал вопрос о том, кому же можно дать Нобелевскую премию за открытие топ-кварка,

то стало ясно, что за само открытие нужно наградить обе коллаборации, включавшие в сумме около тысячи человек, что для данной премии невозможно. Однако предложение создать вершинный детектор стало одним из ключевых факторов в топ-физике. Поэтому, в качестве одного из возможных вариантов номинации на Нобелевскую премию, связанных соткрытием топ-кварка, рассматривалось предложение номинации за идею и создание вершинного детектора, оказавшего существенное влияние на экспериментальную физику топ-кварка. Этот вариант по ряду причин не получил поддержки, но его существование подчеркивает важную, особенную роль данной части детектора.

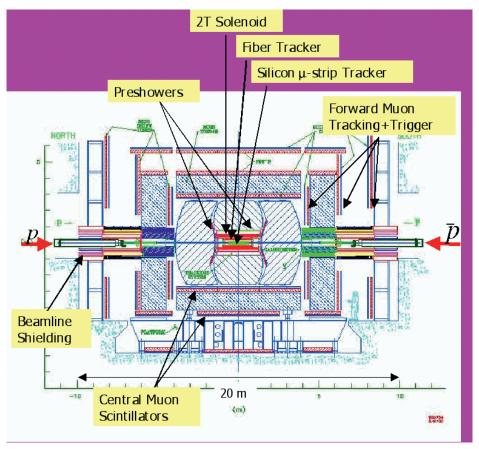


Рис. 1. Схема детектора D0, вершинный детектор расположен на расстоянии 15,7 мм от оси протонных пучков в центре детектора (Silicon µ-strip Tracker)

Павел Фёдорович предложил руководству коллаборации D0 разработать совместный проект по созданию вершинного детектора во время планируемой модернизации всего детектора D0. Это предложение вызвало горячую поддержку со стороны руководства коллаборации и позволило физикам НИИЯФ МГУ участвовать в исследованиях и анализе данных эксперимента D0.

Павел Фёдорович представлял Московский университет и руководил группой физиков и инженеров НИИЯФ МГУ, участвовавших в работе коллаборации D0. В частности, он руководил работами по созданию

значительной части вершинного детектора при модернизации установки D0. Техническую координацию по созданию детектора осуществлял Михаил Меркин.

Созданный детектор успешно работал до самого закрытия коллайдера Tevatron 30 сентября 2011 года, т. е. уже после смерти Павла Фёдоровича. Личная инициатива Павла Фёдоровича дала возможность большой группе физиков МГУ включиться в работу ведущей коллаборации в физике высоких энергий. Координировал физические исследования НИИЯФ МГУ в проекте D0 Эдуард Боос. Некоторые из результатов эксперимента, полученных при непосредственном участии физиков НИИЯФ МГУ, заслужили целый ряд наград, как международных, так и российских. Например, вклад ученых НИИЯФ МГУ в исследования, связанные с одиночным рождением топ-кварка, неоднократно отмечался в публикациях новостей Fermilab, а три участника группы (Э. Боос, Л. Дудко и М. Меркин) были отмечены Ломоносовской премией МГУ им. М. В. Ломоносова в 2007 году.

В заключение необходимо отметить, что Павел Фёдорович Ермолов руководил исследованиями, проводимыми физиками отдела в эксперименте D0, в сложные для российской науки 90-е годы. Нищета ученых и смена жизненных ценностей требовали от руководителя особой чуткости и способности поддержать и заинтересовать своих сотрудников. Павлу Фёдоровичу удалось найти нужные слова и материальную поддержку исследователей. Об этом говорит тот факт, что группа сотрудников Московского университета, участвовавшая в эксперименте D0, не просто не распалась, а добилась заметных и признанных результатов. На этих исследованиях было воспитано целое поколение ученых и защищены кандидатские и докторские диссертации. Некоторые из исследователей перешли на работу в зарубежные университеты, но основная часть группы продолжает развивать российскую науку в созданном Павлом Фёдоровичем Отделе экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ.

ОБ УЧАСТИИ ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ZEUS

О. Лукина (НИИЯФ МГУ)



«...в то время как наши взоры обращены в будущее в предвкушении чудес, мы можем оглянуться назад и изумиться проделанному пути».

Из книги Брайана Грина
«Элегантная Вселенная»

В 1984-1991 годах в Национальном ускорительном центре DESY в г. Гамбурге (Германия) был построен первый в мире электрон-протонный коллайдер HERA, в котором протонный пучок сталкивался с электронным или позитронным. Полная энергия взаимодействия была 320 ГэВ в системе центра масс столкновения. Цель исследований на уникальном коллайдере HERA получение сведений о фундаментальном устройстве материи на расстояниях порядка $10^{-16} \div 10^{-17}$ см и меньше. Два крупных многоцелевых детектора, H1 и ZEUS предназначались для детального изучения лептон-кварковых столкновений, кварковой структуры протона, кварк-антикварковых проявлений во взаимодействиях фотонов, механизмов рождения тяжелых кварков, поиска новых частиц и их взаимодействий. Новый ускоритель — в те годы единственный в мире лептон-адронный коллайдер — открывал возможности исследования предсказаний квантовой хромодинамики и определения путей ее дальнейшего развития. Для работы на этих крупномасштабных экспериментальных установках были образованы интернациональные группы ученых и инженеров. Ввиду отсутствия в России мощных современных ускорителей, П. Ф. Ермолов, заведующий отделом экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ, решил использовать возможность работы в рамках международного научного сотрудничества.

На рубеже 90-х годов XX века по инициативе Π . Ф. Ермолова и под его непосредственным руководством из числа сотрудников отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ была сформирована группа для работы в эксперименте ZEUS, в которую вошли инженеры-

электронщики, программисты, физики-экспериментаторы и теоретики, технический персонал. В 1993 году НИИЯФ МГУ стал официальным членом коллаборации ZEUS, в состав которой входили 50 институтов и университетов из 15 стран Европы, Азии и Америки.

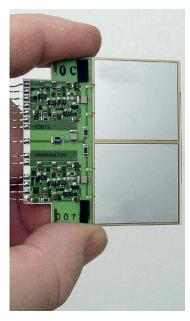
Среди основных задач, которые предстояло решить с помощью установки ZEUS, следует выделить изучение процессов глубоконеупругого рассеяния, фоторождения адронов, поиск новых частиц в новом диапазоне энергий. Для успешного изучения этих процессов необходимо было уверенно разделять адронную и электронную компоненты, рождающиеся в процессе взаимодействия или возникающие в распадах нестабильных частиц (адронов, лептонов), в том числе регистрировать одиночные электроны на фоне адронной струи.

Решением этой задачи, которая в сущности явилась реальным материальным вкладом НИИЯФ МГУ в создание установки ZEUS, и занялась группа сотрудников ОЭФВЭ под руководством П. Ф. Ермолова. Для более эффективного разделения адронов и электронов было предложено дополнить уже существующий электромагнитный калориметр (ECAL) установки ZEUS адрон-электронным сепаратором HES (Hadron-Electron Separator). Разделение сигналов от электронов и адронов, прошедших через такую систему, основано на различии в продольном и поперечном сечениях электромагнитного и адронного каскадов. У сепаратора две независимые части — RHES и FHES. RHES (Rear HES) расположен в направлении вылета рассеянных электронов, FHES (Front HES) — в направлении полета протонов. RHES и FHES представляли собой слои из кремниевых детекторов, установленные на глубине трех радиационных длин калориметра установки ZEUS (1 р. д. = 0,32 см, материал калориметра — уран). Общая структура FHES и RHES одинакова, но FHES разрабатывался и устанавливался позже RHES, и в его элементы были внесены существенные изменения, повышающие эффективность его работы. Основные элементы RHES, разработанные в DESY, были изготовлены на предприятиях Германии, Японии и США. Часть сепаратора RHES, установленная на детекторе ZEUS, начала работать в реальном эксперименте в 1995 году. Передняя часть FHES, основные элементы которого были разработаны сотрудниками ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ, была введена в эксплуатацию в 1997 году.

В качестве детекторов HES были выбраны кремниевые полупроводниковые детекторы. Относительно высокая плотность кремния позволяла уверенно регистрировать сигнал от минимально ионизирующих частиц при малой толщине детектора — 380 мкм. Размер детекторов — $3,40\times3,05$ см². Общая площадь кремниевых детекторов сепаратора около 20 м², диаметр HES — 3 м, общее количество каналов RHES и FHES — 6 олее $20\,000$ (фото 1).

На момент создания (середина 1990-х годов) HES являлся крупнейшим в мире по площади кремниевым детектором!

Конструктивно HES имел многоуровневую модульную структуру, что упрощало доступ к отдельным частям установки и облегчало ремонт. Основу сепаратора составляли детектирующие платы, содержащие два кремниевых детектора и двухканальный зарядно-чувствительный усилитель с выходным кабельным драйвером. Детектирующие платы монтировались



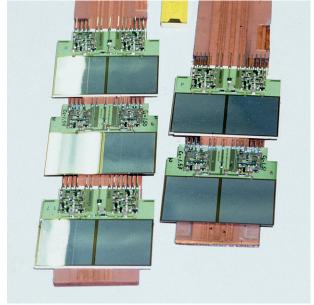


Фото 1. Адрон-электронный сепаратор HES установки ZEUS состоит из 20518 диодов с площадью кремния 20 м²

Фото 2. Вид могослойных печатных плат (лыж) с установленными Detector Cards

на длинную многослойную печатную плату и занимали ~ 50 % ее полезной площади. Полное перекрытие достигалось при наложении двух плат таким образом, чтобы детекторы на одной плате перекрывали неактивные области другой. Сборка из двух соединенных плат — лыжа — представляла конструктивную единицу детекторной части сепаратора. Две платы складывались так, что детекторы оказывались внутри «лыжи» — это исключало их повреждение при установке внутрь калориметра. Три «лыжи» вместе со считывающей электроникой составляли один модуль HES (фото 2).

Под руководством П. Ф. Ермолова сотрудники ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ совместно с рядом научно-производственных предприятий России: НПО «ЭЛМА» (г. Зеленоград), НПО «Авангард» (г. С.-Петербург), НПО «Уран» (г. Екатеринбург), НПО им. Лавочкина (г. Москва) и при участии DESY создали передний адрон-электронный сепаратор FHES для детектора ZEUS на сплошных кремниевых сенсорах (12 тыс. сенсоров с усилителями) с системой многослойных шин считывания, усилителями-формирователями и электронной системой регистрации данных. Небольшая толщина кремниевых детекторов (вместе с электроникой около 3 мм) позволила установить слой таких детекторов в электромагнитную часть калориметра практически без изменения его свойств, при этом улучшив на порядок чистоту отбора и точность измерения энергии электронов и фотонов. Применение независимого алгоритма поиска кластеров и исследования струй также стало возможным с использованием адрон-электронного сепаратора.

Техническую поддержку, эксплуатацию, программное обеспечение и сопровождение контроля работы электроники адрон-электронного сепаратора HES с момента инсталляции в установку ZEUS и до окончания

работы коллайдера осуществляли сотрудники ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ. Павел Фёдорович считал это исключительно важным и особо подчеркивал, что силами отдела был разработан, изготовлен, проведен монтаж детектора и его интеграция в систему установки ZEUS с последующей эксплуатацией в режиме набора статистики. НЕЅ продолжал непрерывно работать вплоть до остановки ускорителя HERA 30 июня 2007 года (фото 3).



Фото 3. DESY (г. Гамбург), ZEUS Contol room. 30 июня 2007 г. 23:40. П. Ф. Ермолов наблюдает за процессом отключения питания адрон-электронного сепаратора установки ZEUS перед полной остановкой коллайдера HERA

Использование полупроводниковых кремниевых детекторов при большом количестве каналов считывания и больших размерах регистрирующих установок на современных ускорителях вызвало необходимость разработки ряда специальных элементов радиоэлектроники для снятия сигналов с детекторов. С этой задачей сотрудники отдела успешно справились.

Создание таких приборов накладывало жесткие требования на бездефектность используемого кремния, чистоту применяемых в технологическом процессе реактивов и недопустимость малейших механических повреждений на всех этапах производства.

Поэтому важной проблемой было также измерение электрических характеристик детекторов с целью проверки их качества. Для этого по инициативе П. Ф. Ермолова в НИИЯФ МГУ был создан автоматизированный комплекс для определения параметров детекторов. Многослойные печатные платы для монтажа кремниевых детекторов и датчики системы контроля окружающей среды для FHES установки ZEUS были изготовлены и протестированы сотрудниками отдела.

Создание на базе ОЭФВЭ по инициативе и под руководством П. Ф. Ермолова комплексной системы по разработке и массовому производству больших кремниевых и микростриповых детекторов позволило поднять научный потенциал отдела на новый уровень. Физики НИИЯФ МГУ стали полноправными участниками многих международных экспериментов на крупнейших ускорителях мира — HERA, Тэватрон, а впоследствии и LHC.

Выполнение нашей группой общих коллаборационных работ, так называемых ZEUS common tasks, и участие в обеспечении стабильной работы по сбору данных DAQ (Data AcQuisition) находились под пристальным вниманием Павла Фёдоровича. Сотрудники НИИЯФ МГУ внесли заметный вклад в развитие триггерных систем, системы сбора и первичной обработки данных, изучение трековой и калориметрической систем детектора, эксплуатацию установки.



Фото 4. Центральный узел сети RUHEP/RADIO-MSU, расположенный в DESY (г. Гамбург). Узел находился под управлением лаборатории цифровых сетей ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ и обеспечивал коммуникации для физики высоких энергий и научнообразовательных учреждений как в России, так и на всем постсоветском пространстве

Революционным было поддержанное П. Ф. Ермоловым в 1993 году решение о создании спутникой сети НИИЯФ МГУ — DESY с пропускной способностью 256 Кбит/с, что гарантировало прямое участие специалистов нашего отдела в эксплуатации установки и обработке данных в эксперименте ZEUS. Прорыв в создании на базе ОЭФВЭ совместно с DESY крупнейшей в России научной телекоммуникационной сети RUHEP/RADIO-MSU (фото 4) трудно переоценить. Эта сеть открыла научным центрам по физике высоких энергий практически на всем пространстве СНГ доселе невиданную возможность удаленного on-line доступа к обработке и анализу данных. Физики отдела моментально с благодарностью восприняли открывшиеся перспективы для активного участия в повседневной жизни ZEUS коллаборации. В нашу жизнь стремительно ворвались электронная почта, Интернет, затем видеоконференции....

Эксперимент всегда проводится с целью получения результатов. Понимая безусловную важность создания детекторов, автоматизации эксперимента, обеспечения обработки полученных данных, Павел Фёдорович, прежде всего, выделял оригинальность и новизну физических задач. Понять суть физического явления было для него превыше всего!

Казалось, не было физической темы, ему не интересной. Он с огромным интересом следил за выходом всех коллаборационных статей, активно

обсуждал даже самые мелкие методические вопросы анализа. Был чрезвычайно рад и горд тем, что у сотрудников отдела есть возможность участвовать в новаторских исследованиях на переднем крае науки.

Выдающимся вкладом в развитие квантовой хромодинамики стали полученные в экспериментах на ускорителе НЕRA данные о структуре элементарных частиц на сверхмалых расстояниях. Использовав возросшую мощь технологий для изучения глубин микромира обнаружили, что плотность партонов (кварк-антикварковых пар и глюонов) резко увеличивается на расстояниях порядка 10^{-16} см. А вместо наблюдаемых ранее трех кварков и в среднем около двух глюонов при определенных условиях число партонов увеличивается до 20-25 кварков и 60-70 глюонов. Следовательно, протон (а также и другие адроны) имеет сложную структуру — помимо трех кварков, из которых, как предполагалось, состоит нуклон, в нем, вследствие флуктуаций, образуется облако виртуальных глюонов. Их испускают кварки, и затем они снова исчезают с образованием кваркантикварковых пар. Эффект глюонного облака лежит в основе современной теории квантовой хромодинамики.

Особенно значительны достижения сотрудников отдела в изучении дифракционных процессов в ep-взаимодействиях. С определяющим участием группы НИИЯФ МГУ под руководством П. Ф. Ермолова на установке ZEUS проведены детальные исследования образования векторных мезонов и частиц с открытым очарованием в глубоконеупругих и дифракционных процессах. Обнаружен эффект несохранения s-канальной спиральности при образовании ρ -, ϕ -мезонов. Впервые проведено измерение продольной структуры протона F_L . В проведенном анализе требовалось надежное выделение рассеянного электрона, что стало возможным благодаря использованию адрон-электронного сепаратора HES. Выполненные измерения говорят о ненулевом значении F_L . Впервые был экспериментально определен вклад морских странных кварков в протоне путем исследования образования ϕ -мезонов в определенной кинематической области глубоконеупругих взаимодействий.

Другим важным направлением работы группы отдела в рамках коллаборации ZEUS является изучение рождения D-мезонов, в состав которых входит самый легкий из тяжелых кварков — c-кварк.

Будучи сам очарован физикой, Павел Фёдорович был просто неравнодушен к физике очарованных частиц. Он считал, что детальное изучение характеристик очарованных барионов важно для уточнения параметров моделей, развитых на основе квантовой хромодинамики.

При участии группы сотрудников отдела при анализе данных, полученных с помощью установки ZEUS, обнаружено превышение сечения рождения D-мезонов по сравнению с предсказаниями существующих моделей КХД. Как признание особого вклада физиков НИИЯФ МГУ в изучение механизмов рождения чарма одна из коллаборационных работ посвящена памяти П. Ф. Ермолова¹.

 $^{^{1}}$ Подробнее об этом см. статью Л. К. Гладилина и с. 199-219 во второй части книги.

DESY-08-093 ZEUS-pub-08-006 July 2008

Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA

ZEUS Collaboration

Abstract

The production of excited charm, $D_1(2420)^0$ and $D_2^*(2460)^0$, and charm-strange, $D_{s1}(2536)^{\pm}$, mesons in ep collisions was measured with the ZEUS detector at HERA using an integrated luminosity of $126\,\mathrm{pb^{-1}}$. Masses, widths and helicity parameters were determined. The measured yields were converted to the rates of c quarks hadronising as a given excited charm meson and to the ratios of the dominant $D_2^*(2460)^0$ and $D_{s1}(2536)^{\pm}$ branching fractions. A search for the radially excited charm meson, $D^{*\prime}(2640)^{\pm}$, was also performed. The results are compared with those measured previously and with theoretical expectations.

Dedicated to the memory of our colleague Pavel Ermolov.

Статья, посвященная памяти П. Ф. Ермолова. European Physical Journal C 60 (2009) $25{-}42\,$ p.

Всячески приветствовал П. Ф. Ермолов и публичное представление полученных результатов. Более 50 докладов на международных конференциях сделали сотрудники отдела по материалам работы в ZEUS коллаборации. С определяющим участием сотрудников отдела опубликовано более 25 коллаборационных статей. По материалам проведенных исследований подготовлено шесть кандидатских и одна докторская диссертация, выполнены четыре дипломные работы. Шестеро студентов физического факультета МГУ были приглашены участвовать в Летней школе DESY.

Павел Фёдорович всегда поддерживал интерес молодежи к проводимым исследованиям и старался изыскать малейшую возможность для непосредственного присутствия в DESY наших студентов и аспирантов.

30 июня 2007 года коллайдер HERA был остановлен. За последующие два года установка ZEUS была полностью демонтирована. А коллаборация ZEUS с удвоенной энергией до сих пор продолжает обрабатывать полученный экспериментальный материал — ведь проводимые физические исследования имеют как самостоятельную ценность, так и служат для разработки детальной программы физических исследований и предсказаний для LHC (фото 5).

Специалисты отдела, прошедшие «школу ZEUS коллаборации», уже востребованы в новых экспериментах. Полученный ими опыт необходим и в экспериментах на LHC, и в подготовке будущих исследований на ILC, и в разработке новых детекторов для XFEL и физики космоса.

Несомненно, значительный вклад НИИЯФ МГУ в работу коллаборации ZEUS обусловлен тесным взаимодействием инженеров-электронщиков, программистов, экспериментаторов и теоретиков под руководством ученого-энтузиаста и талантливого организатора П. Ф. Ермолова. Более 50 сотрудников отдела внесли свою лепту в успешную работу в составе коллаборации. Для многих из нас ZEUS стал главным экспериментом в жизни. Для Павла Фёдоровича — очередным в солидном списке уже осуществленных...



Фото 5. 75-летний юбилей П. Ф. Ермолов встретил в DESY (г. Гамбург), принимая участие в работе симпозиума, посвященного окончанию работы электрон-протонного коллайдра HERA

Павел Фёдорович обладал удивительным, присущим только ему интуитивным пониманием того, какими силами и как можно осуществить эксперимент, и мог заразить своим энтузиазмом коллег. Он верил, что те достижения бурного прогресса, свидетелями и участниками которого мы стали на рубеже столетий, смогут обогатить наши знания и удовлетворить научное любопытство. Обладая уникальным сочетанием научного видения и способности практической реализации замыслов, он придал кардинально новый характер нашей работе в коллективных исследованиях. Безусловным достоинством участия отдела в ZEUS эксперименте Павел Фёдорович считал его целостность — от постановки задач физических исследований, разработки и создания детектирующих систем до анализа экспериментальных данных.

Кажется очень важным сохранить и упрочить заработанные сотрудниками ОЭФВЭ позиции в международном научном сотрудничестве.

Это лучшее, что мы можем сделать в память о Павле Фёдоровиче Ермолове.

Литература

Ермолов П. Ф., Мурзин В. С., Саврин В. И. Исследования по физике высоких энергий в НИИЯФ МГУ. М.: Изд-во МГУ, 1997.

 $Eрмолов \ \Pi. \ \Phi., \ Caврин \ B. \ И.$ Развитие физики элементарных частиц в НИИЯ Φ МГУ. М.: Библион — Русская книга, 2006.

Ермолов П. Ф., Шабалина Е. К. Тяжелые кварки: поиск продолжается // Наука в России, 2001, № 3, с. 9-14.

www-zeus.desy.de www-hep.sinp.msu.ru/hep

ЧАСТЬ 2 ДОКУМЕНТЫ К БИОГРАФИИ

Эта часть состоит преимущественно из газетных и журнальных публикаций, расположенных в хронологическом порядке. Это важнейшие документы, отмечающие главные события в жизни Павла Фёдоровича Ермолова: статья и документальное подтверждение сделанного Павлом Фёдоровичем открытия, получение им кандидатской степени, его собственная журнальная публикация, поздравления с юбилеем и многие другие.

КАТАЛИЗ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МЮОНАМИ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА $a+a ightarrow \mathrm{He^3} + n$

В. П. Джелепов, П. Ф. Ермолов, Ю. В. Катышев, В. И. Москалев, В. В. Фильченков, М. Фримл

В диффузионной камере, наполненной дейтерием до давления 7,2 атм, зарегистрировано 20 случаев еще не наблюдавшейся реакции (2). Выход этой реакции (2) по отношению к выходу реакции (1) составляет 1,20 \pm 0,37. Оценки относительных выходов реакций (3) и (4) дают с вероятностью 90%, что w(3) / w(1) < 0,13. Выход реакции (1) согласуется с данными, найденными нами ранее [4], однако выходы реакций (1) и (2) в наших экспериментах примерно на порядок величины превышают те, которые можно ожидать на основании данных о реакции (1), полученных в жидком дейтерии рядом авторов [3, 5].

Известно, что отрицательные мюоны, останавливаясь в дейтерии, образуют $d\mu$ -мезоатомы, а затем в результате образования мезомолекулярных ионов $dd\mu$ могут катализировать ядерные реакции синтеза ¹⁾:

$$d\mu + d \to dd\mu \to \begin{cases} t + p + \mu^{-} & (1) \\ He^{3} + n + \mu^{-} & (2) \\ p\mu + t & (3) \\ He^{3}\mu + n & (4) \\ t\mu + p & (5) \end{cases}$$

В ряде экспериментальных работ $[2^{-5}]$ были получены сведения о выходе реакции (1).

Целью настоящей работы, продолжающей цикл исследований мезоатомных процессов в газообразном водороде [4,6], являлось обнаружение не наблюдавшейся ранее реакции (2). Условия опыта позволяли регистрировать также реакцию (1) и получить некоторые оценки выходов реакций (3) и (4). Оценки выхода реакции (5) требуют дополнительной обработки

и будут опубликованы позднее.

Как и ранее, опыт проводился с помощью диффузионной камеры диаметром 380 мм, помещенной в магнитное поле 7000 Ое. Так как заряженные продукты реакций (2) — (4) имеют низкие энергии (несколько MeV), давление газа в камере (94% $D_2 + 6\%$ H_2) для увеличения длины пробегов было снижено до 7,2 атм. Использовавшийся газ был очищен от примеси трития до концентрации $5 \cdot 10^{-12}$ ат. %, а также от возможных примесей других газов до концентрации < 0,01 ат. %. В качестве рабочей жидкости применялся нормальный пропиловый спирт C_3H_7OH , который обеспечивал суммарную концентрацию атомов углерода и кислорода в чувствительном объеме камеры менее 0,1 ат. %.

При двукратном просмотре 33800 стереофотографий было найдено 3330 остановок отрицательных мюонов. При этом был зарегистрирован 21 слу-

 $^{^{1)}}$ Вероятность реакций без промежуточной стадии образования мезомолекулярного иона $dd\mu$, согласно $[^{1}]$, должна быть существенно меньше.

¹ Работа, послужившая основой открытия µ-катализа (ЖЭТФ, т. 46, в. 6, 1964).

чай реакции (1). Случаи этой реакции легко идентифицировались по пробегам ядра трития и протона, а также по углу разлета между ними, который с точностью до ошибок измерения был равен ²⁾ 180°. Только в пяти случаях реакции (1) из точки, где произошла ядерная реакция, выходил четкий след электрона распада. Это связано с тем, что из-за низкой плотности паров пропилового спирта эффективность регистрации электронов от распада мюонов в этом опыте составляла лишь 33%.

Ввиду относительно низкой эффективности регистрации электронов случан реакций (2)—(4) могут часто иметь только след одной вторичной

заряженной частицы и, следовательно. выглядеть так же, как однолучевые звезды от захвата мюона ядрами углерода, или кислорода. Поэтому для выделения интересующих нас случаев двухчастичных реакций (2) — (4), в которых заряженные частицы имеют строго определенные пробеги, было построено распределение однолучевых звезд по пробегам вторичных частиц (рис. 1, а). В распределении использовались только те случаи, в которых длина проекции следа вторичной была больше 1 мм, а угол между направлением следа мюона в точке остановки и следом вторичной частицы заключен в пределах 20-160°. В распределение внесены также 4 случая, у которых кроме следа тяжелой вторичной частицы наблюдается и след электрона распада.

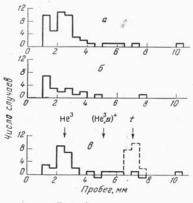


Рис. 1

Для учета фона однолучевых звезд от захвата мюонов ядрами углерода и кислорода были использованы данные другого опыта, когда камера наполнялась водородом до давления 5 атм и число остановок мюонов было таким же, как и в настоящем опыте (с дейтерием). На рис. 1, б приведено распределение по пробегам вторичных частиц, пересчитанным к давлению 7,2 атм, в однолучевых звездах в опыте с водородом. Поскольку полные числа звезд с видимыми лучами от захвата мюонов ядрами в обоих опытах близки друг к другу (21 и 17 в опытах соответственно с D_2 и H_2) 3), то для учета фона можно воспользоваться процедурой вычитания распределения, представленного на рис. 1, б, из распределения на рис. 1, а. Полученное таким образом распределение по пробегам показано на рис. 1, a. Полученное таким обрасов расчетные значения пробегов He^3 для реакции (2), $(He^3\mu)^+$ — для реакции (4) и t— для реакции (3). Ha этом же рисунке пунктиром указано измеренное распределение по пробегам ядер трития от реакции (1). Из рис. 1, в видно, что с учетом экспериментального разрешения линии Не³ 20 случаев с пробегом вторичной тяжелой частицы около 2,5 мм могут быть отнесены к реакции (2). В это число входят и упомянутые выше 4 случая с электроном распада. Фотография одного такого случая реакции $d+d
ightarrow \mathrm{He^3} + n$, катализированной мюоном, приведена для иллюстрации на рис. 2.

³⁾ В эти числа звезд входят, наряду с многолучевыми, только те однолучевые звезды, у которых пробег вторичной частицы превышает 8 мм.

²⁾ Из-за относительно слабой связи мюона в системе ddµ почти вся энергия реакции распределяется между тяжелыми частицами t и p (или $\mathrm{He^3}$ и n в реакции (2)) и поэтому обе эти реакции могут рассматриваться с большой точностью как двухчастичные.

2044

Отношение выходов реакций (1) и (2) после внесения поправки на эффективность регистрации реакции (2) составляет, как и ожидалось, величину, близкую к единице:

$$w(dd\mu \to \text{He}^3 + n + \mu^-) / w(dd\mu \to t + p + \mu^-) = 1,20 \pm 0,37.$$

В мезомолекуле $dd\mu$ реакции (1) и (2) идут при малых энергиях, и наблюдаемое отношение выходов находится в согласии с данными по относительному выходу реакций D(d, n) He^3 и D(d, p) H^3 , полученными на

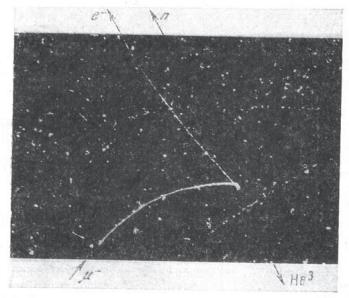


Рис. 2

ускорительных трубках при минимальных исследованных энергиях дей-

тронов 4—20 keV [7].

На основании экспериментального распределения по пробегам можно оценить также верхние пределы для выходов реакций (3) и (4). Считая, как видно из рис. 1, в, что число случаев для каждой из этих реакций не превышает единицы, с вероятностью 90% можно установить, что

$$w(dd\mu \to \text{He}^3\mu + n) / \tilde{w}(dd\mu \to \text{He}^3 + n + \mu^-) < 0.13,$$

 $w(dd\mu \to p\mu + t) / w(dd\mu \to t + p + \mu^-) < 0.13.$

Теоретические оценки [$^{1, 8}$] дают для этих отношений соответственно ~ 0.13 и ~ 0.01 .

Следует отметить, что выход реакции (1), определенный в настоящей работе с учетом вероятности перехода мюона от дейтронов к сложным ядрам, составляющей 35%, согласуется с найденным нами ранее выходом этой реакции при давлении дейтерия в камере 16 атм [4]. Однако выходы реакций (1) и (2) в наших экспериментах примерно на порядок величины выше, чем те, которые можно ожидать на основании данных о выходе реакции (1) в жидком дейтерии [3, 5] (в предположении 100-про-

2045

Катализ отрицательными мюонами ядерной реакции

центной вероятности ядерной реакции в мезомолекуле $dd\mu$). Пока мы не нашли удовлетворительного объяснения этого различия.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить

С. С. Герштейна за полезные обсуждения и интерес к работе.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию 10 февраля 1964 г.

Литература

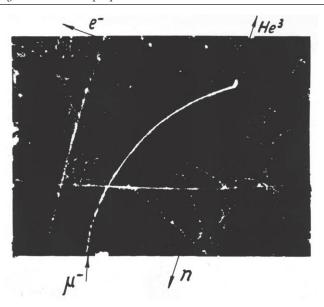
[1] Я. Б. Зельдович, С. С. Герштейн. УФН, 71, 581, 1960.
[2] L. W. Alvarez, H. Bradner, F. S. Crawford, J. A. Crawford, P. Falk-Vairant, M. L. Good, J. D. Gow, A. H. Rosenfeld, F. Solmitz, M. C. Stevenson, H. K. Ticho, R. D. Tripp. Phys. Rev., 105, 1127, 1957.
[3] J. D. Fetkovich, T. H. Fields, G. B. Yodh, M. Derrick. Phys. Rev. Lett.,

[3] J. D. Fetkovich, T. H. Fields, G. B. Yodh, M. Derrick. Phys. Rev. Lett., 4, 570, 1960.
[4] V. P. Dzhelepov, M. Friml, S. S. Gershtein, Yu. V. Katyshev, V. I. Moskalev, P. F. Yermolov. Proc. of the 1962. Intern. Conf. on High. Energy Physics at CERN, Scientific Information Service, Geneve, 1962, crp. 484. B. П. Джелепов. Ar. энергия, 14, 27, 1963.
[5] J. H. Doede. Phys. Rev., 132, 1782, 1963.
[6] В. П. Джелепов, П. Ф. Ермолов, Е. А. Кушниренко, В. И. Москалев, С. С. Герштейн. ЖЭТФ, 42, 439, 1962.
[7] В. А. Давиденко, А. М. Кучер, И. С. Погребов, Ю. Ф. Тутуров. Ядерные реакции на легких ядрах; Атомиздат, 1957. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall, Jr., J. L. Tuck. Phys. Rev., 93, 483, 1954, A. von Engel, C. C. Goodyear. Proc. Roy. Soc., A264, 445, 1961.
[8] J. D. Jackson. Phys. Rev., 106, 330, 1957.

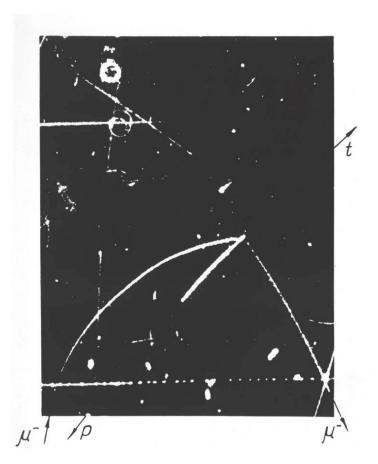
CATALYSIS OF THE $d+d o ext{He}^3 + n$ FUSION REACTION BY NEGATIVE MUONS

V. P. Dzhelepov, P. F. Yermolov, Yu. V. Katyshev, V. I. Moskalev, V. V. Fil'chenkov, M. Friml

Twenty cases of an hitherto unobserved reaction (2) are recorded in a diffusion chamber filled with deuterium to a pressure of 7.2 atm. The yield of the reaction (2) relative to that of reaction (1) is 1.2 ± 0.37 . Estimations of the relative yields of reactions (3) and (4) show that with a probability of 90% w(3) / w(1) < 0.13 and w(4) / w(2) < 0.13. The yield of reaction (1) agrees with data previously obtained by us [4]. However in our experiments the yields of reactions (1) and (2) exceed by approximately an order of magnitude the values which should be expected on basis of the data on reaction (1) obtained in liquid deuterium by a number of authors [3, 5].



Одно из событий в пузырьковой камере, подтверждающее явление μ -катализа с образованием $\mathrm{He^3}.$



Фотография треков частиц в пузырьковой камере, реакция, приводящая к образованию трития.

Справка о приоритете открытия «Явление резонансного образования мюонных молекул дейтерия»¹

Справка о приоритете открытия

Впервые сущность открытия "Явление резонансного образования мюонных молекул дейтерия" авторов Джелепова В.П., Весмана Э.А., Герштейна С.С., Ермолова П.Ф. и Фильченкова В.В. была сформулирована:

- в части экспериментального обнаружения данного явления и его возможного объяснения на основе гипотезы о резонансном характере процесса образования мезомолекул дейтерия -
- в докладах Джеленова В.П., Герштейна С.С., Ермолова П.Ф., Фильченкова В.В. и др. на конференции по физике высоких энергий в ЦЕРН (1962 г.) и Дубне (1964 г.), а также в статье Джелепова В.П. Ермолова П.Ф., Фильченкова В.В. и др., опубликованной в "Аурнале экспериментальной и теоретической физики" в 1966 г., т.50, с.1235 (дата поступления рукописи статьи в редакцию - 23 декабря 1965 г.):
- в части теоретического объяснения указанного явления на основе конкретного механизма резонансного образования мезомолекул дейтерия -
- в статье Весмана Э.А., опубликованной в журнале "Письма в жэто за 1967 г., т.5, с.113 (дата поступления рукописи в редакцию. 19 ноября 1966 г.): Изв. АН ЭССР, сер. физика и математика. 1969 г., T.18, c.429.

Подтверждения приоритета открытия авторов содержатся в отечественной и зарубежной литературе, например:

Breunlich W.H. et al., Phys. Lett., 1982 , 112B, p.319; Bracci L., Fierentini G., Phys. Rep., 1982, 86, p. 170; Breunlich W.H. et al., Jones S.E. et al Reports on Muon Catalysis Section of the III International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Helsinki, Finland, June 6-9, 1983; Balin D.V. et al. Muon Catalized Fusion, 1987, 1, p. 127.

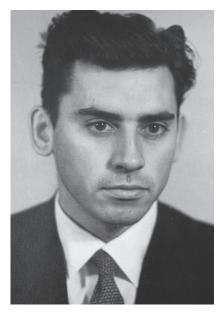
Директор Объединенного института ядерных исследований академик

Н. Н. Воголюбов

¹ Справка подписана директором ОИЯИ академиком АН СССР Н. Н. Боголюбовым. Открытие было зарегистрировано 28 апреля 1988 года Государственным комитетом по изобретениям и открытиям. Бюллетень «Открытия и изобретения», 1988, № 46, с. 3. Открытие было внесено в Государственный реестр открытий СССР в области ядерной физики и физики высоких энергий под № 349 с приоритетом от 23 декабря 1965 года. В аннотации говорится, что авторами: В. П. Джелеповым, Э. А. Весманом, С. С. Герштейном, П. Ф. Ермоловым и В. В. Фильченковым — была установлена неизвестная ранее закономерность образования мюонных молекул дейтерия, заключающаяся в значительном увеличении скорости образования этих молекул в газообразном дейтерии при повышении температуры, обусловленная существованием в мюонной молекуле дейтерия слабосвязанного колебательно-вращательного уровня.

ВСЕГДА В ПОИСКЕ

К. Оганесян, В. Флягин, научные сотрудники ЛЯП



П. Ф. Ермолов. Фото П. Зольникова

Недавно ученый совет Лаборатории ядерных проблем единогласно присудил Павлу Фёдоровичу Ермолову учёную степень кандидата физико-математических наук. Тем самым подведен известный итог весьма успешно проводившихся им исследований одного из новых направлений физики — физики мю-мезоатомных процессов.

Однако круг вопросов, над которыми работал Павел Фёдорович, не замыкается лишь этими проблемами. Первой крупной работой Ермолова было создание на основе разработки группы М. С. Козодаева установки с диффузионной камерой высокого давления в магнитном поле. В конструкцию камеры был внесен ряд усовершенствований, существенно повысивших эффективность ее работы.

Первая группа работ, выполненных

П. Ф. Ермоловым совместно с Ю. А. Будаговым, В. П. Джелеповым, В. И. Москалевым, была связана с исследованиями в области пионной физики. Эти работы были поставлены с целью экспериментальной проверки дисперсионных соотношений для пион-нуклонного рассеяния, поиска редких типов распадов пи-мезонов и исследования рассеяния пионов на гелии.

В этих работах был получен ряд новых важных результатов. Так, в 1959 году П. Ф. Ермолов и его товарищи впервые наблюдали распад отрицательного пи-мезона на электрон и антинейтрино. В этом же году ими был зарегистрирован первый достоверный случай весьма редкого распада нейтрального пи-мезона на два электрона и два позитрона, получены первые характеристики другой моды распада этого мезона на электрон, позитрон и гамма-квант.

¹ О защите П. Ф. Ермоловым кандидатской диссертации «Экспериментальное исследование мю-атомных процессов в газообразном водороде». Газета ОИЯИ «За коммунизм», № 67, 24.08.1966. Рубрика «Люди нашего города».

Наиболее полно талант П. Ф. Ермолова проявился в последующих работах по изучению мю-мезоатомных процессов в газообразном водороде и дейтерии.

Сконцентрировав на протяжении последних семи лет свои усилия в этой интересной и малоизученной области физики, он получил большое количество оригинальных и новых результатов. Им, совместно с другими сотрудниками, впервые были измерены сечения рассеяния мю-атомов на протонах и дейтронах и скорости образования мю-молекул водорода, установлены важные закономерности кинетики мю-атомных и мю-ядерных реакций, а также изучен механизм и измерены скорости перехода мю-мезонов от водорода к ядрам других элементов.

Цикл этих исследований в настоящее время является единственным в мире по полноте охвата проблемы и количеству полученных результатов.

В процессе выполнения этого цикла работ встречалось много неожиданных трудностей, преодолеть которые оказалось возможным только благодаря колоссальной настойчивости и, прямо скажем, самоотверженной работе Павла Ермолова. Интерпретация полученных данных требовала нередко прекрасного знания целого ряда отраслей физики, весьма далеких от физики элементарных частиц. Решающим обстоятельством здесь послужили большая эрудиция Павла Фёдоровича и его способность проникать в суть явлений.

Характерным для стиля работ Ермолова является большая надёжность получаемых им результатов, которые всегда подтверждались большим количеством контрольных измерений, статистически обоснованы и часто подкреплены еще и косвенными проверками. О высоком экспериментальном мастерстве авторов этих работ хорошо сказал в своем выступлении на ученом совете академик Б. М. Понтекорво: «...Сразу скажу, что экспериментальная методика находится на уровне современной экспериментальной физики. Можно даже сказать, что нигде в мире диффузионные камеры не использовались так мастерски и так успешно, как в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, в группах, руководимых Р. М. Суляевым и В. П. Джелеповым, где работает диссертант. А о большом труде и настойчивости экспериментаторов лучше всего свидетельствует простая цифра: 500 000 фотографий. Именно столько фотографий было получено на камере и детально обработано Ермоловым и его коллегами.

Талант и труд Павла Фёдоровича Ермолова был достойно оценен многими известными физиками, выступавшими на защите: оппонентами академиком Б. М. Понтекорво, членом-корреспондентом АН СССР В. И. Гольданским, профессором В. Г. Кирилловым-Угрюмовым, а также присутствовавшими на защите профессорами С. С. Герштейном, Л. И. Лапидусом и другими, которые отметили, что диссертация П.Ф. Ермолова намного превышает требования предъявляемые к кандидатским диссертациям, и находится на уровне докторской. Руководитель работ группы член-корреспондент АН СССР В. П. Джелепов, также отметивший большой, вклад, сделанный П. Ф. Ермоловым в физику мезонов, говорил о счастливом сочетании в П. Ф. Ермолове

большого таланта исследователя с исключительным трудолюбием, граничащим с самоотверженностью.

Высокая проницательность, постоянный поиск нового, стремление заниматься трудными и актуальными задачами сегодня ведут Павла Фёдоровича новыми путями. Он снова начинает интересный эксперимент. И мы не сомневаемся, что Павел сумеет преодолеть все трудности, чтобы успешно его завершить. Такой уж у него характер.

NAL PROPOSAL NO. 180

Present Scientific Spokesman: A. I. Mukhin

National Accelerator Laboratory

P. O. Box 500

Batavia, Illinois 60510

FTS/Commercial: 312/231-6600

A STUDY OF ANTINEUTRINO INTERACTIONS IN THE NAL 15-FT

BUBBLE CHAMBER, FILLED WITH HYDROGEN AND NEON

- B. A. Arbuzov, P. F. Ermolov, S. S. Gerstein, I. I. Karpov, A. I. Mukhin, Ju. G. Stroganov, A. A. Volkov Institute of High Energy Physics, Serpukhov
- S. K. Ereschenko, V. D. Hovansky, V. S. Kaftanov, G. K. Kliger, V. Z. Kolganov, M. A. Kubantsev, V. I. Zakharov Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow

F. R. Huson, F. A. Nezrick National Accelerator Laboratory, Batavia

J. W. Chapman, C. T. Coffin, B. P. Roe, D. Sinclair, J. Vander Velde University of Michigan, Ann Arbor

June 1972

Scientific Spokesmen

- A. I. Mukhin
- B. P. Roe
- F. A. Nezrick
- V. S. Kaftanov

Здесь мы приводим три первые страницы проекта экспериментов с 15-футовой пузырьковой камерой в пучке нейтрино Е-180, который был одобрен национальной лабораторией США (NAL). П. Ф. Ермолов участвовал в разработке этого проекта и в проведении запланированных экспериментов.

