

НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ

УДК 539.12

В. Ю. ВОЛКОВ¹, А. П. ВОРОБЬЁВ², Е. С. КОКОУЛИНА^{3,4}, А. Я. КУТОВ⁵,
М. Н. НЕВМЕРЖИЦКИЙ⁶, В. А. НИКИТИН⁴, Г. С. ПОКАТАШКИН^{4,6},
И. А. РУФАНОВ⁴, В. Н. РЯДОВИКОВ², Р. Г. ШУЛЯКОВСКИЙ⁶

ПОИСК НОВЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОТОННЫХ И ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСКОРИТЕЛЯХ ОИЯИ И ИФВЭ

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцина МГУ

²Институт физики высоких энергий НИЦ «Курчатовский институт», РФ

³Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого

⁴Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, РФ

⁵Отдел математики Уральское Отделение РАН, Сыктывкар, РФ

⁶Институт прикладной физики НАН Беларуси

(Поступила в редакцию 14.02.2017)

В данном обзоре представлены основные результаты экспериментальных и теоретических исследований по поиску новых коллективных явлений в протонных и ядро-ядерных взаимодействиях на ускорительных установках ИФВЭ (г. Протвино) и ОИЯИ (г. Дубна) в Российской Федерации. Эти эксперименты выполнены Сотрудничеством СВД-2, которое состоит из физиков НИИЯФ МГУ, ОИЯИ и ИФВЭ. Основной целью, стоящей перед исследователями, являлось изучение множественного рождения вторичных частиц в области большой множественности. Выполненные экспериментальные исследования в области большой полной множественности подтвердили теоретические предсказания об образовании пионного (Бозе–Эйнштейна) конденсата. В настоящее время эксперимент продолжается на установке $BM@N$ (барионная материя на Нуклотроне) в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. Имеются теоретические указания о связи пионного конденсата с повышенным выходом мягких (менее 50 МэВ) фотонов. Планируется выполнение обширной физической программы на установке $BM@N$ с включением электромагнитного калориметра с низким порогом регистрации.

Введение. Исследование множественных процессов занимает важное место в физике высоких энергий и релятивистской ядерной физике [1; 2]. Эти процессы изучаются на современных ускорителях и в космических лучах. При столкновении двух элементарных частиц или ионов при достаточно высокой энергии (обычно более 1 ГэВ) рождаются вторичные частицы ($c_i, i = 1, 2, \dots, n$)

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n.$$

Число вторичных частиц n , называемое множественностью, может быть больше двух, причем от испытания к испытанию это число меняется. Среднее число вторичных частиц в данном взаимодействии при заданной энергии начальных частиц называется средней множественностью, $\bar{n}(s)$, где \sqrt{s} – энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс (с. ц. м.). С увеличением этой энергии средняя множественность растет, ее рост описывается логарифмической зависимостью. Известно, что не вся кинетическая энергия сталкивающихся частиц тратится на образование новых вторичных частиц. События с большой множественностью (БМ), когда число вторичных частиц намного больше их среднего значения, являются крайне редкими. Регистрация и изучение событий с БМ были выполнены в проекте «Термализация» Сотрудничеством СВД-2 (Спектрометр с Вершинным Детектором) на ускорителе У-70 в ИФВЭ (г. Протвино, РФ) [3]. В ИФВЭ этот эксперимент проходил под номером SERP-E-190. В области БМ (ОБМ) предсказывается ряд коллективных явлений, которые могут быть обнаружены экспериментально. В проекте «Термализация» предполагалось искать такие явления, как образование пионного (бозе-эйнштейновского) конденсата [4; 5], повышенный выход мягких (менее 50 МэВ) прямых фотонов в адронных и ядерных взаимодействиях [6], появление «кентавров» или «анти-кентавров» в ОБМ [7].

Коллективное поведение вторичных частиц, адронов и лептонов, обусловленное образованием особого состояния материи, называемого кварк-глюонной плазмой (КГП), было обнаружено в экспериментах на ускорительном комплексе RHICa (BNL, США) [8; 9] в Au + Au столкновениях на встречных пучках при 200 ГэВ на нуклон (200А ГэВ). В центральных (головных) столкновениях были обнаружены следующие явления: flow (поток), ridge (гребешок), quenching (тушение задней струи, подавление выхода адронной струи в направлении, противоположном частице, вылетающей из вершины взаимодействия) и др. [10].

Преимущество эксперимента по изучению событий с БМ, выполняемого на установке СВД-2 в ИФВЭ на ускорителе У-70, состояло в том, что кинематический предел, при котором вся кинетическая энергия сталкивающихся протонов идет на образование пи-мезонов, как самых легких адронов, при взаимодействии 50 ГэВ-протонного пучка с водородной мишенью в реакции

$$P + p \rightarrow N + N + \pi_1 + \pi_2 + \dots + \pi_n, \quad (1)$$

где N – нуклон; π – пион, не превышает 59 пи-мезонов. В области, близкой к ОБМ, преимущественно, рождаются пионы (заряженные и нейтральные), что позволяет при энергии У-70 зарегистрировать почти все заряженные частицы и восстановить,

косвенно, нейтральные пионы по их продуктам распада (фотонам). Для экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК) это крайне затруднительно, поскольку число вторичных частиц в кинематическом пределе превышает несколько десятков тысяч пионов. Максимально регистрируемая множественность заряженных частиц на установке ATLAS при энергии несколько ТэВ составляет не более пары сотен частиц [11].

Руководителем проекта «Термализация» в 2004 году был назначен главный научный сотрудник Лаборатории физики частиц (ЛФЧ, в настоящее время Лаборатория физики высоких энергий, ЛФВЭ) Объединенного института ядерных исследований В. А. Никитин. Им была предложена обширная программа физических исследований протонных взаимодействий на ускорителе ИФВЭ У-70. Основная задача проекта состояла в измерении топологических сечений в ОБМ, поиске в этой области коллективных явлений и проверке моделей множественного рождения, дающих различные предсказания поведения множественности [3; 12–15].

Одна из авторов этого обзора (Е. С. Кокоулина) присоединилась к выполнению этого проекта в момент его создания. Ей было предложено разработать модель множественного рождения для предсказания поведения топологических сечений в ОБМ, а также выхода нейтральных частиц. К тому времени ею была создана двухстадийная модель для описания распределений по множественности в e^+e^- аннигиляции при высоких энергиях, включающая в себя кварк-глюонный каскад и стадию адронизации [12; 13]. Эта модель хорошо описывала данные в широком энергетическом интервале от 10 до двух сотен ГэВ, особенно на «хвостах» БМ и подтвердила фрагментационный механизм адронизации, когда один партон фрагментирует в один адрон, что свидетельствует об адронизации в вакууме.

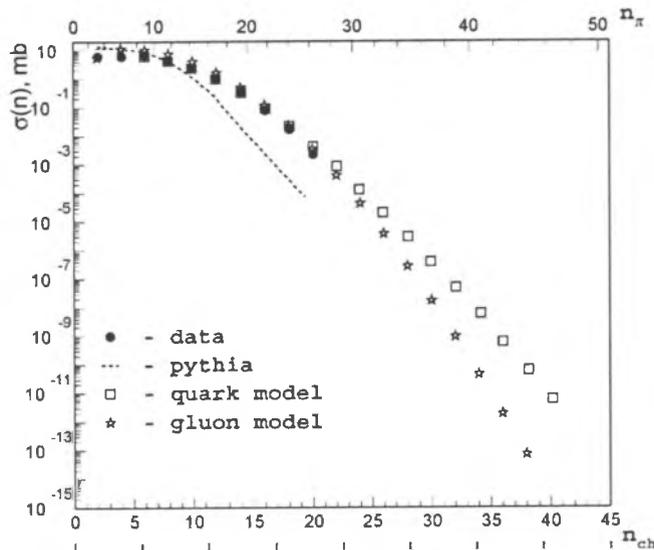


Рис. 1. Сравнение топологических сечений $\sigma(n_{ch})$, измеренных Сотрудничеством Mirabelle [16], с кварковой моделью [15], с МГД [12; 13] и МК генератором PYTHIA [17]