Полный текст этого документа опубликован по адресу: http://lss.fnal.gov/archive/test-proposal/0000/fermilab-proposal-0180.pdf.

ABSTRACT

A study of antineutrino interactions in the 15-ft bubble chamber filled with a neon-hydrogen mixture is proposed. This mixture provides good detection efficiency for a neutral component and lepton identification. We request a total flux of ~10¹⁹ interacting protons at the highest available energy for the proposed program.

Our program includes the measurement of total cross sections of antineutrino interactions, inclusive and exclusive reactions, which can be described by either charged or neutral currents, pure lepton interactions and searches for new particles and new phenomena.

As a first step, we ask for 200,000 photographs at the earliest possible date with a mixture of the order of 30 atomic percent neon in the bubble chamber.

We propose performing this experiment as a joint effort of groups from the USSR and USA: Institute of High Energy Physics, Serpukhov; Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow; National Accelerator Laboratory, Batavia; and University of Michigan, Ann Arbor.

TABLE OF CONTENTS

		Page
Ι	INTRODUCTION	1
II	CHOICE OF A NEON-HYDROGEN MIXTURE	2
III	INCLUSIVE REACTIONS	4
	 Total Cross Sections Deep Inelastic Interactions Strange Particle Production 	4 4 7
IV	WEAK SEMI-LEPTON INTERACTIONS	7
	 Neutral Currents ΔS = 0 and ΔT = 1 ΔS = 1 and ΔT = 1/2 ΔS = ΔQ Search for Processes with ΔS = 2 T-Invariance 	7 8 11 12 13 14
V	LEPTONIC INTERACTIONS	15
	 Neutral Currents Multiplicative Conservation Law of Lepton Number Limits on Charged Currents 	15 17 19
VI	SEARCH FOR NEW PARTICLES AND INTERACTIONS	20
	 Heavy Leptons W-Bosons Multifermion Interactions Weak-Electromagnetic Interactions 	20 21 22 23
VII	CONCLUSIONS	24



15-футовая пузырьковая камера, Аргоннская национальная лаборатория, Батавия, США. В 70-е годы П. Ф. Ермолов был одним из руководителей (spokesperson) нейтринных экспериментов Е-180 (NAL), проект которых был разработан при его участии. В этих экспериментах впервые в нейтринных реакциях были детально исследованы общие характеристики глубоконеупругого рассеяния. С 1989 г. по инициативе П. Ф. Ермолова группа НИИЯФ МГУ в рамках международного сотрудничества (Е-632) продолжила изучение взаимодействий нейтрино и антинейтрино высокой энергии с ядрами с помощью 15-футовой пузырьковой камеры

Search for µe Events in Antineutrino-Nucleon Interactions

J. P. Berge, F. A. DiBianca, H. Emans,* R. Hanft, C. Kochowski,†
F. A. Nezrick, W. G. Scott, W. Smart, and W. Venus‡
Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510

and

V. V. Ammosov, A. G. Denisov, P. F. Ermolov, V. A. Gapienko, V. I. Kljukhin, V. I. Koreshev, A. I. Mukhin, P. V. Pitukhin, Y. G. Rjabov, E. A. Slobodyuk, and V. I. Sirotenko Institute of High Energy Physics, Serpukhov, U. S. S. R.

and

V. I. Efremenko, P. A. Gorichev, V. S. Kaftanov, V. D. Khovansky, G. K. Kliger, V. Z. Kolganov, S. P. Krutchinin, M. A. Kubantsev, S. V. Mironov, A. N. Rosanov, and V. G. Shevchenko Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, U. S. S. R.

and

C. T. Coffin, R. N. Diamond, H. French, W. Louis, B. P. Roe, A. A. Seidl, and D. Sinclair

University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48104

(Received 1 October 1976)

A search for μe events produced in an antineutrino hydrogen-neon experiment using the Fermilab 15-ft bubble chamber is reported. Based on a single candidate, the 90%-confidence upper limit for the relative yield of μ^+e^- events is 0.5% of all charged-current events with antineutrino energy greater than 10 GeV.

Recently evidence has been reported for neutrino-induced events with both a positron and a negative muon in the final state. At high energy these events are reported to occur at a level of ~1% of all neutrino interactions. There is evidence that the rate of strange-particle production in these events is anomalously high. The existence of these events cannot be explained in terms of the properties of known particles and interactions. ^{1,2}

This Letter reports on a search for similar events produced in an antineutrino beam. The data are based on an exposure of $74\,400$ pictures

obtained with use of the Fermilab 15-ft bubble chamber filled with a hydrogen-neon mixture containing 21 at.% of neon. The density of this mixture is 0.3 g cm⁻³ and the average γ conversion length is 140 cm.

The chamber was exposed to a broad-band double-horn-focused antineutrino beam. An absorptive plug downstream of the target was used to suppress the neutrino contamination to less than 4% of the flux. The proton energy was 300 GeV and the mean proton intensity was $(0.8-0.9)\times 10^{13}$ protons/pulse.

The external muon identifier (EMI) was used in

266

Reprinted from Physical Review Letters. Volume 38. Number 6. 7 February 1977. J. P. Berge et al. "A study of Antineutrino Interactions in the NAL 15-ft Bubble Chamber Filled with Hydrogen and Neon", pp. 266–269 © 1977 with permission from Elsevier.

Эта статья является первой публикацией сотрудничеством NAL-IHEP-ITEP-University of Michigan результатов экспериментов с 15-футовой пузырьковой камерой в пучке нейтрино национальной лаборатории США (NAL).

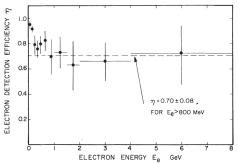


FIG. 1. The electron–detection efficiency η determined from a study of electron–positron pairs plotted as a function of electron energy E_e .

this experiment. The EMI consists of approximately 600 g cm $^{-2}$ of zinc absorber together with the magnet coils inside the vacuum vessel of the bubble chamber followed by 23 m² of multiwire proportional chambers.³ Muon candidates seen in the bubble chamber are extrapolated to the EMI in an attempt to match them with fitted coordinates in the proportional chambers.⁴ For low-momentum muons both EMI geometric acceptance and background problems are important; therefore, only tracks with an acceptable match in the EMI and with momentum greater than 4 \mbox{GeV}/c are considered as identified muons.

The film was divided equally among the four laboratories and scanned for neutral-induced events with visible momentum along the beam direction, p_x , greater than about 1 GeV/c. Events consisting of a single charged track only were not included in the scan. A total of about 3000 events were found.

Events with $p_x > 7.5 \text{ GeV}/c$ in a fiducial volume of 21 m³ were examined by physicists searching for evidence of electrons or positrons at the primary vertex. Each track was examined carefully over its entire length. Any track which spiralled smoothly to a point in the liquid or which had any visual indication of catastrophic energy loss bremstrahlung (sudden curvature changes and/ or converted pairs), tridents, large δ rays, or annihilation (in the case of positrons)—was considered an electron or positron candidate. Each electron or positron candidate was measured and fitted over its entire length to find evidence of radiative energy loss. Electron or positron candidates which showed definite evidence of energy loss inconsistent with any other mass assignment

TABLE I. List of events with single electrons or positrons with $E_{\varrho}\!>\!200\,$ MeV.

Event	$P_{\mathbf{r}}$	E_{e}	EMI muon	V 0
number	(GeV/c)	(GeV)	(GeV)	(GeV/c)
1	26	1.4±0.1	None	None
2	8	2.0 ± 0.1	None ^a	None
3	21	12 ± 2	None	None
4	33	32 ± 7	None ^a	None
5	54	35 ± 5	8.7 ^b	None
6	56	56 ± 13	None ^a	None
7	68	67 ± 10	None ^a	None
8	32	1.2 ± 0.01	17.3°	None
9	10	6.3 ± 0.4	None	None
10	42	31 ± 8	None	None
11	55	37 ± 12	None	4 ^d
12	153	130 ± 40	None ^a	None

^aAll secondaries identified as hadrons in the bubble chamber.

were considered as identified.

In order to measure the detection efficiency for electrons produced with the same spatial distribution as the events in the bubble chamber, physicists examined both tracks of each electron-positron pair produced within 20 cm of the primary vertex of an event. Each track was examined to see whether it would have been classified as an electron or positron candidate with the same criteria as were used for tracks from the primary vertex. Figure 1 shows the measured electron-detection efficiency as a function of the electron energy E_e . This efficiency decreases with increasing E_e to an approximately constant value $\eta=0.70\pm0.08$ for $E_e\!>\!800$ MeV.

As the electron energy decreases, the number of expected background events becomes large as discussed below. Therefore, events with electrons or positrons at the interaction vertex with $E_e < 200~{\rm MeV}$ are not considered further. After removing electron-positron pairs, twelve events have an electron or positron apparently originating at the interaction vertex. These events are listed in Table I. The energies E_e are determined from curvature measurements corrected, where appropriate, for detected bremstrahlung.

Five events have all tracks other than the electron or positron identified as hadrons in the bubble chamber. Only events 5 and 8 have a muon identified by the EMI and are considered as μe candidates. Event 11 has a $4~{\rm GeV/c}~K_s^0$; no other

^b For μ^+ of μ^+e^+ candidate.

[°]For μ^+ of μ^+e^- candidate.

^d For a K_s^0 .

PHYSICAL REVIEW LETTERS

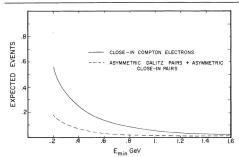


FIG. 2. The expected number of background events with $E_e{>}E_{\rm min}$ due to close-in Compton electrons and due to asymmetric Dalitz pairs and close-in pairs.

event shows any evidence for a strange particle. In order to assess the significance of the two μe candidates, consider the following backgrounds:

- (1) Electron neutrinos and antineutrinos are expected to be present in the beam at about the 1% level. Events 3 through 7 and 9 through 12 in Table I have leading electrons or positrons and are very likely to be ν_e and $\overline{\nu}_e$ -induced events. A ν_e or $\overline{\nu}_e$ event can simulate a μe event when a hadron is misidentified as a muon by the EMI. The probability that a hadron is misidentified as a muon by the EMI is estimated to be ~3%. With the assumption that all the events in Table I are ν_e or $\overline{\nu}_e$ -induced, this background is estimated to be ~0.03 $\mu^+ e^+$ and ~0.15 $\mu^+ e^-$ events.
- (2) The film quality is such that a close-in Compton electron vertex (within about 2 cm of the interaction vertex) may not be resolved. This background has been estimated from the measured γ spectrum. Figure 2 shows the expected number of charged-current events with close-in Compton electrons with $E_g > E_{\min}$.
- (3) Events with asymmetric γ conversions within 2 cm of the primary vertex or asymmetric Dalitz pairs having an undetected electron or positron, apparently have a single positron or electron at the interaction vertex. With the assumption that electrons or positrons with $E_e < 5$ MeV are always undetected, the expected number of such events has been estimated from the observed spectrum of Dalitz pairs and close-in pairs and is shown in Fig. 2. As E_e decreases below 200 MeV the background from both sources (2) and (3) increases rapidly.
- (4) Small-angle K_{e3} decays are estimated from the observed number of $K_s^{\ 0}$ decays and decay

kinematics to contribute 0.02 $e^{\rm -}$ and 0.04 $e^{\rm +}$ background events.

7 February 1977

Event 5 is the only μ^+e^+ candidate. In addition to the μ^+ and the e^+ in this event, there are two negative hadrons. Interpreted as a $\overline{\nu}_\mu$ charged-current event, the estimated antineutrino energy $E_{\overline{\nu}}$ is 64 GeV, and the estimates for the scaling variables are x=0.001 and y=0.86. However, the presence of a high-energy leading e^+ suggests that this event may be a $\overline{\nu}_e$ event with a positive hadron misidentified as a muon even though the expected number of such events is only ~ 0.03 .

Event 8 is the only μ^+e^- candidate. Events of the type μ^+e^- are of the particular interest because the lepton configuration is charge-conjugate to the configuration μ^-e^+ observed in neutrino interactions as reported in Refs. 1 and 2. In addition to the μ^+ and the e^- , there are four positive hadrons and two negative hadrons in this event. Interpreted as a $\overline{\nu}_{\mu}$ event the estimates for the antineutrino energy and the scaling variables are given by $E_{\pi} = 36$ GeV, and x = 0.066 and y = 0.51. The combined background from all sources (1-4) considered above for $E_e > 1.2 \text{ GeV}$ is 0.2 ± 0.2 events. In fact, for this particular event there is a small track of unknown sign at the interaction vertex which could be a positron with energy ~2 MeV which would indicate that the electron is part of a very asymmetric Dalitz pair. The electron track overlaps four other tracks at the interaction vertex and it cannot be excluded that it is due to a Compton electron. The event is not considered compelling evidence for $\overline{\nu}_u$ -induced μ^+e^-

Table II shows the upper limit at 90% confidence for the yields of μ^+e^- and μ^+e^+ events relative to all antineutrino charged-current events based on a single candidate in each case. The upper limit on the relative yield of μe events with associated neutral strange particles detected via charged decay modes (V^0) is also given based on zero candidates. The number of charged-current events

TABLE II. Upper limits for antineutrino-induced μe events as a function of energy (90% confidence level).

$E_{\overline{\nu}}$ (GeV)	Charged- current events	$\frac{\sigma(\mu^+e^-)}{\sigma(\mu^+X)}$ (%)	$\frac{\sigma(\mu^+e^+)}{\sigma(\mu^+X)}$ (%)	$\frac{\sigma(\mu eV^0)}{\sigma(\mu^+X)}$ (%)
> 10	1120	0.5	0.5	0.3
> 20	630	0.9	0.9	0.5
> 30	330	1.7	1.7	1.0
> 40	160	2.1	3.6	2.1

VOLUME 38, NUMBER 6

has been corrected for missing single-track events. No correction is necessary for random scanning losses which affect both the μe events and the other charged-current events equally. No correction has been applied for EMI acceptance; the assumption is made that the EMI acceptance for μe events is the same as for all other charged-current antinuetrino events. The upper limits have been corrected for the electron-detection efficiency η = 0.70. The upper limits are applicable for electrons with energies E_e > 200 MeV and for muons with energy above 4 GeV.

We wish to thank the Hawaii and Berkeley groups for their assistance in operating the EMI and for making available to us their EMI programs. We also wish to thank the members of the Neutrino Laboratory at Fermilab and the scanning, measuring, and secretarial staffs at our respective laboratories for their contribution to this experiment.

³R. J. Cence *et al.*, University of Hawaii Report No. UH 511 217 76 (unpublished), and Lawrence Berkeley Laboratory Report No. LBL-4816 (to be published).

 4 In this experiment, a muon is considered to be identified by the EMI if the muon confidence level for the match is greater than 4% and if the hadron confidence level is less than 10%.

 5 The electron-detection efficiency measured in this experiment is somewhat higher than the value quoted in Ref. 2 "about 20–30%." A more recent determination from the same group [J. Von Krogh, in Proceedings of the International Conference on the Production of Particles with New Quantum Numbers, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, 1976 (unpublished)l gives the result 0.48 \pm 0.07 for E_e = 1 − 5 GeV.

⁶The antineutrino energy $E_{\it p}$ is estimated for individual events with use of an average correction for neutral energy-loss characteristic of the total event sample.

⁷The scaling variables are defined by $x=Q^2/2m\nu$ and $y=\nu/E_{\overline{\nu}}$ where Q^2 is the square of the four-momentum transfer, ν is the energy transfer to the hadrons in the lab, and m is mass of the proton.

⁸The missing single-track events are expected to be largely confined to the region of small y. The number of missing events is estimated assuming a y distribution of the form $dN/dy = (1+y+\frac{1}{2}y^2) - By (1-\frac{1}{2}y)$ with B=0.8 (see for example W. G. Scott, in Particle Searches and Discoveries—1976, AIP Conference Proceedings No. 30, edited by R. S. Panvini (American Institute of Physics, New York, 1976) and extrapolating to y=0. The correction is 14% for $E_{\overline{y}} > 10$ GeV and less at higher energies.

 9 The scan efficiency was measured in a partial double scan and was found to be $92 \pm 2\%$.

^{*}Visitor from the University of Bonn, Bonn, Germany.

[†]Visitor from the Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Saclay, France.

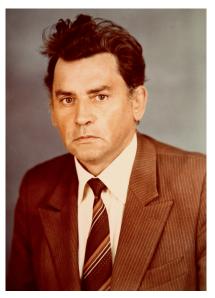
[‡]Visitor from the Rutherford High Energy Laboratory, Chilton, Didcot, Berkshire, England.

¹H. Deden *et al.*, Phys. Lett. <u>56B</u>, 361 (1975).

²J. Von Krogh *et al.*, Phys. Rev. Lett. <u>36</u>, 710 (1976).

ПОЗДРАВЛЕНИЯ КОЛЛЕГ ПО СЛУЧАЮ 50-ЛЕТИЯ П. Ф. ЕРМОЛОВА

30 июня 1982 г.



Путь в науке

Сотрудники ОИТ НИИЯФ МГУ

30 июня 1982 года исполняется 50 лет со дня рождения начальника Отдела измерительной техники профессора Ермолова Павла Фёдоровича.

Путь в науке П. Ф. Ермолов начал в 1955 году после окончания физического факультета ленинградского университета. Ему посчастливилось работать в крупнейших научных центрах Советского Союза, Западной Европы и Америки.

В Дубне, в Объединенном институте ядерных исследований с 1955 по 1966 год

им был выполнен ряд очень важных и в методическом плане трудных экспериментов по исследованию редких электронных каналов распада пионов, по изучению свойств мезоатомов и мезомолекул, по измерению вероятности захвата мюонов протонами. Но особенно большое значение имела работа по обнаружению аномально большого выхода ядерных реакций в дейтерии при µ-катализе. Эта работа актуальна и в настоящее время. В 1980 году этот цикл работ был удостоен 1-й премии ОИЯИ.

В 1966 году П. Ф. Ермолов начал работать в Институте физики высоких энергий, в Протвино. В то время разворачивались работы по созданию этого крупнейшего в нашей стране центра. И П. Ф. Ермолов с энтузи-азмом взялся за работу. Небольшая первоначально лаборатория выросла в отдел с сотнями сотрудников. Был создан просмотрово-измерительный комплекс, обеспечивающий в настоящее время обработку нескольких сотен тысяч стереофотографий с пузырьковых камер в год. Параллельно с организационной работой по созданию центра ИФВЭ проводились и научные исследования. Среди них нужно отметить фундаментальные

работы по изучению множественных процессов в pp-взаимодействиях при 70 ГэВ, обзорные эксперименты на сепарированных пучках частиц в интервале 30–70 ГэВ. П. Ф. Ермолов уделял большое внимание и подготовке научных кадров высокой квалификации. Под его руководством выросло много ученых, кандидатов наук.

Прекрасным итогом многолетних работ, начатых с создания экспериментальной базы и закончившихся получением важных физических результатов, явилась докторская диссертация, защищенная П. Ф. Ермоловым в 1974 году,

П. Ф. Ермолов и его работы хорошо известны за рубежом. Он участвовал в советско-французском эксперименте, совместных экспериментах с CERN, изучая, работая в Батавии, нейтринные взаимодействия на 15-футовой пузырьковой камере. Тем самым он внес большой вклад в развитие международных связей нашей науки.

Многолетняя плодотворная научно-педагогическая и организационная деятельность была высоко оценена: П. Ф. Ермолов был награжден орденом «Знак почета».

В 1978 году П. Ф. Ермолов начал работать в НИИЯФ МГУ и вновь взялся за нелегкую задачу создании измерительно-вычислительного центра, головного в системе Минвуза СССР и по своим масштабам приближающегося к крупнейшим центрам СССР. И опять работа начиналась с нуля, с одного стола в чужом помещении.

За короткий срок под руководством П. Ф. Ермолова был создан отдел, подобраны квалифицированные кадры физиков и инженеров, получено и введено в строй современное оборудование. И хотя основная работа еще впереди, в отделе уже начата обработка первых экспериментальных данных.

Сотрудники отдела знают Павла Фёдоровича как целеустремленного, преданного науке человека. Знают и как принципиального коммуниста и отзывчивого товарища.

Павел Фёдорович Ермолов находится в расцвете творческих сил.

Коллектив отдела измерительной техники желает ему здоровья и дальнейших успехов.

До нашей эры

Сотрудники ЛНВ ИФВЭ

Исполняется 50 лет Павлу Фёдоровичу Ермолову, человеку, с именем которого связан важнейший период в истории Института физики высоких энергий в Серпухове. За 10 лет при его непосредственном участии ИФВЭ превратился в один из крупнейших в мире центров по обработке фильмовой информации с пузырьковых камер. От простых измерительных микроскопов ПУОС до современных проекторов ПУОС-4М, от группы в 20 человек до полутысячного коллектива — вот путь сектора пузырьковых камер, во главе которого стоял Павел Фёдорович. Возникающие на этом

пути чрезвычайно сложные организационные, инженерно-технические и научные проблемы решались в кратчайшие сроки с присущим ему знанием дела, энергией и энтузиазмом.

Несмотря на огромную организационную работу, Павел Фёдорович никогда не забывал и о научной деятельности. Руководимая им лаборатория успешно выполнила протон-протонный эксперимент на камере Mirabelle при 70 ГэВ, в котором был получен ряд интересных физических результатов. Для многих молодых сотрудников лаборатории этот эксперимент явился прекрасной школой самостоятельной научной работы. 1975 год, год «очарования», застает Павла Фёдоровича и его лабораторию нейтринных взаимодействий на переднем крае исследований в области нейтринной физики: участниками совместного советско-американского антинейтринного эксперимента на 15-футовой пузырьковой камере. Наблюдение μe -событий, отсутствие y-аномалии, детальное исследование свойств процессов глубоконеупругого рассеяния антинейтрино на нуклонах — далеко не полный перечень уникальных результатов, полученных в этом эксперименте.

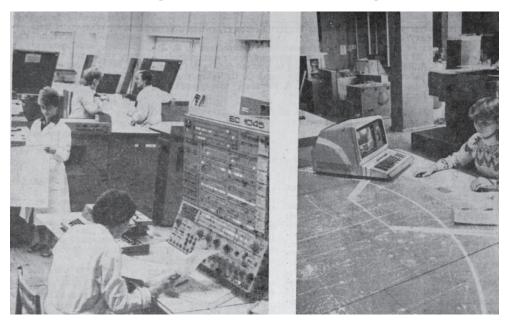
В этот знаменательный день Лаборатория нейтринных взаимодействий ИФВЭ сердечно поздравляет Вас, дорогой Павел Фёдорович, с юбилеем и желает крепкого здоровья, счастья и дальнейших успехов в Вашей многогранной научной деятельности.

КУРСОМ НТП1

П. ЕРМОЛОВ, заведующий отделом НИИЯФ, профессор

Хорошо известно, что наиболее фундаментальные проблемы строения материи на сверхмалых расстояниях решаются в сложных исследованиях элементарных частиц и их взаимодействий, проводимых на ускорителях высоких энергий.

Бурный подъем этой области науки в последние годы обусловлен замечательными достижениями теории и экспериментальными открытиями, такими как установление масштабной инвариантности инклюзивных процессов, квантовая хромодинамика и кварк-глюонная структура сильно взаимодействующих частиц, единство электромагнитных и слабых сил и доказательство существования промежуточного векторного бозона, обнаружение семейства новых нестабильных адронов, связанных с тяжелыми кварками.



Эти и другие важные успехи были достигнуты только благодаря развитию ускорителей и методов исследования, основанных на использовании новейших достижений технических наук и современной технологии, в том числе ориентированных на применение мощных средств

 $^{^1}$ Газета «Московский Университет», № 3(3533) от 21.01.1987. Рубрика «На переднем крае науки».

вычислительной техники и электроники. Здесь следует напомнить, что именно в физике высоких энергий большие ЭВМ и системы обработки на их основе применялись уже в конце 50-х годов. Это связано с большой информативностью исследуемых объектов, каковыми являются многочастичные взаимодействия или продукты распада нестабильных частиц, а также с быстропротекающими процессами и необходимостью выделения в реальном масштабе времени редких явлений на уровне большого фона.

МГУ как ведущий вуз по подготовке научных кадров и крупнейший научный центр страны, естественно, не может стоять в стороне от развития генерального направления современной физики. По инициативе и под руководством академиков А. А. Логунова и С. Н. Вернова в НИИЯФ был разработан и в XI пятилетке создан крупнейший в системе Минвуза СССР и АН СССР измерительно-вычислительный комплекс по обработке информации с больших трековых детекторов, установленных на советских и зарубежных ускорителях высоких энергий. Он основан на использовании прецизионных измерительных приборов, контролируемых малыми или микроЭВМ и работающими в реальном времени под общим управлением двух ЭВМ ЕС-1045.

Автоматизированная система способна проводить полный цикл обработки до 100 тысяч снимков в год с любых фотоносителей, включая стереоснимки с больших пузырьковых камер, гибридных систем, быстродействующий автоматизированный анализ информации в ядерных фотоэмульсиях, а также голографических изображений. Благодаря этому физики и начинающие исследователи получили возможность участвовать совместно с ведущими институтами, страны и зарубежными центрами в анализе крупномасштабных экспериментов в области адронной и нейтринной физики.

Это составляет основу целевой комплексной программы Минвуза СССР «Физика высоких энергий» на XII пятилетку, головной организацией в которой является НИИЯФ. Разработанная система и ЭВМ широко используются в учебном процессе, а также для проведения научных исследований.

Итак, сделан важный, но только первый шаг в развитии методической базы экспериментальной физики высоких энергий в НИИЯФ. Будущее — в разработке и создании компьютеризированных установок с электронным съемом информации, предназначенных для работы на ускорителях. Первая из них — магнитно-сцинтилляционный спектрометр — создана в НИИЯФ и уже действует на ускорителе Объединенного института ядерных исследований. Вторая значительно более мощная установка — спектрометр с вершинным детектором — создается в НИИЯФ совместно с Научно-исследовательским вычислительным центром МГУ и рядом других институтов.

В настоящее время наиболее перспективным направлением становится подготовка к исследованиям на крупнейшем в мире ускорительно-накопительном комплексе, сооружаемом в Институте физики высоких энергий. Здесь открываются пути к проверке теорий, объединяющих все известные нам силы природы, поиски возможной структуры кварков и лептонов, то есть науки, требующей объединенных усилий многих коллективов, и которая ждет молодых, талантливых и преданных физике специалистов — мы надеемся — воспитанников Московского университета.

БЕЗ СОЛНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУР¹

И. Новодворский

28 апреля 1988 г. Государственный комитет по изобретениям и открытиям зарегистрировал открытие, сделанное в Объединенном институте ядерных исследований членами-корреспондентами АН СССР В. Джелеповым и С. Герштейном, доктором физико-математических наук П. Ермоловым и кандидатами физико-математических наук Э. Весманом и В. Фильченковым. Ядерная реакция синтеза между атомами водорода и его изотопами дейтерием и тритием необычайно важна для всего человечества. Необузданная — в сотнях и тысячах боеголовок, она внушает оправданный ужас людям, с управляемой же ее формой население Земли справедливо связывает надежды на лучшее будущее, на энергетическую обеспеченность нашей цивилизации.

Многие годы физики бьются над тем, как обуздать своенравный ядерный синтез. Для получения энергии надо сначала ее затратить, чтобы сблизить ядра атомов. Вот и нагревают плазму до сотен миллионов градусов. Успехи на этом пути есть, но до победы еще не близко.

Куда менее известен другой возможный путь — так называемый холодный ядерный синтез. В этом случае в качестве катализатора ядерной реакции используются мюоны — элементарные частицы с зарядом, как у электрона, но в 200 раз тяжелее. Тут тоже сначала надо вложить энергию — в качестве генератора мюонов используют мощный ускоритель. Мюоны бомбардируют водород и его изотопы и образуют мюонные атомы. (У них вокруг ядра вместо электрона вращается мюон). Из-за большой массы мюона размеры этих атомов в 200 раз меньше. Поэтому в молекулах мюонного водорода, дейтерия и трития ядра оказываются на малом, нужном для реакции синтеза, расстоянии. После синтеза мюоны освобождаются, и все повторяется снова.

Физики из Дубны обнаружили, что при определенной, близкой к комнатной, температуре дейтерия и давлении всего около 40 атмосфер скорость образования мюонных молекул, а следовательно, и число реакций синтеза резко возрастает, и за свой короткий век мюон успевает сделать довольно много. Как показали впоследствии исследования у нас в стране и за рубежом, это явление еще ярче проявляется в смеси дейтерия с тритием в определенной пропорции. Тут один мюон способен вызвать более 150 реакций синтеза. Это еще не оправдывает полностью расхода энергии на его рождение, но все же открывает перспективы осуществления холодного ядерного синтеза.

¹ Сообщение о регистрации открытия, сделанного в ОИЯИ В. П. Джелеповым, С. С. Герштейном, П. Ф. Ермоловым, Э. А. Весманом, В. В. Фильченковым. Известия от 29.04.1988.

Поиски пентакварка продолжаются!



П.Ф.Ермолов, А.В.Кубаровский, В.А.Никитин

Нечитатель, взглянув на название, подумает, что авторы хотят заинтриговать его излишне эмоциональной фразой. Но она действительно отражает необычно острую и противоречивую ситуацию, сложившуюся сейчас с открытием и исследованием некоторых субъядерных частиц.

Современная картина физического мира на элементарном уровне представляется Стандартной моделью — теорией, которая успешно работает более 30 лет. Стандартная модель включает в себя теорию электрослабых взаимодействий Глэшоу—Вайнберга—Салама и теорию сильных взаимодействий — квантовую хромодинамику.

Экзотические частицы

В Стандартной модели фундаментальными составляющими вещества являются шесть лептонов и шесть кварков. Первые три легких кварка обозначаются буквами u, d и s, от английских слов *ир* (верхний), down (нижний) и strange (странный). Переносчиками взаимодействий служат бозоны: фотон, векторные бозоны и глюоны. Теория сильных взаимодействий описывает силы, удерживающие кварки внутри адронов - частиц, из которых, в частности, состоит вещество. В соответствии с этой теорией кварки взаи-

© Ермолов П.Ф., Кубаровский А.В., Никитин В.А., 2007



Павел Федорович Ермолов, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом экспериментальной физики высоких энергий Научно-исследовательского института ядерной физики им.Д.В.Скобельцына МГУ. Занимается экспериментально-теоретическими исследованиями электрослабых и сильных взаимодействий. Лауреат премии Совета Министров СССР (1984).



Алексей Валерьевич Кубаровский, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник того же отдела. Область научных интересов экспериментальное исследование рождения очарованных частиц, экзотических барионных состояний, адронная спектроскопия.



Владимир Алексеевич Никитин, доктор физико-математических наук, профессор, начальник сектора Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований. Лауреат Государственной премии СССР (1983).

модействуют друг с другом, обмениваясь особыми частицами — глюонами. Кварки, лептоны и глюоны на данном уровне наших знаний оказываются истинными элементарными частинными элементарными частинными элементарными частинными

тицами, т.е. не имеют внутренней структуры.

Адроны, имеющие сложнук структуру, в зависимости от кваркового состава делятся на мезоны и барионы; мезоны со-

природа • №7 • 2007

11

стоят из кварка и антикварка $(q\bar{q})$, а барионы — из трех кварков (qqq). Самые «популярные» адроны — протоны и нейтроны, слагающие ядер всех химических элементов. Кварковый состав протона - два *и*-кварка и один d-кварк (uud), а нейтрона — udd. В протоне постоянно возникают и исчезают кварк-антикварковые пары и глюоны, что характерно для сильного взаимодействия. Здесь нас будет интересовать еще и «странный» s-кварк, который входит в состав К-мезонов и странных барионов — гиперонов. Такие частицы в 40-х годах были обнаружены в космических лучах, а сейчас в больших количествах рождаются на ускорителях. К-мезоны и гипероны характеризуются странностью - квантовым числом, которое указывает на наличие в их составе хотя бы одного странного кварка. Странность s-кварка равна минус единице, поэтому обычные барионы не могут иметь положительную странность.

На сегодняшний день квантовая хромодинамика достаточно хорошо описывает все многообразие экспериментально наблюдаемых мезонов и барионов, объединяя их в мультиплеты (октеты, нонеты и декуплеты), подобно тому, как таблица Менделеева объединяет химические элементы (рис.1). Кроме того, эта теория предсказывает и другие, «экзотические», объекты, такие как глюболы (связанные состояния глюонов, gg), ги-

бриды (связанные состояния кварков и глюонов $gq\overline{q}$), а также многокварковые состояния, например тетракварки $(qq\overline{q}\overline{q})$ и пентакварки $(qqqq\overline{q})$.

О возможности существования пентакварков в начале 60-х годов упоминал один из создателей теории кварков М.Гелл-Манн, а также известный физиктеоретик Р.Джаффе из Массачусетсского технологического института. Джаффе предложил описание пентакварков в рамках созданной им «модели мешков» [1]. В этой модели адроны рассматривались как своеобразные пузырьки - «мешки», внутри которых движутся кварки, кварк-антикварковые пары и глюоны. Попытки эксперизарегистрировать ментально свободные кварки или глюоны не увенчались успехом. Поэтому в Стандартной модели постулируется свойство пленения или невылетания кварков и глюонов из адронов. Во всех предложенных моделях пентакварки были очень тяжелыми и имели очень малое время жизни.

Время жизни нестабильной системы однозначно связано с неопределенностью ее массы. Это правило в квантовой механике называется соотношением неопределенности время-энергия (или масса). Вместо термина «время жизни» физики зачастую предпочитают использовать понятие «ширина распада», т.е. чем больше время жизни частицы, тем меньше ее ширина (интервал, в котором лежит ее энергия,

или, иначе, масса). С точки зрения экспериментатора этот термин означает разброс (дисперсию) результатов измерения массы на большой статистике событий. В кварковой модели, согласно наиболее популярным теориям, пентакварки должны иметь массу порядка 2 ГэВ и ширину порядка сотен МэВ, что делает наблюдение таких частиц очень сложным.

Экспериментальное наблюдение экзотических состояний и изучение их свойств стало бы, несомненно, очень ценным материалом для дальнейшего развития теории сильных взаимодействий. На сегодняшний день среди мезонов наблюдаются кандидаты в глюболы и другие экзотические резонансы (включая открытые недавно в нескольких лабораториях тяжелые резонансы X(3872), X(3970), Y(4260)), однако окончательно эти результаты еще не интерпретированы. Экзотические барионы до недавнего времени не регистрировались.

Другим подходом в описании строения барионов служит так называемая «модель киральных солитонов», которая также основывается на решениях уравнений квантовой хромодинамики и разрабатывается теоретиками в течение нескольких десятков лет. Киральные солитонные молели предложены английским физиком Т.Скирмом в 1961 г. [2]. Предполагается существование поля с нелинейным самодействием. Кванты или частицы этого поля по своим свойствам близки к хорошо известным π-мезонам. При возбуждении такого поля возникают уединенные волны солитоны. Явление солитонов привычно для макроскопической физики (например, волны цунами — это солитоны). Модели основаны на малом количестве исходных принципов и дают возможность весьма экономного описания барионных систем с различными свойствами. В их рамках утверждается, что все легкие барионы - это солитонные решения уравнений кванто-

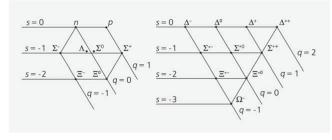


Рис.1. Октет и декуплет барионов, построенные на основе кварковой модели квантовой хромодинамики. Странность обозначена буквой s, а заряд — q.

12

вой хромодинамики, т.е., например, протон состоит не из трех точечных кварков, а представляет собой размазанное в пространстве поле. Так удается неплохо описать массовые спектры известных легких барионов, а заодно и предсказать существование антидекуплета пентакварков, с детальным описанием их свойств и распадов. Термин «антидекуплет» означает лишь то, что на рис.2 фигура перевернута вершиной вверх по сравнению с фигурой на рис.1. Но так же, как на рис.1, странность представленных частиц возрастает снизу вверх. В нижнем ряду находятся частицы с двумя странными кварками, т.е. имеющие странность -2. А в вершине располагается пентакварк Ө⁺ с экзотической странностью +1. Основываясь на модели киральных солитонов, в 1987 г. польский теоретик М.Прасалович предсказал существование легкого пентакварка с массой 1530 МэВ, однако в его теории было много свободных параметров, поэтому для экспериментальной проверки она не годилась. Ситуация изменилась в 1997 г. после опубликования статьи теоретиков из Санкт-Петербурга Д.Дьяконова, В.Петрова и М.Полякова, в которой предсказывалось существование антидекуплета легких пентакварков. Для построения антидекуплета авторы взяли ранее наблюдавшуюся частицу N(1710), предположив, что она состоит из пяти кварков. В ре-

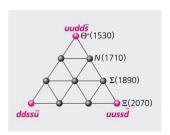


Рис.2. Антидекуплет пентакварков, предложенный Дьяконовым, Петровым и Поляковым.

зультате на верхушке треугольника оказался Ө⁺-барион с массой 1530 МэВ, шириной распада <15 МэВ, кварковым составом ududs и положительной странностью (см. рис.2). Ө⁺-барион должен был распадаться на нейтрон и К+-мезон или на протон и K^0 -мезон, и это давало экспериментаторам прямое указание, в каких реакциях следует искать экзотическую частицу [3].

Первые экспериментальные намеки

Первое сообщение о наблюдении Ө⁺-бариона поступило в начале 2003 г. из Японии. Коллектив сотрудничества LEPS, paботающий на японском ускорителе SPring-8, наблюдал около 20 событий, в которых рождалась частица с массой около 1540 МэВ и шириной Γ < 25 МэВ. распадающаяся на нейтрон и K^+ -мезон. Такой распад позволяет однозначно определить странность Ө⁺-бариона: она оказалась равной +1, и, следовательно, минимальный кварковый состав данной частицы $udud\bar{s}$ [4]. Вскоре после этого о наблюдении Ө̂-бариона сообщила группа DIANA из московского Института теоретической и экспериментальной физики

(ИТЭФ), которая заново обработала данные, полученные в 80-х годах в эксперименте с ксеноновой пузырьковой камерой. В том эксперименте пентакварк наблюдался в пучке K^+ -мезонов, взаимодействовавших с ядрами ксенона, и распадался на странный K^0 -мезон и протон [5].

Поскольку в такой реакции странность тоже равна +1, можно с уверенностью говорить о наблюдении пентакварка. Эти эксперименты подстегнули физиков из других лабораторий, и вскоре (в 2004 г.) о регистрации пентакварка доложили сотрудничества CLAS (Лаборатория им.Т.Джефферсона, США), Saphir (ELSA, Германия), Hermes и ZEUS (DESY, Германия), COSY-ТОF (COSY, Германия), СВД-2 (Институт физики высоких энергий - ИФВЭ). О наблюдении Ө⁺-бариона сообщили также группы экспериментаторов, которые анализировали данные, полученные на пузырьковых камерах Национальной лаборатории им.Э.Ферми (США), ЦЕРНа и Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) [6]. На рис.3 схематически изображен процесс возможного образования пентакварка на установке CLAS в США.

Описать необычные свойства этой частицы (малую массу и ширину) взялись многие изве-

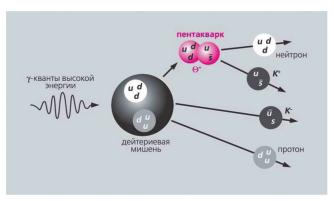


Рис.3. Иллюстрация процесса, в котором рождается пентакварк в эксперименте (Jefferson Lab., США).

ПРИРОДА • №7 • 2007 13

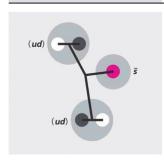


Рис.4. В модели Джаффе—Вилчека пентакварк может представлять собой связанную систему из двух дикварков и одного антикварка.

стные теоретики, предлагавшие самые различные теоретические модели. Уже упоминавшийся Джаффе и лауреат Нобелевской премии Ф.Вилчек предложили свою модель, в которой пентакварк состоял из двух дикварков (ud) и странного антикварка \overline{s} (рис.4) [7]. В других моделях пентакварк представлял собой связанное состояние трикварка и дикварка, а некоторые теоретики предлагали модель KN-молекулы. В общей сложности за два года появилось около 500 теоретических работ, в которых развивались старые и новые подходы в описании многокварковых систем. По этому поводу на одной из конференций Прасалович заметил, что «теоретическое обоснование существования пентакварков с малой шириной на сегодняшний день дано во многих различных моделях, и если в экспериментах с высокой статистикой обнаружить пентакварки не удастся, то это будет еще большей загадкой, чем их необычно малая масса и ширина».

Растущая неуверенность

К началу 2004 г. число положительных результатов стало приближаться к полутора десяткам, и казалось, что нет никаких сомнений в том, что Θ^+ -барион

существует. Однако появились работы некоторых авторов, в которых высказывались предположения о том, что наблюлаемая частица может быть результатом ошибки в анализе экспериментальных данных, «отражением» других, уже известных резонансов или же просто флуктуацией, поскольку статистика положительных экспериментов была не очень высока. Стали появляться сообщения о результатах других экспериментов, например HERA-B (DESY), BES-II (ІНЕР, Китай), АLЕРН (ЦЕРН), CDF, HyperCP (Национальная лаборатория им.Э.Ферми), SPHINX (ИФВЭ, Россия), а также экспериментов на так называемых Вфабриках — Belle (КЕК, Япония) и BaBar (SLAC, США), в которых пентакварк с массой 1530 МэВ обнаружен не был [6]. Надо заметить, что большинство отрицательных результатов было получено либо на e^+e^- -коллайдерах, либо в экспериментах с адронными пучками высокой энергии. А по мнению некоторых теоретиков и экспериментаторов, в подобных экспериментах вероятность наблюдать частицу из пяти кварков очень низка. Необходимо было провести ряд экспериментов и набрать статистику, достаточную для того, чтобы убедительно доказать или же убедительно опровергнуть существование загадочной частицы. И такие эксперименты были поставлены физиками из групп LEPS, CLAS и COSY-TOF. В это же время группа DIANA из ИТЭФ обрабатывала оставшуюся часть своих данных, а в нашем эксперименте СВД-2 создавались новые алгоритмы, которые могли позволить примерно на порядок увеличить статистику.