Выполненное Сотрудничеством СВД-2 Монте-Карло (МК) моделирование взаимодействия (1) при 70 ГэВ-протоне показало, что в области максимально измеренной множественности заряженных частиц, $n_{ch} = 18$ [16], МК генератор РНУТНИА недооценивает сечение на два порядка, как показано на рис. 1 [3]. На этом рисунке также представлены предсказания двух феноменологических моделей – кварковой [15] и глюонной [12]. Можно убедиться, что в ОБМ наблюдается расхождение в предсказаниях поведения множественности в этих моделях.

1. Описание установки и реконструкция треков заряженных частиц. Для решения задач в проекте «Термализация» Сотрудничество выбрало установку СВД-2, подготовленную для измерения выхода очарованных мезонов вблизи их порога образования. Эта установка была дополнена новыми элементами, необходимыми для регистрации событий с БМ. В ЛФЧ ОИЯИ разработали и изготовили уникальную водородную мишень (ВМ), дрейфовый детектор (ДД) и сцинтилляционный годоскоп (триггер на большую множественность, ТБМ).

Схема установки СВД-2 представлена на рис. 2. Основными элементами установки в эксперименте были пучковый телескоп, жидководородная мишень, сцинтилляционный годоскоп (триггер на большую множественность, ТБМ).

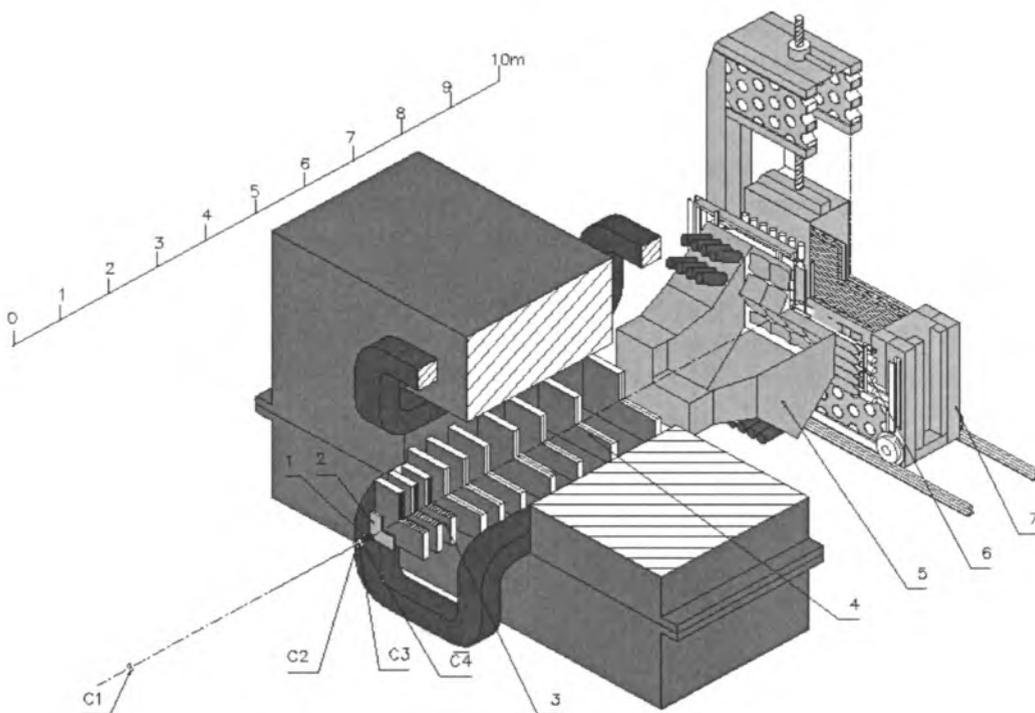


Рис. 2. Схема установки СВД-2: C1, C2 – пучковые станции (кремниевые годоскопы); C3, C4 – мишени; 1 – водородная мишень (ВМ) и вершинный кремниевый детектор (ВД); 2 – сцинтилляционный годоскоп (ТБМ); 3 – трековая система на дрейфовых трубках (ДД); 4 – пропорциональные камеры (ПК) в магнитите (МС); 5 – черенковский счетчик; 6, 7 – электромагнитный калориметр (ЕКал)