Результаты новых экспериментов на установке CLAS появились в начале 2006 г. [8]. В этих экспериментах с высокой статистикой была сделана попытка подтвердить предыдущий положительный результат, обнародованный тем же коллективом в 2003 г., а также ис-

следовать возможное рождение Ө⁺-бариона в других реакциях, где пучок энергичных гаммаквантов взаимолействовал с протоном, нейтроном или ядром дейтерия. Однако обнаружить пентакварк не удалось. Пришлось признать, что предыдущие положительные результаты оказались игрой статистики и каких-то других физических процессов, которые не были учтены при анализе данных. Новые эксперименты CLAS поставили под сомнение и результаты сотрудничества SAPHIR, поскольку была исследована похожая реакция с большей статистикой. В то же самое время были представлены новые результаты первооткрывателей пентакварка - японского сотрудничества LEPS и российского DIANA. В японском эксперименте было подтверждено образование Ө⁺-бариона при взаимодействии гамма-квантов с ядрами дейтерия, а группа DIANA, обработав все свои данные, показала, что в эксперименте действительно наблюдается узкий резонанс с положительной странностью. Пик остался на месте [9].

Наше «да»

Экспериментальная установка СВД (Спектрометр с вершинным детектором) была создана в начале 90-х годов сотрудничеством Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ (НИИЯФ МГУ), ИФВЭ, ОИЯИ при участии Тбилисского государственного университета. Установка предназначалась для исследования редких случаев рождения «очарованных» частиц (которые содержат в своем составе тяжелый с-кварк) на ускорителе У-70. На первом этапе исследований в качестве вершинного детектора и мишени использовалась специально разработанная водородная пузырьковая камера - прибор, позволяющий фотографировать треки заряженных частиц, которые

рождаются при взаимодействии пучка протонов с веществом самой камеры. Пузырьковая камера — очень точный прибор (пространственное разрешение пузырьковой камеры на СВД было около 3 мкм), однако медленный — на СВД было обработано всего около 100 тыс. фотографий [10]. Поэтому для второго этапа исследований было принято решение существенно модернизировать установку. Вместо пузырьковой камеры был установлен впервые разработанный в России прецизионный вершинный детектор на основе кремниевых полупроводниковых сенсоров. Детектор и считывающая сигналы электроника были спроектированы в НИИЯФ МГУ, ИФВЭ в сотрудничестве с предприятиями электронной промышленности Зеленограда (рис.5). Вершинный детектор регистрирует вершину взаимодействия пучка протонов с веществом мишени и углы вылета заряженных частиц, которые потом отклоняются сильным магнитным полем, и их импульсы измеряются с помощью магнитного спектрометра общей длиной около 4 м. Спектрометр

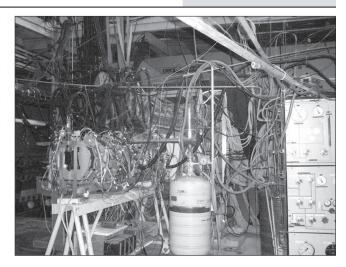


Рис.5. Прецизионный микростриповый вершинный детектор установки СВД-2, установленный на оптической скамье. Детектор, находящийся в светонепроницаемом корпусе, соединяется с помощью кабелей с модулями считывающей электроники.

состоит из 18 пропорциональных камер, регистрирующих момент пролета заряженной частицы. В состав установки СВД-2 входит также детектор черенковского излучения, поз-

воляющий определять тип частицы (он отделяет протоны от π - и K-мезонов), а также многоканальный детектор гаммаквантов. Схематически установка СВД-2 изображена на рис.6.

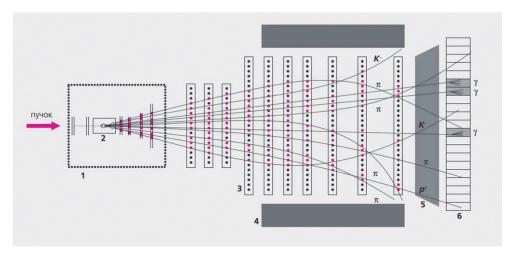


Рис.б. Экспериментальная установка СВД-2 (схема). 1 — микростриповый вершинный детектор, 2 — ядерная мишень, 3 — магнитный спектрометр с пропорциональными камерами, 4 — магнит, 5 — детектор черенковского излучения, 6 — детектор гамма-квантов.

ПРИРОДА • №7 • 2007

В 2002 г. на модернизированной установке СВД-2 был проведен один сеанс работы и получено около 50 млн событий взаимодействия протонов с ядрами кремния, свинца и углерода. Эти события были проанализированы с помощью программ реконструкции, созданных в НИИЯФ МГУ. Для обработки предварительно отобранных 20 млн событий был привлечен высокопроизводительный компьютерный кластер Научно-исследовательского вычислительного центра МГУ. В результате был проанализирован спектр масс системы, состоящей из протона и нейтрального K° -мезона. Для повышения достоверности результатов было сделано две независимые выборки: отдельно рассматривались K^0 -мезоны, которые распадались на расстоянии до 35 мм, и K⁰-мезоны, которые распадались на расстоянии от 35 до 600 мм от мишени. Треки от распадов *К*⁰-мезонов первого типа регистрируются в вершинном детекторе, поэтому измерения углов их вылета точнее, чем для K^0 -мезонов второго типа, где для измерения углов используется магнитный спектрометр.

После восстановления вершин распадов K⁰-мезонов были построены распределения по инвариантной массе К^ор-системы и обнаружен узкий пик в массе 1523±3 МэВ для обоих выборок (рис.7). Статистическая значимость пика в обоих случаях около 6 стандартных отклонений, а суммарное число событий порядка 390 [11]. Этот результат подтверждает предыдущий положительный результат СВД-2, который был опубликован в журнале «Ядерная Физика» в 2005 г. [12], полученный на меньшей статистике, и на сегодняшний день остается самым значимым результатом в мире среди экспериментов, где наблюдался узкий барион с массой около 1530 МэВ.

Физики из группы СВД-2 внимательно проинспектировали полученный результат. Во-первых, было проверено, не является ли наблюдаемый пик каким-то артефактом, который получается из-за неправильно работающих программ реконструкции.

Все события-кандидаты были просмотрены с помощью программы, визуализирующей на экране монитора восстановленные треки. Учитывались также возможные «отражения» известных частиц в эту область масс - такие эффекты в принципе могут наблюдаться, если детектируемые частицы неправильно идентифицируются, например реальный π-мезон принимается за протон. В данном эксперименте такие отражения не наблюдались. Все эти проверки подтвердили, что в эксперименте действительно наблюдается резонанс, обладающий узкой шириной. Дальнейшее изучение его свойств показало, что резонанс преимущественно рождается с малым продольным импульсом в системе центра масс. Модель, в которой пентакварки образуются в этой кинематической области, была недавно предложена теоретиком из Физического института РАН С.П.Барановым [13].

Данные, полученные на СВД-2, могут объяснить отрицательные результаты некоторых экспериментов с протонными

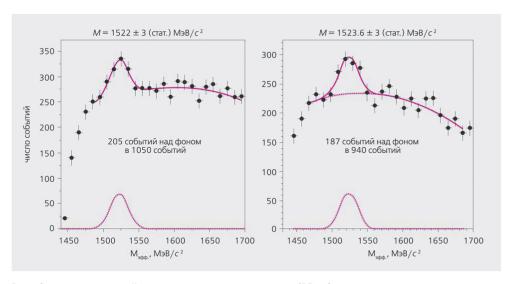


Рис.7. Спектры масс системы $K^{\circ}p$, зарегистрированные в эксперименте СВД-2. Слева — вершина распадов и импульсы K-мезонов регистрировались в вершинном детекторе и спектрометре. Справа — только в спектрометре. В обоих спектрах виден пик, соответствующий образованию Θ^* -бариона.

ПРИРОДА • №7 • 2007

пучками, например SPHINX или НурегСР, которые работали в совершенно другой кинематической области. К сожалению, для более детального изучения свойств наблюдаемого резонанса 400 событий недостаточно, так как фон велик. Необходим новый эксперимент, со статистикой по крайней мере в десять раз большей. Эксперименты на СВД-2 продолжаются — в настоящее время установка находится в состоянии активной модернизации. Устанавливается новый, улучшенный вершинный детектор, новая, специально разработанная в ОИЯИ система трековых дрейфовых камер, построенная на основе технологии «straw tube», новая электроника гамма-детектора. Модернизируется триггерная система и система сбора данных, что позволит существенно увеличить эффективность установки и скорость набора статистки. В декабре 2006 г. на модернизируемой установке СВД-2М был проведен эксперимент «Термализация» по изучению предельных множественностей вторичных частиц.

Кто поставит точку?

Вопрос о существовании пентакварка или, возможно, какого-то другого объекта с аналогичными свойствами до сих пор остается открытым. Авторы некоторых обзоров уже решили для себя, что пентакварк не cvществует, попросту игнорируя положительные результаты, полученные международными сотрудничествами. Однако недавно, например, появилась теоретическая работа, в которой показывается, что последние результаты эксперимента CLAS на дейтроне не противоречат теории и не могут однозначно опровергать положительные результаты [14]. В другой теоретической работе с участием Дьяконова и Полякова предлагается искать пентакварк в новых данных эксперимента CLAS, учитывая квантовую интерференцию [15]. Стоит отметить также и возможные наблюдения других кандидатов в пентакварки - $\Theta^{\circ}(3100), \Xi^{--}, \Xi^{\circ}(1860), \Theta^{++}(1530)$ и N(1680), о которых сообщают соответственно сотрудничества H1 (DESY, Германия), NA49 (CERN, Швейцария), STAR (BNL, США) и GRAAL (ESRF, Франция). Поэтому окончательный ответ может быть получен только после анализа данных новых экспериментов с большой статистикой в достаточно широкой кинематической области. Особенно это касается тех экспериментов, положительные результаты которых опровергнуть пока не удалось.

Экспериментаторы не сидят сложа руки — ведется набор статистики на коллайдере HERA (DESY, Германия), где работает установка ZEUS, оборудованная новым вершинным детектором. Дальнейшие эксперименты по поиску пентакварка намечены в Японии. Ну и, наконец, планируется эксперимент на установке СВД-2, в котором предполагается набрать статистику, десятикратно превышающую ту, которая есть на сегодняшний день. Новые детекторы, мишень и специальный триггер делают установку СВД-2 подходящей для поиска не только пентакварков, но и других редких адронных состояний, существование которых до сих пор остается под вопросом.

Предсказание существования пентакварков в 1997 г. и последующие положительные результаты дали хороший толчок и экспериментаторам, и теоретикам. Наука обогатилась новыми знаниями о физике адронов, независимо от того, каким будет окончательный вердикт физического сообщества о существовании пентакварков этих необычных, экзотических частиц. ■

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-02-17693, 06-02-16954, 06-02-81010-Бел, 06-02-99017-с) и Совета по грантам Президента РФ (грант НШ-8122.2006-2).

Литература

- 1. Jaffe R.L. // Phys. Rev. D. 1977. V.15. P.281.
- 2. Skyrme T.H.R. // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1961. V.262. P.237—245.
- 3. Diakonov D., Petrov V., Polyakov M. // Z. Phys. A. 1997. V.359. P.305.
- 4. LEPS Collaboration, Nakano T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V.91. P.012002.
- $5. \ \textit{DIANA Collaboration, Barmin V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1715-1718.}$
- 6. Review: Danilov M. // e-Print Archive: hep-ex/0509012.
- 7. Jaffe R.L. and Wilczek F. // Phys. Rev. Lett. 2003. V.91. P.232003.
- 8. CLAS Collaboration, McKinnon B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V.96. P.212001.
- 9. DIANA Collaboration, Barmin V. et al. // e-Print Archive: hep-ex/0603017.
- 10. SVD Collaboration, Amaglobeli N.S. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2001. V.64. P.891-901.
- 11. SVD Collaboration, Aleev A. et al. // e-Print Archive: hep-ex/0509033.
- 12. SVD Collaboration, Aleev A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2005. V.68. P.974-981.
- 13. Baranov S.P. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2006. V.12. P.1.
- 14. Guzey V. // e-Print Archive: hep-ph/0608129.
- 15. Amarian M., Diakonov D., Polyakov M. // e-Print Archive: hep-ph/0612150.

17

Observation of the Top Quark

S. Abachi, ¹² B. Abbott, ³³ M. Abolins, ²³ B. S. Acharva, ⁴⁰ I. Adam, ¹⁰ D. L. Adams, ³⁴ M. Adams, ¹⁵ S. Ahn, ¹² H. Aihara, ²⁰ J. Alitti, 36 G. Álvarez, 16 G. A. Alves, 8 E. Amidi, 27 N. Amos, 22 E. W. Anderson, 17 S. H. Aronson, 3 R. Astur, 38 R. E. Avery,²⁹ A. Baden,²¹ V. Balamurali,³⁰ J. Balderston,¹⁴ B. Baldin,¹² J. Bantly,⁴ J. F. Bartlett,¹² K. Bazizi,⁷ J. Bendich,²⁰ S. B. Beri, ³¹ I. Bertram, ³⁴ V. A. Bezzubov, ³² P. C. Bhat, ¹² V. Bhatnagar, ³¹ M. Bhattacharjee, ¹¹ A. Bischoff, ⁷ N. Biswas, ³⁰ G. Blazey, ¹² S. Blessing, ¹³ A. Boehnlein, ¹² N. I. Bojko, ³² F. Borcherding, ¹² J. Borders, ³⁵ C. Boswell, ⁷ A. Brandt, ¹² R. Brock, ²³ A. Bross, ¹² D. Buchholz, ²⁹ V. S. Burtovoi, ³² J. M. Butler, ¹² D. Casey, ³⁵ H. Castilla-Valdez, ⁹ D. Chakraborty, ³⁸ S.-M. Chang, ²⁷ S. V. Chekulaev, ³² L.-P. Chen, ²⁰ W. Chen, ³⁸ L. Chevalier, ³⁶ S. Chopra, ³¹ B. C. Choudhary, J. H. Christenson, 12 M. Chung, 15 D. Claes, 38 A. R. Clark, 20 W. G. Cobau, 21 J. Cochran, W. E. Cooper, 12 C. Cretsinger,³⁵ D. Cullen-Vidal,⁴ M. Cummings,¹⁴ D. Cutts,⁴ O. I. Dahl,²⁰ K. De,⁴¹ M. Demarteau,¹² R. Demina,²⁷ K. Denisenko, ¹² N. Denisenko, ¹² D. Denisov, ¹² S. P. Denisov, ³² W. Dharmaratna, ¹³ H. T. Diehl, ¹² M. Diesburg, ¹² G. Di Loreto,²³ R. Dixon,¹² P. Draper,⁴¹ J. Drinkard,⁶ Y. Ducros,³⁶ S. R. Dugad,⁴⁰ S. Durston-Johnson,³⁵ D. Edmunds,²³ A. O. Efimov, ³² J. Ellison, ⁷ V. D. Elvira, ¹²* R. Engelmann, ³⁸ S. Eno, ²¹ G. Eppley, ³⁴ P. Ermolov, ²⁴ O. V. Eroshin, ³² V. N. Evdokimov, ³² S. Fahey, ²³ T. Fahland, ⁴ M. Fatyga, ³ M. K. Fatyga, ³⁵ J. Featherly, ³ S. Feher, ³⁸ D. Fein, ² T. Ferbel, ³⁵ G. Finocchiaro, 38 H. E. Fisk, 12 Yu. Fisyak, 24 E. Flattum, 23 G. E. Forden, 2 M. Fortner, 28 K. C. Frame, 23 P. Franzini, 10 S. Fredriksen, 39 S. Fuess, 12 A. N. Galjaev, 32 E. Gallas, 41 C. S. Gao, 12, 7 S. Gao, 12, 7 T. L. Geld, 23 R. J. Genik II, 23 K. Genser, ¹² C. E. Gerber, ^{12,‡} B. Gibbard, ³ M. Glaubman, ²⁷ V. Glebov, ³⁵ S. Glenn, ⁵ J. F. Glicenstein, ³⁶ B. Gobbi, ²⁹ M. Goforth, ¹³ A. Goldschmidt, ²⁰ B. Gomez, ¹ P. I. Goncharov, ³² H. Gordon, ³ L. T. Goss, ⁴² N. Graf, ³ P. D. Grannis, ³⁸ D. R. Green, 12 J. Green, 28 H. Greenlee, 12 G. Griffin, 6 N. Grossman, 12 P. Grudberg, 20 S. Grünendahl, 35 J. A. Guida, 38 J. M. Guida, W. Guryn, S. N. Gurzhiev, 2 Y. E. Gutnikov, 2 N. J. Hadley, H. Haggerty, 2 S. Hagopian, 13 V. Hagopian, ¹³ K. S. Hahn, ³⁵ R. E. Hall, ⁶ S. Hansen, ¹² R. Hatcher, ²³ J. M. Hauptman, ¹⁷ D. Hedin, ²⁸ A. P. Heinson, ⁷ U. Heintz, ¹² R. Hernandez-Montoya, ⁹ T. Heuring, ¹³ R. Hirosky, ¹³ J. D. Hobbs, ¹² B. Hoeneisen, ^{1,§} J. S. Hoftun, ⁴ F. Hsieh,²² Ting Hu,³⁸ Tong Hu,¹⁶ T. Huehn,⁷ S. Igarashi,¹² A. S. Ito,¹² E. James,² J. Jaques,³⁰ S. A. Jerger,²³ J. Z.-Y. Jiang, 38 T. Joffe-Minor, 29 H. Johari, 27 K. Johns, 2 M. Johnson, 12 H. Johnstad, 39 A. Jonckheere, 12 H. Jöstlein, 12 S. Y. Jun,²⁹ C. K. Jung,³⁸ S. Kahn,³ J. S. Kang,¹⁸ R. Kehoe,³⁰ M. Kelly,³⁰ A. Kernan,⁷ L. Kerth,²⁰ C. L. Kim,¹⁸ S. K. Kim,³⁷ A. Klatchko, ¹³ B. Klima, ¹² B. I. Klochkov, ³² C. Klopfenstein, ³⁸ V. I. Klyukhin, ³² V. I. Kochetkov, ³² J. M. Kohli, ³¹ D. Koltick, ³³ A. V. Kostritskiy, ³² J. Kotcher, ³ J. Kourlas, ²⁶ A. V. Kozelov, ³² E. A. Kozlovski, ³² M. R. Krishnaswamy, ⁴⁰ S. Krzywdzinski, ¹² S. Kunori, ²¹ S. Lami, ³⁸ G. Landsberg, ³⁸ R. E. Lanou, ⁴ J-F. Lebrat, ³⁶ J. Lee-Franzini, ³⁸ A. Leflat, ²⁴ H. Li, 38 J. Li, 41 Y. K. Li, 29 Q. Z. Li-Demarteau, 12 J. G. R. Lima, 8 D. Lincoln, 22 S. L. Linn, 13 J. Linnemann, 23 R. Lipton, 12 Y. C. Liu, ²⁹ F. Lobkowicz, ³⁵ S. C. Loken, ²⁰ S. Lökös, ³⁸ L. Lueking, ¹² A. L. Lyon, ²¹ A. K. A. Maciel, ⁸ R. J. Madaras, ²⁰ R. Madden, ¹³ I. V. Mandrichenko, ³² Ph. Mangeot, ³⁶ S. Mani, ⁵ B. Mansoulié, ³⁶ H. S. Mao, ^{12,†} S. Margulies, ¹⁵ R. Markeloff,²⁸ L. Markosky,² T. Marshall,¹⁶ M. I. Martin,¹² M. Marx,³⁸ B. May,²⁹ A. A. Mayorov,³² R. McCarthy,³⁸ T. McKibben,¹⁵ J. McKinley,²³ H. L. Melanson,¹² J. R. T. de Mello Neto,⁸ K. W. Merritt,¹² H. Miettinen,³⁴ A. Milder,² C. Milner, ³⁹ A. Mincer, ²⁶ J. M. de Miranda, ⁸ C. S. Mishra, ¹² M. Mohammadi-Baarmand, ³⁸ N. Mokhov, ¹² N. K. Mondal, 40 H. E. Montgomery, 12 P. Mooney, 1 M. Mudan, 26 C. Murphy, 16 C. T. Murphy, 12 F. Nang, 4 M. Narain, 12 V. S. Narasimham, ⁴⁰ A. Narayanan, ² H. A. Neal, ²² J. P. Negret, ¹ E. Neis, ²² P. Nemethy, ²⁶ D. Nešić, ⁴ D. Norman, ⁴² L. Oesch,²¹ V. Oguri,⁸ E. Oltman,²⁰ N. Oshima,¹² D. Owen,²³ P. Padley,³⁴ M. Pang,¹⁷ A. Para,¹² C. H. Park,¹² Y. M. Park, 19 R. Partridge, 4 N. Parua, 40 M. Paterno, 35 J. Perkins, 41 A. Peryshkin, 12 M. Peters, 14 H. Piekarz, 13 Y. Pischalnikov,³³ A. Pluquet,³⁶ V. M. Podstavkov,³² B. G. Pope,²³ H. B. Prosper,¹³ S. Protopopescu,³ D. Pušeljić,²⁰ J. Qian,²² P. Z. Quintas,¹² R. Raja,¹² S. Rajagopalan,³⁸ O. Ramirez,¹⁵ M. V. S. Rao,⁴⁰ P. A. Rapidis,¹² L. Rasmussen,³⁸ A. L. Read, ¹² S. Reucroft, ²⁷ M. Rijssenbeek, ³⁸ T. Rockwell, ²³ N. A. Roe, ²⁰ J. M. R. Roldan, ¹ P. Rubinov, ³⁸ R. Ruchti, ³⁰ S. Rusin, 24 J. Rutherfoord, A. Santoro, L. Sawyer, 41 R. D. Schamberger, 38 H. Schellman, 29 D. Schmid, 39 J. Sculli, 26 E. Shabalina,²⁴ C. Shaffer,¹³ H. C. Shankar,⁴⁰ R. K. Shivpuri,¹¹ M. Shupe,² J. B. Singh,³¹ V. Sirotenko,²⁸ W. Smart,¹² A. Smith, R. P. Smith, R. Snihur, G. R. Snow, S. S. Snyder, J. Solomon, S. P. M. Sood, M. Sosebee, M. Souza, R. Snihur, R. Snihur, G. R. Snihur, R. Snihur, G. R. Snow, S. Snyder, R. Snow, R. Snihur, A. L. Spadafora, ²⁰ R. W. Stephens, ⁴¹ M. L. Stevenson, ²⁰ D. Stewart, ²² F. Stocker, ³⁹ D. A. Stoianova, ³² D. Stoker, ⁶ K. Streets, ²⁶ M. Strovink, ²⁰ A. Taketani, ¹² P. Tamburello, ²¹ J. Tarazi, ⁶ M. Tartaglia, ¹² T. L. Taylor, ²⁹ J. Teiger, ³⁶ J. Thompson,²¹ T. G. Trippe,²⁰ P. M. Tuts,¹⁰ N. Varelas,²³ E. W. Varnes,²⁰ P. R. G. Virador,²⁰ D. Vititoe,² A. A. Volkov, ³² E. von Goeler, ²⁷ A. P. Vorobiev, ³² H. D. Wahl, ¹³ J. Wang, ^{12,†} L. Z. Wang, ^{12,†} J. Warchol, ³⁰ M. Wayne, ³⁰ H. Weerts, ²³ W. A. Wenzel, ²⁰ A. White, ⁴¹ J. T. White, ⁴² J. A. Wightman, ¹⁷ J. Wilcox, ²⁷ S. Willis, ²⁸ S. J. Wimpenny, ⁷

0031-9007/95/74(14)/2632(6)\$06.00 © 1995 The American Physical Society

2632

3 April 1995

```
C. Yanagisawa,<sup>38</sup> J. Yang,<sup>26</sup> T. Yasuda,<sup>27</sup> C. Yoshikawa,<sup>14</sup> S. Youssef,<sup>13</sup> J. Yu,<sup>35</sup> Y. Yu,<sup>37</sup> Y. Zhang,<sup>12,†</sup> Y. H.
Zhou, <sup>12,†</sup> Q. Zhu, <sup>26</sup> Y. S. Zhu, <sup>12,†</sup> Z. H. Zhu, <sup>35</sup> D. Zieminska, <sup>16</sup> A. Zieminski, <sup>16</sup> A. Zinchenko, <sup>17</sup> and A. Zylberstein <sup>36</sup>
                                                                (D0 Collaboration)
                                                 <sup>1</sup>Universidad de los Andes, Bogota, Colombia
                                                 <sup>2</sup>University of Arizona, Tucson, Arizona 85721
                                         <sup>3</sup>Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973
                                              <sup>4</sup>Brown University, Providence, Rhode Island 02912
                                               <sup>5</sup>University of California, Davis, California 95616
                                              <sup>6</sup>University of California, Irvine, California 92717
                                            <sup>7</sup>University of California, Riverside, California 92521
                                 <sup>8</sup>LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil
                                 <sup>9</sup>Centro de Investigacion y de Estudios Avanzados, Mexico City, Mexico
                                              10 Columbia University, New York, New York 10027
                                                     <sup>11</sup>Delhi University, Delhi, India 110007
                                     <sup>12</sup>Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510
                                             <sup>13</sup>Florida State University, Tallahassee, Florida 32306
                                                <sup>14</sup>University of Hawaii, Honolulu, Hawaii 96822
                                                 <sup>15</sup>University of Illinois, Chicago, Illinois 60680
                                               <sup>16</sup>Indiana University, Bloomington, Indiana 47405
                                                   <sup>17</sup>Iowa State University, Ames, Iowa 50011
                                                         <sup>18</sup>Korea University, Seoul, Korea
                                                      <sup>19</sup>Kyungsung University, Pusan, Korea
                                        <sup>20</sup>Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California 94720
                                          <sup>21</sup>University of Maryland, College Park, Maryland 20742
                                            <sup>22</sup>University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109
                                         <sup>23</sup>Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824
                                                   <sup>24</sup>Moscow State University, Moscow, Russia
                                              <sup>25</sup>University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588
                                              <sup>26</sup>New York University, New York, New York 10003
                                           <sup>27</sup>Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115
                                             <sup>28</sup>Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115
                                             <sup>29</sup>Northwestern University, Evanston, Illinois 60208
                                           <sup>30</sup>University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556
                                              <sup>31</sup>University of Panjab, Chandigarh 16-00-14, India
                                       32 Institute for High Energy Physics, 142-284 Protvino, Russia
                                              <sup>33</sup>Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907
                                                    34Rice University, Houston, Texas 77251
```

Centre d'Etudes de Saclay, Saclay, France 37 Seoul National University, Seoul, Korea 38 State University of New York, Stony Brook, New York 11794 ³⁹Superconducting Super Collider Laboratory, Dallas, Texas 75237 ⁴⁰Tata Institute of Fundamental Research, Colaba, Bombay 400005, India ⁴¹University of Texas, Arlington, Texas 76019 ⁴²Texas A&M University, College Station, Texas 77843 (Received 24 February 1995)

³⁵University of Rochester, Rochester, New York 14627 ³⁶Commissariat à l'Energie Atomique, DAPNIA/Service de Physique des Particules,

The D0 Collaboration reports on a search for the standard model top quark in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV at the Fermilab Tevatron with an integrated luminosity of approximately 50 pb⁻¹. We have searched for $t\bar{t}$ production in the dilepton and single-lepton decay channels with and without tagging of b-quark jets. We observed 17 events with an expected background of 3.8 \pm 0.6 events. The probability for an upward fluctuation of the background to produce the observed signal is 2×10^{-6} (equivalent to 4.6 standard deviations). The kinematic properties of the excess events are consistent with top quark decay. We conclude that we have observed the top quark and measured its mass to be 199_{-21}^{+19} (stat) ± 22 (syst) GeV/ c^2 and its production cross section to be 6.4 \pm 2.2 pb.

PACS numbers: 14.65.Ha, 13.85.Ok, 13.85.Ni

In the standard model (SM), the top quark is the weak isospin partner of the b quark. The D0 Collaboration published a lower limit on the mass of the top quark of 131 GeV/c^2 , at a confidence level (C.L.) of 95%, based on an integrated luminosity of 13.5 pb⁻¹ [1]. A subsequent publication [2] reported the top quark production cross section as a function of the assumed top quark mass. In that analysis, we found nine events with an expected background of 3.8 ± 0.9 events (statistical significance 1.9 standard deviations) corresponding to a production cross section of 8.2 ± 5.1 pb for an assumed top quark mass of 180 GeV/c^2 . The Collider Detector at Fermilab (CDF) Collaboration published evidence for top quark production with a statistical significance of 2.8 standard deviations, a top quark of mass $174 \pm 10^{+13}_{-12} \ {\rm GeV/c^2},$ and a production cross section of $13.9^{+6.1}_{-4.8} \ {\rm pb}$ [3]. Precision electroweak measurements predict a SM top quark mass of approximately $150-210 \text{ GeV}/c^2$, depending on the mass of the Higgs boson [4]. In the present Letter, we report new results from the D0 experiment that firmly establish the existence of the top quark.

We assume that the top quark is pair produced and decays according to the minimal SM (i.e., $t\bar{t} \to W^+W^-b\bar{b}$). We searched for the top quark in channels where both W bosons decayed leptonically ($e\mu$ + jets, ee + jets, and $\mu\mu$ + jets) and in channels where just one W boson decayed leptonically (e + jets and μ + jets). The single-lepton channels were subdivided into b-tagged and untagged channels according to whether or not a muon was observed consistent with $b \to \mu + X$. The muon-tagged channels are denoted e + jets/ μ and μ + jets/ μ .

Here we present an analysis based on data collected at the Fermilab Tevatron at $\sqrt{s}=1.8$ TeV with an integrated luminosity of 44-56 pb⁻¹, depending on the channel. In the present analysis, the signal-to-background ratio for a high-mass top quark was substantially improved relative to Ref. [2]. An optimization of the selection criteria was carried out using Monte Carlo top quark events for signal and our standard background estimates. The result of this procedure was a factor of 3.7 better background rejection while retaining 70% of the acceptance for 180 GeV/ c^2 top quarks. This corresponds to a signal-to-background ratio of 1:1 for a top quark mass of 200 GeV/ c^2 , assuming the expected SM top cross section [5]. The improved rejection arises primarily by requiring events to have a larger total transverse energy.

The D0 detector and data collection systems are described in Ref. [6]. The triggers and reconstruction algorithms for jets, electrons, muons, and neutrinos were the same as those used in our previous top quark searches [1,2].

ging muons was 4 GeV/c. Requirements pertaining to the magnitude and direction of the $\not\!\!E_T$, the aplanarity of the jets \mathcal{A} , and the allowed ranges of pseudorapidity η were similar to Ref. [2]. Muons were restricted to $|\eta|$ < 1 for the last 70% of the data because of forward muon chamber aging. Events in the $\mu\mu$ + jets and μ + jets/ μ channels were required to be inconsistent with the Z + jetshypothesis, based on a global kinematic fit. The principal difference between the present analysis and the analysis of Ref. [2] was the imposition of a minimum requirement in all channels on a quantity H_T , which we defined as the scalar sum of the transverse energies E_T of the jets (for the single-lepton and $\mu\mu$ + jets channels) or the scalar sum of the E_T 's of the leading electron and the jets (for the $e\mu$ + jets and ee + jets channels). The kinematic requirements for our standard event selection for all seven channels are summarized in Table I. In addition to the standard selection, we defined a set of loose event selection requirements, which differed from the standard set by the removal of the H_T requirement and by the relaxation of the aplanarity requirement for e + jets and $\mu + \text{jets}$ from A > 0.05 to A > 0.03.

For the dilepton channels, the main backgrounds were from Z and continuum Drell-Yan production $(Z, \gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$, and $\tau\tau$), vector boson pairs (WW, WZ), heavy flavor $(b\bar{b}$ and $c\bar{c}$) production, and backgrounds with jets misidentified as leptons. For the single-lepton channels, the main backgrounds were from W+ jets, Z+ jets, and multijet production with a jet misidentified as a lepton. The method for estimating these backgrounds was the same as in our previously published analyses [1,2].

 H_T is a powerful discriminator between background and high-mass top quark production. Figure 1 shows a comparison of the shapes of the H_T distributions expected from background and 200 ${\rm GeV}/c^2$ top quarks in the channels (a) $e\mu$ + jets and (b) untagged single-lepton + jets. We tested our understanding of background H_T distributions by comparing data and calculated background in background-dominated channels such as electron + two jets and electron + three jets (Fig. 2). The observed H_T distribution agrees with the background calculation, which includes contributions from both W + jets as calculation,

TABLE I. Minimum kinematic requirements for the standard event selection (energy in \mbox{GeV}).

	Leptons		Jets				
Channel	$E_T(e)$	$p_T(\mu)$	$N_{\rm jets}$	E_T	E _T	H_T	\mathcal{A}
$e\mu$ + jets	15	12	2	15	20	120	
ee + jets	20		2	15	25	120	
$\mu\mu$ + jets		15	2	15		100	
e + jets	20		4	15	25	200	0.05
μ + jets		15	4	15	20	200	0.05
$e + \text{jets}/\mu$	20		3	20	20	140	
μ + jets/ μ		15	3	20	20	140	

3 April 1995

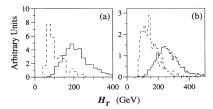


FIG. 1. Shape of H_T distributions expected for the principal backgrounds (dashed line) and 200 GeV/ c^2 top quarks (solid line) for (a) $e\mu$ + jets and (b) untagged single-lepton + jets.

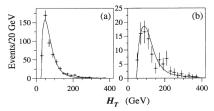


FIG. 2. Observed H_T distributions (points) compared to the distributions expected from background (line) for $\not E_T > 25~{\rm GeV}/c$ and (a) $e+ \ge 2$ jets and (b) $e+ \ge 3$ jets.

lated by the VECBOS Monte Carlo program [7] and multijet events.

The acceptance for $t\bar{t}$ events was calculated using the ISAJET event generator [8] and a detector simulation based on the GEANT program [9]. As a check, the acceptance was also calculated using the HERWIG event generator [10]. The difference between ISAJET and HERWIG was included in the systematic error.

From all seven channels, we observed 17 events with an expected background of 3.8 \pm 0.6 events (see Table II). The probability of an upward fluctuation of the background to 17 or more events is 2×10^{-6} , which corresponds to 4.6 standard deviations for a Gaussian probability distribution. Our measured cross section as a function of the top quark mass hypothesis is shown in Fig. 3. Assuming a top quark mass of 200 GeV/ c^2 , the production cross section is 6.3 ± 2.2 pb. The error in the cross section includes an overall 12% uncertainty in the luminosity. The cross section determined from the loose selection criteria is in good agreement with this value, demonstrating that the backgrounds are well understood. We calculated the probability for our observed distribution of excess events among the seven channels and find that our results are consistent with top quark branching fractions at the 53% C.L. Thus,

we observe a statistically significant excess of events and the distribution of events among the seven channels is consistent with top quark production.

Additional confirmation that our observed excess contains a high-mass object comes from the invariant masses of jet combinations in single-lepton + jets events. For this analysis, we selected single-lepton + four-jet events using the loose event selection requirements (27 events). An invariant mass analysis was performed, based on the hypothesis $t\bar{t} \to W^+W^-b\bar{b} \to \ell\nu q\bar{q}b\bar{b}$. One jet was assigned to the semileptonically decaying top quark, and three jets were assigned to the hadronically decaying top quark. The jet assignment algorithm attempted to assign one of the two highest- E_T jets to the semileptonically decaying top quark and to minimize the difference between the masses of the two top quarks. The invariant mass of the three jets assigned to the hadronically decaying top quark is denoted by m_{3j} . Among the three possible jet pairs from the hadronically decaying top quark, the smallest invariant mass is denoted by m_{2j} . Figure 4 shows the distribution of m_{3j} vs m_{2j} for (a) background (W + jets and multijet) (b) 200 GeV/ c^2 top Monte Carlo simulation, and (c) data. The data are peaked at higher invariant mass, in both dimensions, than the background. Based

TABLE II. Efficiency \times branching fraction ($\varepsilon \times \mathcal{B}$) using standard event selection and the expected number of top quark events ($\langle N \rangle$) in the seven channels, based on the central theoretical $t\bar{t}$ production cross section of Ref. [5], for four top masses. Also given are the expected background, integrated luminosity, and the number of observed events in each channel.

$m_t (\text{GeV}/c^2)$	$e\mu$ + jets	ee + jets	$\mu\mu$ + jets	e + jets	μ + jets	$e + \text{jets}/\mu$	μ + jets/ μ	All
$140 \ \varepsilon \times \mathcal{B} \ (\%)$ $\langle N \rangle$								13.80 ± 2.07
$\begin{array}{c} 160~\varepsilon \times \mathcal{B}~(\%) \\ \langle N \rangle \end{array}$								10.01 ± 1.41
$180~\varepsilon \times \mathcal{B}~(\%)\\ \langle N \rangle$								6.77 ± 1.09
200 $\varepsilon \times \mathcal{B}$ (%) $\langle N \rangle$								4.71 ± 0.66
Background $\int \mathcal{L} dt \text{ (pb}^{-1)}$								3.79 ± 0.55
Data	2	0	1	5	3	3	3	17

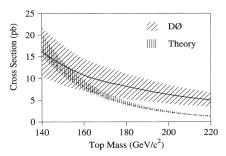


FIG. 3. D0 measured *tī* production cross section (solid line with one standard deviation error band) as a function of assumed top quark mass. Also shown is the theoretical cross section curve (dashed line) [5].

only on the shapes of the distributions, the hypothesis that the data are a combination of top quark and background events (60% C.L.) is favored over the pure background hypothesis (3% C.L.).

To measure the top quark mass, single-lepton + fourjet events were subjected to two-constraint kinematic fits to the hypothesis $t\bar{t} \to W^+W^-b\bar{b} \to \ell\nu q\bar{q}b\bar{b}$. Kinematic fits were performed on all permutations of the jet assignments of the four highest- E_T jets, with the provision that muon-tagged jets were always assigned to a b quark in the fit. A maximum of three permutations with $\chi^2 < 7$ (two degrees of freedom) were retained, and a single χ^2 -probability-weighted average mass ("fitted mass") was calculated for each event. Monte Carlo studies using the ISAJET and HERWIG event generators showed that the fitted mass was strongly correlated with the top quark mass. Gluon radiation, jet assignment combinatorics, and the event selection procedure introduced a shift in the fitted mass (approximately $-20 \text{ GeV}/c^2$ for $200 \text{ GeV}/c^2$ top quarks), which was taken into account in the final mass determination.

Eleven of the 14 single-lepton + jets candidate events selected using the standard cuts were fitted successfully. Figure 5(a) shows the fitted mass distribution. An unbinned likelihood fit, incorporating top quark and background contributions, with the top quark mass allowed to

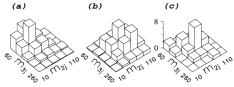


FIG. 4. Single-lepton + jets, two-jet vs three-jet invariant mass distribution for (a) background, (b) $200~{\rm GeV/c^2}$ top Monte Carlo simulation (ISAJET), and (c) data.

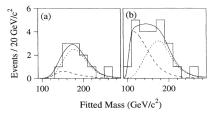


FIG. 5. Fitted mass distribution for candidate events (histogram) with the expected mass distribution for 199 ${\rm GeV}/c^2$ top quark events (dotted curve), background (dashed curve), and the sum of top and background (solid curve) for (a) standard and (b) loose event selection.

vary, was performed on the fitted mass distribution. The top quark contribution was modeled using ISAJET. The background contributions were constrained to be consistent with our background estimates. The likelihood fit yielded a top quark mass of 199^{+31}_{-25} (stat) ${\rm GeV}/c^2$ and described the data well.

To increase the statistics available for the mass fit, and to remove any bias from the standard H_T requirement, we repeated the mass analysis on events selected using the loose requirements. Of 27 single-lepton + fourjet events, 24 were fitted successfully. The removal of the H_T requirement introduced a substantial background contribution at lower mass in addition to the top signal, as shown in Fig. 5(b). A likelihood fit to the mass distribution resulted in a top quark mass of 199^{+19}_{-21} (stat) GeV/c^2 , consistent with the result obtained from the standard event selection. The result of the likelihood fit did not depend significantly on whether the normalization of the background was constrained. Using HERWIG to model the top quark contribution resulted in a mass $4 \text{ GeV}/c^2$ below that found using ISAJET. This effect was included in the systematic error. The total systematic error in the top quark mass is 22 GeV/c^2 , which is dominated by the uncertainty in the jet energy scale (10%).

In conclusion, we report the observation of the top quark. We measure the top quark mass to be 199^{+19}_{-21} (stat) ± 22 (syst) GeV/ c^2 and measure a production cross section of 6.4 \pm 2.2 pb at our central mass.

We thank the Fermilab Accelerator, Computing, and Research Divisions, and the support staffs at the collaborating institutions for their contributions to the success of this work. We also acknowledge the support of the U.S. Department of Energy, the U.S. National Science Foundation, the Commissariat à L'Energie Atomique in France, the Ministry for Atomic Energy and the Ministry of Science and Technology Policy in Russia, CNPq in Brazil, the Departments of Atomic Energy and Science and Education in India, Colciencias in Colombia, CONA-CyT in Mexico, the Ministry of Education, Research Foundation and KOSEF in Korea, and the A.P. Sloan Foundation.

- *Visitor from CONICET, Argentina.
- [†]Visitor from IHEP, Beijing, China.
- [‡]Visitor from Universidad de Buenos Aires, Argentina.
- [§]Visitor from University San Francisco de Quito, Ecuador.
- D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 2138 (1994).
- [2] D0 Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 74, 2422 (1995); Fermilab Report No. FERMILAB-PUB-95/020-E, 1995 (to be published).
- [3] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. D 50, 2966 (1994); Phys. Rev. Lett. 73, 225 (1994).
- [4] D. Schaile, in Proceedings of the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, 1994

- (CERN Report No. CERN-PPE/94-162) (unpublished).
- [5] E. Laenen, J. Smith, and W. van Neerven, Phys. Lett. B 321, 254 (1994).
- [6] D0 Collaboration, S. Abachi et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 338, 185 (1994).
- [7] F. A. Berends, H. Kuijf, B. Tausk, and W. T. Giele, Nucl. Phys. **B357**, 32 (1991).
- [8] F. Paige and S. Protopopescu, BNL Report No. BNL38034, 1986 (unpublished), release v 6.49.
- [9] F. Carminati et al., "GEANT Users Guide," CERN Program Library, 1991 (unpublished).
- [10] G. Marchesini et al., Comput. Phys. Commun. 67, 465 (1992).



Physics Letters B 349 (1995) 225-237

Study of $D^*(2010)^{\pm}$ production in ep collisions at HERA

ZEUS Collaboration

M. Derrick, D. Krakauer, S. Magill, D. Mikunas, B. Musgrave, J. Repond, R. Stanek, R.L. Talaga, H. Zhang

Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA 44

- R. Ayad ¹, G. Bari, M. Basile, L. Bellagamba, D. Boscherini, A. Bruni, G. Bruni, P. Bruni, G. Cara Romeo, G. Castellini ², M. Chiarini, L. Cifarelli ³, F. Cindolo, A. Contin, M. Corradi, I. Gialas, P. Giusti, G. Iacobucci, G. Laurenti, G. Levi, A. Margotti, T. Massam, R. Nania, C. Nemoz, F. Palmonari, A. Polini, G. Sartorelli, R. Timellini, Y. Zamora Garcia ¹, A. Zichichi University and INFN Bologna, Bologna, Italy ³⁴
- A. Bargende, J. Crittenden, K. Desch, B. Diekmann ⁴, T. Doeker, M. Eckert, L. Feld, A. Frey,
 M. Geerts, G. Geitz ⁵, M. Grothe, T. Haas, H. Hartmann, D. Haun ⁴, K. Heinloth, E. Hilger,
 H.-P. Jakob, U.F. Katz, S.M. Mari, A. Mass, S. Mengel, J. Mollen, E. Paul, Ch. Rembser,
 R. Schattevoy ⁶, D. Schramm, J. Stamm, R. Wedemeyer

 Physikalisches Institut der Universität Bonn, Bonn, Germany ³¹
 - S. Campbell-Robson, A. Cassidy, N. Dyce, B. Foster, S. George, R. Gilmore, G.P. Heath, H.F. Heath, T.J. Llewellyn, C.J.S. Morgado, D.J.P. Norman, J.A. O'Mara, R.J. Tapper, S.S. Wilson, R. Yoshida

H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol, UK 43

R.R. Rau

Brookhaven National Laboratory, Upton, L.I., USA 44

M. Arneodo⁷, L. Iannotti, M. Schioppa, G. Susinno Calabria University, Physics Dept. and INFN, Cosenza, Italy³⁴

- A. Bernstein, A. Caldwell, J.A. Parsons, S. Ritz, F. Sciulli, P.B. Straub, L. Wai, S. Yang, Q. Zhu

 Columbia University, Nevis Labs., Irvington on Hudson, N.Y., USA 45
 - P. Borzemski, J. Chwastowski, A. Eskreys, K. Piotrzkowski, M. Zachara, L. Zawiejski Inst. of Nuclear Physics, Cracow, Poland³⁸
 - L. Adamczyk, B. Bednarek, K. Eskreys, K. Jeleń, D. Kisielewska, T. Kowalski, E. Rulikowska-Zarębska, L. Suszycki, J. Zając

Faculty of Physics and Nuclear Techniques, Academy of Mining and Metallurgy, Cracow, Poland 38

0370-2693/95/\$09.50 © 1995 Elsevier Science B.V. All rights reserved SSDI 0370-2693 (95)00253-7

Reprinted from Physics Letters. B 349 (1995). ZEUS Collaboration. "Study of D*(2010) $^{\pm}$ Production in *ep* collisions at HERA", pp. 225–237 © 1995 with permission from Elsevier.

В этой работе коллаборации ZEUS описано первое наблюдение сигнала образования с-кварков и измерение его сечения на электрон-протонном коллайдере HERA. Группа НИИЯФ МГУ внесла в эту работу основной вклад.

226

ZEUS Collaboration / Physics Letters B 349 (1995) 225-237

A. Kotański, M. Przybycień

Jagellonian Univ., Dept. of Physics, Cracow, Poland 39

- L.A.T. Bauerdick, U. Behrens, H. Beier ⁸, J.K. Bienlein, C. Coldewey, O. Deppe, K. Desler, G. Drews, M. Flasiński ⁹, D.J. Gilkinson, C. Glasman, P. Göttlicher, J. Große-Knetter, B. Gutjahr, W. Hain, D. Hasell, H. Heßling, H. Hultschig, Y. Iga, P. Joos, M. Kasemann, R. Klanner, W. Koch, L. Köpke ¹⁰, U. Kötz, H. Kowalski, J. Labs, A. Ladage, B. Löhr, M. Löwe, D. Lüke, O. Mańczak, J.S.T. Ng, S. Nickel, D. Notz, K. Ohrenberg, M. Roco, M. Rohde, J. Roldán, U. Schneekloth, W. Schulz, F. Selonke, E. Stiliaris ¹¹, B. Surrow, T. Voß, D. Westphal, G. Wolf, C. Youngman, J.F. Zhou
- H.J. Grabosch, A. Kharchilava, A. Leich, M. Mattingly, A. Meyer, S. Schlenstedt, N. Wulff DESY-Zeuthen, Inst. für Hochenergiephysik, Zeuthen. Germany

G. Barbagli, P. Pelfer

University and INFN, Florence, Italy 34

- G. Anzivino, G. Maccarrone, S. De Pasquale, L. Votano INFN, Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy 34
- A. Bamberger, S. Eisenhardt, A. Freidhof, S. Söldner-Rembold ¹², J. Schroeder ¹³, T. Trefzger Fakultät für Physik der Universität Freiburg i.Br., Freiburg i.Br., Germany ³¹
 - N.H. Brook, P.J. Bussey, A.T. Doyle ¹⁴, I. Fleck, D.H. Saxon, M.L. Utley, A.S. Wilson Dept. of Physics and Astronomy, University of Glasgow, UK ⁴³
 - A. Dannemann, U. Holm, D. Horstmann, T. Neumann, R. Sinkus, K. Wick Hamburg University, I. Institute of Exp. Physics, Hamburg, Germany³¹
 - E. Badura ¹⁵, B.D. Burow ¹⁶, L. Hagge, E. Lohrmann, J. Mainusch, J. Milewski, M. Nakahata ¹⁷, N. Pavel, G. Poelz, W. Schott, F. Zetsche Hamburg University, II. Institute of Exp. Physics, Hamburg, Germany ³¹
 - T.C. Bacon, I. Butterworth, E. Gallo, V.L. Harris, B.Y.H. Hung, K.R. Long, D.B. Miller, P.P.O. Morawitz, A. Prinias, J.K. Sedgbeer, A.F. Whitfield Imperial College London. High Energy Nuclear Physics Group, London, UK 43
 - U. Mallik, E. McCliment, M.Z. Wang, S.M. Wang, J.T. Wu, Y. Zhang
 University of Iowa, Physics and Astronomy Dept., Iowa City, USA 44

P. Cloth, D. Filges

Forschungszentrum Jülich, Institut für Kernphysik, Jülich, Germany

ZEUS Collaboration / Physics Letters B 349 (1995) 225-237

S.H. An, S.M. Hong, S.W. Nam, S.K. Park, M.H. Suh, S.H. Yon Korea University, Seoul, South Korea 36

R. Imlay, S. Kartik, H.-J. Kim, R.R. McNeil, W. Metcalf, V.K. Nadendla Louisiana State University, Dept. of Physics and Astronomy, Baton Rouge, LA, USA 44

F. Barreiro 18, G. Cases, R. Graciani, J.M. Hernández, L. Hervás 18, L. Labarga 18, J. del Peso, J. Puga, J. Terron, J.F. de Trocóniz

Univer. Autónoma Madrid, Depto de Física Teórica, Madrid, Spain 42

G.R. Smith

University of Manitoba, Dept. of Physics, Winnipeg, Manitoba, Canada 29

F. Corriveau, D.S. Hanna, J. Hartmann, L.W. Hung, J.N. Lim, C.G. Matthews, P.M. Patel, L.E. Sinclair, D.G. Stairs, M. St.Laurent, R. Ullmann, G. Zacek McGill University, Dept. of Physics, Montreal, Quebec, Canada^{29,30}

> V. Bashkirov, B.A. Dolgoshein, A. Stifutkin Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia 40

- G.L. Bashindzhagyan, P.F. Ermolov, L.K. Gladilin, Y.A. Golubkov, V.D. Kobrin, V.A. Kuzmin, A.S. Proskuryakov, A.A. Savin, L.M. Shcheglova, A.N. Solomin, N.P. Zotov Moscow State University, Institute of Nuclear Pysics, Moscow, Russia 41
- M. Botje, F. Chlebana, A. Dake, J. Engelen, M. de Kamps, P. Kooijman, A. Kruse, H. Tiecke, W. Verkerke, M. Vreeswijk, L. Wiggers, E. de Wolf, R. van Woudenberg

 NIKHEF and University of Amsterdam, Netherlands 37
 - D. Acosta, B. Bylsma, L.S. Durkin, K. Honscheid, C. Li, T.Y. Ling, K.W. McLean 19, W.N. Murray, I.H. Park, T.A. Romanowski 20, R. Seidlein 21

 Ohio State University, Physics Department, Columbus, Ohio, USA 44
 - D.S. Bailey, G.A. Blair ²², A. Byrne, R.J. Cashmore, A.M. Cooper-Sarkar, D. Daniels ²³, R.C.E. Devenish, N. Harnew, M. Lancaster, P.E. Luffman ²⁴, L. Lindemann, J.D. McFall, C. Nath, V.A. Noyes, A. Quadt, H. Uijterwaal, R. Walczak, F.F. Wilson, T. Yip Department of Physics, University of Oxford, Oxford, UK⁴³
 - G. Abbiendi, A. Bertolin, R. Brugnera, R. Carlin, F. Dal Corso, M. De Giorgi, U. Dosselli,
 S. Limentani, M. Morandin, M. Posocco, L. Stanco, R. Stroili, C. Voci
 Dipartimento di Fisica dell' Universita and INFN. Padova, Italy 34
 - J. Bulmahn, J.M. Butterworth, R.G. Feild, B.Y. Oh, J.J. Whitmore 25 Pennsylvania State University, Dept. of Physics, University Park, PA, USA 45

G. D'Agostini, G. Marini, A. Nigro, E. Tassi Dipartimento di Fisica, Univ. 'La Sapienza' and INFN, Rome, Italy 34 ZEUS Collaboration / Physics Letters B 349 (1995) 225-237

J.C. Hart, N.A. McCubbin, K. Prytz, T.P. Shah, T.L. Short Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon, UK⁴³

E. Barberis, N. Cartiglia, T. Dubbs, C. Heusch, M. Van Hook, B. Hubbard, W. Lockman, J.T. Rahn, H.F.-W. Sadrozinski, A. Seiden

University of California, Santa Cruz, CA, USA 44

J. Biltzinger, R.J. Seifert, A.H. Walenta, G. Zech Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Germany³¹

H. Abramowicz, G. Briskin, S. Dagan ²⁶, A. Levy ²⁷
School of Physics.Tel-Aviv University, Tel Aviv, Israel ³³

T. Hasegawa, M. Hazumi, T. Ishii, M. Kuze, S. Mine, Y. Nagasawa, M. Nakao, I. Suzuki, K. Tokushuku, S. Yamada, Y. Yamazaki

Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, Tokyo, Japan 35

M. Chiba, R. Hamatsu, T. Hirose, K. Homma, S. Kitamura, Y. Nakamitsu, K. Yamauchi Tokyo Metropolitan University, Dept. of Physics, Tokyo, Japan 35

R. Cirio, M. Costa, M.I. Ferrero, L. Lamberti, S. Maselli, C. Peroni, R. Sacchi, A. Solano, A. Staiano

Universita di Torino, Dipartimento di Fisica Sperimentale and INFN, Torino, Italy 34

M. Dardo

II Faculty of Sciences, Torino University and INFN - Alessandria, Italy 34

D.C. Bailey, D. Bandyopadhyay, F. Benard, M. Brkic, M.B. Crombie, D.M. Gingrich ²⁸, G.F. Hartner, K.K. Joo, G.M. Levman, J.F. Martin, R.S. Orr, C.R. Sampson, R.J. Teuscher *University of Toronto, Dept. of Physics, Toronto, Ont., Canada* ²⁹

C.D. Catterall, T.W. Jones, P.B. Kaziewicz, J.B. Lane, R.L. Saunders, J. Shulman University College London, Physics and Astronomy Dept., London, UK⁴³

K. Blankenship, J. Kochocki, B. Lu, L.W. Mo Virginia Polytechnic Inst. and State University, Physics Dept., Blacksburg, VA, USA 45

W. Bogusz, K. Charchuła, J. Ciborowski, J. Gajewski, G. Grzelak, M. Kasprzak, M. Krzyżanowski, K. Muchorowski, R.J. Nowak, J.M. Pawlak, T. Tymieniecka, A.K. Wróblewski, J.A. Zakrzewski, A.F. Żarnecki Warsaw University, Institute of Experimental Physics, Warsaw, Poland 38

M. Adamus

Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland 38

Y. Eisenberg ²⁶, U. Karshon ²⁶, D. Revel ²⁶, D. Zer-Zion Weizmann Institute, Nuclear Physics Dept., Rehovot, Israel ³²

ZEUS Collaboration / Physics Letters B 349 (1995) 225-237

I. Ali, W.F. Badgett, B. Behrens, S. Dasu, C. Fordham, C. Foudas, A. Goussiou, R.J. Loveless, D.D. Reeder, S. Silverstein, W.H. Smith, A. Vaiciulis, M. Wodarczyk

University of Wisconsin, Dept. of Physics, Madison, WI, USA 44

T. Tsurugai

Meiji Gakuin University, Faculty of General Education, Yokohama, Japan

S. Bhadra, M.L. Cardy, C.-P. Fagerstroem, W.R. Frisken, K.M. Furutani, M. Khakzad, W.B. Schmidke

York University, Dept. of Physics, North York, Ont., Canada²⁹

Received 8 February 1995 Editor: K. Winter

Abstract

We report the first observation of charmed mesons with the ZEUS detector at HERA using the decay channel $D^{*+} \to (D^0 \to K^-\pi^+)\pi^+$ (+ c.c.). Clear signals in the mass difference $\Delta M=M(D^*)-M(D^0)$ as well as in the $M(K\pi)$ distribution at the D^0 mass are found. The ep cross section for inclusive $D^{*\pm}$ production with $Q^2 < 4$ GeV 2 in the γp centre-of-mass energy range 115 < W < 275 GeV has been determined to be $(32\pm7^{+4}_{-7})$ nb in the kinematic region $\{p_T(D^*) \ge 1.7$ GeV, $|\eta(D^*)| < 1.5\}$. Extrapolating outside this region, assuming a mass of the charm quark of 1.5 GeV, we estimate the ep charm cross section to be $\sigma(ep \to c\bar{c}X) = (0.45\pm0.11^{+0.37}_{-0.22})~\mu b$ at $\sqrt{s} = 296$ GeV and $\langle W \rangle = 198$ GeV. The average γp charm cross section $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X)$ is found to be $(6.3\pm2.2^{+6.3}_{-3.0})~\mu b$ at $\langle W \rangle = 163$ GeV and $(16.9\pm5.2^{+13.9}_{-8.5})~\mu b$ at $\langle W \rangle = 243$ GeV. The increase of the total charm photoproduction cross section by one order of magnitude with respect to low energy data experiments is well described by QCD NLO calculations using singular gluon distributions in the proton.

²⁴ Now at Cambridge Consultants, Cambridge, UK.

229

¹ Supported by Worldlab, Lausanne, Switzerland.

² Also at IROE Florence, Italy.

³ Now at Univ. of Salerno and INFN Napoli, Italy.

⁴ Now a self-employed consultant.

⁵ On leave of absence.

⁶ Now at MPI Berlin.

⁷ Now also at University of Torino.

⁸ Presently at Columbia Univ., supported by DAAD/HSPII-AUFE.

⁹ Now at Inst. of Computer Science, Jagellonian Univ., Cracow.

¹⁰ Now at Univ. of Mainz.

¹¹ Supported by the European Community.

¹² Now with OPAL Collaboration, Faculty of Physics at Univ. of Freiburg.

¹³ Now at SAS-Institut GmbH, Heidelberg.

¹⁴ Also supported by DESY.

¹⁵ Now at GSI Darmstadt.

¹⁶ Also supported by NSERC.

¹⁷ Now at Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo.

¹⁸ On leave of absence at DESY, supported by DGICYT.

¹⁹ Now at Carleton Univ., Ottawa, Canada.

²⁰ Now at Department of Energy, Washington.

²¹ Now at HEP Div., Argonne National Lab., Argonne, IL, USA.

²² Now at RHBNC, Univ. of London, England.

²³ Fulbright Scholar 1993-1994.

²⁵ On leave and partially supported by DESY 1993-95.

²⁶ Supported by a MINERVA Fellowship.

²⁷ Partially supported by DESY.

Now at Centre for Subatomic Research, Univ. of Alberta, Canada and TRIUMF, Vancouver, Canada.

²⁹ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC).

³⁰ Supported by the FCAR of Quebec, Canada.

³¹ Supported by the German Federal Ministry for Research and Technology (BMFT).

³² Supported by the MINERVA Gesellschaft für Forschung GmbH, and by the Israel Academy of Science.

³³ Supported by the German Israeli Foundation, and by the Israel Academy of Science.

 $^{^{34}}$ Supported by the Italian National Institute for Nuclear Physics (INFN).

³⁵ Supported by the Japanese Ministry of Education, Science and Culture (the Monbusho) and its grants for Scientific Research.

³⁶ Supported by the Korean Ministry of Education and Korea Science and Engineering Foundation.

³⁷ Supported by the Netherlands Foundation for Research on Matter (FOM).

³⁸ Supported by the Polish State Committee for Scientific Research

230

1. Introduction

In high energy ep collisions at HERA the leading order QCD contribution to charm production is the photon-gluon fusion (PGF) mechanism [1,2]. In this process the photon participates as a point-like particle (direct photon process) interacting with a gluon from the proton and giving a $c\bar{c}$ pair $(\gamma g \to c\bar{c})$. The PGF cross section for $ep \to c\bar{c}X$ behaves like $d\sigma/dQ^2 \sim Q^{-2}$ and is dominated by the exchange of almost real photons $(Q^2 \approx 0)$, i.e. by photoproduction events where the electron is scattered by a small angle. As a consequence, the contribution of the Deep Inelastic Scattering (DIS) regime, $Q^2 \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}^2$, where the scattered electron is seen in the main detector, is expected to be small compared to photoproduction.

Apart from the direct channel, charm photoproduction at HERA can also proceed via the resolved photon processes [3,4], where the photon behaves as a source of partons which can scatter off the partons in the proton (mainly $gg \rightarrow c\bar{c}$). QCD-based models predict that these types of processes dominate over the direct processes for light quark production [4,5]. This prediction has been confirmed by measurements of the ZEUS [6,7] and H1 [8] Collaborations. The predicted open charm cross section at HERA has two major uncertainties: the mass of the charm quark (m_c) [9,10] and the structure functions of the proton and the photon. Next to leading order (NLO) corrections have been calculated and found to be substantial [9,11]. The full NLO cross section $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$ at HERA, obtained using $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ and the structure function parametrisation MRSD'_ [12] for the proton and GRV HO [13] for the photon is predicted to be \sim 0.9 μ b [10] at $\sqrt{s} = 296$ GeV. A variation of m_c by \pm 0.3 GeV changes the values of the cross sections by a factor of 2. The predicted relative amount of the direct and resolved contributions depends on the photor structure function parametrisation. For DG [14], GRV or ACFGP [15] the resolved contribution is less than 30%, but if the LAC1 [16] parametrisation is used the resolved contribution can be 50% or more and the predicted cross section can increase by almost a factor of 2. As a consequence, estimates of the total charm cross section $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$ at HERA vary between 0.3 μ b and 2 μ b.

We search for open charm production at HERA with the ZEUS detector by looking for the fragmentation products of the heavy quarks which produce a $D^*(2010)^{\pm}$. The method relies on the tight kinematic constraints of the decay chain ⁴⁶

$$D^{*+} \to D^0 \pi_S^+ \to (K^- \pi^+) \pi_S^+,$$
 (1)

where the momentum of the pion coming from the D^* ('soft pion', π_S) is just 40 MeV in the D^* rest frame. Consequently, the mass difference [17]

$$\Delta M = M(D^0 \pi_S) - M(D^0) = 145.42 \,\text{MeV}$$

can be measured much more accurately than the D^* mass itself. This low Q-value of the $D^* \to D^0 \pi_S$ decay yields a prominent signal in an otherwise phase space suppressed kinematic region, the threshold of the $M(K\pi\pi_S)-M(K\pi)$ distribution.

We assume that the fraction of $D^{*\pm}$ originating from $b\bar{b}$ is negligible [1].

2. Experimental setup

Data were collected during the 1993 running period, when protons of energy $E_p = 820 \text{ GeV}$ were colliding with electrons of $E_e = 26.7 \text{ GeV}$. Collisions took place between 84 electron and proton bunches with typical beam currents of 10 mA. Additional unpaired bunches of electrons and protons allowed an estimation of beam related background.

The total 1993 luminosity collected by ZEUS was \approx 550 nb⁻¹, of which 486 nb⁻¹ were used in the present

⁽grant No. SPB/P3/202/93) and the Foundation for Polish-German Collaboration (proj. No. 506/92).

³⁹ Supported by the Polish State Committee for Scientific Research (grant No. PB 861/2/91 and No. 2 2372 9102, grant No. PB 2 2376 9102 and No. PB 2 0092 9101).

⁴⁰ Partially supported by the German Federal Ministry for Research and Technology (BMFT).

⁴¹ Supported by the German Federal Ministry for Research and Technology (BMFT), the Volkswagen Foundation, and the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

⁴² Supported by the Spanish Ministry of Education and Science through funds provided by CICYT.

⁴³ Supported by the Particle Physics and Astronomy Research Council.

⁴⁴ Supported by the US Department of Energy.

⁴⁵ Supported by the US National Science Foundation.

⁴⁶ In this analysis the charge conjugated decay chain $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_S^- \rightarrow (K^+ \pi^-) \pi_S^-$ is also included.

work. This restricted sample contains runs taken with stable trigger conditions and the tracking chambers operating fully in the nominal magnetic field.

Charged particles are measured by the ZEUS inner tracking detectors, which operate in a magnetic field of 1.43 T provided by a thin superconducting coil. Immediately surrounding the beampipe is the vertex detector (VXD) [18] consisting of 120 radial cells, each with 12 sense wires. It uses a slow drift velocity gas and the presently achieved resolution is 50 μ m in the central region of a cell and 150 μ m near the edges. Surrounding the VXD is the central tracking detector (CTD) which consists of 72 cylindrical drift chamber layers, organised into 9 'superlayers' [19]. With our present calibration of the chamber, the resolution of the CTD is around 260 μ m. The resolution in transverse momentum for tracks going through all superlayers is $\sigma(p_T)/p_T \approx \sqrt{(0.005)^2 p_T^2 + (0.016)^2}$ where p_T is in GeV. The single hit efficiency is greater than 95%. The efficiency for assigning hits to tracks depends on several factors: very low p_T tracks suffer large systematic effects which reduce the probability of hits being attached to them, and the 45° inclination of the drift cells also introduces an asymmetry between positive and negative tracks. Nevertheless, the track reconstruction efficiency for tracks with $p_T > 0.1$ GeV is greater than 95%. Using the combined data from the VXD and CTD, resolutions of 0.4 cm in Z and 0.1 cm in radius in the XY plane 47 are obtained for the primary vertex reconstruction. From Gaussian fits to the Z vertex distribution, the r.m.s. spread is found to be 10.5 cm, in agreement with the expectation from the HERA proton bunch length.

The high resolution uranium-scintillator calorimeter (CAL) [20] is used in the present analysis to calculate global quantities of the events. It covers the polar angle range between $2.2^{\circ} < \theta < 176.5^{\circ}$, where $\theta = 0^{\circ}$ is the proton beam direction. It consists of three parts: the rear calorimeter (RCAL), covering the backward pseudorapidity ⁴⁸ range (-3.4 < η < -0.75); the barrel calorimeter (BCAL) covering the central re-

gion $(-0.75 < \eta < 1.1)$; and the forward calorimeter (FCAL) covering the forward region $(1.1 < \eta < 3.8)$. The calorimeter parts are subdivided into towers which in turn are subdivided longitudinally into electromagnetic (EMC) and hadronic (HAC) sections. The sections are subdivided into cells, each of which is viewed by two photomultiplier tubes. Under test beam conditions the CAL has an energy resolution in units of GeV, of $\sigma_E = 0.35\sqrt{E(\text{GeV})}$ for hadrons and $\sigma_E = 0.18\sqrt{E(\text{GeV})}$ for electrons. The CAL also provides a time resolution of better than 1 ns for energy deposits greater than 4.5 GeV, and this timing is used for background rejection.

We use two lead-scintillator calorimeters (LUMI) [21] to measure the luminosity as well as to tag very small Q^2 processes. Bremsstrahlung photons emerging from the electron-proton interaction point (IP) at angles below 0.5 mrad with respect to the electron beam axis hit the photon calorimeter 107 m from the IP. Electrons emitted from the IP at scattering angles $\pi - \theta'_e \leq 6$ mrad and with energies 0.2 $E_e < E'_e < 0.9$ E_e are deflected by beam magnets and hit the electron calorimeter placed 35 m from the IP.

3. Trigger conditions

Data are collected with a three level trigger [22]. The hardwired First Level Trigger (FLT) is built as a deadtime free pipeline. The FLT decision is based on energy deposits in the calorimeter and luminosity detectors, on tracking information and on the muon chambers. We require a logical OR of five conditions on sums of energy in the calorimeter cells: either the BCAL EMC energy exceeds 3.4 GeV; or it exceeds 2.0 GeV, if any track is found in the CTD; or the RCAL EMC energy, excluding the towers immediately adjacent to the beam pipe, exceeds 2.0 GeV; or it exceeds 0.5 GeV, if any track is found in the CTD; or the RCAL EMC energy, including the beam pipe towers, exceeds 3.75 GeV.

The Second Level Trigger (SLT) uses information from a subset of detector components to separate physics events from backgrounds. It rejects protor beam-gas events using particle arrival times measured in the forward and rear sections of the calorimeter reducing the FLT trigger rate by almost an order of magnitude.

 $^{^{47}}$ The ZEUS coordinate system is defined as right handed with the Z axis pointing in the proton beam direction, hereafter referred to as forward, and the X axis horizontal, pointing towards the centre of HERA.

⁴⁸ The pseudorapidity η is defined as $-\ln(\tan\frac{\theta}{2})$, where the polar angle θ is taken with respect to the proton beam direction.

232

The Third Level Trigger (TLT) has available most of the event information. It is used to apply stricter cuts on the event times and to reject beam-halo and cosmic muons. Beam-gas interactions are rejected by requiring:

- a reconstructed Z vertex position within 75 cm of the nominal interaction point,

$$-\sum_{i}(E_{i}-p_{Zi})>3\,\mathrm{GeV},$$

 $\sum_{i} (E_{i} - p_{Zi}) > 3 \text{ GeV},$ $\sum_{i} p_{Zi} / \sum_{i} E_{i} < 0.9$,

where the sums run over all calorimeter cells i and p_{Zi} is the Z-component of the momentum vector assigned to each cell of energy E_i .

The following additional TLT requirements are made in order to further reduce the background and

- $(p_T^+)_{\rm max} > 0.5~{
 m GeV}$ and $(p_T^-)_{\rm max} > 0.5~{
 m GeV}$ and $(p_T^+)_{\text{max}} + (p_T^-)_{\text{max}} > 1.3 \text{ GeV}, \text{ where } (p_T^{\pm})_{\text{max}}$ is the track of positive or negative charge with the highest p_T ,
- transverse energy outside a cone of 10° around the proton direction in excess of 5 GeV; or $\sum_{i} (E_{i} - p_{Zi}) > 15 \,\text{GeV}; \text{ or } \sum_{i} p_{Zi} / \sum_{i} E_{i} \leq 0.8;$ or an electron with energy larger than 5 GeV detected in the LUMI electron calorimeter.

4. Kinematics

Neutral Current ep scattering $e(k) + p(P) \rightarrow$ e(k') + X can be described with the following kinematic variables:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(k+P)^2} \approx \sqrt{4E_p E_e} = 296 \,\text{GeV}$$

the total ep centre of mass energy;

$$q^2 = -Q^2 = (k - k')^2$$
,

the four-momentum transfer squared carried by the virtual photon;

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \,,$$

the Bjorken variable describing the energy transfer to the hadronic system; and

$$W^2 = (q + P)^2 = -Q^2 + ys + m_p^2$$

the centre of mass energy squared of the γp system, where m_p is the mass of the proton.

The variable y can be determined to a good approximation from the hadronic system using the Jacquet-Blondel expression [23]:

$$y_{\rm JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{Zi})}{2 \cdot E_e}$$

with the sum running over all calorimeter cells i except for those associated with the scattered electron.

If the scattered electron is seen in the main detector (DIS events) or in the LUMI electron calorimeter (tagged photoproduction events), the variable y can also be obtained from:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \frac{1 - \cos \theta'_e}{2}.$$

5. Monte Carlo simulation

The Monte Carlo programs HERWIG [24] and PYTHIA [25] are used to model the hadronic final states in $c\bar{c}$ production. Both generators include parton showers in the initial and final states. Fragmentation into hadrons is simulated with the LUND string model [26] as implemented in JETSET [27] in the case of PYTHIA, and with a cluster algorithm in the case of HERWIG. The lepton-photon vertex is modelled according to the Weizsäcker-Williams Approximation (WWA) [28] in the case of PYTHIA, whereas HER-WIG uses exact matrix elements for the photon-gluon fusion (PGF) component and the Equivalent Photon Approximation (EPA) [29] for resolved processes.

For these Monte Carlo models a large number of cc events was generated, but only those containing at least one charged D*, decaying into $D^0\pi_S$ with subsequent decay $D^0 \to K\pi$, were processed through the standard ZEUS detector and trigger simulation programs and through the event reconstruction package. With both Monte Carlo programs we have generated events with both direct and resolved components, setting $m_c = 1.5 \,\text{GeV}$. The parton densities in the proton were described by MRSD' and by GRV HO in the case of the photon. For systematic checks, we also generated events using different parametrisations for the proton (MRSD' [12], CTEQ2M' [30] and GRV HO [31]) and the photon (DG, ACFGP and LAC1). To check the dependence of the results on the charm mass assumed in the Monte Carlo simulations the whole analysis was repeated using the default values for m_c in both Monte Carlo generators (1.35 GeV in PYTHIA and 1.8 GeV in HERWIG).

6. D* observation

6.1. Reconstruction method

In order to select a kinematic region where the efficiency of the tracking detectors is high and systematic uncertainties are well understood, the following requirements on the tracks are made:

- $-p_T > 0.16 \,\text{GeV};$
- $-|\eta| < 1.5$, corresponding to $25^{\circ} < \theta < 155^{\circ}$.

Pairs of these tracks with opposite charge are combined and considered in turn to be a kaon or a pion. The combination is accepted as a possible D^0 candidate if the $K\pi$ invariant mass lies in the range

$$1.80 < M(K\pi) < 1.93 \,\text{GeV}$$

(the nominal value of the D^0 mass is 1.865 GeV [17]). To reconstruct D^* mesons, these D^0 candidates are combined with an additional track having opposite charge to that of the kaon. Assuming this third track to be the soft pion, the mass difference $\Delta M = M(K\pi\pi_S) - M(K\pi)$ is then evaluated.

Monte Carlo studies show that after these cuts more than 95% of the decay products of the D^0 satisfy $p_T > 0.5$ GeV, with a mean value of 1.5 GeV. These high transverse momentum tracks have a higher reconstruction efficiency and a better track extrapolation to the vertex. As a consequence, the following more stringent cut is applied to them:

$$p_T(K), p_T(\pi) > 0.5 \,\text{GeV}.$$

From Monte Carlo studies we find that the π_{S} travels essentially in the same direction as the D* itself. Therefore the $|\eta| < 1.5$ cut on the single tracks limits the $\eta(D^*)$ range to:

$$|\eta(D^*)| < 1.5.$$

This cut was thus also applied.

Moreover, we have restricted our analysis to:

$$p_T(D^*) > 1.7 \,\text{GeV},$$

since more than 95% of the D*'s fulfil this condition after the above cuts.

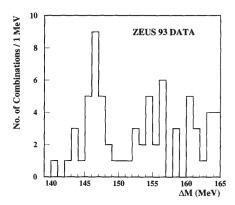
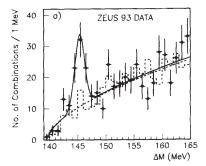


Fig. 1. $\Delta M = M(K\pi\pi_S) - M(K\pi)$ distribution for DIS candidates: $Q^2 \ge 4 \text{ GeV}^2$ and $y_e < 0.7$.

6.2. ΔM and $M(D^0)$ signals

DIS events are defined to be those having an electron identified in the CAL with $y_e < 0.7$. The Q^2 for these events is larger than 4 GeV². We find that 20% of the events in which we find a D* candidate fulfil this requirement. This relatively large fraction of DIS candidates, reproduced by the Monte Carlo programs, is due to the higher trigger acceptance for DIS events than for photoproduction events, and to the harder $p_T(D^*)$ and $p_T(\pi_S)$ spectrum for these events. We show the ΔM distribution for the DIS candidates in Fig. 1. A clear $D^{*\pm}$ signal around the nominal value of ΔM is observed which is evidence for $D^{*\pm}$ production at HERA in DIS with $Q^2 > 4$ GeV².

The 80% of the D* candidates which are not identified as DIS events have $Q^2 < 4 \,\mathrm{GeV}^2$ and are called photoproduction events. Of these, 27% are tagged in the LUMI electron calorimeter, in agreement with Monte Carlo simulations and the ZEUS photoproduction measurements [6]. To reduce possible background from DIS, where the electron is not identified, we require $y_{\rm JB} < 0.7$ [7]. The true W and y are underestimated using the Jacquet-Blondel method. We correct the measured $W_{\rm JB}$ with Monte Carlo methods [32], resulting in a corrected W value which will be used in the following. Comparison with the W measured from events with a LUMI tag shows that the estimated true W has a systematic uncertainty of less than 10%. The cut on $y_{\rm JB}$ corresponds to



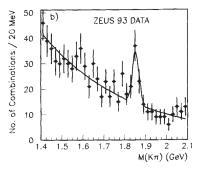


Fig. 2. a) ΔM distribution for photoproduction events having $1.80 < M(K\pi) < 1.93$ GeV: signal (dots) and wrong charge combinations (dashed histogram). The dashed line is a fit to the wrong charge background using the parametrisation $A(\Delta M - m_\pi)^B$, where m_π is the mass of the pion. The solid line is a fit to the distribution, parametrised as a sum of the same function for the background plus a Gaussian for the signal. b) $(K\pi)$ invariant mass distribution for those candidates with $142 < \Delta M < 149$ MeV. The fitting function is the sum of a Gaussian and an exponential.

W < 275 GeV. Furthermore we will restrict ourselves to W > 115 GeV where the acceptance is above 8%. The ΔM distribution for these photoproduction events obtained with the set of cuts described above is shown in Fig. 2a. A clear peak around $\Delta M = 145.5$ MeV is observed.

In order to check the background shape, pairs of tracks with the same charge are selected for calculating the $K\pi$ invariant mass (wrong charge combination method). This distribution is fitted with the maximum-likelihood method using the function: $A \times (\Delta M - m_{\pi})^B$, where A and B are the free parameters of the fit.

The signal distribution is then fitted assuming this function for the background plus a Gaussian to parametrise the signal shape. The corresponding fits and the normalised background are also shown in Fig. 2a. The background shape parameters obtained in the signal fit agree with the values obtained by fitting the wrong charge distribution.

We observe 48 ± 11 D*'s above background, with a signal to background ratio of about 1.5. The mean value of the ΔM signal obtained from the fit is $\Delta M = (145.4 \pm 0.2)$ MeV, consistent with the nominal value. The corresponding width is (0.9 ± 0.2) MeV, in agreement with 0.7 MeV obtained from Monte Carlo simulation. The mean W for these events is $\langle W \rangle = 198$ GeV.

To check whether the D*'s are produced according to the decay channel (1), we show in Fig. 2b the $M(K\pi)$ distribution for the events in the ΔM range from 142 MeV to 149 MeV. A clear signal is seen around the nominal value of the D⁰ mass. In order to fit this distribution we have used an exponential background shape plus a Gaussian for the signal. The number of observed D⁰'s is 43 ± 12 , consistent with the number of D*'s obtained from the fit to the ΔM distribution. We obtain a mean value of $M(D^0) = (1.854 \pm 0.005)$ GeV, slightly below the nominal value, with a width of (18 ± 4) MeV, consistent with the value of 17 MeV obtained from Monte Carlo simulation.

7. Cross sections

7.1. ep cross section

The cross section is obtained using the expression:

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L} \times BR \times Acc},$$

where N=48 is the number of observed D*'s, $\mathcal{L}=486~\text{nb}^{-1}$ is the integrated luminosity, and BR = $(2.73\pm0.11)\%$ [17] is the combined branching ratio of the decay chain (1). The acceptance Acc was calculated as the number of detected over generated D* \rightarrow K $\pi\pi_S$ decays in the kinematic range chosen, using Monte Carlo methods including the trigger simulation. We have used the PYTHIA Monte Carlo prediction with MRSD'_/GRV HO structure function parametrisations for the proton/photon to

Table 1 Acceptances and cross sections

$\langle W \rangle$	N	Acc	A_{ext}	$\Delta(Acc \cdot$	$A_{\rm ext}$)	$\sigma(ep\to c\bar{c}X)$	Integrated	$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X)$
(GeV)		(%)	(%)	SF	MC	(μb)	Φ	(μb)
163 ± 16	21 ± 7	8.1	16.2	+63 %	+54%	$0.23 \pm 0.08^{+0.23}_{-0.11}$	0.0367	$6.3 \pm 2.2^{+6.3}_{-3.0}$
243 ± 24	28 ± 8	22.4	8.8	+63 % -49 +92 % -43	+30%	$0.21 \pm 0.06^{+0.17}_{-0.10}$	0.0122	$6.3 \pm 2.2_{-3.0}^{+6.3}$ $16.9 \pm 5.2_{-8.5}^{+13.9}$
198 ± 20	48 ± 11	11.4	13.7	+76 % -43 %	+48%	$0.45 \pm 0.11^{+0.37}_{-0.22}$	0.0488	$9.1 \pm 2.2^{+7.6}_{-4.4}$

correct our data and quote cross sections. The overall acceptance in the kinematic region $\{p_T(D^*) > 1.7 \text{ GeV}, |\eta(D^*)| < 1.5\}$ for the W range from 115 to 275 GeV is Acc = 11.4% for the above Monte Carlo program.

We describe here the checks that are found to have a significant contribution to the systematic error. For the acceptance, a systematic shift of +18% is estimated using different structure function parametrisations and +14% using HERWIG with MRSD'_/GRV HO as a different Monte Carlo program. Also, a systematic error of 8% is found by varying the cuts on $p_T(K,\pi)$ between 0.3 GeV and 0.7 GeV and on $p_T(\pi_S)$ between 0.1 GeV and 0.25 GeV. Adding these errors in quadrature yields a total systematic error in the acceptance calculation of $\frac{+24}{8}\%$. The systematic error on the number of events is 10%, estimated by using different background parametrisations to fit the signals. The systematic error of the luminosity measurement is 3.3%.

Using the above quantities we measure an ep cross section for $D^{*\pm}$ production,

$$\sigma(ep \rightarrow D^{*\pm}X) \equiv \sigma(ep \rightarrow D^{*+}X) + \sigma(ep \rightarrow D^{*-}X), \text{ of}$$

$$\sigma(ep \to D^{*\pm}X) = (32 \pm 7(\text{stat})^{+4}_{-7}(\text{syst})) \text{ nb}$$

in the kinematic region $\{p_T(D^*) > 1.7 \text{ GeV}, |\eta(D^*)| < 1.5\}$ and 115 < W < 275 GeV. This cross section is valid for $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$. The statistical error also includes the one due to the Monte Carlo statistics.

In order to quote a cross section for charm production we need to correct for the fraction of events in which a charm quark pair fragments into D^{*+} or D^{*-} as well as for the acceptance $A_{\rm ext}$ of the kinematic region $\{p_T(D^*) > 1.7 \text{ GeV}, |\eta(D^*)| < 1.5\}$. The former is $(52.0 \pm 4.2)\%$ [33] and the latter is calculated by using PYTHIA with MRSD'_/GRV HO to

be $A_{\rm ext}=13.7\%$ for the region 115 < W < 275 GeV. This extrapolation outside the kinematic region has a large uncertainty. In extrapolating $p_T(D^*)$, the uncertainty is mainly due to the strong dependence on the m_c value and for $\eta(D^*)$ it comes from the large differences between the different structure function parametrisations in the region $|\eta(D^*)| > 1.5$. As a consequence, the systematic error of the product ${\rm Acc} \cdot A_{\rm ext}$ is very large. We have fixed m_c to 1.5 GeV and quote the systematic error $\Delta({\rm Acc} \cdot A_{\rm ext})$ coming from the different structure functions and using HER-WIG (SF and MC in Table 1 respectively). Using a value of m_c of 1.35 GeV (1.8 GeV) results in a shift of +25% (-40%) of the estimated cross section.

We therefore estimate the ep charm production cross section at \sqrt{s} = 296 GeV for Q^2 < 4 GeV² in the range 115 < W < 275 GeV as

$$\sigma(ep \to c\bar{c}X) = (0.45 \pm 0.11^{+0.37}_{-0.22})~\mu \mathrm{b}.$$

This procedure was also carried out dividing W into two ranges, 115 < W < 205 GeV and 205 < W < 275 GeV. The $\langle W \rangle$ for the events in these two ranges were 163 GeV and 243 GeV respectively. The error in W is dominated by the systematic uncertainty of the Jacquet-Blondel method. The results are shown in Table 1.

7.2. yp cross section

The γp cross section can be obtained from the corresponding ep cross section using the EPA formula:

$$\sigma_{ep}(s) = \int\limits_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int\limits_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 \cdot \Phi(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma^* p}(W, Q^2),$$

where

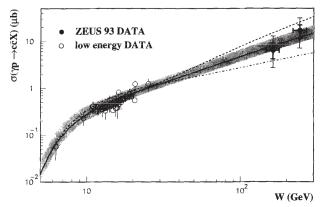


Fig. 3. Total $c\bar{c}$ photoproduction cross section as a function of W. The solid dots are the ZEUS measurements and the open dots are earlier measurements from fixed target experiments. The inner error bars are the statistical and the outer ones the systematic errors. The solid line represents the central prediction of NLO calculations with MRSD'_/GRV HO parametrisations of the proton/photon structure function using $\mu_R = m_c$ (for $m_c = 1.5$ GeV) as the renormalisation scale. The shaded band represents the theoretical uncertainties coming from varying this scale in the range $0.5 < \mu_R/m_c < 2$. The dashed line represents the central prediction of MRSD'_/LAC1 and the dash-dotted line is MRSD'/GRV HO.

$$\Phi(y,Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{yQ^2} [1 + (1-y)^2 - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2}]$$

is the flux of transverse photons, $Q_{\min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}$, $Q_{\rm max}^2 = 4 \, {\rm GeV}^2$ and m_e is the electron mass. Since the median $Q^2 \approx 10^{-3} \, {\rm GeV}^2$ is very small, we can assume the photons to be on-shell and therefore neglect the longitudinal contribution and the Q^2 dependence of $\sigma_{\gamma p}$. The γp cross section is then obtained as the ratio of the measured ep cross section and the photon flux factor Φ integrated over the Q^2 and y range covered by the measurement. This procedure assumes that $\sigma_{\gamma p}(W)$ is independent of y in the range of the measurement. As this dependence is not known a priori, the above calculation procedure was repeated assuming a proportional or logarithmic rise in W. An increase of 5% in the resulting cross section was found at $\langle W \rangle = 163$ GeV and less than 2% at $\langle W \rangle = 243 \text{ GeV}.$

The estimated charm photoproduction cross section is $(6.3 \pm 2.2^{+6.3}_{-3.0}) \mu b$ at $\langle W \rangle = 163 \text{ GeV}$ and $(16.9 \pm 5.2^{+13.9}_{-8.5}) \mu b$ at $\langle W \rangle = 243$ GeV, assuming $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ (see Table 1). In Fig. 3 we show our measurements for the total $c\bar{c}$ photoproduction cross section as a function of W, in addition to earlier measurements in fixed target experiments [35] and NLO QCD calculations [34] for $m_c = 1.5$ GeV. The solid line represents the prediction with the MRSD'_/GRV HO structure function parametrisation for proton/photon using $\mu_R = m_c$ as the renormalisation scale. The shaded band represents the theoretical uncertainties coming from varying this scale in the range $0.5 < \mu_R/m_c < 2$. We also show the extreme predictions of MRSD'_/LAC1 (dashed line) and $MRSD_0'/GRV HO$ (dash-dotted line) for $\mu_R = m_c$. We note that our measurement of the total charm photoproduction cross section at these high W values is in good agreement with those calculated using singular gluon distributions in the proton like MRSD'_ or GRV [36].

8. Summary

We have observed 48 $D^*(2010)^{\pm}$ mesons in the decay channel $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+ (+c.c.)$ in photoproduction events from ep collisions at HERA. Cross sections have been determined for these events with $Q^2 < 4 \,\text{GeV}^2$ and $115 < W < 275 \,\text{GeV}$. The ep cross section for inclusive D*± production is found to be $(32 \pm 7^{+4}_{-7})$ nb in the kinematic region

 $\{p_T(D^*)>1.7~{\rm GeV},\,|\eta(D^*)|<1.5\}$. Extrapolating outside this region and assuming a mass of the charm quark of 1.5 GeV we estimate the ep charm cross sections to be $\sigma(ep\to c\bar{c}X)=(0.45\pm0.11^{+0.37}_{-0.22})~\mu b$ at $\sqrt{s}=296~{\rm GeV}$ and $115< W<275~{\rm GeV}$. The average γp charm cross section $\sigma(\gamma p\to c\bar{c}X)$ is found to be $(6.3\pm2.2^{+6.3}_{-8.5})~\mu b$ at $\langle W\rangle=163~{\rm GeV}$ and $(16.9\pm5.2^{+13.9}_{-8.5})~\mu b$ at $\langle W\rangle=243~{\rm GeV}$. NLO QCD calculations using a gluon momentum density in the proton $\sim x^{-1/2}$ at low x are in good agreement with the observed increase of the cross section by one order of magnitude when the γp centre-of-mass energy increases one order of magnitude with respect to previous low energy experiments.

Acknowledgements

We thank the DESY Directorate for their strong support and encouragement. The remarkable achievements of the HERA machine group were essential for the successful completion of this work, and are gratefully appreciated. We also gratefully acknowledge the support of the DESY computing and network services. We thank S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, for providing us with their results for the curves in Fig. 3.

References

- A. Ali et al., in Proc. of the HERA Workshop, DESY (1987) 395.
- [2] R. van Woudenberg et al., in Proc. of the Workshop Physics at HERA, DESY (1991) 739.
- [3] E. Witten, Nucl. Phys. B 120 (1977) 189; J.F. Owens, Phys. Rev. D 21 (1980) 54.
- [4] M. Drees and F. Halzen, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 275;
 G.A. Schuler and T. Sjöstrand, Phys. Lett. B 300 (1993) 169.
- [5] L.E. Gordon and J.K. Storrow, Phys. Lett. B 291 (1992) 320;
 D. Bödeker, Phys. Lett. B 292 (1992) 164.
- [6] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B 297 (1992) 404.
- [7] ZEUS Collab., M. Derrick et al., Phys. Lett. B 322 (1994) 287
- [8] H1 Collab., T.Ahmed et al., Phys. Lett. B 297 (1992) 205.
- [9] R.K. Ellis and P. Nason, Nucl. Phys. B 312 (1989) 551.
- [10] S. Frixione et al., Phys. Lett. B 308 (1993) 137.
- [11] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B 303 (1988) 607;
 - J. Smith and W.L. van Neerven, Nucl. Phys. B 374 (1992) 36.

- [12] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B 306 (1993) 145.
- [13] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Lett. B 306 (1993) 391.
- [14] M. Drees and K. Grassie, Z. Phys. C 28 (1985) 451.
- [15] P. Aurenche et al., Z. Phys. C 56 (1992) 589.
- [16] H. Abramowicz, K. Charchuła and A. Levy, Phys. Lett. B 269 (1991) 458.
- [17] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D 50 (1994) 1173.
- [18] C. Alvisi et al., Nucl. Instr. Meth. A 305 (1991) 30,
- [19] N. Harnew et al., Nucl. Instr. Meth. A 279 (1989) 290; B. Foster et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 32 (1993) 181 and Nucl. Inst. Meth. A 338 (1994) 254.
- [20] A. Andresen et al. Nucl. Inst. Meth. A 309 (1991) 101;
 A. Caldwell et al., Nucl. Inst. Meth. A 321 (1992) 352.
 A. Bernstein et al., Nucl. Inst. Meth. A 336 (1993) 23;
- [21] J. Andruszków et al., DESY preprint, DESY 92-066 (1992).
- [22] The ZEUS Detector, Status Report 1993, DESY 1993;W.H. Smith et al., DESY preprint, DESY 94-183 (1994).
- [23] F. Jacquet and A. Blondel, Proc. of the Study for an ep Facility for Europe, ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391.
- [24] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. 67 (1992) 465.
- [25] T. Sjöstrand, Z. Phys. C 42 (1989) 301 and in Proc. of the Workshop Physics at HERA, DESY (1991) 1405.
- [26] B. Andersson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [27] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347;
 T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367.
- [28] C.F. Weizsäcker, Z.Phys. 88 (1934) 612; E.J.Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729.
- [29] V.M. Budnev et al., Phys. Rep. 15 (1975) 181.
- [30] W.K. Tung, Proceedings of International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects, Eilat, Israel, 1994, World Sci., Singapore, to be published; H.L. Lai et al., MSU-HEP-41024, Oct. 1994, to be published.
- [31] M.Glück, E.Reya and A.Vogt, Z. Phys. C 53 (1992) 127.
- [32] ZEUS Collab., M. Derrick et al., DESY preprint, DESY-94-176.
- [33] OPAL Collab., G. Alexander et al., Phys. Lett. B 262 (1991) 341, updated in ICHEP94 Ref. 0513, to be published in Z. Phys. C.
- [34] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, private communication; see also Nucl. Phys. B 412 (1994) 225 and CERN-TH.7292/94, GEF-TH-4/1994, to be published in Nucl.
- Phys. B. [35] CIF Collab., M.S. Atiya et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979)
 - 414; BFP Collab., A.R. Clark et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980)
 - o82; SLAC HFP Collab., K. Abe et al., Phys. Rev. D 30 (1984) 1; EMC Collab., M. Arneodo et al., Z. Phys. C 35 (1987) 1;
 - PEC Collab., M. Adamovich et al., Phys. Lett. B 187 (1987) 437; E691 Collab., J.C. Anjos et al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990)
 - 2503; NA-14' Collab., M.P. Alvarez et al., Z. Phys. C 60 (1993) 53.
- [36] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Lett. B 285 (1992)

Physics of Atomic Nuclei, Vol. 68, No. 6, 2005, pp. 974–981. Translated from Yadernaya Fizika, Vol. 68, No. 6, 2005, pp. 1012–1019.
Original Russian Text Copyright © 2005 by Aleev, Amaglobeli, Ardashev, Balandin, Basiladze, Berezhnev, Bogadanova, Boguslavsky, Vasiliev, Vischnevskaya, Volkov, Vorobiev, Voronin, Golvor, Gorokhov, Gorokhov, Goroko, Gramenitsky, Grishin, Grishkevich, Egorov, Ezhov, Ermakov, Ermolov, Zhidkov, Zakamsky, Zapolsky, Zverev, Zmushko, D. Zotkin, S. Zotkin, Karmanov, Kiryakov, V. Kozlov, Yu. Kozlov, Kokoulina, Korotkov, Kosarev, Kramarenko, Kubarovsky, Kuznetsov, N. Kuzmin, V. Kuzmin, Kurchaninov, Lanshikov, Larichev, Levitsky, Leflat, Lyutov, Maiorov, Merkin, Mimaneko, Mitrodnov, Moiseev, Murzin, Nikitu, Omokonov, Olielik, Orfanitsky, Parakhin, Petrov, Pilavova, Pleskach, Popov, Rudenko, Rufanov, Riadovikov, Senko, Sidorov, Soldatov, Tikhonova, Topuria, Furmanec, Kholodenko, Tsyupa, Shalanda, Shafranov, Yukaev, Yakimchuk.

ELEMENTARY PARTICLES AND FIELDS Experiment

Observation of a Narrow Baryon Resonance Decaying to pK_S^0 in Proton-Nucleus Interactions at 70 GeV/c with the SVD-2 Setup

A. N. Aleev¹, N. S. Amaglobeli^{†1}, E. N. Ardashev², V. P. Balandin¹, S. G. Basiladze³, S. F. Berezhnev³⁾, G. A. Bogdanova³⁾, I. V. Boguslavsky¹⁾, M. V. Vasiliev²⁾, A. M. Vischnevskaya³⁾, V. Yu. Volkov³⁾, A. P. Vorobiev²⁾, A. G. Voronin³⁾, S. N. Golovnya²⁾, S. A. Golubkov⁴), S. A. Gorokhov²), A. V. Gorkov⁵), I. M. Gramenitsky¹), N. I. Grishin³), Ya. V. Grishkevich³), N. N. Egorov⁴), V. B. Ezhov³), G. G. Ermakov³), P. F. Ermolov³), N. K. Zhidkov¹), L. L. Zakamsky²), V. N. Zapolsky²), E. G. Zverev³), V. V. Zmushko²), D. S. Zotkin³), S. A. Zotkin³), D. E. Karmanov³), A. A. Kiryakov²), V. V. Kozlov³⁾, Yu. F. Kozlov⁴⁾, E. S. Kokoulina¹⁾, N. V. Korotkov³⁾, I. G. Kosarev¹⁾, V. A. Kramarenko³⁾, A. V. Kubarovsky^{3)*}, E. N. Kuznetsov³⁾, N. A. Kuzmin¹⁾, V. A. Kuzmin³⁾, L. L. Kurchaninov²⁾, G. I. Lanshikov¹⁾, A. N. Larichev³⁾, M. S. Levitsky²⁾, A. K. Leflat³⁾, S. I. Lyutov³⁾, S. V. Maiorov³⁾, M. M. Merkin³⁾, A. A. Minaenko²), G. Ya. Mitrofanov²), A. M. Moiseev^{†2}), V. S. Murzin³), V. A. Nikitin¹⁾, P. P. Nomokonov³⁾, A. A. Oleinik¹⁾, S. V. Orfanitsky³⁾, V. V. Parakhin²⁾, V. S. Petrov²⁾, L. V. Pilavova⁵⁾, A. V. Pleskach²⁾, V. V. Popov³⁾, R. E. Rudenko²⁾, I. A. Rufanov¹), V. N. Riadovikov²), V. A. Senko²), A. I. Sidorov⁴), M. M. Soldatov²), L. A. Tikhonova³)**, T. P. Topuria¹), N. F. Furmanec¹), A. G. Kholodenko²), Yu. P. Tsyupa²), N. A. Shalanda²⁾, M. D. Shafranov^{†1)}, A. I. Yukaev¹⁾, and V. I. Yakimchuk²⁾ The SVD Collaboration

Received July 6, 2004; in final form, November 23, 2004

Abstract—Data from the SVD-2 experiment that were obtained at the IHEP accelerator in 70-GeV/c proton–nucleus interactions are analyzed with the aim of searches for an exotic Θ^+ baryon that decays through the pK^0_S channel. The reaction $pN o pK^0_S + X$ characterized by a bounded multiplicity of charged secondaries is used for this analysis. A resonance of mass $M=1526\pm3({
m stat.})\pm3({
m syst.})~{
m MeV/}c^2$ and width $\Gamma < 24\,\mathrm{MeV/}c^2$ is observed in the invariant-mass spectrum of the pK_S^0 system at a statistical significance of 5.6σ . The mass and the width of this resonance correspond to the recently found positivestrangeness Θ^+ baryon, which was predicted to be an exotic baryon consisting of five quarks (pentaquark), $uudd\bar{s}$. The total cross section for the production of a Θ^+ baryon in pA interactions is estimated at a value within the range 30–120 μ b for $x_{\rm F} \geq 0$. An analysis of the A dependence of the cross section for Θ^+ -baryon production does not reveal a significant deviation from the A dependence for inelastic events $(\sim A^{0.7})$. © 2005 Pleiades Publishing, Inc.

1. INTRODUCTION

Exotic baryons consisting of five quarks (pentaquarks) and their properties were predicted by Diakonov, Petrov, and Polyakov on the basis of the chiral soliton model in 1997 [1], although the first theories

e-mail: larisa@sinp.msu.ru

1063-7788/05/6806-0974\$26.00 © 2005 Pleiades Publishing, Inc.

With kind permission from Physics of Atomic Nuclei, Vol. 68, No. 6, 2005, pp. 974–981. Translated from Yadernaya Fizika, Vol. 68, No. 6, 2005, pp. 1012-1019. ©1995 by Aleev et. al.

Статья посвящена первому наблюдению пентакварка в эксперименте СВД-2. Цитировалась в мировой научной литературе 285 раз.

¹⁾ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia.

²⁾Institute for High Energy Physics, Protvino, Moscow oblast, 142284 Russia.

³⁾Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Vorob'evy gory, Moscow, 119992 Russia.

⁴⁾ Research Institute of Material Science and Technology, Zelenograd, Moscow, 103460 Russia.

⁵⁾NIITAL Research and Production Association, Zelenograd, Moscow, 103460 Russia.

e-mail: alex_k@hep.sinp.msu.ru

describing pentaquark hadrons were proposed a few decades ago [2-6]. In [1], the Θ^+ baryon, which is the lightest member of the antidecouplet of pentaquarks, had a mass of 1530 MeV/ c^2 , a width of $\Gamma \leq 15 \text{ MeV}/c^2$, a spin of 1/2, and a positive parity. Later on, Stancu and Risca [7] proposed describing a stable $uudd\bar{s}$ pentaquark within the constituent quark model. Capstick et al. [8] put forth the idea of an isotensor pentaquark, while Karliner and Lipkin [9] developed a cluster model, considering the Θ^+ baryon as a bound diquark-triguark state. Jaffe and Wilczek [10] proposed a model where the Θ^+ baryon consists of two diquarks (ud) and a strange antiquark. Simultaneously, attempts were made to predict pentaguarks of negative and positive parity by using lattice QCD models [11, 12]. The model of chiral solitons was described in more detail in the review article of Kopeliovich [13].

The predictions of Diakonov, Petrov, and Polyakov [1] gave impetus to experimental searches for pentaquarks; as a result, corroborations that the Θ^+ baryon exists recently came from several laboratories (LEPS [14], DIANA [15], CLAS(d) [16, 17], SAPHIR [18], ITEP [19], CLAS(p) [20]). In those experiments, the Θ^+ baryon was observed as a narrow resonance peak in the nK^+ or pK_S^0 invariantmass spectra, its mass being about 1540 MeV/ c^2 . More recently, the HERMES Collaboration reported the observation of a narrow baryon state of mass 1528 MeV/ c^2 in quasireal photoproduction [21], while the ZEUS Collaboration recorded a peak at 1522 MeV/ c^2 in the pK_S^0 channel [22].

In the present study, we report on the results of our searches for the Θ^+ baryon in the proton—nucleus interactions (in silicon, carbon, and lead targets) induced by a 70-GeV/c proton beam from the accelerator of the Institute for High Energy Physics (IHEP, Protvino). Specifically, we study the reactions

$$pN \to \Theta^+ + X$$
, $\Theta^+ \to pK_S^0$, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$

by using the SVD-2 setup.

The data obtained in this way were analyzed for the inclusive reaction of bounded charged-particle multiplicity in the region of projectile-proton fragmentation $(x_{\rm F}(pK_{\rm S}^0)>0)$ [23].

2. SVD-2 SETUP

The main objective of the SVD-2 experiment is studying charmed-particle production in hadron-nucleus interactions at threshold energies [24–30].

The layout of the SVD-2 setup is shown in Fig. 1. The basic elements of the setup are the following:

- (1) a high-precision microstrip vertex detector (MSVD) including
- (a) a microstrip beam telescope (MBT) [it consists of three pairs of XY silicon microstrip detectors (MSD 1–6) having 128 strips spaced by 50 μ m],
- (b) an active target (AT) [it consists of five microstrip silicon detectors of thickness $300~\mu\text{m}$, a lead foil $220~\mu\text{m}$ thick, and a carbon target $500~\mu\text{m}$ thick (the distance between all targets is 4~mm)],
- (c) a microstrip silicon detector (MSD) {it consists of three pairs of XY microstrip silicon detectors (MSD 7 and 8 have 640 strips spaced by 25 $\mu \rm m$, MSD 9 and 10 have 640 strips spaced by 50 $\mu \rm m$, and MSD 11 and 12 have 1024 strips spaced by 50 $\mu \rm m$) and a UYVX quadruplet (MSD 13–16) having 1024 strips spaced by 50 $\mu \rm m$ [27]};
- (2) a large-aperture magnetic spectrometer (LAMS) including
- (a) and electromagnet MC-7A characterized by an aperture of 1.8×1.3 m² and a distance of 3 m between the magnetic poles (it creates a uniform magnetic field of strength 1.18 T),
- (b) two sets of wire proportional chambers (WPC) (the first set is formed by one UYV triplet characterized by a sensitive area of $1.0 \times 1.0 \,\mathrm{m}^2$ and a distance of 2 mm between the wires and is placed in front of the magnet in the scattered magnetic field; the second set consists of five triplets UYV of sensitive area $1.0 \times 1.5 \,\mathrm{m}^2$; some chambers of this set are placed in front of the magnet, while the remaining ones (13 chambers) are positioned between the magnetic poles in a uniform magnetic field [28]);
- (3) a multicell threshold Cherenkov counter (TCC) (the counter was constructed for identifying charged particles; it has an entrance aperture of 177 \times 130 cm² and consists of 32 spherical mirrors arranged in four rows of eight; the threshold momenta of charged particles are 4 and 21 GeV/c for π mesons and protons, respectively; the counter is filled with Freon and is operated at a temperature of 20°C and atmospheric pressure; in the momentum range from 4 to 21 GeV/c, the detection efficiency for charged pions is 70% in the data-acquisition run);
- (4) a gamma detector (DEGA) (it consists of 1536 full-absorption lead glass Cherenkov counters; each counter has an area of $38 \times 38 \text{ mm}^2$ and a length of 505 mm; the total sensitive area of the detector is $1.8 \times 1.2 \text{ m}^2$; the gamma detector ensures the detection of photons in the energy range from 50 MeV to 20 GeV at a coordinate resolution of 2 to 3 mm).

The SVD-2 trigger system generated a trigger signal that was based on data obtained with the beam scintillation detectors placed in front of the active target, data obtained with the scintillation hodoscope



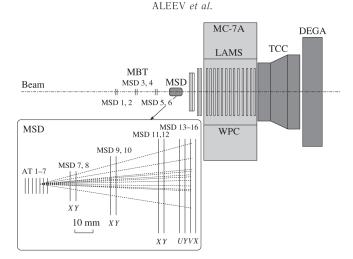


Fig. 1. Layout of SVD-2 setup.

situated behind the threshold Cherenkov counter, and data on ionization losses in the silicon detectors of the active target.

Each of the five planes of the active target was segmented into eight strips. The signal from each strip was transferred to the input of a three-level comparator. Coded data from the output of the comparators were fed to the input of a two-level RAM, where the trigger signal was developed by using lookup-table modules. This method made it possible to extract events in which the primary vertex was in any of the active-target planes [29].

The SVD-2 setup was irradiated with a proton beam of momentum $P_p = 70 \text{ GeV/}c$ and intensity $I \approx (5-6) \times 10^5$ protons per accelerator spill. The total statistics of the experiment were 5×10^7 inelastic events. With allowance for the trigger efficiency, the total sensitivity of the experiment was 1600 events/ μ b for inelastic pA interactions.

3. PROCEDURE FOR DATA PROCESSING AND RESOLUTION OF THE SVD-2 SETUP

The algorithm for reconstructing the position of the primary interaction vertex is based on the socalled tear-down procedure [31, 32]. At first, straight lines are drawn through the X and Y counts in the microstrip tracker by the least squares method. We then apply quality criteria to the reconstructed tracks in order to remove fake and badly reconstructed tracks. The surviving tracks are included in a vertex fit for which the quantity $\chi^2(N_{\rm tr})$ is calculated. Further,

each track is excluded separately from the fit, and the new quantity $\chi^2(N_{\rm tr}-1)$ is computed for the remaining tracks. We then select those tracks whose elimination leads to the maximum value of the difference $\chi^2(N_{\rm tr})-\chi^2(N_{\rm tr}-1)$ under the condition that this difference exceeds a threshold Δ_{max} that was chosen to be three. Such tracks have an increased impact parameter with respect to the primary vertex and, because of this, are excluded from it. In the present analysis, the minimum impact parameter for the secondary tracks was 40 to 60 μ m, depending on the target used. The above procedure is repeated as long as there remain tracks that can be excluded. For a further analysis, we select events involving a well-reconstructed primary vertex and two or more tracks having increased impact parameters with respect to the primary vertex. These events are tested for the presence of a secondary vertex (V0 decay) in both the X and the Y projection. The application of different clustering methods [33] makes it possible to improve the accuracy in determining the primary vertex. This accuracy (resolution) was estimated at 70 to $120~\mu\mathrm{m}$ for the Z coordinate and at 8 to $12~\mu\mathrm{m}$ for the X and Y coordinates. For secondary vertices, these resolutions are 250 and 15 μ m, respectively. The impact-parameter resolution for tracks characterized by momenta in the range 3-5 GeV/c is $12 \mu\text{m}$, while the average angular acceptance of the vertex detector is ± 250 mrad.

In order to reconstruct charged-particle tracks in the magnetic spectrometer, a novel method (variablemomentum method) was developed for the SVD setup. In the procedure for track recognition and

OBSERVATION OF A NARROW BARYON RESONANCE

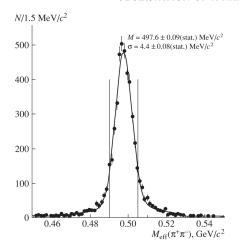


Fig. 2. Effective-mass spectrum of the $\pi^+\pi^-$ system. The $\pm 1.7\sigma$ region is bounded by the vertical lines.

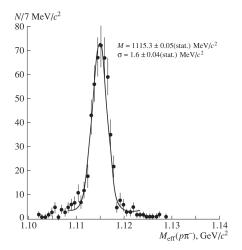


Fig. 3. Effective-mass spectrum of the $p\pi^-$ system.

reconstruction, use is made in this method of the a priori knowledge of the angular features of the tracks and of interaction-point coordinates in the vertex detector [34]. For an analysis of data of the SVD-2 experiment, the method was improved by using precalculated tables including the coordinates of the points of intersection of possible tracks with the planes of the proportional chambers. This en-

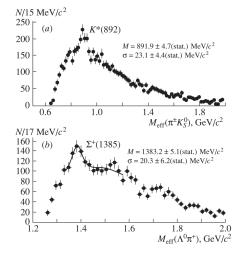


Fig. 4. (a) Total effective-mass spectrum of the $\pi^+ K_S^0$ and $\pi^- K_S^0$ systems and (b) effective-mass spectrum of the $\Lambda^0 \pi^+$ system.

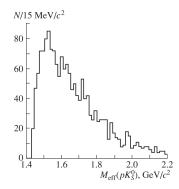


Fig. 5. Effective-mass spectrum of the pK_S^0 system in the reaction $pN \to pK_S^0 + X$.

ables one to increase the speed of the algorithm by two orders of magnitude. A spectrometer that involves a vertex detector makes it possible to attain high resolutions in the effective masses of strange particles—for example, the standard deviations in the effective-mass distributions for K_S^0 mesons and Λ^0 hyperons are, respectively, 4.4 and 1.6 MeV/ c^2 (see Figs. 2 and 3). The momentum resolution for a track involving 15 hits measured in the proportional chambers is 0.5–1.0% for the momentum range

978



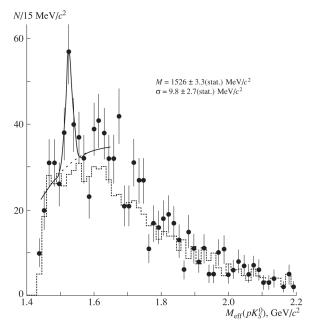


Fig. 6. Effective-mass spectrum of the pK_S^0 system in the reaction $pN \to pK_S^0 + X$ with allowance for the selection criteria (i) and (ii) (see main body of the text). The dotted histogram shows the background obtained upon a simulation based on the FRITIOF code.

4-20 GeV/c. The errors in measuring angles are determined by the coordinate resolution of the vertex detector and by the effect of multiple Coulomb scattering in target materials and in silicon plates and are estimated at 0.2 to 0.3 mrad. The average angular acceptance of the magnetic spectrometer is ± 200 and ± 150 mrad for, respectively, the horizontal and the vertical coordinate.

Figure 4a shows the total effective-mass spectrum for the $\pi^+ K^0_S$ and $\pi^- K^0_S$ combinations. In this spectrum, the $K^*(892)$ -meson peak is quite distinct. In Fig. 4b, one can observe the $\Sigma^+(1385)$ -hyperon peak in the effective-mass spectrum of the $\Lambda^0\pi^+$ system. The masses and widths of these peaks and the masses of K_S^0 and Λ^0 are in good agreement with the values presented by the Particle Data Group [35].

4. ANALYSIS OF THE EFFECTIVE-MASS SPECTRUM OF THE pK_S^0 SYSTEM

Events for which the multiplicity of charged particles in the primary vertex was not greater than five were selected for analyzing the effective-mass spectrum of the pK_S^0 system. This selection pursued, first of all, the goal of suppressing the combinatorial background and the goal of reducing the probability of the emergence of events involving rescattering on nuclei and the background from ${\cal K}^0_S$ mesons produced in the central rapidity region. About 34% of all inelastic events and about 15% of all detected K_S^0 mesons satisfy this selection criterion. For the selected events, the mean multiplicity of particles, including π^0 mesons and neutral strange particles, is eight.

 K_S^0 mesons were identified by their decay to two charged π mesons $(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)$, where two unlikely charged tracks intersected at the common secondary vertex. Candidates of mass $M(p\pi^-)$ less than 1.12 GeV were rejected in order to eliminate the background of Λ^0 -hyperon decays. The final effectivemass spectrum of the $\pi^+\pi^-$ system is shown in Fig. 2. For the ensuing analysis, we selected about $3800\ K_{\rm S}^0$ mesons that decayed before the first plate of the vertex detector (decay length not larger than 35 mm). The average decay length of K_S^0 mesons is ≤20 mm.

OBSERVATION OF A NARROW BARYON RESONANCE

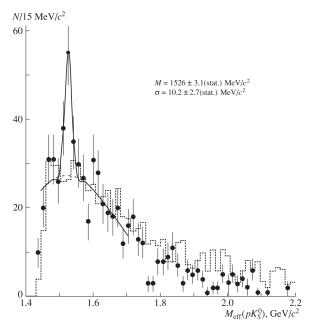


Fig. 7. As in Fig. 6, but upon the application of the selection criterion $P_{K_S^0} \leq P_p$ [38].

Protons were selected as positively charged particles for the case where the number of recorded counts in the magnetic spectrometer was not less than $\geq \! 15$ and where the momentum was within the interval $4 \leq P_p \leq 21~{\rm GeV/c}.$ In this momentum range, π mesons must be recorded by the the Cherenkov counter; therefore, the absence of hits in the threshold Cherenkov counter was also required.

The effective-mass spectrum of the pK_S^0 system is shown in Fig. 5. This spectrum does not show any noticeable peaks, apart from some excess of events in the vicinity of 1530 MeV/ c^2 .

In the ensuing analysis of the spectrum, we applied the cuts

(i)
$$490 \le M(\pi^+\pi^-) \le 505 \text{ MeV}/c^2$$

(ii) $\cos \alpha \ge 0$, where α is the pK_S^0 emission angle in the c.m.s. of the projectile proton and the target nucleon involved.

The first of these cuts improves the resolution in the effective mass of the pK_S^0 system, while the second corresponds to the spectrometer aperture and suppresses the background of π mesons misidentified as protons.

Figure 6 shows the effective-mass spectrum of the pK_S^0 system that was obtained upon the application of these cuts. The spectrum exhibits a narrow peak at a mass value around $1526 \text{ MeV}/c^2$, the halfwidth being $\sigma \simeq 10 \pm 3 \text{ MeV/}c^2$. In order to estimate the background shape, we simulated the background of inelastic pSi events on the basis of the FRITIOF code [36]. In the simulation, we took into account the trigger efficiency, the setup acceptance, the errors in the track parameters, and the conditions of K_S^0 -meson decays. From Fig. 6, one can see that, in the mass region above 1550 MeV/ c^2 , the resulting curve does not fully describe the actual background, and this may be due to the presence of excited Σ^{*+} resonances in this region that decay to pK_S^0 with a sizable partial cross section [35]. For the KN system, the presence of broad peaks in this mass region may be a consequence of the Deck mechanism [37]. In order to suppress these peaks, it was proposed to apply the kinematical cut $P_{K_S^0} \leq P_p$ [38], which, in the mass region above 1550 MeV/c^2 , leaves around 90% of all Θ^+ -baryon decays and efficiently suppresses the decays of Σ^{*+} resonances.

The final effective-mass distribution of the pK_S^0

980 ALEEV et al.

system is shown in Fig. 7. In order to describe the spectrum in the region $1.3 < M(pK_S^0) < 1.7 \text{ GeV}/c^2$, we employed a Gaussian distribution for the signal and a fourth-degree polynomial for the background. The dotted-line histogram represents the background obtained in the simulation according to the FRITIOF code. One can observe 50 events in the peak above the background of 78 events. The statistical significance of the peak within the mass window $\Delta M_{
m eff} =$ $45 \text{ MeV/}c^2$ was estimated on the basis of the ratio $N_P/\sqrt{N_B}$, where N_B is the number of background events and N_P is the number of events in the peak above the background and was found to be 5.6σ . By using data on the above inclusive reaction alone, it is impossible to determine the strangeness of the observed resonance; however, we interpret the observed state as the recently discovered Θ^+ baryon of positive strangeness, since, in the mass range 1500-1550 MeV/ c^2 , we did not observe Σ^{*+} resonances.

It was verified that the observed peak is not a reflection of other known resonances (such as $K^{*\pm}(892)$ or Δ^0) or an artificially generated peak. Also, no significant peaks were found in the effectivemass spectra of the pK_S^0 system for events in which the proton mass was assigned to a π^+ meson that was detected by the threshold Cherenkov counter. In the selected events, the admixture of π^+ mesons was estimated at a level of 10% (upon taking into account the above selection criteria). The admixture of K^+ mesons was found to be negligible (less than 5%), since K^+ mesons of momentum in excess of 10 GeV/c must be recorded by the Cherenkov detector.

Since neither the mechanism responsible for the production of Θ^+ baryons nor the dependence of the cross section on the multiplicity of charged particles is known, one can only roughly estimate the total cross section for the production of Θ^+ baryons in the proton-nucleus interactions. The detection efficiency for Θ^+ baryons was estimated on the basis of a simple Monte Carlo model involving variations in the energy spectrum of the pK_S^0 resonance. In estimating the cross section, we took into account the contributions of the decays $\Theta^+ \to pK_S^0(25\%)$ and $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ (68.6%), the probability of K_S^0 -meson detection in the vertex detector, and the acceptance of the setup. The detection efficiency for K_S^0 mesons was refined on the basis of a comparison of the observed number of events with that expected for the inclusive production of K_S^0 mesons in the reaction $pN \rightarrow$ $K_S^0 + X$, the respective production cross section being well known [39]. The resulting detection efficiency for Θ^+ baryons is 0.07%. The total cross section

for the production of Θ^+ baryons in proton–nucleus interactions was estimated at 30 to 120 μ b (in the region $x_{\rm F} \geq 0$). So large a scatter is explained by the uncertainties in the dependence of the cross section on the multiplicity of charged particles, the different numbers of events for different background models, and the uncertainties in the detection efficiency.

An analysis of the A dependence in the vicinity of the observed peak did not reveal any significant distinction from the analogous dependence for inelastic events ($\sim A^{0.7}$). This result contradicts the conclusions drawn in [19], where it was stated that the cross section for Θ^+ -baryon production in νA interactions depends strongly on ${\cal A}.$

5. CONCLUSIONS

The inclusive reaction $pN \to pK_S^0 + X$ has been studied at the IHEP 70-GeV/c proton accelerator with the aid of the SVD-2 setup. Upon the application of some cuts, a narrow resonance of mass $M = 1526 \pm 3(\text{stat.}) \pm 3(\text{syst.}) \text{ MeV/}c^2$ and width $\Gamma < 24 \text{ MeV}/c^2$ has been observed in the effectivemass spectrum of the pK_S^0 system at a statistical significance of 5.6σ . The mass and the width of the resonance correspond to the recently discovered Θ^+ baryon of positive strangeness, which was predicted in [14-21] to be an exotic baryon consisting of five quarks (pentaquark), $uudd\bar{s}$.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to V.P. Kubarovsky (RPI/JLab), B.B. Levchenko (Institute of Nuclear Physics. Moscow State University), and N.P. Zotov (Institute of Nuclear Physics, Moscow State University) for stimulating discussions and comments.

This work was supported in part by the Russian for Basic Research nos. 03.02.16894 and 03.02.16869), the program Universities of Russia (project no. 02.03.030), and the Council of the President of the Russian Federation for Support of Leading Scientific Schools (grant no. 1685.2003.02). Special thanks are due to the Ministry for Industry, Science, and Technology of the Russian Federation for support in developing the vertex detector (contract no. 40.032.11.34).

REFERENCES

- 1. D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polyakov, Z. Phys. A 359, 305 (1997).
- 2. R. L. Jaffe, Talk Presented at The Topical Conference on Baryon Resonances, Oxford, UK, 1976, SLAC-PUB-1774 (1976).
- 3. A. V. Manohar, Nucl. Phys. B 248, 19 (1984).

OBSERVATION OF A NARROW BARYON RESONANCE

- 4. M. Chemtob, Nucl. Phys. B 256, 600 (1985).
- M. Praszalowicz, in Proceedings of the Workshop on Skyrmions and Anomalies, Cracow, Poland, 1987, Ed. by M. Jezabeck and M. Praszalowicz (World Sci., Singapore, 1987), p. 112.
- 6. H. Walliser, Nucl. Phys. A 548, 649 (1992).
- 7. Fl. Stancu and D. O. Riska, hep-ph/0307010.
- 8. S. Capstick, P. R. Page, and W. Roberts, hep-ph/0307019.
- M. Karliner and H. J. Lipkin, Phys. Lett. B 575, 249 (2003); hep-ph/0307243.
- 10. R. L. Jaffe and F. Wilczek, hep-ph/0307341.
- 11. S. Sasaki, hep-lat/0310014.
- 12. F. Csikor et al., hep-lat/0309090.
- V. B. Kopeliovich, Usp. Fiz. Nauk 174, 323 (2004)
 [Phys. Usp. 47, 309 (2004)].
- LEPS Collab. (T. Nakano *et al.*), Phys. Rev. Lett. 91, 012002 (2003); hep-ex/0301020.
- DIANA Collab. (V. V. Barmin *et al.*), Yad. Fiz. **66**, 1763 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1715 (2003)]; hepex/0304040.
- CLAS Collab. (S. Stepanyan *et al.*), Phys. Rev. Lett. 91, 252001 (2003).
- CLAS Collab. (V. Kubarovsky and S. Stepanyan), in Proceedings of 8th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2003), New York, NY, USA, 2003; hep-ex/0307088.
- New York, NY, USA, 2003; hep-ex/030/088.

 18. SAPHIR Collab. (J. Barth *et al.*), Phys. Lett. B **572**, 127 (2004).
- A. E. Asratyan, A. G. Dolgolenko, and M. A. Kubantsev, Yad. Fiz. 67, 704 (2004) [Phys. At. Nucl. 67, 682 (2004)]; hep-ex/0309042.
- 20. CLAS Collab. (V. Kubarovsky *et al.*), Phys. Rev. Lett. **92**, 032001 (2004); **92**, 049902(E) (2004).
- HÉRMES Collab. (A. Airapetian et al.), Phys. Lett. B 585, 213 (2004).
- 22. ZEUS Collab. (S. Chekanov *et al.*), hep-ex/0405013.

- SVD Collab. (A. Aleev et al.), Preprint No. 2004-4/743, NIIYaF MGU (Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 2004); hepex/0401024.
- N. S. Amaglobeli *et al.*, Yad. Fiz. **64**, 958 (2001)
 [Phys. At. Nucl. **64**, 891 (2001)].
- E. N. Ardashev *et al.*, Preprint No. 99-28/586, NIIYaF MGU (Inst. Nucl. Phys., Moscow State Univ., Moscow, 1999).
- A. Leflat, A. Kubarovsky, et al., Nucl. Phys. A 699, 352 (2002).
- 27. P. F. Ermolov *et al.*, in *Universities of Russia—Basic Research. Elementary-Particle and Nuclear Physics* (MIFI, Moscow, 2002), p. 89.
- 28. A. N. Aleev *et al.*, Prib. Tekh. Éksp., No. 5, 51 (2003) [Instrum. Exp. Tech., No. 5, 624 (2003)].
- 29. G. A. Bogdanova *et al.*, Prib. Tekh. Éksp., No. 4, 31 (2001) [Instrum. Exp. Tech., No. 4, 449 (2001)].
- 30. L. A. Tikhonova *et al.*, Frascati Phys. Ser. **XXXI**, 413 (2003).
- 31. G. Borisov, DELPHI Note 94-125/PROG 208 (1994).
- (1994). 32. M. Narain and F. Stichelbaut, D0 Note 3560 (1999).
- 33. A. A. Kiryakov, V. N. Ryadovikov, A. V. Kubarovsky, and V. V. Popov, Preprint No. 2003–38, IFVÉ (Inst. High Energy Phys., Protvino, 2003).
- P. F. Ermolov, A. V. Kubarovsky, and M. S. Levitskii, Prib. Tekh. Éksp., No. 5, 39 (1998) [Instrum. Exp. Tech., No. 5, 626 (1998)].
- 35. Particle Data Group (K. Hagiwara *et al.*), Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
- 36. H. Pi, Comput. Phys. Commun. **71**, 173 (1992).
- 37. A. M. Endler et al., Z. Phys. C 7, 137 (1981).
- 38. B. Levchenko, hep-ph/0401122.
- 39. V. V. Ammosov *et al.*, Nucl. Phys. B **115**, 269 (1976).

Translated by A. Isaakyan

Regular Article - Experimental Physics

Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA

ZEUS Collaboration

```
S. Chekanov<sup>1</sup>, M. Derrick<sup>1</sup>, S. Magill<sup>1</sup>, B. Musgrave<sup>1</sup>, D. Nicholass<sup>1,c</sup>, J. Repond<sup>1</sup>, R. Yoshida<sup>1</sup>, M.C.K. Mattingly<sup>2</sup>,
P. Antonioli<sup>3</sup>, G. Bari<sup>3</sup>, L. Bellagamba<sup>3</sup>, D. Boscherini<sup>3</sup>, A. Bruni<sup>3</sup>, G. Bruni<sup>3</sup>, F. Cindolo<sup>3</sup>, M. Corradi<sup>3</sup>,
G. Iacobucci<sup>3</sup>, A. Margotti<sup>3</sup>, R. Nania<sup>3</sup>, A. Polini<sup>3</sup>, S. Antonelli<sup>4</sup>, M. Basile<sup>4</sup>, M. Bindi<sup>4</sup>, L. Cifarelli<sup>4</sup>, A. Contin<sup>4</sup>,
S. De Pasquale<sup>4,d</sup>, G. Sartorelli<sup>4</sup>, A. Zichichi<sup>4</sup>, D. Bartsch<sup>5</sup>, I. Brock<sup>5</sup>, H. Hartmann<sup>5</sup>, E. Hilger<sup>5</sup>, H.-P. Jakob<sup>5</sup>,
M. Jüngst<sup>5</sup>, A.E. Nuncio-Quiroz<sup>5</sup>, E. Paul<sup>5</sup>, U. Samson<sup>5</sup>, V. Schönberg<sup>5</sup>, R. Shehzadi<sup>5</sup>, M. Wlasenko<sup>5</sup>, N.H. Brook<sup>6</sup>,
G.P. Heath<sup>6</sup>, J.D. Morris<sup>6</sup>, M. Capua<sup>7</sup>, S. Fazio<sup>7</sup>, A. Mastroberardino<sup>7</sup>, M. Schioppa<sup>7</sup>, G. Susinno<sup>7</sup>, E. Tassi<sup>7</sup>,
J.Y. Kim<sup>8</sup>, Z.A. Ibrahim<sup>9</sup>, B. Kamaluddin<sup>9</sup>, W.A.T. Wan Abdullah<sup>9</sup>, Y. Ning<sup>10</sup>, Z. Ren<sup>10</sup>, F. Sciulli<sup>10</sup>,
J. Chwastowski<sup>11</sup>, A. Eskreys<sup>11</sup>, J. Figiel<sup>11</sup>, A. Galas<sup>11</sup>, M. Gil<sup>11</sup>, K. Olkiewicz<sup>11</sup>, P. Stopa<sup>11</sup>, L. Zawiejski<sup>11</sup>,
L. Adamczyk<sup>12</sup>, T. Bołd<sup>12</sup>, I. Grabowska-Bołd<sup>12</sup>, D. Kisielewska<sup>12</sup>, J. Łukasik<sup>12</sup>, M. Przybycień<sup>12</sup>, L. Suszycki<sup>12</sup>,
A. Kotański<sup>13,e</sup>, W. Słomiński<sup>13,f</sup>, U. Behrens<sup>14</sup>, C. Blohm<sup>14</sup>, A. Bonato<sup>14</sup>, K. Borras<sup>14</sup>, R. Ciesielski<sup>14</sup>, N. Coppola<sup>14</sup>,
S. Fang<sup>14</sup>, J. Fourletova<sup>14,g</sup>, A. Geiser<sup>14</sup>, P. Göttlicher<sup>14,h</sup>, J. Grebenyuk<sup>14</sup>, I. Gregor<sup>14</sup>, T. Haas<sup>14,a</sup>, W. Hain<sup>14</sup>
A. Hüttmann<sup>14</sup>, F. Januschek<sup>14</sup>, B. Kahle<sup>14</sup>, I.I. Katkov<sup>14</sup>, U. Klein<sup>14</sup>, U. Kötz<sup>14</sup>, H. Kowalski<sup>14</sup>, E. Lobodzinska<sup>14</sup>,
B. Löhr<sup>14</sup>, R. Mankel<sup>14</sup>, I.-A. Melzer-Pellmann<sup>14</sup>, S. Miglioranzi<sup>14</sup>, A. Montanari<sup>14</sup>, T. Namsoo<sup>14</sup>, D. Notz<sup>14,j</sup>,
A. Parenti<sup>14</sup>, L. Rinaldi<sup>14,k</sup>, P. Roloff<sup>14</sup>, I. Rubinsky<sup>14</sup>, R. Santamarta<sup>14,l</sup>, U. Schneekloth<sup>14</sup>, A. Spiridonov<sup>14,m</sup>,
D. Szuba^{14,n}, J. Szuba^{14,o}, T. Theedt^{14}, G. Wolf^{14}, K. Wrona^{14}, A.G. Yagües Molina^{14}, C. Youngman^{14}, W. Zeuner^{14,j}, V. Drugakov^{15}, W. Lohmann^{15}, S. Schlenstedt^{15}, G. Barbagli^{16}, E. Gallo^{16}, P.G. Pelfer^{17},
A. Bamberger<sup>18</sup>, D. Dobur<sup>18</sup>, F. Karstens<sup>18</sup>, N.N. Vlasov<sup>18,p</sup>, P.J. Bussey<sup>19,q</sup>, A.T. Doyle<sup>19</sup>, W. Dunne<sup>19</sup>, M. Forrest<sup>19</sup>,
M. Rosin<sup>19</sup>, D.H. Saxon<sup>19</sup>, I.O. Skillicorn<sup>19</sup>, I. Gialas<sup>20,r</sup>, K. Papageorgiu<sup>20</sup>, U. Holm<sup>21</sup>, R. Klanner<sup>21</sup>, E. Lohrmann<sup>21</sup>, P. Schleper<sup>21</sup>, T. Schörner-Sadenius<sup>21</sup>, J. Sztuk<sup>21</sup>, H. Stadie<sup>21</sup>, M. Turcato<sup>21</sup>, C. Foudas<sup>22</sup>, C. Fry<sup>22</sup>,
E. Lohrmann<sup>-1</sup>, P. Schleper<sup>-1</sup>, I. Schorner-Sadenius<sup>-1</sup>, J. Sztuk<sup>-1</sup>, H. Staule<sup>-1</sup>, N. Turcato<sup>-1</sup>, C. Foudas<sup>-1</sup>, C. Fry<sup>-1</sup>, K.R. Long<sup>22</sup>, A.D. Tapper<sup>22</sup>, T. Matsumoto<sup>23</sup>, K. Nagano<sup>23</sup>, K. Tokushuku<sup>23,8</sup>, S. Yamada<sup>23</sup>, Y. Yamazaki<sup>23,4</sup>, A.N. Barakbaev<sup>24</sup>, E.G. Boos<sup>24</sup>, N.S. Pokrovskiy<sup>24</sup>, B.O. Zhautykov<sup>24</sup>, V. Aushev<sup>25,u</sup>, O. Bachynska<sup>25</sup>, M. Borodin<sup>25</sup>, I. Kadenko<sup>25</sup>, A. Kozulia<sup>25</sup>, V. Libov<sup>25</sup>, M. Lisovyi<sup>25</sup>, D. Lontkovskyi<sup>25</sup>, I. Makarenko<sup>25</sup>, Iu. Sorokin<sup>25</sup>, A. Verbytskyi<sup>25</sup>, O. Volynets<sup>25</sup>, D. Son<sup>26</sup>, J. de Favereau<sup>27</sup>, K. Piotrzkowski<sup>27</sup>, F. Barreiro<sup>28</sup>, C. Glasman<sup>28</sup>,
M. Jimenez<sup>28</sup>, L. Labarga<sup>28</sup>, J. del Peso<sup>28</sup>, E. Ron<sup>28</sup>, M. Soares<sup>28</sup>, J. Terrón<sup>28</sup>, M. Zambrana<sup>28</sup>, F. Corriveau<sup>29</sup>,
C. Liu<sup>29</sup>, J. Schwartz<sup>29</sup>, R. Walsh<sup>29</sup>, C. Zhou<sup>29</sup>, T. Tsurugai<sup>30</sup>, A. Antonov<sup>31</sup>, B.A. Dolgoshein<sup>31</sup>, D. Gladkov<sup>31</sup>,
V. Sosnovtsev<sup>31</sup>, A. Stifutkin<sup>31</sup>, S. Suchkov<sup>31</sup>, R.K. Dementiev<sup>32</sup>, P.F. Ermolov<sup>32,b</sup>, L.K. Gladilin<sup>32</sup>,
Yu.A. Golubkov<sup>32</sup>, L.A. Khein<sup>32</sup>, I.A. Korzhavina<sup>32</sup>, V.A. Kuzmin<sup>32</sup>, B.B. Levchenko<sup>32</sup>, O.Yu. Lukina<sup>32</sup>,
A.S. Proskuryakov<sup>32</sup>, L.M. Shcheglova<sup>32</sup>, D.S. Zotkin<sup>32</sup>, I. Abt<sup>33</sup>, A. Caldwell<sup>33</sup>, D. Kollar<sup>33</sup>, B. Reisert<sup>33</sup>,
W.B. Schmidke<sup>33</sup>, G. Grigorescu<sup>34</sup>, A. Keramidas<sup>34</sup>, E. Koffeman<sup>34</sup>, P. Kooijman<sup>34</sup>, A. Pellegrino<sup>34</sup>, H. Tiecke<sup>34</sup>,
M. Vázquez<sup>34,j</sup>, L. Wiggers<sup>34</sup>, N. Brümmer<sup>35</sup>, B. Bylsma<sup>35</sup>, L.S. Durkin<sup>35</sup>, A. Lee<sup>35</sup>, T.Y. Ling<sup>35</sup>, P.D. Allfrey<sup>36</sup>,
M.A. Bell<sup>36</sup>, A.M. Cooper-Sarkar<sup>36</sup>, R.C.E. Devenish<sup>36</sup>, J. Ferrando<sup>36</sup>, B. Foster<sup>36</sup>, K. Korcsak-Gorzo<sup>36</sup>, K. Oliver<sup>36</sup>,
A. Robertson<sup>36</sup>, C. Uribe-Estrada<sup>36</sup>, R. Walczak<sup>36</sup>, A. Bertolin<sup>37</sup>, F. Dal Corso<sup>37</sup>, S. Dusini<sup>37</sup>, A. Longhin<sup>37</sup>
L. Stanco<sup>37</sup>, P. Bellan<sup>38</sup>, R. Brugnera<sup>38</sup>, R. Carlin<sup>38</sup>, A. Garfagnini<sup>38</sup>, S. Limentani<sup>38</sup>, B.Y. Oh<sup>39</sup>, A. Raval<sup>39</sup>
J. Ukleja<sup>39,w</sup>, J.J. Whitmore<sup>39,x</sup>, Y. Iga<sup>40</sup>, G. D'Agostini<sup>41</sup>, G. Marini<sup>41</sup>, A. Nigro<sup>41</sup>, J.E. Cole<sup>42,y</sup>, J.C. Hart<sup>42</sup>, H. Abramowicz<sup>43,z</sup>, R. Ingbir<sup>43</sup>, S. Kananov<sup>43</sup>, A. Levy<sup>43</sup>, A. Stern<sup>43</sup>, M. Kuze<sup>44</sup>, J. Maeda<sup>44</sup>, R. Hori<sup>45</sup>, S. Kagawa<sup>45,aa</sup>, N. Okazaki<sup>45</sup>, S. Shimizu<sup>45</sup>, T. Tawara<sup>45</sup>, R. Hamatsu<sup>46</sup>, H. Kaji<sup>46,ab</sup>, S. Kitamura<sup>46,ac</sup>, O. Ota<sup>46,ad</sup>,
Y.D. Ri<sup>46</sup>, M. Costa<sup>47</sup>, M.I. Ferrero<sup>47</sup>, V. Monaco<sup>47</sup>, R. Sacchi<sup>47</sup>, A. Solano<sup>47</sup>, M. Arneodo<sup>48</sup>, M. Ruspa<sup>48</sup>, S. Fourletov<sup>49,g</sup>, J.F. Martin<sup>49</sup>, T.P. Stewart<sup>49</sup>, S.K. Boutle<sup>50,r</sup>, J.M. Butterworth<sup>50</sup>, C. Gwenlan<sup>50,ac</sup>, T.W. Jones<sup>50</sup>, J.H. Loizides<sup>50</sup>, M. Wing<sup>50,af</sup>, B. Brzozowska<sup>51</sup>, J. Ciborowski<sup>51,ag</sup>, G. Grzelak<sup>51</sup>, P. Kulinski<sup>51</sup>, P. Łużniak<sup>51,ah</sup>,
J. Malka<sup>51,ah</sup>, R.J. Nowak<sup>51</sup>, J.M. Pawlak<sup>51</sup>, T. Tymieniecka<sup>51</sup>, A. Ukleja<sup>51</sup>, A.F. Zarnecki<sup>51</sup>, M. Adamus<sup>52</sup>,
P. Plucinski<sup>52,ai</sup>, Y. Eisenberg<sup>53</sup>, D. Hochman<sup>53</sup>, U. Karshon<sup>53</sup>, E. Brownson<sup>54</sup>, T. Danielson<sup>54</sup>, A. Everett<sup>54</sup>,
D. Kçira<sup>54</sup>, D.D. Reeder<sup>54</sup>, P. Ryan<sup>54</sup>, A.A. Savin<sup>54</sup>, W.H. Smith<sup>54</sup>, H. Wolfe<sup>54</sup>, S. Bhadra<sup>55</sup>, C.D. Catterall<sup>55</sup>,
Y. Cui<sup>55</sup>, G. Hartner<sup>55</sup>, S. Menary<sup>55</sup>, U. Noor<sup>55</sup>, J. Standage<sup>55</sup>, J. Whyte<sup>55</sup>
```

With kind permission from Springer Science+Business Media: The European Physical Journal C, Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA, 60 (2009), pp. 25–42, ZEUS Collaboration. DOI 10.1140/epipc/s10052-009-0881-x.

26

```
Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439-4815, USA aw
  Andrews University, Berrien Springs, MI 49104-0380, USA
 <sup>3</sup>INFN Bologna, Bologna, Italy<sup>a</sup>
 <sup>4</sup>University and INFN Bologna, Bologna, Italy<sup>an</sup>
 <sup>5</sup>Physikalisches Institut der Universität Bonn, Bonn, Germany<sup>ak</sup>
 <sup>6</sup>H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol, UK<sup>av</sup>
 <sup>7</sup>Calabria University, Physics Department and INFN, Cosenza, Italy an
 <sup>8</sup>Chonnam National University, Kwangju, South Korea
 <sup>9</sup> Jabatan Fizik, Universiti Malaya, 50603 Kuala Lumpur, Malaysia aaa
<sup>10</sup>Nevis Laboratories, Columbia University, Irvington on Hudson, NY 10027, USA<sup>ax</sup>
<sup>11</sup>The Henryk Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland<sup>ar</sup>
<sup>12</sup>Faculty of Physics and Applied Computer Science, AGH-University of Science and Technology, Cracow, Poland<sup>ay</sup>
<sup>13</sup>Department of Physics, Jagellonian University, Cracow, Poland
<sup>14</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany
15 Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Zeuthen, Germany
16 INFN Florence, Florence, Italyan
<sup>17</sup>University and INFN Florence, Florence, Italy<sup>an</sup>
<sup>18</sup>Fakultät für Physik der Universität Freiburg i.Br., Freiburg i.Br., Germany<sup>ak</sup>
<sup>19</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow, UK<sup>av</sup>
20 Department of Engineering in Management and Finance, Univ. of Aegean, Mytilene, Greece 21 Hamburg University, Institute of Exp. Physics, Hamburg, Germany<sup>ak</sup>
<sup>22</sup>Imperial College London, High Energy Nuclear Physics Group, London, UK<sup>av</sup>
<sup>23</sup>Institute of Particle and Nuclear Studies, KEK, Tsukuba, Japan<sup>a</sup>
<sup>24</sup>Institute of Physics and Technology of Ministry of Education and Science of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan
<sup>25</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences, Kiev and Kiev National University, Kiev, Ukraine
<sup>26</sup>Kyungpook National University, Center for High Energy Physics, Daegu, South Korea<sup>ap</sup>
27 Institut de Physique Nucléaire, Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, Belgium<sup>az</sup>
<sup>28</sup>Departamento de Física Teórica, Universidad Autónoma de Madrid, Madrid, Spainal
<sup>29</sup>Department of Physics, McGill University, Montréal, Québec, Canada H3A 2T8<sup>aj</sup>
<sup>30</sup>Meiji Gakuin University, Faculty of General Education, Yokohama, Japan<sup>a</sup>
<sup>31</sup>Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia<sup>as</sup>
<sup>32</sup>Moscow State University, Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia<sup>at</sup>
33 Max-Planck-Institut für Physik, München, Germany
<sup>34</sup>NIKHEF and University of Amsterdam, Amsterdam, Netherlands aq
<sup>35</sup>Physics Department, Ohio State University, Columbus, OH 43210, USA<sup>aw</sup>
<sup>36</sup>Department of Physics, University of Oxford, Oxford, UK<sup>av</sup>
<sup>37</sup>INFN Padova, Padova, Italy<sup>an</sup>
<sup>38</sup>Dipartimento di Fisica dell' Università and INFN, Padova, Italyan
<sup>39</sup>Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA<sup>ax</sup>
<sup>40</sup>Polytechnic University, Sagamihara, Japan<sup>ao</sup>
<sup>41</sup>Dipartimento di Fisica, Università 'La Sapienza' and INFN, Rome, Italy<sup>an</sup>
<sup>42</sup>Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon, UK<sup>ar</sup>
<sup>43</sup>Raymond and Beverly Sackler Faculty of Exact Sciences, School of Physics, Tel Aviv University, Tel Aviv, Israel<sup>am</sup>
<sup>44</sup>Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan<sup>ac</sup>
<sup>45</sup>Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo, Japan<sup>a</sup>
<sup>46</sup>Tokyo Metropolitan University, Department of Physics, Tokyo, Japan<sup>ao</sup>
<sup>47</sup>Università di Torino and INFN, Torino, Italy<sup>an</sup>
<sup>48</sup>Università del Piemonte Orientale, Novara, and INFN, Torino, Italy<sup>an</sup>
<sup>49</sup>Department of Physics, University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada M5S 1A7<sup>aj</sup>
<sup>50</sup>Physics and Astronomy Department, University College London, London, UK<sup>a</sup>
51 Warsaw University, Institute of Experimental Physics, Warsaw, Poland
52 Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland
<sup>53</sup>Department of Particle Physics, Weizmann Institute, Rehovot, Israel<sup>al</sup>
<sup>54</sup>Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA<sup>aw</sup>
<sup>55</sup>Department of Physics, York University, Toronto, Ontario, Canada M3J 1P3<sup>aj</sup>
```

Received: 24 November 2008 / Published online: 4 February 2009 © Springer-Verlag / Società Italiana di Fisica 2009

Dedicated to the memory of our colleague Pavel Ermolov.

a e-mail: tobias.haas@desy.de

bDeceased.



^cAlso affiliated with University College London, UK.

^dNow at University of Salerno, Italy.

^eSupported by the research grant no. 1 P03B 04529 (2005–2008).

Abstract The production of excited charm, $D_1(2420)^0$ and $D_2^*(2460)^0$, and charm-strange, $D_{s1}(2536)^\pm$, mesons in ep collisions was measured with the ZEUS detector at HERA using an integrated luminosity of 126 pb^{-1} . Masses, widths and helicity parameters were determined. The measured yields were converted to the rates of c quarks hadronising as a given excited charm meson and to the ratios of the dominant $D_2^*(2460)^0$ and $D_{s1}(2536)^\pm$ branching fractions. A search for the radially excited charm meson, $D^{*'}(2640)^\pm$, was also performed. The results are compared with those measured previously and with theoretical expectations.

Eur. Phys. J. C (2009) 60: 25-45

1 Introduction

Heavy-quark spectroscopy has recently undergone a renaissance with the discovery of several new states [1]. The properties of these states challenge the theoretical description of heavy-quark resonances. Therefore, further measurements of excited charm and charm-strange mesons are important.

27

The lowest-mass states of the $c\bar{q}$ ($\bar{c}q$) system (q=u,d,s) with spin zero (D) mesons) and spin one (D^*) mesons) and with orbital angular momentum L=0 are well established [1]. A singlet and a triplet of states with L=1 are expected. These P-wave (L=1) mesons can decay to charm mesons with L=0 by emitting a pion or a kaon. Heavy Quark Effective Theory [2, 3] (HQET) predicts that, in the heavy-quark limit $(m_Q \to \infty)$, the properties of the

^fThis work was supported in part by the Marie Curie Actions Transfer of Knowledge project COCOS (contract MTKD-CT-2004-517186).

^gNow at University of Bonn, Germany.

^hNow at DESY group FEB, Hamburg, Germany.

ⁱNow at University of Liverpool, UK.

^jNow at CERN, Geneva, Switzerland.

^kNow at Bologna University, Bologna, Italy.

¹Now at BayesForecast, Madrid, Spain.

^mAlso at Institut of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

ⁿAlso at INP, Cracow, Poland.

OAlso at FPACS, AGH-UST, Cracow, Poland.

PPartly supported by Moscow State University, Russia.

^qRoyal Society of Edinburgh, Scottish Executive Support Research Fellow.

^rAlso affiliated with DESY, Germany.

^sAlso at University of Tokyo, Japan.

^tNow at Kobe University, Japan.

^uSupported by DESY, Germany.

 $^{^{\}rm V}\textsc{Partly}$ supported by Russian Foundation for Basic Research grant no. 05-02-39028-NSFC-a.

^wPartially supported by Warsaw University, Poland.

^xThis material was based on work supported by the National Science Foundation, while working at the Foundation.

yNow at University of Kansas, Lawrence, USA.

^zAlso at Max Planck Institute, Munich, Germany, Alexander von Humboldt Research Award.

^{aa}Now at KEK, Tsukuba, Japan.

^{ab}Now at Nagoya University, Japan.

^{ac}Member of Department of Radiological Science, Tokyo Metropolitan University, Japan.

^{ad}Now at SunMelx Co. Ltd., Tokyo, Japan.

aePPARC Advanced fellow

^{af}Also at Hamburg University, Inst. of Exp. Physics, Alexander von Humboldt Research Award and partially supported by DESY, Hamburg, Germany.

^{ag}Also at Łódź University, Poland.

^{ah}Member of Łódź University, Poland.

ai Now at Lund University, Lund, Sweden.

^{aj}Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC).

akSupported by the German Federal Ministry for Education and Research (BMBF), under contract numbers 05 HZ6PDA, 05 HZ6GUA, 05 HZ6VFA and 05 HZ4KHA.

^{al} Supported in part by the MINERVA Gesellschaft f\u00fcr Forschung GmbH, the Israel Science Foundation (grant no. 293/02-11.2) and the U.S.-Israel Binational Science Foundation.

^{am}Supported by the Israel Science Foundation.

^{an}Supported by the Italian National Institute for Nuclear Physics (INFN).

^{ao} Supported by the Japanese Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT) and its grants for Scientific Research.

 $^{^{\}rm ap} Supported$ by the Korean Ministry of Education and Korea Science and Engineering Foundation.

 $^{^{\}mbox{\scriptsize aq}}\mbox{Supported}$ by the Netherlands Foundation for Research on Matter (FOM).

^{ar}Supported by the Polish State Committee for Scientific Research, project no. DESY/256/2006-154/DES/2006/03.

 $^{^{\}rm as} \mbox{Partially supported}$ by the German Federal Ministry for Education and Research (BMBF).

^{at}Supported by RF Presidential grant N 8122.2006.2 for the leading scientific schools and by the Russian Ministry of Education and Science through its grant for Scientific Research on High Energy Physics.

 $^{^{\}rm au}$ Supported by the Spanish Ministry of Education and Science through funds provided by CICYT.

^{av}Supported by the Science and Technology Facilities Council, UK.

aw Supported by the US Department of Energy.

ax Supported by the US National Science Foundation. Any opinion, findings and conclusions or recommendations expressed in this material are those of the authors and do not necessarily reflect the views of the National Science Foundation.

 $^{^{\}rm ay} Supported$ by the Polish Ministry of Science and Higher Education as a scientific project (2006–2008).

^{az}Supported by FNRS and its associated funds (IISN and FRIA) and by an Inter-University Attraction Poles Programme subsidised by the Belgian Federal Science Policy Office.

^{aaa}Supported by the Malaysian Ministry of Science, Technology and Innovation/Akademi Sains Malaysia grant SAGA 66-02-03-0048.

P-wave mesons are determined mainly by the total angular momentum of the light quark, j=L+s, where s denotes the spin of the light quark. Consequently, the four states are grouped in two doublets with j=3/2 or 1/2. Only D-wave decays are allowed for the members of the j=3/2 doublet; therefore they are supposed to be narrow. On the other hand, the members of the j=1/2 doublet decay through S-wave only and therefore are expected to be broader [4,5]. Due to the finite charm quark mass a separation of the two doublets is only an approximation and amplitudes of two observable states with $J^P=1^+$ can be mixtures of D- and S-wave amplitudes. Here J and P are the total angular momentum and parity of the $c\bar{q}$ system.

Two pairs (neutral and charged) of narrow non-strange excited charm mesons, $D_1(2420)^{0,\pm}$ and $D_2^*(2460)^{0,\pm}$, and a pair of narrow charm-strange excited mesons, $D_{s1}(2536)^{\pm}$ and $D_{s2}(2573)^{\pm}$, were observed and tentatively identified as the members of the j = 3/2 doublets with $J^P = 1^+$ and 2^+ , respectively [1]. Recently, the HQET expectations were supported by the first measurements of the broad non-strange excited charm mesons: neutral and charged $D_0^*(2400)^{0,\pm}$ with $J^P = 0^+$ [6, 7], and $D_1(2430)^0$ with $J^{P'} = 1^+$ [6]. The predicted broad non-strange charged excited charm meson with $J^P = 1^+$ has not yet been observed. The recent discovery of two additional charm-strange excited mesons, $D_{s0}^*(2317)^{\pm}$ with $J^P = 0^+$ and $D_{s1}(2460)^{\pm}$ with $J^P = 1^+$ reported initially by BABAR [8] and CLEO [9], respectively, revealed their surprisingly small masses and narrow widths [1]. The small mass values forbid their decay into $D^{(*)}K$ final states.

In addition to the orbital excitations, radially excited charm mesons $D'(J^P=0^-)$ and $D^{*\prime}(J^P=1^-)$ were predicted with masses of about 2.6 GeV and dominant decay modes to $D\pi\pi$ and $D^*\pi\pi$, respectively [10, 11]. An observation of a narrow resonance in the final state $D^{*\pm}\pi^+\pi^-$ at 2637 MeV was reported and interpreted as the radially excited $D^{*\prime\pm}$ meson by DELPHI [12]. However, OPAL found no evidence for this narrow resonance in an analogous search [13].

Production of non-excited charm and charm-strange hadrons was extensively studied at HERA [14, 15]. The large charm production cross section at HERA also provides a means to study excited charm and charm-strange mesons produced in *ep* collisions. The first such study is reported in this paper. It is restricted to decays, for which significant signals were identified:

$$D_1(2420)^0 \to D^{*+}\pi^-,$$

 $D_2^*(2460)^0 \to D^{*+}\pi^-, D^+\pi^-,$
 $D_{s1}(2536)^+ \to D^{*+}K_s^0, D^{*0}K^+.$



The corresponding antiparticle decays were also measured. ¹ A search for the radially excited charm meson, $D^{*'}(2640)^+$, in the $D^{*+}\pi^+\pi^-$ final state was also performed.

2 Experimental set-up

The analysis was performed using data taken with the ZEUS detector from 1995 to 2000. In this period, HERA collided electrons or positrons² with energy $E_e = 27.5$ GeV and protons with energy $E_p = 820$ GeV (1995–1997) or $E_p = 920$ GeV (1998–2000). The data used in this analysis correspond to an integrated luminosity of 126.5 ± 2.4 pb⁻¹.

A detailed description of the ZEUS detector can be found elsewhere [16]. A brief outline of the components most relevant to this analysis is given below.

Charged particles were tracked in the central tracking detector (CTD) [17-19], which operated in a magnetic field of 1.43 T provided by a thin superconducting solenoid. The CTD consisted of 72 cylindrical drift chamber layers, organized in nine superlayers covering the polar-angle³ region $15^{\circ} < \theta < 164^{\circ}$. The transverse-momentum resolution for full-length tracks was $\sigma(p_T)/p_T = 0.0058p_T \oplus 0.0065 \oplus$ $0.0014/p_T$, with p_T in GeV. To estimate the energy loss per unit length, dE/dx, of charged particles in the CTD [20, 21], the truncated mean of the anode-wire pulse heights was calculated, which removes the lowest 10% and at least the highest 30% depending on the number of saturated hits. The measured dE/dx values were corrected for a number of effects [22] and normalised such that the corrected value was one for a minimum ionising particle. The resolution of the dE/dx measurement for full-length tracks was about 9%.

The high-resolution uranium–scintillator calorimeter (CAL) [23–26] consisted of three parts: the forward (FCAL), the barrel (BCAL) and the rear (RCAL) calorimeters. Each part was subdivided transversely into towers and longitudinally into one electromagnetic section (EMC) and either one (in RCAL) or two (in BCAL and FCAL) hadronic sections (HAC). The smallest subdivision of the calorimeter was called a cell. The CAL energy resolutions, as measured under test-beam conditions, were $\sigma(E)/E=0.18/\sqrt{E}$ for electrons and $\sigma(E)/E=0.35/\sqrt{E}$ for hadrons, with E in GeV.

The luminosity was determined from the rate of the bremsstrahlung process $ep \rightarrow e\gamma p$, where the photon was measured with a lead–scintillator calorimeter [27–29] located at Z=-107 m.

¹Hereafter, charge conjugation is implied.

²From now on, the word "electron" is used as a generic term for electrons and positrons.

³The ZEUS coordinate system is a right-handed Cartesian system, with the Z axis pointing in the proton beam direction, referred to as the "forward direction", and the X axis pointing left towards the centre of HERA. The coordinate origin is at the nominal interaction point.

29

Eur. Phys. J. C (2009) 60: 25-45

3 Event simulation

Monte Carlo (MC) samples of charm and beauty events were produced with the PYTHIA 6.156 [30] and RAP-GAP 2.0818 [31] event generators. The RAPGAP MC used HERACLES 4.6.1 [32] in order to incorporate first-order electroweak corrections. The generation included direct photon processes, in which the photon couples directly to a parton in the proton, and resolved photon processes, where the photon acts as a source of partons, one of which participates in the hard scattering process. The CTEQ5L [33] and GRV LO [34] parametrisations were used for the proton and photon structure functions, respectively. The charm and bottom quark masses were set to 1.5 GeV and 4.75 GeV, respectively. Events for all processes were generated in proportion to the MC cross sections. The Lund string model [35] as implemented in JETSET [30] was used for hadronisation in PYTHIA and RAPGAP. The Bowler modification [36] of the Lund symmetric fragmentation function [37] was used for the charm and bottom quark fragmentation. To generate $D^{*\prime+}$ mesons, which are not present in the JETSET particle table, the mass of a charged charm meson in the table was set to 2.637 GeV, its width was set to 15 MeV and the decay channel was set to $D^{*+}\pi^{+}\pi^{-}$ [12].

The PYTHIA and RAPGAP generators were tuned to describe the photoproduction and the deep inelastic scattering (DIS) regimes, respectively. Consequently, the PYTHIA events, generated with $Q^2 < 0.6~{\rm GeV}^2$, were combined with the RAPGAP events, generated with $Q^2 > 0.6~{\rm GeV}^2$, where Q^2 is the exchanged-photon virtuality. Diffractive events, characterised by a large rapidity gap between the proton at high rapidities and the centrally-produced hadronic system, were generated using the RAPGAP generator in the diffractive mode and combined with the non-diffractive MC sample. The contribution of diffractive events was estimated by fitting the $\eta_{\rm max}$ distribution⁴ of the data with a linear combination of the non-diffractive and diffractive MC samples.

To ensure a good description of the data, the transverse momenta, $p_T(D^{*+}, D^+, D^0)$, and pseudorapidity, $\eta(D^{*+}, D^+, D^0)$, distributions were reweighted to the data for the combined PYTHIA+RAPGAP MC sample. The reweighting factors, tuned using a large D^{*+} sample (Sect. 4), were used for D^+ and D^0 mesons relying on the MC description of the differences between the D^{*+} and D^+ or D^0 distributions. The effect of the reweighting on the measured values was small; the reweighting uncertainty was included when evaluating systematic uncertainties (Sect. 8).

The generated events were passed through a full simulation of the detector using GEANT 3.13 [38] and processed with the same reconstruction program as used for the data.

4 Event selection and reconstruction of lowest-mass charm mesons

Events from both photoproduction [39] and DIS [15] were selected online with a three-level trigger [16, 40]. The first-and second-level trigger used CAL and CTD data to select ep collisions and to reject beam-gas events. At the third level, where the full event information was available, the nominal charm-meson trigger branches required the presence of a reconstructed D^{*+} , D^+ or D^0 candidate. The efficiency of the online charm-meson reconstruction, determined relative to the efficiency of the offline reconstruction, was above 95%. Events missed by the nominal charm-meson triggers but selected with any other trigger branch, dominantly from an inclusive DIS trigger and a photoproduction dijet trigger, were also used in this analysis.

In the offline analysis, only events with $|Z_{\rm vtx}| < 50$ cm, where $Z_{\rm vtx}$ is the primary vertex position determined from the CTD tracks, were used. The D^{*+} , D^+ and D^0 mesons were reconstructed using tracks measured in the CTD and assigned to the reconstructed primary event vertex. To ensure both good track acceptance and good momentum resolution, each track was required to have a transverse momentum greater than 0.1 GeV and to reach at least the third superlayer of the CTD.

To suppress the combinatorial background, a cut on the ratio $p_T(D^{*+}, D^+, D^0)/E_T^{\theta \to 10^\circ}$, motivated by the hard character of charm fragmentation, was applied. The transverse energy, $E_T^{\theta \to 10^\circ}$, was calculated as $\sum_{i,\theta_i>10^\circ}(E_i\sin\theta_i)$, where the sum runs over all energy deposits in the CAL with the polar angle θ outside a cone of $\theta = 10^\circ$ around the forward direction. Moreover, the measured dE/dx values of those tracks that were candidates to come from D^{*+} , D^+ and D^0 were used. The parametrisations of the dE/dx expectation values and the χ^2 probabilities l_K and l_π of the kaon and pion hypotheses, respectively, were obtained in the same way as described in previous publications [39, 41]. To maximise the ratios of the numbers of correctly assigned kaons and pions to the square roots of the numbers of background particles, the cuts $l_K > 0.03$ and $l_\pi > 0.01$ were applied.

The measurements were done in the full kinematic range of Q^2 . Events produced in the photoproduction regime with $Q^2 < 1~{\rm GeV}^2$ contributed 70–80% of the selected D^{*+} , D^+ and D^0 samples.

4.1 Reconstruction of D^{*+} mesons

The D^{*+} mesons were identified using the two decay channels

$$D^{*+} \to D^0 \pi_s^+ \to (K^- \pi^+) \pi_s^+,$$
 (4.1)

$$D^{*+} \to D^0 \pi_s^+ \to (K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) \pi_s^+.$$
 (4.2)



 $^{^4}$ The quantity $\eta_{\rm max}$ is defined as the pseudorapidity of the CAL energy deposit with the lowest polar angle and an energy above 400 MeV.

The pion from the D^{*+} decays is referred to as the "soft" pion, π_s , because it is constrained to have limited momentum by the small mass difference between the D^{*+} and D^0 [1].

Selected tracks were combined to form D^0 candidates assuming the decay channels (4.1) or (4.2). For both cases, D^0 candidates were formed by calculating the invariant mass $M(K\pi)$ or $M(K\pi\pi\pi)$ for combinations having a total charge of zero. The soft pion was required to have a charge opposite to that of the particle taken as a kaon and was used to form a D^{*+} candidate having mass $M(K\pi\pi_s)$ or $M(K\pi\pi\pi\pi_s)$. To reduce the combinatorial background, requirements (see Table 4.1) similar to those used in a previous publication [41] were applied.

The mass difference $\Delta M=M(K\pi\pi_s)-M(K\pi)$ for channel (4.1) or $\Delta M=M(K\pi\pi\pi\pi_s)-M(K\pi\pi\pi\pi)$ for channel (4.2) was evaluated for all remaining D^{*+} candidates. Figures 4.1a and 4.1b show the mass-difference distributions for channels (4.1) and (4.2), respectively. Peaks at the nominal value of $M(D^{*+})-M(D^0)$ are evident.

To determine the background under the peaks, wrong-charge combinations were used. For both channels (4.1) and (4.2), these are defined as combinations with total charge ± 2 for the D^0 candidate and total charge ± 1 for the D^{*+} candidate. The histograms in Fig. 4.1 show the ΔM distributions for the wrong-charge combinations, normalised to the distributions of D^{*+} candidates with the appropriate charges in the range $0.15 < \Delta M < 0.1685$ GeV for channel (4.1) and $0.15 < \Delta M < 0.16$ GeV for channel (4.2). The upper ends of the normalisation ranges correspond to

Table 4.1 Requirements applied for selections of D^{*+} candidates in the decay channels (4.1) and (4.2) (see text). The mass resolution dependence on $p_T(D^{*+})$ is taken into account in the requirement on consistency of the reconstructed and nominal D^0 masses

Decay	D*+ channel (4.1)	D^{*+} channel (4.2	
$p_T(K)$ (GeV)	> 0.45	> 0.5	
$p_T(\pi)$ (GeV)	> 0.45	> 0.2	
$p_T(\pi_s)$ (GeV)	> 0.1	> 0.15	
$p_T(D^{*+})/E_T^{\theta > 10^{\circ}}$	> 0.12	> 0.2	
$p_T(D^{*+})$ (GeV)	> 1.35	> 2.8	
$ \eta(D^{*+}) $	< 1.6	< 1.6	
$M(D^0)$ (GeV) for	1.83-1.90	1.845-1.885	
$p_T(D^{*+}) < 3.25 \text{ GeV}$			
$M(D^0)$ (GeV) for	1.82-1.91	1.845-1.885	
$3.25 < p_T(D^{*+}) < 5 \text{ GeV}$			
$M(D^0)$ (GeV) for	1.81-1.92	1.835-1.895	
$5 < p_T(D^{*+}) < 8 \text{ GeV}$			
$M(D^0)$ (GeV) for	1.80-1.93	1.825-1.905	
$p_T(D^{*+}) > 8 \text{ GeV}$			

the trigger selections of D^{*+} candidates in the two decay channels. The multiple counting of a D^{*+} candidate produced by D^0 candidates formed by the same tracks was excluded [41].

To improve the signal-to-background ratio, only D^{*+} candidates with 0.144 $< \Delta M < 0.147$ GeV for channel (4.1) and 0.1445 $< \Delta M < 0.1465$ GeV for channel (4.2) were kept for the excited charm and charm-strange meson studies. After background subtraction, signals of 39500 \pm 310 D^{*+} mesons in channel (4.1) and 17300 \pm 210 D^{*+} mesons in channel (4.2) were found in the above ΔM ranges.

The ΔM distributions were also fitted to a sum of a modified Gaussian function describing the signal and a background function. The modified Gaussian function was defined as

Gauss^{mod}
$$\propto \exp[-0.5 \cdot x^{1+1/(1+0.5 \cdot x)}],$$
 (4.3)

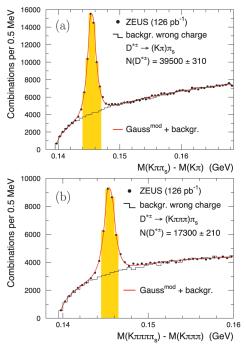


Fig. 4.1 The distributions of the mass differences (dots), (a) $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ for $D^{*\pm} \to (K\pi)\pi_s$ candidates and (b) $\Delta M = M(K\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi)$ for $D^{*\pm} \to (K\pi\pi\pi)\pi_s$ candidates. The solid curves represent fits to the sum of a modified Gaussian function and a background function. The histograms show the ΔM distributions for wrong-charge combinations. Only $D^{*\pm}$ candidates from the shaded ranges were used for the analysis of excited states



where $x = |(\Delta M - M_0)/\sigma|$. This functional form described both data and MC signals well. The signal position, M_0 , and width, σ , as well as the numbers of D^{*+} mesons in the signal window were free parameters of the fit. The background function had a form $A \cdot (\Delta M - m_{\pi^+})^B \cdot \exp[C \cdot$ $(\Delta M - m_{\pi^+})$], where m_{π^+} is the pion mass [1] and A, B and C were free parameters. The fit yielded mass difference values of 145.46 ± 0.01 MeV for channel (4.1) and 145.45 ± 0.01 MeV for channel (4.2), in agreement with the PDG value [1]. The widths of the signals were 0.59 ± 0.01 MeV and 0.51 ± 0.01 MeV, respectively, reflecting the detector resolution.

4.2 Reconstruction of D^+ mesons

The D^+ mesons were reconstructed from the decay $D^+ \rightarrow$ $K^-\pi^+\pi^+$. In each event, two tracks with the same charges and $p_T > 0.5$ GeV and a third track with opposite charge and $p_T > 0.7$ GeV were combined to form D^+ candidates. The pion masses were assigned to the two tracks with the same charges and the kaon mass was assigned to the third track, after which the candidate invariant mass, $M(K\pi\pi)$, was calculated. To suppress the combinatorial background, a cut of $\cos \theta^*(K) > -0.75$ was imposed, where $\theta^*(K)$ is the angle between the kaon in the $K\pi\pi$ rest frame and the $K\pi\pi$ line of flight in the laboratory frame. To further suppress the combinatorial background, a cut $p_T(D^+)/E_T^{\theta>10^{\circ}} > 0.25$ was applied. To suppress background from D^{*+} decays, combinations with $M(K\pi\pi) - M(K\pi) < 0.15$ GeV were removed. The background from $D_s^+ \to \phi \pi^+$ with $\phi \to$ K^+K^- was suppressed by requiring that the invariant mass of any two D^+ candidate tracks with opposite charges was not within ± 8 MeV of the nominal ϕ mass when the kaon mass was assigned to both tracks. Only D^+ candidates in the kinematic range $p_T(D^+) > 2.8 \text{ GeV}$ and $-1.6 < \eta(D^+) <$ 1.6 were kept for further analysis.

Figure 4.2a shows the $M(K\pi\pi)$ distribution for the D^+ candidates after all cuts. Reflections from D_s^+ and Λ_c^+ decays to three charged particles were subtracted using the simulated reflection shapes normalised to the D_s^+ and Λ_c^+ production rates previously measured by ZEUS [39]. A clear signal is seen at the nominal value of the D^+ mass. To improve the signal-to-background ratio, only D^+ candidates with $1.850 < M(K\pi\pi) < 1.890$ GeV were kept for the excited charm meson studies. The mass distribution was fitted to a sum of a modified Gaussian function describing the signal and a linear function describing the non-resonant background. The fit yielded a D^+ mass value 1867.9 \pm 0.5 MeV in agreement with the PDG value [1]. The width of the signal was 12.9 ± 0.5 MeV, reflecting the detector resolution. The number of D^+ mesons yielded by the fit in the above $M(K\pi\pi)$ range was $N(D^{+}) = 20430 \pm 510$.

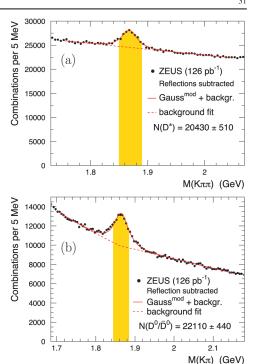


Fig. 4.2 The distributions of the invariant masses (dots) for (a) the $D^{\pm} \to K\pi\pi$ candidates and (**b**) the $D^0/\bar{D}^0 \to K\pi$ candidates after the reflection subtractions. The solid curves represent fits to the sum of a modified Gaussian function and a background function (dashed curves). Only candidates from the shaded ranges were used for the analysis of excited states

4.3 Reconstruction of D^0 mesons

The D^0 mesons were reconstructed from the decay $D^0 \rightarrow$ $K^-\pi^+$. In each event, tracks with opposite charges and $p_T > 0.8$ GeV were combined in pairs to form D^0 candidates. To suppress the combinatorial background, a cut of $|\cos \theta^*(K)| < 0.85$ was imposed, where $\theta^*(K)$ is the angle between the kaon in the $K\pi$ rest frame and the $K\pi$ line of flight in the laboratory frame. To further suppress the combinatorial background, a cut $p_T(D^0)/E_T^{\theta>10^{\circ}} > 0.25$ was applied.

For selected D^0 candidates, a search was performed for a track that could be the soft pion in a $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ decay. The soft pion was required to have $p_T > 0.1$ GeV and a charge opposite to that of the particle taken as a kaon. The corresponding D^0 candidate was rejected if the mass difference, $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$, was below 0.15 GeV. All remaining D^0 candidates were considered "untagged",



i.e. not originating from identified D^{*+} decays. Only D^0 candidates in the kinematic range $p_T(D^0) > 2.8$ GeV and $-1.6 < \eta(D^0) < 1.6$ were kept for further analysis.

Figure 4.2b shows the $M(K\pi)$ distribution for untagged D^0 candidates after all cuts. A reflection, produced by D^0 mesons with the wrong (opposite) kaon and pion mass assignment, was subtracted using the rejected sample of the D^0 mesons originating from D^{*+} decays [39]. A clear signal is seen at the nominal value of the D^0 mass. To improve the signal-to-background ratio, only D^0 candidates with $1.845 < M(K\pi) < 1.885$ GeV were kept for the excited charm-strange meson studies. The mass distribution was fitted to a sum of a modified Gaussian function describing the signal and a background function. Monte Carlo studies showed that the background shape was compatible with being linear in the mass range above the signal. For smaller $M(K\pi)$ values, the background shape exhibits an exponential enhancement due to contributions from other D^0 decay modes and other D mesons. Therefore the background shape in the fit was described by the form $[A + B \cdot M(K\pi)]$ for $M(K\pi) > 1.86$ GeV and $[A + B \cdot M(K\pi)] \cdot \exp\{C \cdot M(K\pi)\}$ $[M(K\pi) - 1.86]$ for $M(K\pi) < 1.86$ GeV, where A, B and ${\cal C}$ were free parameters. The fit yielded the ${\cal D}^0$ mass value 1864.9 ± 0.2 MeV in agreement with the PDG value [1]. The width of the signal was 17.4 ± 0.2 MeV, reflecting the detector resolution. The number of untagged D^0 mesons yielded by the fit in the above $M(K\pi)$ range was $N(D_{\text{untag}}^0) =$ 22110 ± 440 .

5 Study of the excited charm mesons D_1^0 and D_2^{*0}

5.1 Reconstruction of $D_1^0, D_2^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$ decays

To reconstruct the $D_1^0, D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-$ decays, an excited charm meson candidate was formed by combining each selected D^{*+} candidate (Sect. 4.1) with an additional track, assumed to be a pion (π_a) , with a charge opposite to that of the D^{*+} candidate. The additional track was required to satisfy the pion dE/dx hypothesis with $l_\pi > 0.01$ (Sect. 4). To reduce the combinatorial background, the following requirements were applied:

$$p_T(\pi_a) > 0.15 \text{ GeV}, \qquad p_T(D^{*+}\pi_a)/E_T^{\theta > 10^{\circ}} > 0.25,$$

 $\cos \theta^*(D^{*+}) < 0.9$

for the D^{*+} decay channel (4.1), and

$$p_T(\pi_a) > 0.25 \text{ GeV}, \qquad p_T(D^{*+}\pi_a)/E_T^{\theta > 10^{\circ}} > 0.30,$$

 $\cos \theta^*(D^{*+}) < 0.8$

for the D^{*+} decay channel (4.2). The decay angle $\theta^*(D^{*+})$ is the angle between the D^{*+} in the $D^{*+}\pi_a$ rest frame and

the $D^{*+}\pi_a$ line of flight in the laboratory frame. A cut $\eta(\pi_a) < 1.1$ was applied to exclude the region of large track density in the forward (proton) direction.

For each excited charm meson candidate, the "extended" mass difference, $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi_a) - M(K\pi\pi_s)$ or $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi\pi_s\pi_a) - M(K\pi\pi\pi_s)$, was calculated. The invariant mass of the $D^{*+}\pi_a$ system was calculated as $M(D^{*+}\pi_a) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^{*+})_{\rm PDG}$, where $M(D^{*+})_{\rm PDG}$ is the nominal D^{*+} mass [1]. The resolution in $M(D^{*+}\pi_a)$ around the nominal masses of the D^0_1 and D^{*0}_2 mesons [1] was estimated from MC simulations to be 5.6 MeV.

Figure 5.1a shows the $M(D^{*+}\pi_a)$ distribution for D^{*+} meson candidates reconstructed in both decay channels (4.1) and (4.2). A clear enhancement is seen in the range $2.4 < M(D^{*+}\pi_a) < 2.5$ GeV, where contributions from $D_1(2420)^0$ and $D_2^*(2460)^0$ mesons are expected. The wide $D_1(2430)^0$ meson, which is also expected to contribute to the $M(D^{*+}\pi_a)$ distribution, is not distinguishable from background due to its large width $(384^{+107}_{-75} \pm 74 \text{ MeV } [1])$. No enhancement is seen in the $M(D^{*+}\pi_a)$ distribution for wrong charge combinations (histogram) formed by combining a D^{*+} candidate and π_a with the same charges. The wrong charge distribution lies generally below the distribution for the combinations with the appropriate charges, in agreement with MC predictions; this is expected near threshold since, due to charge conservation, the invariant mass distribution for random track combinations with total charge ± 2 should lie below that for track combinations with total charge zero.

5.2 Reconstruction of $D_2^{*0} \rightarrow D^+\pi^-$ decays

To reconstruct the $D_2^{*0} \to D^+\pi^-$ decays, an excited charm meson candidate was formed by combining each selected D^+ candidate (Sect. 4.2) with an additional track, assumed to be a pion (π_a) , with a charge opposite to that of the D^+ candidate. The additional track was required to satisfy the pion dE/dx hypothesis with $l_\pi > 0.01$ (Sect. 4). To reduce the combinatorial background, the following requirements were applied:

$$\eta(\pi_a) < 1.1, \qquad p_T(\pi_a) > 0.30 \text{ GeV},$$

 $p_T(D^+\pi_a)/E_T^{\theta>10} > 0.35, \qquad \cos\theta^*(D^+) < 0.8,$

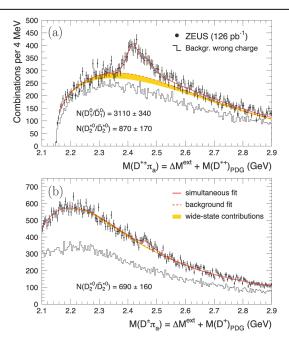
where $\theta^*(D^+)$ is the angle between the D^+ in the $D^+\pi_a$ rest frame and the $D^+\pi_a$ line of flight in the laboratory frame.

For each excited charm meson candidate, the extended mass difference, $\Delta M^{\rm ext}=M(K\pi\pi\pi_a)-M(K\pi\pi)$, was calculated. The invariant mass of the $D^+\pi_a$ system was calculated as $M(D^+\pi_a)=\Delta M^{\rm ext}+M(D^+)_{\rm PDG}$, where $M(D^+)_{\rm PDG}$ is the nominal D^+ mass [1]. The resolution in



Fig. 5.1 The distribution of (a) $M(D^{*\pm}\pi_a) = \Delta M^{\text{ext}} + M(D^{*+})_{\text{PDG}}$, where $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi_a) - M(K\pi\pi_s)$ $\Delta M^{\text{ext}} = M(K\pi\pi\pi\pi_s\pi_a) - M(K\pi\pi\pi\pi_s),$ for $D_1^0, D_2^{*0} \to D^{*\pm}\pi$ candidates and (b) $M(D^{\pm}\pi_a) = \Delta M^{\text{ext}} + M(D^+)_{\text{PDG}}$, $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi\pi) - M(K\pi\pi)$ for $D_2^{*0} \to D^{\pm}\pi$ candidates (dots). The solid curves represent the result of the simultaneous fit with the background contribution given by the dashed curves (Sect. 5.3). Contributions from the wide $D_1(2430)^0$ and $D_0^*(2400)^0$ states are shown in (a) and (b), respectively, as shaded bands. The histograms show the distributions for wrong-charge

combinations



 $M(D^+\pi_a)$ around the nominal mass of the D_2^{*0} meson [1] was estimated from MC simulations to be 7.3 MeV.

Figure 5.1b shows the $M(D^+\pi_a)$ distribution for the selected excited charm meson candidates. A small excess is seen around the nominal mass of the D_2^{*0} meson. The wide $D_0^*(2400)^0$ meson, which is also expected to contribute to the $M(D^+\pi_a)$ distribution, is not distinguishable from background due to its large width (261 \pm 50 MeV [1]). As expected from parity and angular momentum conservation for a 1+ state, no indication of the D_1^0 decay to $D^+\pi^-$ is seen. Feed-downs from the D_1^0 and D_2^{*0} mesons decaying to $D^{*+}\pi^-$ with a consequent D^{*+} decay to a D^+ and undetected neutrals, predicted by MC at $M(D^+\pi_a) \sim 2.3$ GeV, are not seen, probably due to the large combinatorial background. No signal is seen in the $M(D^+\pi_a)$ distribution for wrong charge combinations (histogram) formed by combining a D^+ candidate and a π_a with the same charges.

5.3 Mass, width and helicity parameters

To distinguish the D_1^0 (1⁺ state from j=3/2 doublet) and D_2^{*0} (2⁺ state from j=3/2 doublet) mesons from each other and from the wide $D_1(2430)^0$ (1⁺ state from j=1/2 doublet) meson, the helicity angular distribution was used. The helicity angle (α) is defined as the angle between the π_a

and π_s momenta in the D^{*+} rest frame. The helicity angular distribution can be parametrised as

$$\frac{dN}{d\cos\alpha} \propto 1 + h\cos^2\alpha,\tag{5.1}$$

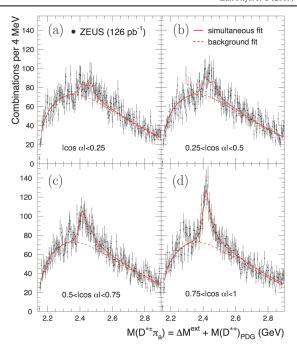
where h is the helicity parameter. HQET predicts h = 3 (h = 0) for the 1^+ state from the j = 3/2 (j = 1/2) doublet, and h = -1 for the 2^+ state from the j = 3/2 doublet.

Figure 5.2 shows the $M(D^{*+}\pi_a)$ distribution in four helicity intervals. The D_1^0 -meson contribution is increasing with $|\cos(\alpha)|$ and dominates the excess in the $M(D^{*+}\pi_a)$ distribution for $|\cos(\alpha)| > 0.75$. The dependence of the D_2^{*0} -meson contribution on the helicity angle is less pronounced; it is consistent with the expected slow decrease with $|\cos(\alpha)|$.

To extract the D_1^0 and D_2^{*0} yields and properties, a minimal χ^2 fit was performed using simultaneously the $M(D^+\pi_a)$ distribution (Fig. 5.1b) and the $M(D^{*+}\pi_a)$ distributions in four helicity intervals (Fig. 5.2). Each of the $D_1^0 \to D^{*+}\pi^-$, $D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-$ and $D_2^{*0} \to D^{+}\pi^-$ signals was represented in the fit by a relativistic D-wave Breit-Wigner function (see Appendix) convoluted with a Gaussian resolution function with a width fixed to the corresponding MC prediction. The dependence of the detector acceptance and resolution on the $M(D^{*+}\pi_a)$ or $M(D^+\pi_a)$ was obtained from MC and corrected for in the fit function. Equa-



Fig. 5.2 The distribution of $M(D^{*\pm}\pi_a) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^{*\pm})_{\rm PDG}$ for D_1^0 , $D_2^{*0} \to D^{*\pm}\pi$ candidates in four helicity intervals: (a) $|\cos\alpha| < 0.25$, (b) $0.25 < |\cos\alpha| < 0.5$, (c) $0.5 < |\cos\alpha| < 0.75$ and (d) $|\cos\alpha| > 0.75$ (add) $|\cos\alpha| > 0.75$ (d) simultaneous fit with the background contribution given by the dashed curves (see text)



tion (5.1) was used to describe the helicity distributions. The acceptance dependence on the helicity angle, found from MC to be very weak, was corrected for in the fit function. Yields of all three signals, the D_1^0 and D_2^{*0} masses, and the D_1^0 width and helicity parameters were free parameters of the fit. Since the data were not able to constrain reliably the D_2^{*0} width and helicity parameter, the D_2^{*0} width was fixed to the recently updated world average value of 43 ± 4 MeV [1] and the HQET prediction, $h(D_2^{*0}) = -1$, was used for the helicity parameter.

To describe backgrounds in the $M(D^{*+}\pi_a)$ and $M(D^{+}\pi_a)$ distributions, a functional form with three shape parameters $x^A \exp(-Bx + Cx^2)$, where $x = \Delta M^{\rm ext} - m_{\pi^+}$, was used. It was checked that such a functional form describes the wrong charge distributions well. The yields and shape parameters of the $M(D^{*+}\pi_a)$ and $M(D^{+}\pi_a)$ background functions were independent free parameters of the fit. Since neither data nor MC demonstrated a sizeable background dependence on the helicity angle, the same background function was used for the $M(D^{*+}\pi_a)$ distributions in the four helicity intervals.

The expected feed-downs from $D_1^0, D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^- \to D^+\pi^-+$ neutrals (Sect. 5.2) were included in the $M(D^+\pi_a)$ fit function; the effect on the fit results was small. Contributions from the wide $D_1(2430)^0$ and $D_0^*(2400)^0$ states were

added to the $M(D^{*+}\pi_a)$ and $M(D^+\pi_a)$ fit, respectively. Their shapes were described with a relativistic S-wave Breit-Wigner function (see Appendix) convoluted with a Gaussian resolution function with widths fixed to the MC prediction. The masses and widths of the wide excited charm mesons were set to the world-average values [1]. The $D_1(2430)^0$ yield was set to that of the narrow $D_1(2420)^0$ meson since both have the same quantum numbers. The $D_0^*(2400)^0$ yield was set to 1.7 times the $D_2^{*0} \rightarrow D^+\pi^-$ yield as observed by the FOCUS collaboration [7]. The yield measured by FOCUS covers both a direct signal from the $D_0^*(2400)^0$ and a feed-down from the $D_1(2430)^0$, decaying to $D^{*+}\pi^-$ with a consequent D^{*+} decay to a D^+ and undetected neutrals [7]

The results of the simultaneous fit including all contributions are shown in Figs. 5.1–5.2. The fit with 15 free parameters described well the $M(D^+\pi_a)$ distribution and the $M(D^{*+}\pi_a)$ distributions in four helicity intervals with a χ^2 of 913 for 925 degrees of freedom. The numbers of reconstructed excited charm mesons and values of all free background parameters yielded by the fit are summarised in Table 5.1.

The differences between the D_1^0 and D_2^{*0} masses and $M(D^{*+})_{\rm PDG}$ were



Table 5.1 The numbers of reconstructed D_1^0 and D_2^{*0} mesons and values of all free background parameters yielded by the simultaneous fit of the $M(D^+\pi_a)$ distribution and the $M(D^{*+}\pi_a)$ distributions in four helicity intervals (see text). The mass, width and helicity parameters are given in the text

Final state	$D^{*+}\pi_a$	$D^+\pi_a$
Signal yields		
$N(D_1^0)$	3110 ± 340	
$N(D_2^{*0})$	870 ± 170	690 ± 160
Background param	eters	
Yield	169 ± 18	1540 ± 300
A	0.37 ± 0.3	1.27 ± 0.7
B	1.3 ± 0.3	7.7 ± 0.4
<u>C</u>	-1.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3

$$M(D_1^0) - M(D^{*+})_{PDG}$$

= $410.2 \pm 2.1(\text{stat.}) \pm 0.9(\text{syst.}) \text{ MeV},$
 $M(D_2^{*0}) - M(D^{*+})_{PDG}$
= $458.8 \pm 3.7(\text{stat.})^{+1.2}_{-1.3}(\text{syst.}) \text{ MeV},$

and, hence, the masses of the D_1^0 and D_2^{*0} were

$$M(D_1^0) = 2420.5 \pm 2.1(\text{stat.}) \pm 0.9(\text{syst.})$$

 $\pm 0.2(\text{PDG}) \text{ MeV},$
 $M(D_2^{*0}) = 2469.1 \pm 3.7(\text{stat.})^{+1.2}_{-1.3}(\text{syst.})$
 $\pm 0.2(\text{PDG}) \text{ MeV}.$

The first uncertainties are statistical, the second are systematic (Sect. 8) and the third are due to the uncertainty of the $M(D^{*+})_{\rm PDG}$ value. Small errors due to the uncertainty of the $M(D^{*+})_{\rm PDG}-M(D^+)_{\rm PDG}$ value were included in the systematic uncertainties. The measured D_1^0 and D_2^{*0} masses are in fair agreement with the world average values [1]. The D_1^0 width yielded by the fit is

$$\Gamma(D_1^0) = 53.2 \pm 7.2 \text{(stat.)}_{-4.9}^{+3.3} \text{(syst.) MeV}$$

which is above the world average value $20.4\pm1.7~{\rm MeV}$ [1]. The observed difference can be a consequence of differing production environments. The D_1^0 width can have a sizeable contribution from the broad S-wave decay even if the S-wave admixture is small [42, 43]. A larger S-wave admixture at ZEUS with respect to that in measurements with restricted phase space, which can suppress production of the broad state, could explain why the measured D_1^0 width is larger than the world average value.

The D_1^0 helicity parameter was

$$h(D_1^0) = 5.9^{+3.0}_{-1.7}(\text{stat.})^{+2.4}_{-1.0}(\text{syst.}).$$

This is inconsistent with the prediction for a pure S-wave decay of the 1^+ state, h=0. It is consistent with the prediction for a pure D-wave decay, h=3.

In the general case of D- and S-wave mixing, the helicity angular distribution form of the 1^+ state is:

$$\frac{dN}{d\cos\alpha} \propto r + (1-r)(1+3\cos^2\alpha)/2$$
$$+\sqrt{2r(1-r)}\cos\phi(1-3\cos^2\alpha), \tag{5.2}$$

where $r = \Gamma_S/(\Gamma_S + \Gamma_D)$, $\Gamma_{S/D}$ is the *S-/D*-wave partial width and ϕ is the relative phase between the two amplitudes. Using (5.1) and (5.2), $\cos \phi$ can be expressed in terms of r and the measured value of the helicity parameter, h:

$$\cos \phi = \frac{(3-h)/(3+h) - r}{2\sqrt{2r(1-r)}}.$$
 (5.3)

Figure 5.3 compares with previous measurements the range restricted by the measured $h(D_1^0)$ value and its uncertainties in a plot of $\cos\phi$ versus r. The ZEUS range has a marginal overlap with that restricted by the CLEO measurement of $h(D_1^0)=2.74_{-0.93}^{+1.40}$ [44]. BELLE performed a three-angle analysis and measured both the $\cos\phi$ and r values [6]. The BELLE measurement, which suggested a very small admixture of S-wave to the $D_1(2420)^0 \to D^{*+}\pi^-$ decay and almost zero phase between two amplitudes, is outside the ZEUS range; the difference between the two measurements, evaluated with (5.3), is \sim 2 standard deviations.

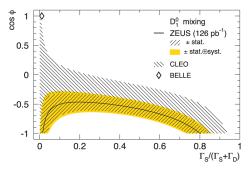


Fig. 5.3 Cosine of the relative phase of *S*- and *D*-wave amplitudes versus $r = \Gamma_S/(\Gamma_S + \Gamma_D)$ in the $D_1(2420)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ decay from the ZEUS, CLEO and BELLE measurements. There is a marginal overlap between the ranges defined by the ZEUS and CLEO measurements. The difference between the ZEUS and BELLE measurements, evaluated with (5.3), is \sim 2 standard deviations



5.4 Fragmentation and branching fractions

The numbers of reconstructed $D_1^0, D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-$ and $D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-$ decays were divided by the numbers of reconstructed D^{*+} and D^+ mesons, yielding the rates of D^{*+} and D^+ mesons originating from the D_1^0 and D_2^{*0} decays. To correct the measured rates for detector effects, the relative acceptances were calculated using the MC simulation as ratios of acceptances for the $D_1^0, D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-$ and $D_2^{*0} \to D^+\pi^-$ states to the inclusive D^{*+} and D^+ acceptances, respectively. The acceptance of the requirement $I_{\pi} > 0.01$ for the additional track was calculated with data using identified pions from D^{*+} decays (Sect. 4.1), to be (98.9 \pm 0.1)%; only pions in the kinematic range of the additional pion selection were used.

Charm production at HERA is larger than beauty production by two orders of magnitude. The small b-quark relative contributions, predicted by the MC simulation using branching fractions of b-quark decays to the charm hadrons measured at LEP, [45–48]⁵ were subtracted when calculating the relative acceptances; the subtraction changed the relative acceptances by less than 1.5% of their values. The relative acceptances were 52% for the D_1^0 , $D_2^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$ and 47% for $D_2^{*0} \rightarrow D^+\pi^-$ in the kinematic ranges described in Sect. 4.

The fractions, \mathcal{F} , of D^{*+} mesons originating from D_1^0 and D_2^{*0} decays were calculated in the kinematic range $|\eta(D^{*+})| < 1.6$ and $p_T(D^{*+}) > 1.35$ GeV for the D^{*+} decay channel (4.1), combined with channel (4.2) for $p_T(D^{*+}) > 2.8$ GeV:

$$\begin{split} \mathcal{F}_{D_1^0 \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} &= 10.4 \pm 1.2 (\text{stat.})^{+0.9}_{-1.5} (\text{syst.})\%, \\ \mathcal{F}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} &= 3.0 \pm 0.6 (\text{stat.}) \pm 0.2 (\text{syst.})\%. \end{split}$$

The fraction of D^+ mesons originating from D_2^{*0} decays, calculated in the kinematic range $p_T(D^+) > 2.8$ GeV and $|\eta(D^+)| < 1.6$ is

$$\mathcal{F}_{D_2^{*0} \to D^+\pi^-/D^+} = 7.3 \pm 1.7 (\text{stat.})^{+0.8}_{-1.2} (\text{syst.})\%.$$

The fractions measured in the restricted $p_T(D^{*+}, D^+)$ and $\eta(D^{*+}, D^+)$ kinematic ranges were extrapolated to the fractions in the full kinematic phase space using the Bowler modification [36] of the Lund symmetric fragmentation function [37] as implemented in PYTHIA [30]. Applying the estimated extrapolation factors, ~ 1.1 for $\mathcal{F}_{D_1^0, D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}}$ and ~ 1.2 for $\mathcal{F}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}}$, gives

$$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D^0_1 \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} = 11.6 \pm 1.3 ({\rm stat.})^{+1.1}_{-1.7} ({\rm syst.})\%,$$

 $^{^5}$ The published branching fractions of the b-quark decays were recalculated using updated values [1] of the relevant charm-hadron decay branching fractions.



$$\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} = 3.3 \pm 0.6 \text{(stat.)} \pm 0.2 \text{(syst.)}\%,$$

$$\mathcal{F}_{D_2^{*0} \to D^+\pi^-/D^+}^{\text{extr}} = 8.6 \pm 2.0(\text{stat.})_{-1.4}^{+1.1}(\text{syst.})\%$$
.

In the full kinematic phase space, the extrapolated fractions of D^{*+} originating from D_1^{0} and D_2^{*0} and of D^{+} originating from D_2^{*0} can be expressed as

$$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D^0_1 \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} = \frac{f(c \to D^0_1)}{f(c \to D^{*+})} \cdot \mathcal{B}_{D^0_1 \to D^{*+}\pi^-},$$

$$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} = \frac{f(c \to D_2^{*0})}{f(c \to D^{*+})} \cdot \mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-},$$

$$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D_2^{*0} \to D^+\pi^-/D^+} = \frac{f(c \to D_2^{*0})}{f(c \to D^+)} \cdot \mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^+\pi^-},$$

where the fragmentation fractions $f(c \to D_1^0)$, $f(c \to D_2^{*0})$, $f(c \to D^{*+})$ and $f(c \to D^+)$ are the rates of c quarks hadronising as a given charm meson, and $\mathcal{B}_{D_1^{0} \to D^{*+}\pi^-}$, $\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-}$ and $\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{+}\pi^-}$ are the corresponding branching fractions.

These expressions provide a means to calculate the fragmentation fractions $f(c \to D_1^0)$ and $f(c \to D_2^{*0})$, and the ratio of the two branching fractions for the D_2^{*0} meson:

$$\begin{split} f(c \to D_1^0) &= \frac{\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D_1^0 \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}}}{\mathcal{B}_{D_1^0 \to D^{*+}\pi^-}} \cdot f(c \to D^{*+}), \\ f(c \to D_2^{*0}) &= \frac{\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} \cdot f(c \to D^{*+})}{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-} + \mathcal{B}_{D_2^0 \to D^{*+}\pi^-}} \\ &+ \frac{\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-} + \mathcal{B}_{D_2^0 \to D^{*+}\pi^-}}{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-} + \mathcal{B}_{D_2^0 \to D^{*+}\pi^-}}, \\ \frac{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-}}{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-}} &= \frac{\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} \cdot f(c \to D^+)}{\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}} \cdot f(c \to D^{*+})}. \end{split}$$

The $f(c \to D^{*+})$ and $f(c \to D^+)$ values, previously measured by ZEUS [39], were recalculated with the updated PDG values of the branching fractions [1] to be

$$f(c \to D^{*+}) = 20.4 \pm 0.9(\text{stat.})^{+0.8}_{-0.7}(\text{syst.})^{+0.7}_{-1.1}(\text{br.})\%,$$

$$f(c \to D^{+}) = 21.7 \pm 1.4(\text{stat.})^{+1.3}_{-0.5}(\text{syst.})^{+1.0}_{-1.3}(\text{br.})\%,$$

where the third uncertainties are due to the branchingfraction uncertainties. This yields

$$\frac{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^+\pi^-}}{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-}} = 2.8 \pm 0.8 (\text{stat.})^{+0.5}_{-0.6} (\text{syst.})$$

in agreement with the world average value of 2.3 ± 0.6 [1]. Theoretical models [43, 49, 50] predict the ratio to be in the range from 1.5 to 3.

Eur. Phys. J. C (2009) 60: 25–45

Table 5.2 The fractions of c quarks hadronising into the D_1^0 , D_2^{*0} and D_{s1}^+ mesons (Sects. 5.4 and 6.4). The first uncertainty is statistical and the second is systematic (Sect. 8)

	$f(c\to D_1^0)[\%]$	$f(c\to D_2^{*0})[\%]$	$f(c\to D_{s1}^+)[\%]$
ZEUS	$3.5 \pm 0.4^{+0.4}_{-0.6}$	$3.8 \pm 0.7^{+0.5}_{-0.6}$	$1.11 \pm 0.16^{+0.08}_{-0.10}$
OPAL [47]	$2.1\pm0.7\pm0.3$	$5.2\pm2.2\pm1.3$	$1.6\pm0.4\pm0.3$
ALEPH [48]			$0.94 \pm 0.22 \pm 0.07$
Model [51]	1.7	2.4	0.54

Assuming isospin conservation, for which

$$\begin{split} \mathcal{B}_{D_1^0 \to D^{*+}\pi^-} &= 2/3, \\ \mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-} &+ \mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{+}\pi^-} &= 2/3, \end{split}$$

yields $f(c \to D_1^0)$ and $f(c \to D_2^{*0})$ (Table 5.2). In order to check fragmentation universality for the excited charm mesons, the measured fragmentation fractions are compared and found to be consistent with those obtained in e^+e^- annihilations. The measured $f(c \to D_1^{*0})$ and $f(c \to D_2^{*0})$ values are above the predictions of the thermodynamical model [51] (Table 5.2). The sum of the two fragmentation fractions,

$$f(c \to D_1^0) + f(c \to D_2^{*0}) = 7.3 \pm 0.8(\text{stat.})_{-0.8}^{+0.7}(\text{syst.})\%,$$

agrees with the prediction of the tunnelling model of 8.5% [52]. The predictions of both models are based on fits to the production rates of light-flavoured hadrons at LEP.

The ratio

$$f(c \to D_1^0)/f(c \to D_2^{*0}) = 0.93 \pm 0.20 \text{(stat.)} \pm 0.16 \text{(syst.)}$$

is consistent with the simple spin-counting prediction of 3/5. Both thermodynamical and tunnelling models suggest the ratio should exceed the spin-counting prediction due to the difference between the D_1^0 and D_2^{*0} masses.

6 Study of the excited charm-strange meson D_{s1}^+

6.1 Reconstruction of $D_{s1}^+ \to D^{*+} K_S^0$ decays

The K_S^0 mesons were reconstructed in their charged-decay mode, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, for those events containing a D^{*+} candidate. To identify K_S^0 candidates, displaced secondary vertices reconstructed from pairs of oppositely charged tracks [53] were used. The identification efficiency degraded for the displaced secondary vertices close to the primary vertex. Therefore, additional secondary vertices were formed from pairs of oppositely charged tracks that were not assigned to one of the displaced secondary vertices. This was

done by calculating the intersection points of the two tracks in the XY plane and requiring $|\Delta Z| < 3$ cm between the two tracks at the intersection point. To reduce the combinatorial background originating from tracks from the primary vertex, the additional secondary vertices with distances between the primary and secondary vertices in the XY plane of less than 0.5 cm were removed.

To reduce the combinatorial background, it was required that $p_T>0.15$ GeV for each track from any K_S^0 candidate, $\cos\alpha^{XY}>0.97$ and $\cos\alpha^{\phi Z}>0.85$, where α^{XY} and $\alpha^{\phi Z}$ are the projected angles in the XY and ϕZ planes, respectively, between the K_S^0 -candidate momentum and the line joining the primary to the secondary vertex. Figure 6.1 shows the invariant-mass, $M(\pi^+\pi^-)$, distribution for all remaining K_S^0 candidates. Only K_S^0 candidates with 0.480 < $M(\pi^+\pi^-)<0.515$ GeV were kept for the reconstruction of excited charm-strange mesons. The mass distribution was fitted to a sum of a modified Gaussian function describing the signal and a linear function describing the non-resonant background. The fit yielded the K_S^0 mass value 497.8 ± 0.1 MeV, in agreement with the PDG value [1]. The width of the signal was 4.1 ± 0.1 MeV reflecting the detec-

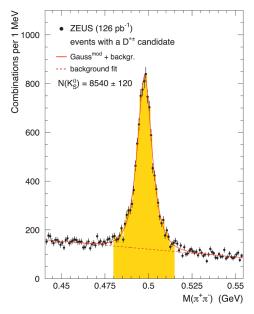


Fig. 6.1 The distribution of the invariant mass, $M(\pi^+\pi^-)$, in events with a $D^{*\pm}$ candidate. The solid curve represents a fit to the sum of a modified Gaussian function and a linear background function (*dashed curve*). Only K_S^0 candidates from the shaded range were used for the analysis of the excited charm-strange mesons

tor resolution. The number of reconstructed K_S^0 mesons in the range $0.480 < M(\pi^+\pi^-) < 0.515$ GeV yielded by the fit was $N(K_S^0) = 8540 \pm 120$.

To reconstruct the $D_{s1}^{+} \rightarrow D^{*+}K_S^0$ decays, a D_{s1}^{+} -meson candidate was formed by combining each selected D^{*+} candidate (Sect. 4.1) with the K_S^0 candidates reconstructed in the same event. For each D_{s1}^{+} candidate, the extended mass difference, $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi^+\pi^-) - M(K\pi\pi_s) - M(\pi^+\pi^-)$ or $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi\pi\pi_s\pi^+\pi^-) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_s) - M(K\pi\pi\pi\pi\pi\pi\pi_$

Figure 6.2a shows the $M(D^{*+}K_S^0)$ distribution for D^{*+} meson candidates reconstructed in both decay channels. A clear signal is seen at the nominal value of $M(D_{*1}^+)$.

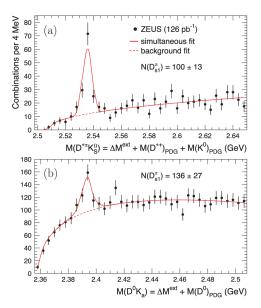


Fig. 6.2 The distribution of (a) $M(D^{*\pm}K_S^0) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^{*+})_{\rm PDG} + M(K_S^0)_{\rm PDG}$, where $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi^+\pi^-) - M(K\pi\pi_s) - M(\pi^+\pi^-)$ or $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi\pi\pi_s\pi^+\pi^-) - M(K\pi\pi\pi\pi_s) - M(\pi^+\pi^-)$, for $D_{s1}^{\pm} \to D^{*\pm}K_S^0$ candidates and (b) $M(D^0K_a) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^0)_{\rm PDG}$, where $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi K_a) - M(K\pi)$, for $D_{s1}^{\pm} \to D^{*0}K^+/\bar{D}^{*0}K^-$ candidates (dots). The solid curves represent the result of the simultaneous fit with the background contribution given by the dashed curves (Sect. 6.3)

6.2 Reconstruction of $D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+$ decays

Monte Carlo studies show that a signal from the $D_s^+ \rightarrow D^{*0}K^+$ decay, with a consequent D^{*0} decay to a D^{δ} and undetected neutrals, should be seen in the $M(D^0K^+)$ distribution with an average negative shift of 142.4 ± 0.2 MeV with respect to the nominal D_{s1}^+ mass [1], and that the shape of the signal can be reasonably well described by the modified Gaussian function (see (4.3)) with a width of 3.1 MeV.

To reconstruct the $D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+$ decays, an excited charm-strange meson candidate was formed by combining each selected untagged D^0 candidate (Sect. 4.3) with an additional track, assumed to be a kaon (K_a), with a charge opposite to that of the particle taken as a kaon to form the D^0 candidate. The additional track was required to satisfy the kaon dE/dx hypothesis with $l_K > 0.03$ (Sect. 4). To reduce the combinatorial background, the following requirements were applied:

$$\eta(K_a) < 1.1, \qquad p_T(K_a) > 0.60 \text{ GeV},$$

$$p_T(D^0 K_a) / E_T^{\theta > 10} > 0.35, \qquad \cos \theta^*(D^0) < 0.8.$$

where $\theta^*(D^0)$ is the angle between the D^0 in the D^0K_a rest frame and the D^0K_a line of flight in the laboratory frame.

For each excited charm-strange meson candidate, the extended mass difference, $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi K_a) - M(K\pi)$ was calculated. The invariant mass of the D^0K_a system was calculated as $M(D^0K_a) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^0)_{\rm PDG}$, where $M(D^0)_{\rm PDG}$ is the nominal D^0 mass [1].

Figure 6.2b shows the $M(D^0K_a)$ distribution for the selected excited charm-strange meson candidates. A signal is seen at the expected position of the feed-down from the $D_{s1}^+ \to D^{s0}K^+$ decay. No signal from the known decay $D_{s2}(2573)^+ \to D^0K^+$ [1] was observed, probably due to the large combinatorial background.

6.3 Mass, width and helicity parameters

The $M(D^{*+}K_S^0)$ distribution in four helicity intervals is shown in Fig. 6.3, with the helicity angle (α) defined as the angle between the K_S^0 and π_s momenta in the D^{*+} rest frame. The D_{s1}^+ signal decreases with $|\cos(\alpha)|$.

To extract the D_{s1}^+ yields and properties, an unbinned likelihood fit was performed using simultaneously values of $M(D^0K_a)$, $M(D^{*+}K_S^0)$, and $\cos(\alpha)$ for $D^{*+}K_S^0$ combinations. The observed narrow signals in the $M(D^{*+}K_S^0)$ and $M(D^0K_a)$ distributions were described in the fit by a Gaussian function and a modified Gaussian function, respectively. Equation (5.1) was used to describe the helicity distribution. The acceptance dependence on the helicity angle, found from MC to be very weak, was corrected for in the fit function. The average shift of the signal in the $M(D^0K_a)$ distribution with respect to the mass of D_{s1}^+ meson was fixed



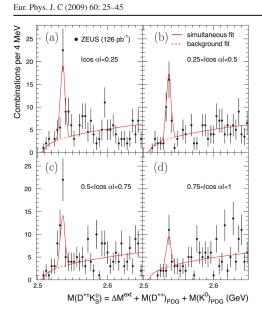


Fig. 6.3 The distribution of $M(D^{*\pm}K_s^0) = \Delta M^{ext} + M(D^{*+})_{PDG} + M(K_s^0)_{PDG}$ for $D_{s1}^{\pm} \to D^{*\pm}K_s^0$ candidates in four helicity intervals: (a) $|\cos\alpha| < 0.25$, (b) $0.25 < |\cos\alpha| < 0.5$, (c) $0.5 < |\cos\alpha| < 0.75$ and (d) $|\cos\alpha| > 0.75$ (dots). The solid contribution given by the dashed curves (see text)

to the MC prediction (Sect. 6.2). Yields and widths of both signals, the D_{s1}^+ mass and the D_{s1}^+ helicity parameter were free parameters of the fit.

To describe the background in the $M(D^{*+}K_S^0)$ distribution, a function x^A , where $x=\Delta M^{\rm ext}$, was used. The background description for the $M(D^0K_a)$ distribution required a functional form with two shape parameters $x^A \exp(-Bx)$, where $x=\Delta M^{\rm ext}-m_{K^+}$ and m_{K^+} is the kaon mass [1]. The shape parameters of the $M(D^{*+}K_S^0)$ and $M(D^0K_a)$ background functions were independent free parameters of the fit. Since neither data nor MC demonstrated a sizeable background dependence on the helicity angle, the background function for $D^{*+}K_S^0$ combinations was assumed to be helicity independent. The numbers of reconstructed D_{s1}^+ mesons and values of all free background parameters yielded by the fit are summarised in Table 6.1.

The widths of both signals yielded by the fit agree with the MC predictions for the corresponding resolutions. Thus the value of the natural D_{s1}^+ width cannot be extracted. The difference between the D_{s1}^+ mass and $M(D^{*+})_{\rm PDG}$ was

$$M(D_{s1}^+) - M(D^{*+})_{PDG} = 525.30_{-0.41}^{+0.44} \text{(stat.)}$$

 $\pm 0.10 \text{(syst.) MeV},$

and, hence, the mass of the D_{s1}^+ was

$$M(D_{s1}^{+}) = 2535.57_{-0.41}^{+0.44} (\text{stat.}) \pm 0.10 (\text{syst.})$$

 $\pm 0.17 (\text{PDG}) \text{ MeV}.$

The first uncertainty is statistical, the second is systematic (Sect. 8) and the third is due to the uncertainty of the $M(D^{*+})_{\rm PDG}$ value. Small errors due to the uncertainties of the $M(D^{*+})_{\rm PDG} - M(D^0)_{\rm PDG}$ and $M(K_0^0)_{\rm PDG}$ values were included in the systematic uncertainty. The measured D_{s1}^+ mass is in good agreement with the world average value [1].

39

The D_{s1}^+ helicity parameter was

$$h(D_{s1}^+) = -0.74_{-0.17}^{+0.23} (\text{stat.})_{-0.05}^{+0.06} (\text{syst.}).$$

The measured h value is inconsistent with the prediction for a pure D-wave decay of the 1^+ state, h=3, and is barely consistent with the prediction for a pure S-wave decay, h=0. Figure 6.4 shows a range, restricted by the measured $h(D_{s1}^+)$ value and its uncertainties, in a plot of $\cos \phi$ versus $r=\Gamma_S/(\Gamma_S+\Gamma_D)$ (see (5.3)). The measurement suggests a significant contribution of both D- and S-wave amplitudes to the $D_{s1}(2536)^+ \to D^{*+}K_S^0$ decay. The ZEUS

Table 6.1 The numbers of reconstructed D_{s}^{+} mesons and values of all free background parameters yielded by the unbinned likelihood fit performed simultaneously using values of $M(D^0K_a)$, $M(D^{*+}K_S^0)$ and helicity angle for $D^{*+}K_S^0$ combinations (see text). The mass, width and helicity parameters are given in the text

Final state	$D^{*+}K_S^0$	D^0K_a
Signal yields		
$N(D_{s1}^+)$	100 ± 13	136 ± 27
Background parameters		
A	0.43 ± 0.06	0.43 ± 0.05
B		4.3 ± 1.0

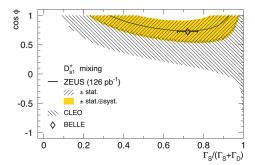


Fig. 6.4 Cosine of the relative phase of *S*- and *D*-wave amplitudes versus $r = \Gamma_S/(\Gamma_S + \Gamma_D)$ in the $D_{s1}(2536)^+ \to D^{s+}K_s^0$ decay from the ZEUS, CLEO and BELLE measurements



range agrees with that restricted by the CLEO measurement of $h(D_{s1}^+) = -0.23^{+0.40}_{-0.32}$ [54] and with the BELLE three-angle measurement of both $\cos\phi$ and r values [55].

6.4 Fragmentation and branching fractions

The numbers of reconstructed $D_{s1}^+ \to D^{s+} K_s^0$ and $D_{s1}^+ \to D^{s0} K^+$ decays were divided by the numbers of reconstructed D^{*+} and untagged D^0 mesons, respectively, yielding rates of D^{*+} and untagged D^0 mesons originating from D_{s1}^+ decays. To correct the measured rates for detector effects, the relative acceptances were calculated using the MC simulation as ratios of acceptances for the $D_{s1}^+ \rightarrow$ $D^{*+}K_S^0$ and $D_{S1}^+ \to D^{*0}K^+$ states to the inclusive D^{*+} and untagged- D^0 acceptances, respectively. The untagged- D^0 acceptance included subtraction of a small contamination to $N(D_{\text{untag}}^0)$ from unidentified D^{*+} mesons. The acceptance of the requirement $l_K > 0.03$ for the additional track was calculated with data using identified kaons from D^{*+} decays (Sect. 4.1), to be $(95.3 \pm 0.2)\%$; only the kaons from the kinematic range of the additional kaon selection were used. Subtraction of the small b-quark contribution changed the relative acceptances by less than 2.2% of their values. The relative acceptances were 38% for $D_{s1}^+ \to D^{*+} K_S^0$ and 48% for $D_{s1}^+ \to D^{*0} K^+$ in the kinematic ranges described

The fraction, \mathcal{F} , of D^{*+} mesons originating from D^{+}_{s1} decays, corrected to the fraction of K^0 mesons decaying as K^0_S (50%) and to the branching fraction of the K^0_S decay into $\pi^+\pi^-$ (69.20% [1]), was calculated in the kinematic range $|\eta(D^{*+})| < 1.6$ and $p_T(D^{*+}) > 1.35$ GeV for the D^{*+} decay channel (4.1), combined with channel (4.2) for $p_T(D^{*+}) > 2.8$ GeV:

$$\mathcal{F}_{D_{s1}^{+} \to D^{*+}K^{0}/D^{*+}} = 1.35 \pm 0.18 \text{(stat.)} \pm 0.03 \text{(syst.)}\%.$$

The fraction of untagged D^0 mesons originating from D_{s1}^+ decays, calculated in the kinematic range $p_T(D^0) > 2.8$ GeV and $|\eta(D^0)| < 1.6$ is

$$\mathcal{F}_{D_{\rm s1}^+ \to D^{*0}K^+/D_{\rm untag}^0} = 1.28 \pm 0.26 ({\rm stat.}) \pm 0.07 ({\rm syst.})\%.$$

The fractions measured in the restricted $p_T(D^{*+}, D^0)$ and $\eta(D^{*+}, D^0)$ kinematic ranges were extrapolated to the fractions in the full kinematic phase space (Sect. 5.4). Applying the estimated extrapolation factors, \sim 1.2 for $\mathcal{F}_{D^0_{s1} \to D^{*+}K^0/D^{*+}}$ and \sim 1.5 for $\mathcal{F}_{D^1_{s1} \to D^{*0}K^+/D^0_{untag}}$, gives

$$\mathcal{F}_{D_{s_1}^{+} \to D^{*+} K^0/D^{*+}}^{\text{extr}} = 1.67 \pm 0.22 (\text{stat.}) \pm 0.07 (\text{syst.})\%,$$

$$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D^+_{s1} \to D^{*0}K^+/D^0_{\rm untag}} = 1.93 \pm 0.40 ({\rm stat.})^{+0.12}_{-0.16} ({\rm syst.})\%.$$

In the full kinematic phase space, the extrapolated fractions of D^{*+} and untagged D^0 mesons originating from D^+_{s1} can

be expressed as

$$\begin{split} \mathcal{F}_{D_{s1}^{+} \to D^{*+}K^{0}/D^{*+}}^{\text{extr}} &= \frac{f(c \to D_{s1}^{+})}{f(c \to D^{*+})} \cdot \mathcal{B}_{D_{s1}^{+} \to D^{*+}K^{0}}, \\ \mathcal{F}_{D_{s1}^{+} \to D^{*0}K^{+}/D_{\text{untag}}^{0}}^{\text{extr}} &= \frac{f(c \to D_{s1}^{+})}{f(c \to D_{\text{untag}}^{0})} \cdot \mathcal{B}_{D_{s1}^{+} \to D^{*0}K^{+}}, \end{split}$$

where the fragmentation fractions $f(c \to D_{s1}^+)$, $f(c \to D^{*+})$ and $f(c \to D_{\mathrm{untag}}^0)$ are the rates of c quarks hadronising as a given charm meson, and $\mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{s+}K^0}$ and $\mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{s0}K^+}$ are the corresponding branching fractions.

These expressions provide a means to calculate the fragmentation fraction $f(c \to D_{s1}^+)$ and the ratio of the two D_{s1}^+ branching fractions:

$$\begin{split} f(c \to D_{s1}^+) &= \frac{\mathcal{F}_{s1}^{\text{extr}}}{\mathcal{B}_{s1}^+ \to D^{*+}K^0/D^{*+}} \cdot f(c \to D^{*+})}{\mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{*+}K^0} + \mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+}} \\ &+ \frac{\mathcal{F}_{D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+/D_{\text{untag}}}^{\text{extr}} \cdot f(c \to D_{\text{untag}}^0)}{\mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{*+}K^0} + \mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+}}, \\ \frac{\mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+}}{\mathcal{B}_{D_{s1}^+ \to D^{*+}K^0}} &= \frac{\mathcal{F}_{D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+/D_{\text{untag}}}^{\text{extr}} \cdot f(c \to D_{\text{untag}}^0)}{\mathcal{F}_{D_{s1}^+ \to D^{*+}K^0/D^{*+}}^{\text{extr}} \cdot f(c \to D^{*+})}. \end{split}$$

Using $f(c \to D^{*+})$ and $f(c \to D^0)$ [39], recalculated with the updated values of the branching fractions [1], and calculating the fragmentation fraction into untagged D^0

$$f(c \to D_{\text{untag}}^0) = f(c \to D^0) - f(c \to D^{*+}) \cdot \mathcal{B}_{D^{*+} \to D^0 \pi^+}$$

= 39.8 \pm 1.9(stat.) \pm 1.5(syst.)\(^{+1.5}_{-2.1}(br.)\%,

where $\mathcal{B}_{D^{*+}\to D^0\pi^+}$ is the branching fraction of the decay $D^{*+}\to D^0\pi^+$ (67.7% [1]) and the third uncertainty is due to the branching-fraction uncertainties, yields

$$\frac{\mathcal{B}_{D_{s1}^{+} \to D^{*0}K^{+}}}{\mathcal{B}_{D_{s1}^{+} \to D^{*+}K^{0}}} = 2.3 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})$$

in comparison with the world average value of 1.27 ± 0.21 [1]. Isospin invariance requires the matrix elements of the two measured D_{s1}^+ decay modes to be the same, while an enhancement of the $D^{*0}K^+$ final state is expected due to the larger phase space [50].

Assuming that the decay width of the D_{s1}^+ is saturated by the D^*K final states, i.e.

$$\mathcal{B}_{D_{s_{1}}^{+}\to D^{*+}K^{0}} + \mathcal{B}_{D_{s_{1}}^{+}\to D^{*0}K^{+}} = 1,$$

yields $f(c \rightarrow D_{s1}^{-1})$ (Table 5.2). The measured fragmentation fraction value agrees with those obtained in e^+e^- annihilations and is above the prediction of the thermodynamical model [51].



The ratio for the two 1+ states

$$f(c \to D_{s1}^+)/f(c \to D_1^0) = 0.31 \pm 0.06(\text{stat.})_{-0.04}^{+0.05}(\text{syst.})$$

represents the strangeness-suppression factor for *P*-wave charm mesons. The measured value agrees with measurements of the strangeness-suppression factor for the lowest-mass charm mesons [15, 39, 56] and with the value of 0.3, used by default in simulations based on the Lund string fragmentation scheme [57, 58].

7 Search for the radially excited charm meson $D^{*\prime+}$

To search for the $D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$ decays, a $D^{*\prime+}$ candidate was formed by combining each selected D^{*+} candidate (Sect. 4.1) with two additional tracks with opposite charges. The additional tracks were assumed to be pions (π_a^\pm) , and were required to satisfy the pion dE/dx hypothesis with $l_\pi > 0.01$ (Sect. 4). To reduce the combinatorial background, the cuts $\eta(\pi_a^\pm) < 1.1$ and $\cos\theta^*(D^{*+}) < 0.8$ were imposed, where $\theta^*(D^{*+})$ is the angle between the D^{*+} in the $D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-$ rest frame and the $D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-$ line of flight in the laboratory frame. To further reduce the combinatorial background, the following requirements were applied:

$$p_T(\pi_a^{\pm}) > 0.15 \text{ GeV}, \qquad p_T(D^{*+}\pi_a^{+}\pi_a^{-})/E_T^{\theta > 10} > 0.25$$

for the D^{*+} decay channel (4.1) and

$$p_T(\pi_a^{\pm}) > 0.25 \text{ GeV}, \qquad p_T(D^{*+}\pi_a^{+}\pi_a^{-})/E_T^{\theta > 10} > 0.30$$

for the D^{*+} decay channel (4.2).

For each $D^{*'+}$ candidate, the extended mass difference, $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi_a^+\pi_a^-) - M(K\pi\pi_s)$ or $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi\pi\pi_s\pi_a^+\pi_a^-) - M(K\pi\pi\pi\pi_s)$, was calculated. The invariant mass of the $D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-$ system was calculated as $M(D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^{*+})_{\rm PDG}$. The resolution in $M(D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-)$ around 2.64 GeV, where a narrow signal was reported by the DELPHI Collaboration [12], was estimated from MC simulations to be 5.6 MeV.

Figure 7.1 shows the $M(D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-)$ distribution below 2.9 GeV. The distribution was investigated in the full accessible range; no narrow resonance was observed.

An estimate of the fraction of D^{*+} mesons originating from the $D^{*++} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$ decays was performed in the signal window of 2.59 $< M(D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-) < 2.69$ GeV. This window covers both theoretical predictions [11] and the DELPHI measurement [12]. The $M(D^{*+}\pi_a^+\pi_a^-)$ distribution was fitted outside the signal window to the background functional form with two shape parameters, $x^A \exp(-Bx)$, where $x = \Delta M^{\rm ext} - 2m_{\pi^+}$. The number of reconstructed

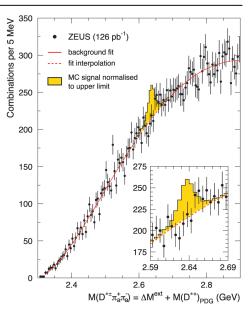


Fig. 7.1 The distribution of $M(D^{*\pm}\pi_a^+\pi_a^-) = \Delta M^{\rm ext} + M(D^{*+})_{\rm PDG}$, where $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi_a^+\pi_a^-) - M(K\pi\pi_s)$ or $\Delta M^{\rm ext} = M(K\pi\pi_s\pi_s^+\pi_a^+\pi_a^-) - M(K\pi\pi\pi\pi_s)$, for $D^{*\pm} \to D^{*\pm}\pi^+\pi^-$ candidates (dots). The inset shows the $D^{*\prime\pm}$ signal window covering both theoretical predictions and the DELPHI measurement. The solid curve is a fit to the background function outside the signal window. The shaded histogram shows the Monte Carlo $D^{*\prime\pm}$ signal, normalised to the obtained upper limit (95% C.L.) and shown on top of the fit interpolation (dashed curve)

 $D^{*\prime+}$ mesons was estimated to be 104 ± 83 by subtracting the background function, integrated over the signal window, from the observed number of candidates in the window.

The number of reconstructed $D^{*'+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$ decays was divided by the number of reconstructed D^{*+} mesons, yielding a fraction of D^{*+} mesons originating from the $D^{*'+}$ decays. To correct the measured fraction for detector effects, the relative acceptance was calculated using the MC simulation (Sect. 3) as a ratio of an acceptance for the $D^{*'+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$ state to the inclusive D^{*+} acceptance. The acceptance of the requirement $l_\pi > 0.01$ for the additional tracks was calculated with data (Sect. 5.4). Subtraction of the small b-quark contribution, performed under a conservative assumption that all $D^{*'+}$ mesons are produced in charm fragmentation, changed the relative acceptance by $\sim 1.7\%$ of its value. The relative acceptance was found to be 34% in the kinematic range described in Sect. 4.1.

The fraction, \mathcal{F} , of D^{*+} mesons originating from D^{*+} decays was calculated in the kinematic range $|\eta(D^{*+})| <$



1.6 and $p_T(D^{*+}) > 1.35$ GeV for the D^{*+} decay channel (4.1), combined with channel (4.2) for $p_T(D^{*+}) > 2.8$ GeV:

$$\mathcal{F}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-/D^{*+}} = 0.54 \pm 0.43 (\text{stat.})^{+0.03}_{-0.08} (\text{syst.})\%.$$

The fraction measured in the restricted $p_T(D^{*+})$ and $\eta(D^{*+})$ kinematic range was extrapolated to the fraction in the full kinematic phase space (Sect. 5.4). Applying the estimated extrapolation factor, \sim 1.2, gives

$$\mathcal{F}^{\text{extr}}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-/D^{*+}} = 0.67 \pm 0.53 \text{(stat.)}^{+0.03}_{-0.10} \text{(syst.)}\%.$$

In the full kinematic phase space, the extrapolated ratio can be expressed as

$$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-/D^{*+}} = \frac{f(c \to D^{*\prime+})}{f(c \to D^{*+})} \cdot \mathcal{B}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-},$$

where the fragmentation fraction $f(c \to D^{*\prime+})$ is the rate of c quarks hadronising as $D^{*\prime+}$, and $\mathcal{B}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-}$ is the branching fraction of the decay $D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$.

Using $f(c \to D^{*+})$ [39], recalculated with the updated branching fractions [1], an upper limit was set on the product of the fraction of c quarks hadronising as a D^{*+} meson and the branching fraction of the $D^{*+} \to D^{*+} \pi^+ \pi^-$ decay in the mass range 2.59 $< M(D^{*+} \pi_a^+ \pi_a^-) < 2.69$ GeV:

$$f(c \to D^{*\prime+}) \cdot \mathcal{B}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-} < 0.4\% \quad (95\% \text{ C.L.}).$$

The upper limit is the frequentist confidence bound calculated assuming a Gaussian probability function in the unified approach [59]. It is stronger than the 0.9% limit on $D^{*\prime\pm}$ production in charm fragmentation obtained by OPAL [13].

The ratio of the $D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$ to $D^0_1, D^{*0}_2 \to D^{*+}\pi^-$ decay yields, calculated as

$$\begin{split} &\mathcal{R}_{D^{s\prime +} \to D^{s+} \pi^+ \pi^- / D_1^0, D_2^{s_0} \to D^{s+} \pi^-} \\ &= \frac{\mathcal{F}_{D^{s\prime +} \to D^{s+} \pi^+ \pi^- / D^{s+}}^{\text{extr}}}{\mathcal{F}_{D^{10} \to D^{s+} \pi^- / D^{s+}}^{\text{extr}} + \mathcal{F}_{D_2^{10} \to D^{s+} \pi^- / D^{s+}}^{\text{extr}}}, \end{split}$$

is compared with those obtained by DELPHI [12] and OPAL [13] in Table 7.1. The ZEUS measurement is more

Table 7.1 The ratio of the $D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^+\pi^-$ and $D^0_1, D^{*0}_2 \to D^{*+}\pi^-$ decay yields, $\mathcal{R}_{D^{*\prime+}\to D^{*+}\pi^+\pi^-/D^0_1, D^{*0}_2\to D^{*+}\pi^-}$. The first uncertainty is statistical and the second is systematic (Sect. 8)

	$\mathcal{R}_{D^{*'+}\to D^{*+}\pi^+\pi^-/D_1^0,D_2^{*0}\to D^{*+}\pi^-}$
DELPHI [12], $Z^0 \to b\bar{b}, c\bar{c}$	$49 \pm 18 \pm 10\%$
OPAL [13], $Z^0 \to b\bar{b}, c\bar{c}$	$5\pm10\pm0.2\%$
	<22% (95% C.L.)
ZEUS, $ep \rightarrow c\bar{c}X$	$4.5 \pm 3.6^{+0.6}_{-0.7}\%$
	<12% (95% C.L.)

sensitive to the existence of a narrow resonance decaying to $D^{*+}\pi^+\pi^-$. However, it is sensitive only to the resonance production in charm fragmentation while the LEP measurements are also sensitive to beauty fragmentation.

8 Systematic uncertainties

The systematic uncertainties of the measured values were determined by varying the analysis procedure and repeating all calculations. The sizes of the variations were chosen commensurate with the estimated uncertainties of the relevant parameters and variables. The following groups of systematic uncertainties were considered.

- {δ₁} The uncertainties related to the signal and helicity extraction procedures were obtained as follows:
 - for the D*+ signals: the ranges for the background normalisation were reduced by 2 MeV on either side; the fit was used instead of the subtraction procedure;
- for the D^+ signal: the range for the signal fit was reduced by 20 MeV on either side; the amounts of the subtracted D_s^+ and Λ_c^+ reflections were varied in the range of their uncertainties; a higher-order polynomial was included in the background parametrisation;
- for the untagged D^0 signal: the range for the signal fit was reduced by 20 MeV on either side; the value of $M(K\pi)$, where the background form with the exponential enhancement turns into the linear form, was varied between 1.84 GeV and 1.88 GeV; a higher-order polynomial was included in the background parametrisation;
- for the D_1^0 and D_2^{*0} signals: the ranges for the signal fit were reduced by 20 MeV on either side; higher-order polynomials were included in the exponential of the background parametrisations; the masses and widths of the wide excited charm mesons were varied in the range of their uncertainties [1] and their yields were varied by $\pm 50\%$;
- for the D₁⁰ helicity distribution: the acceptance dependence on the helicity angle was varied in the range of

Table 8.1 The total and δ_1 – δ_3 (see text) systematic uncertainties for the mass, width and helicity parameters of the excited charm and charm-strange mesons

	Total	δ_1	δ_2	δ_3
$M(D_1^0)$ [MeV]	±0.9	+0.4 -0.5	±0.8	±0.0
$M(D_2^{*0})$ [MeV]	+1.2 -1.3	+0.6 -0.8	±1.0	$^{+0.1}_{-0.0}$
$\Gamma(D_1^0)$ [MeV]	+3.3 -4.9	+3.3 -4.9	± 0.2	±0.0
$h(D_1^0)$	+2.4 -1.0	$^{+2.4}_{-1.0}$	± 0.0	± 0.0
$M(D_{s1}^+)$ [MeV]	± 0.10	$^{+0.06}_{-0.05}$	± 0.08	± 0.02
$h(D_{s1}^{+})$	$^{+0.06}_{-0.05}$	+0.06 -0.05	-	± 0.00



Eur. Phys. J. C (2009) 60: 25–45

Table 8.2 The total and δ_1 - δ_9 (see text) systematic uncertainties for extrapolated fractions, for ratios of the dominant branching fractions and for fragmentation fractions of the excited charm and charm-strange mesons

	Total	δ ₁ (%)	δ_2	δ_2 δ_3 (%) (%)	δ ₄ (%)	δ ₅ (%)	δ ₆ (%)	δ ₇ (%)	δ ₈ (%)	δ ₉ (%)
	(%)		(%)							
$\mathcal{F}^{\mathrm{extr}}_{D^0_1 o D^{*+}\pi^-/D^{*+}}$	+9.3 -14.4	+8.5 -13.9	$^{+0.6}_{-0.3}$	±0.0	±0.1	$^{+2.2}_{-2.3}$	-	$^{+1.1}_{-0.6}$	±0.7	±2.6
$\mathcal{F}_{D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-/D^{*+}}^{\text{extr}}$	$^{+6.5}_{-7.1}$	$^{+5.1}_{-5.9}$	$^{+0.3}_{-0.5}$	± 0.0	± 0.1	$^{+2.4}_{-2.1}$	-	$^{+1.0}_{-0.6}$	± 1.2	$^{+2.8}_{-2.9}$
$\mathcal{F}_{D_2^{*0} \rightarrow D^+\pi^-/D^+}^{\text{extr}}$	$^{+12.3}_{-16.7}$	$^{+10.8}_{-15.8}$	$^{+3.0}_{-0.7}$	$^{+0.2}_{-1.0}$	± 0.1	$^{+2.8}_{-3.1}$	-	$^{+1.0}_{-0.4}$	$^{+1.4}_{-1.0}$	$^{+4.6}_{-4.2}$
$\frac{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^+ \pi^-}^{2}}{\mathcal{B}_{D_2^{*0} \to D^{*+} \pi^-}}$	$^{+18.3}_{-20.0}$	$^{+12.0}_{-16.1}$	$^{+1.7}_{-0.4}$	±0.2	±0.0	$^{+0.4}_{-1.0}$	$^{+13.2}_{-11.2}$	$^{+0.5}_{-0.8}$	$^{+1.3}_{-0.9}$	+3.2 -4.8
$f(c \to D_1^0)$	+11.5 -16.4	$^{+8.5}_{-13.9}$	$^{+0.6}_{-0.3}$	± 0.0	± 0.1	$^{+2.2}_{-2.3}$	+6.9 -7.8	$^{+1.1}_{-0.6}$	± 0.7	± 2.6
$f(c \rightarrow D_2^{*0})$	$^{+12.3}_{-14.6}$	$^{+8.2}_{-11.8}$	$^{+0.9}_{-0.0}$	$^{+0.1}_{-0.7}$	± 0.1	$^{+2.7}_{-2.8}$	+7.7 -7.1	$^{+0.3}_{-0.0}$	$^{+1.2}_{-1.0}$	$^{+4.0}_{-3.6}$
$\mathcal{F}_{D_{s1}^{+} \to D^{*+}K^{0}/D^{*+}}^{\text{extr}}$	+4.5 -4.1	$^{+1.6}_{-2.0}$	$^{+0.7}_{-0.3}$	± 0.0	± 0.0	$^{+0.1}_{-0.0}$	± 0.1	$^{+1.7}_{-1.0}$	± 0.6	$^{+3.7}_{-3.3}$
$\mathcal{F}_{D_{s1}^+ \to D^{*0}K^+/D_{\mathrm{untag}}^0}^{\mathrm{extr}}$	$^{+6.3}_{-8.3}$	$^{+1.9}_{-4.0}$	$^{+3.0}_{-0.7}$	± 0.2	± 0.3	$^{+3.8}_{-3.5}$	-	$^{+0.5}_{-0.4}$	$^{+1.4}_{-0.7}$	$^{+3.3}_{-6.2}$
$\frac{\mathcal{B}_{D_{s1}^{+}\to D^{*0}K^{+}}}{\mathcal{B}_{D_{s1}^{+}\to D^{*+}K^{0}}}$	$^{+12.5}_{-13.3}$	+2.7 -4.3	$^{+2.6}_{-0.4}$	$^{+0.2}_{-1.0}$	±0.3	$^{+3.6}_{-3.5}$	$^{+11.0}_{-10.3}$	$^{+1.2}_{-1.8}$	$^{+0.9}_{-0.4}$	$^{+2.0}_{-6.0}$
$f(c \rightarrow D_{s1}^+)$	+7.4 -8.6	$^{+1.4}_{-2.8}$	$^{+2.3}_{-0.6}$	$^{+0.1}_{-0.2}$	± 0.2	$^{+2.6}_{-2.8}$	+5.3 -6.1	$^{+0.6}_{-0.4}$	$^{+1.1}_{-0.7}$	$^{+3.2}_{-4.8}$
$\mathcal{F}^{\rm extr}_{D^{*\prime+}\to D^{*+}\pi^+\pi^-/D^{*+}}$	+4.7 -15.0	$^{+3.0}_{-13.9}$	$^{+1.6}_{-2.0}$	-	±0.2	+2.0 -2.4	-	$^{+1.3}_{-0.7}$	$^{+2.0}_{-1.0}$	$^{+1.2}_{-4.5}$

its uncertainty; the background functions in the four helicity intervals were allowed to have separate normalisations:

- for the D_{s1}^+ signals: the ranges for the signal fit were reduced by 12 MeV on the upper side; higher-order polynomials were included in the exponential of the background parametrisations; the average shift of the signal in the $M(D^0K_a)$ distribution with respect to the mass of D_{s1}^+ meson was varied in the range of its uncertainty (Sect. 6.2);
- for the D_{s1}⁺ helicity distribution: the acceptance dependence on the helicity angle was varied in the range of its uncertainty; the background function was allowed to have a free helicity parameter;
- for the D*'+ signal search: the range for the background fit was reduced by 12 MeV on the upper side; a higher-order polynomial was included in the exponential of the background parametrisation;
- $\{\delta_2\}$ The uncertainty of the tracking reconstruction and simulation was taken into account by varying all momenta by $\pm 0.1\%$ (magnetic field uncertainty) and by changing the track momentum and angular resolutions by $\pm 5\%$ of their values.
- $\{\delta_3\}$ The uncertainties of $M(D^{*+})_{PDG} M(D^+)_{PDG}$, $M(D^{*+})_{PDG} M(D^0)_{PDG}$ and $M(K_S^0)_{PDG}$ were included.
- {δ₄} The uncertainties of the dE/dx requirements applied to the additional tracks (Sects. 5.4, 6.4 and 7) were taken into account.
- {δ₅} The uncertainty of the CAL simulation was determined by varying the CAL energy scale by ±2%.

- $\{\delta_6\}$ The uncertainties of the fragmentation fractions $f(c \to D^{*+})$, $f(c \to D^+)$ and $f(c \to D^0_{\rm untag})$ were determined by adding in quadrature their statistical and systematic uncertainties and the errors originating from the branching-fraction uncertainties. The uncertainty of the branching fraction of the K_S^0 decay into $\pi^+\pi^-$ [1] was also taken into account.
- $\{\delta_7\}$ The model dependence of the acceptance corrections was estimated by varying the $p_T(D^{*+}, D^+, D^0)$ and $\eta(D^{*+}, D^+, D^0)$ distributions of the MC sample by their uncertainties; the MC fraction of the lowest-mass charm mesons produced in a vector state was taken to be 0.6 ± 0.1 .
- {δ₈} The uncertainty of the beauty subtraction was determined by varying the b-quark cross section by a factor of two in the MC sample and by varying the branching fractions of b-quarks to charm hadrons by their uncertainties [45–48].
- {δ₉} The extrapolation uncertainties were determined by varying relevant parameters of the PYTHIA simulation using the Bowler modification [36] of the Lund symmetric fragmentation function [37].⁶ The following variations were performed:
 - the mass of the c quark was taken to be 1.5 ± 0.2 GeV;

⁶An adequate use of the Peterson fragmentation function [60] for the extrapolation was not possible due to the absence of predictions or measurements of the Peterson parameter values for all involved charm mesons. Using the Peterson fragmentation function with the same parameter value (0.05) for all charm mesons increases the extrapolation factors by 10–25%.



- the strangeness suppression factor was taken to be 0.3 ± 0.1 ;
- the fraction of the lowest-mass charm mesons produced in a vector state was taken to be 0.6 ± 0.1 ;
- production rates of the excited charm and charmstrange mesons were varied by $\pm 50\%$ around the central values tuned to reproduce the measured fractions of c quarks hadronising into D_1^0 , D_z^{*0} or D_s^{\dagger} ;
- the Bowler fragmentation function parameter r_c was varied from the predicted value 1 to 0.5; the a and b parameters of the Lund symmetric function were varied by ±20% around their default values [30].

Contributions from the different systematic uncertainties were calculated and added in quadrature separately for positive and negative variations. The results are given in Tables 8.1–8.2.

The relatively narrow ΔM , $M(K\pi\pi)$ and $M(K\pi)$ ranges, used for the excited charm and charm-strange meson studies, selected only the central parts of the D^{*+} , D^+ and D^0 signals, respectively (Sect. 4). It was checked that increasing the narrow ranges by 25–50% produced no effect on the results beyond the expected statistical fluctuations. Similarly, no systematic shifts were found when removing the $\eta(\pi_a, K_a) < 1.1$ requirement from the excited state selections (Sects. 5.1, 5.2, 6.2 and 7). It was also checked that the D_1^0 width value cannot be significantly reduced by including an interference between the signal and background.

9 Summary

Sizeable production of the excited charm and charm-strange mesons was observed in ep interactions. The measured masses of the D_1^0 , D_2^{*0} and D_{s1}^+ are in reasonable agreement with the world average values [1]. The measured D_1^0 width is

$$\Gamma(D_1^0) = 53.2 \pm 7.2 \text{(stat.)}_{-4.9}^{+3.3} \text{(syst.) MeV}$$

which is above the world average value 20.4 ± 1.7 MeV [1]. The measured D_1^0 helicity parameter is

$$h(D_1^0) = 5.9^{+3.0}_{-1.7}(\text{stat.})^{+2.4}_{-1.0}(\text{syst.}),$$

which is inconsistent with the prediction of h = 0 for a pure S-wave decay of the 1^+ state, and is consistent with the prediction of h = 3 for a pure D-wave decay. In the general case of D- and S-wave mixing, the allowed region of the mixing parameters is consistent with the CLEO measurement [44] and marginally consistent with the BELLE result [6].

The measured D_{s1}^+ helicity parameter is

$$h(D_{s1}^+) = -0.74_{-0.17}^{+0.23} (\text{stat.})_{-0.05}^{+0.06} (\text{syst.}).$$



This value is inconsistent with the prediction of h=3 for a pure D-wave decay of the 1^+ state, and is barely consistent with the prediction of h=0 for a pure S-wave decay. The measurement suggests a significant contribution of both D-and S-wave amplitudes to the $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{s+}K_S^0$ decay. The allowed region of the mixing parameters is consistent with the CLEO measurement [54] and with the BELLE result [55].

The ratios of the dominant D_2^{*0} and D_{s1}^+ branching fractions are

$$\frac{\mathcal{B}_{D_2^{*0}\to D^+\pi^-}}{\mathcal{B}_{D_7^{*0}\to D^{*+}\pi^-}} = 2.8 \pm 0.8 (\text{stat.})^{+0.5}_{-0.6} (\text{syst.}),$$

$$\frac{\mathcal{B}_{D_{s1}^{+} \to D^{*0}K^{+}}}{\mathcal{B}_{D_{s1}^{+} \to D^{*+}K^{0}}} = 2.3 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})$$

in agreement with the world average values [1].

The fractions of c quarks hadronising into D_1^0 , D_2^{*0} or D_{s1}^+ mesons are consistent with those obtained in e^+e^- annihilations (Table 5.2), in agreement with charm fragmentation universality. Sizeable fractions of the D^{*+} , D^+ and D^0 mesons emanate from these excited states.

No radially excited $D^{*'+}$ meson was observed. An upper limit, stronger than that obtained by OPAL [13], was set on the product of the fraction of c quarks hadronising as a $D^{*'+}$ meson and the branching fraction of the $D^{*'+} \rightarrow D^{*+}\pi^+\pi^-$ decay in the range of the $D^{*'+}$ mass from 2.59 to 2.69 GeV:

$$f(c \to D^{*\prime+}) \cdot \mathcal{B}_{D^{*\prime+} \to D^{*+}\pi^{+}\pi^{-}} < 0.4\%$$
 (95% C.L.).

Acknowledgements We would like to thank the DESY Directorate for their strong support and encouragement. The remarkable achievements of the HERA machine group were essential for the successful completion of this work and are greatly appreciated. The design, construction and installation of the ZEUS detector was made possible by the efforts of many people who are not listed as authors. We thank Stephen Godfrey for useful discussions.

Appendix: Relativistic Breit-Wigner function

The mass distribution, M, of a resonance with a non-negligible natural width decaying into two particles is described by a relativistic Breit-Wigner function with a mass-dependent width [61]:

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{MM_0\Gamma(M)}{(M^2-M_0^2)^2+M_0^2\Gamma^2(M)}, \label{eq:mass}$$

$$\Gamma(M) = \Gamma_0 \frac{M_0}{M} \left(\frac{p^*}{p_0^*} \right)^{2l+1} F^l(p^*, p_0^*),$$

where Γ_0 is the nominal resonance width, p^* is the momentum of the decay products in the resonance rest frame and

 p_0^* is the value of p^* at the resonance nominal mass M_0 . The hadron transition form-factor, $F^{l}(p^*, p_0^*)$, in the Blatt-Weisskopf parametrisation [62] equals 1 for S-wave (l = 0)

$$F^{2}(p^{*}, p_{0}^{*}) = \frac{9 + 3(p_{0}^{*}r)^{2} + (p_{0}^{*}r)^{4}}{9 + 3(p^{*}r)^{2} + (p^{*}r)^{4}}$$

Eur. Phys. J. C (2009) 60: 25-45

for D-wave (l = 2) decays, where $r = 1.6 \text{ GeV}^{-1}$ is a hadron scale.

References

- 1. W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 33, 1 (2006) and 2007 partial update for the 2008 edition, available on http://pdg.lbl.gov
- 2. N. Isgur, M.B. Wise, Phys. Lett. B 232, 113 (1989)
- 3. M. Neubert, Phys. Rev. A 245, 259 (1994)
- 4. N. Isgur, M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. 66, 1130 (1991)
- 5. J.L. Rosner, Commun. Nucl. Part. Phys. 16, 109 (1986)
- 6. K. Abe et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. D 69, 112002 (2004)
- 7. J.M. Link et al. (FOCUS Collaboration), Phys. Lett. B 586, 11 (2004)
- 8. B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90, 242001 (2003)
- D. Besson et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D 68, 032002 (2003)
- 10. S. Godfrey, N. Isgur, Phys. Rev. D 32, 189 (1985)
- 11. D. Ebert, V.O. Galkin, R.N. Faustov, Phys. Rev. D 57, 5663 (1998)
- 12. P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. B 426, 231
- 13. G. Abbiendi et al. (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J. C 20, 445 (2001)
- 14. A. Aktas et al. (H1 Collaboration), Eur. Phys. J. C 51, 271 (2007) and references therein
- 15. S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration), J. High Energy Phys. 07, 074 (2007) and references therein
- 16. U. Holm (ZEUS Collaboration) (ed.), The ZEUS Detector. Status Report (unpublished), DESY (1993), available on http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html
- 17. N. Harnew et al., Nucl. Instrum. Methods A 279, 290 (1989)
- 18. B. Foster et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. B 32, 181 (1993)
- 19. B. Foster et al., Nucl. Instrum. Methods A 338, 254 (1994)
- 20. J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration), Phys. Lett. B 481, 213
- 21. J. Breitweg et al. (ZEUS Collaboration), Eur. Phys. J. C 18, 625 (2001)
- 22. D. Bartsch, Ph.D. Thesis, Bonn University, Report BONN-IR-2007-05, 2007
- 23. M. Derrick et al., Nucl. Instrum. Methods A 309, 77 (1991)
- A. Andresen et al., Nucl. Instrum. Methods A 309, 101 (1991)
- 25. A. Caldwell et al., Nucl. Instrum. Methods A 321, 356 (1992)

- A. Bernstein et al., Nucl. Instrum. Methods A 336, 23 (1993)
- 27. J. Andruszków et al., Preprint DESY-92-066, DESY, 1992
- 28. M. Derrick et al. (ZEUS Collaboration), Z. Phys. C 63, 391 (1994)

45

- 29. J. Andruszków et al., Acta Phys. Pol. B 32, 2025 (2001)
- 30. T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82, 74 (1994)
- 31. H. Jung, Comput. Phys. Commun. 86, 147 (1995)
- 32. A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring, Comput. Phys. Commun. 69, 155 (1992). Also in Proc. Workshop Physics at HERA, 1991, DESY, Hamburg
- 33. H.L. Lai et al. (CTEQ Collaboration), Eur. Phys. J. C 12, 375 (2000)
- 34. M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Phys. Rev. D 46, 1973 (1992)
- 35. B. Andersson et al., Phys. Rep. 97, 31 (1983)36. M.G. Bowler, Z. Phys. C 11, 169 (1981)
- B. Andersson, G. Gustafson, B. Söderberg, Z. Phys. C 20, 317 (1983)
- 38. R. Brun et al., GEANT3, Technical Report CERN-DD/EE/84-1, CERN, 1987
- 39. S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration), Eur. Phys. J. C 44, 351
- 40. W.H. Smith, K. Tokushuku, L.W. Wiggers, in Proc. Computing in High-Energy Physics (CHEP), Annecy, France, Sept. 1992, ed. by C. Verkerk, W. Wojcik (CERN, Geneva, 1992), p. 222. Also in preprint DESY 92-150B
- 41. S. Chekanov et al. (ZEUS Collaboration), Eur. Phys. J. C 38, 29 (2004)
- 42. M. Lu, M.B. Wise, N. Isgur, Phys. Rev. D 45, 1553 (1992)
- 43. A.F. Falk, M.E. Peskin, Phys. Rev. D 49, 3320 (1994)
- 44. P. Avery et al. (CLEO Collaboration), Phys. Lett. B 331, 236 (1994). Erratum-ibid B 342, 453 (1995)
- 45. D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B 388, 648
- 46. K. Ackerstaff et al. (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J. C 1, 439
- 47. K. Ackerstaff et al. (OPAL Collaboration), Z. Phys. C 76, 425
- 48. A. Heister et al. (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B 526, 34 (2002)
- J.L. Rosner, Commun. Nucl. Part. Phys. 16, 109 (1986)
- S. Godfrey, R. Kokoski, Phys. Rev. D 43, 1130 (1991)
- 51. F. Becattini, Z. Phys. C 69, 485 (1996)
- 52. Y.-J. Pei, Z. Phys. C 72, 39 (1996)
- 53. P. Billoir, S. Qian, Nucl. Instrum. Methods A 311, 139 (1992)
- 54. J.P. Alexander et al. (CLEO Collaboration), Phys. Lett. B 303, 377 (1993)
- 55. V. Balagura et al. (BELLE Collaboration), Phys. Rev. D 77, 032001 (2008)
- A. Aktas et al. (H1 Collaboration), Eur. Phys. J. C 38, 447 (2005)
- 57. T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 39, 347 (1986)
- 58. T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 43, 367 (1987)
- 59. G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D 57, 3873 (1998)
- C. Peterson et al., Phys. Rev. D 27, 105 (1983)
- 61. J.D. Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1964)
- 62. J. Blatt, V. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New York, 1952), p. 361



ЧАСТЬ 3 ФОТОАРХИВ

Неполным был бы сборник о Павле Фёдоровиче Ермолове без фотографий, документирующих множество моментов его насыщенной жизни. Его семья, его портреты, каждый из его важнейших экспериментов и жизненных этапов, навсегда запечатленный камерой тех, кто был с ним рядом.



Страница из семейного альбома. На фотографиях: мать Мария Степановна и отец Фёдор Васильевич Ермоловы, старший брат Виктор Фёдорович Ермолов, младшая сестра Антонина Фёдоровна Ермолова (Казанкина) и Павел Фёдорович Ермолов, г. Ленинград



Павел Фёдорович с родителями Марией Степановной и Фёдором Васильевичем Ермоловыми, г. Москва



П. Ф. Ермолов с женой и дочкой дома, г. Дубна, 1958 г.



П.Ф. Ермолов, 1962 г.



Павел Фёдорович с дочкой Машей в день защиты докторской диссертации, 12 июля 1974 г. пос. Протвино (г. Серпухов)



Павел Фёдорович Ермолов с супругой Ларисой Петровной в гостях у членакорреспондента АН СССР Н. Н. Говоруна дома, г. Дубна, 1978 г. Н. Н. Говорун— руководитель лаборатории вычислительной техники и автоматизации (ЛВТА) ОИЯИ с 1966 года



Павел Фёдорович с супругой Ларисой Петровной на Университетском проспекте, г. Москва, октябрь 1980 г.



Отцу, Фёдору Васильевичу Ермолову, 80 лет, 1985 г. (справа — брат Виктор Фёдорович)



Маме, Марии Степановне Ермоловой, 100 лет, г. Санкт-Петербург, 2001 г. (слева — сестра Антонина Фёдоровна)



Директор Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) ОИЯИ В. П. Джелепов (в центре) с сотрудниками в экспериментальном зале. П. Ф. Ермолов в последнем ряду, второй справа, г. Дубна, 1960 г.



П. Ф. Ермолов с коллегами в ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна



П. Ф. Ермолов, сотрудник ЛЯП ОИЯИ, в кулуарах XII Международной конференции по физике высоких энергий, г. Дубна, 5-15 августа 1964 г.



Сектор пузырьковых камер ИФВЭ, которым руководил кандидат ф.-м. н. П. Ф. Ермолов (слева от знамени), занял 1-е место в социалистическом соревновании, пос. Протвино (г. Серпухов), 1973 г.

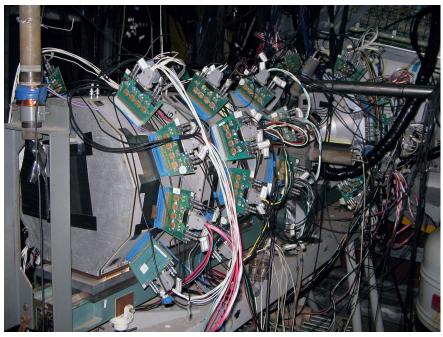


В. И. Москалев, П. Ф. Ермолов, Е. А. Алеев, Председатель ГКАЭ А. М. Петросьянц, А. Н. Некрасов в зале большой пузырьковой камеры Mirabelle, пос. Протвино (г. Серпухов), 1974 г.



Директор ИФВЭ академик А. А. Логунов, М. В. Зимянин, В. А. Ярба, П. Ф. Ермолов. Институт физики высоких энергий, пос. Протвино (г. Серпухов), 60-70-е гг.





Прецизионный микростриповый вершинный детектор установки СВД-2, впервые созданный в России под руководством П. Ф. Ермолова. ИФВЭ, г. Протвино



Лидер коллаборации СВД-2 профессор П. Ф. Ермолов на сеансе в ИФВЭ, пос. Протвино (г. Серпухов), 16 декабря 2004 г.

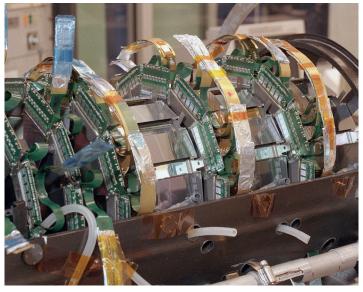


Обсуждение набора статистики на установке СВД в сеансе 2004 г. Слева направо: заведующий лабораторией детектирующих приборов А. П. Воробьев (ИФВЭ), руководитель коллаборации СВД профессор П. Ф. Ермолов (НИИЯФ МГУ), с.н.с. Т. П. Топурия (ОИЯИ), 16 декабря 2004 г.



Участники экспериментов на СВД в экспериментальном зале установки (сотрудники НИИЯФ МГУ, ИФВЭ Протвино, ОИЯИ Дубна), 21 ноября 2008 г.





Кремниевый вершинный трекер детектора D0



Зал управления детектором D0



Визит Поля Гранниса (руководитель D0 коллаборации, 1983—1996) с женой в Московский университет в ноябре 1996 г. На снимке во время обеда в столовой в главном здании МГУ П. Ф. Ермолов (слева) с Полем Граннисом и его женой Барбарой (в центре) и коллегами из НИИЯФ МГУ — С. Ф. Бережневым (второй слева), А. Н. Соломиным (справа), В. С. Мурзиным (второй справа)



Лауреаты премии имени М. В. Ломоносова первой степени 2007 г. Э. Э. Боос, Л. В. Дудко и М. М. Меркин (НИИЯФ МГУ) в актовом зале университета. Премия была присуждена за вклад в первое наблюдение электрослабого рождения

Премия была присуждена за вклад в первое наблюдение электрослабого рождения топ-кварка в 2006 г. в эксперименте D0 (FNAL). Группа физиков НИИЯФ МГУ под руководством П. Ф. Ермолова внесла основной вклад в работы по первому наблюдению одиночного рождения топ-кварка методом нейронных сетей, а также по первому прямому ограничению на параметр $V_{\rm tb}$ матрицы Кабиббо—Кобаяши—Маскавы



Участники международного эксперимента D0 в экспериментальном зале. Национальная лаборатория им. Э. Ферми (FNAL), Батавия, США



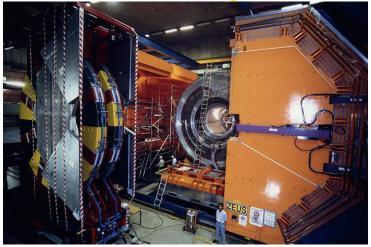


Фото открытой центральной части установки ZEUS



П. Ф. Ермолов на симпозиуме, посвященном окончанию работы электрон-протонного коллайдра HERA. Конференц-зал лаборатории DESY, г. Гамбург, 30 июня 2007 г.



П. Ф. Ермолов и профессор Г. Вольф, руководитель коллаборации ZEUS (1988—1994) на территории установки ZEUS в последний день работы коллайдера HERA, г. Гамбург, 30 июня 2007 г. (фото С. В. Фурлетова)



П. Ф. Ермолов и Пауль Зёдинг, директор DESY по научной работе (1981—1993), с женой. Лаборатория DESY, г. Гамбург, 30 июня 2007 г.



Участники эксперимента ZEUS в последний день работы коллайдера HERA, г. Гамбург, 30 июня 2007 г. (фото С. В. Фурлетова). Прямо под логотипом эксперимента в пятом ряду стоит П. Ф. Ермолов



Беседа П. Ф. Ермолова и Н. П. Зотова в кулуарах симпозиума, посвященного окончанию работы коллайдера HERA. Лаборатория DESY, г. Гамбург, 30 июня 2007 г.



Встреча коллег: С. Рузин и П. Ф. Ермолов в кулуарах симпозиума, посвященного окончанию работы коллайдера HERA. Лаборатория DESY, г. Гамбург, 30 июня 2007 г.



Последние минуты работы ускорителя HERA: П. Ф. Ермолов в зале управления установкой ZEUS, г. Гамбург, 30 июня 2007 г.



П. Ф. Ермолов и сотрудники ОЭФВЭ, участвующие в эксперименте ZEUS: А. Н. Соломин, Н. П. Зотов, П. Ф. Ермолов, И. А. Коржавина, Л. М. Щеглова, Б. Б. Левченко, О. Ю. Лукина, Л. А. Хейн. Экспериментальный зал детектора в последний день работы коллайдера HERA, г. Гамбург, 30 июня 2007 г. (Фото С. В. Фурлетова)



П. Ф. Ермолов, г. Гамбург, 30 июня 2007 г. (Фото С. В. Фурлетова)



П. Ф. Ермолов рассматривает постер, подаренный коллегами и посвященный его 75-летию. Территория лаборатории DESY, г. Гамбург, 3 июля 2007 г.



С днем рождения!!! Сотрудники НИИЯФ поздравляют П. Ф. Ермолова с 75-летием. Слева направо: С. Рузин, В. Рыбников, Б. Б. Левченко, П. Ф. Ермолов, Н. П. Зотов. Территория лаборатории DESY, г. Гамбург, 3 июля 2007 г. (фото С. В. Фурлетова)



Ответная речь П. Ф. Ермолова. Территория лаборатории DESY, г. Гамбург, 3 июля 2007 г.



Неожиданное поздравление. Территория лаборатории DESY, г. Гамбург, 3 июля 2007 г.



П. Ф. Ермолов с А. А. Савиным — сотрудником ОЭФВЭ, который первым приступил к работам в эксперименте ZEUS. DESY, г. Гамбург, 3 июля 2007 г.



Павел Фёдорович беседует со своим учеником молодым физиком И.И.Катковым, экспертом по работе электрон-адронного сепаратора установки ZEUS, состоявшего из кремниевых диодов, производство которых впервые в России было организовано под руководством П.Ф.Ермолова



Профессор П. Ф. Ермолов и профессор Н. П. Зотов поют русские романсы. Территория лаборатории DESY, г. Гамбург, 3 июля 2007 г.



Ректор МГУ академик В. А. Садовничий вручает П. Ф. Ермолову диплом Заслуженного научного сотрудника МГУ в актовом зале университета, г. Москва, 2003 г.



Профессор П. Ф. Ермолов. НИИЯФ МГУ, 1 февраля 2006 г.



Стоят: Д. Е. Карманов, С. А. Зоткин, М. Г. Королев, К. Ю. Теплов, А. Ю. Феденко, А. В. Кубаровский, В. В. Попов, С. В. Петрушанко, И. П. Лохтин, Е. Г. Кузнецов, Г. Ф. Чернолужский, П. В. Филякин, В. И. Рудь, Н. В. Быстров, А. М. Линкевич, С. В. Корчагин, Г. А. Кузьмичева, Т. Г. Силаева, Л. В. Дудко, В. Е. Буничев Сидят слева направо: Л. В. Малинина, В. С. Мурзин, П. Ф. Ермолов, Н. П. Карпинская, Н. В. Баранова, Е. Н. Жихарев, Ю. Ю. Канина.



Очередное заседание семинара Отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ в аудитории имени П. Ф. Ермолова. Лабораторный корпус высоких энергий

Научное издание

Профессор П. Ф. Ермолов. К 80-летию со дня рождения

Под общей редакцией Э. Э. Бооса, М. И. Панасюка, В. И. Саврина

Составители: И. А. Коржавина, М. М. Меркин, С. Ю. Сивоклоков, Л. А. Тихонова, Г. Ф. Чернолужский

Зав. редакцией *Игнатова Е. С.* Ведущий редактор *Климкин М. С.* Корректор *Федотова А. Л.* Компьютерная верстка *Чикин П. А.*

Директор издательства *Чепыжов В. В.*

Подписано в печать 05.05.2012 Формат 60×84/16. Бумага офсетная Гарнитура PeterburgC. Печать _____ Усл. печ. л. 20,15. Тираж 100 экз. Заказ №

ООО «Издательство «КДУ». 119234, г. Москва, а/я 587 Тел./факс: (495) 939-57-32, 939-44-91 Http://www.kdu.ru. E.mail: kdu@kdu.ru