вершинный детектор (ВД), триггерный годоскоп (ТБМ), дрейфовый трекер, магнитный спектрометр (МС), состоящий из большого уникального магнита и 18 пропорциональных камер (ПК), и электромагнитный калориметр (ЕКал).

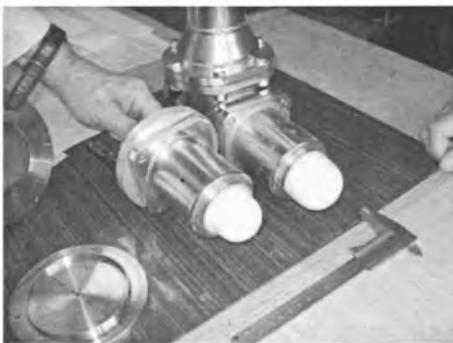
В пучковый телескоп входят сцинтилляционные счетчики С1–С4 и 6 плоскостей микростриповых кремниевых детекторов (X , Y) размером 10×10 мм² с шагом стрипов 25 и 50 мкм. Эти детекторы определяют траекторию каждой пучковой частицы. Счетчики С1–С4 вырабатывают триггерный сигнал на пучковую частицу (триггер нулевого уровня), регистрируют интенсивность пучка и его временную растяжку. Счетчик С3 включен со счетчиками С1, С2 и С4 на антисовпадение для подавления гало пучка.

Жидководородная мишень (рис. 3, *а*) представляет собой цилиндрический сосуд с жидким водородом, длина сосуда 70 мм, диаметр – 27 мм. Толщина лавсановых стенок сосуда 100 мкм. ТБМ (рис. 3, *б*) состоит из 19 установленных по окружности сцинтилляционных детекторов, напоминающих лепестки ромашки. Чувствительный объем годоскопа представляет собой диск диаметром 60 мм и толщиной 1,6 мм. Для пропускания пучка диск имеет отверстие диаметром 3,2 мм. Электроника ТБМ подавляет регистрацию событий с малой множественностью и вырабатывает сигнал для регистрации событий с БМ, не ниже заданного уровня триггера, l . Для получения экспериментальных результатов были выбраны данные с уровнем триггера $l = 8$, когда множественность регистрируемых событий не меньше 8.

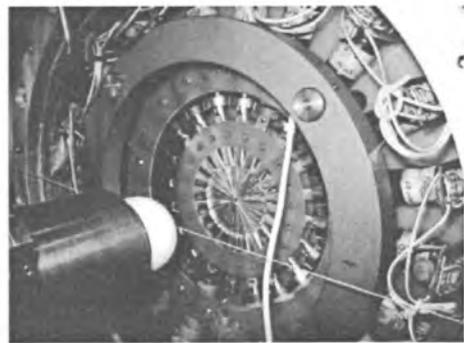
ВД состоит из 10 микростриповых кремниевых плоскостей. Шаг стрипов 50 мкм.

Дрейфовый трекер состоит из 9 плоскостей, которые определяют координаты частиц с точностью 200 мкм. Их плоскости позволяют уточнить параметры треков, восстанавливаемые в ВД.

В МС используется магнит МС-7, имеющий длину 3 м и апертуру 1,8 м (ширина) \times 1,3 м (высота). При токе 4000 А в центре магнита поле составляет 1,1 Тл. В составе спектрометра находятся 18 ПК размером около 1×1 м². Шаг проволо-



а



б

Рис. 3. Дополнения к установке СВД-2, необходимые для регистрации событий с БМ:
а – ВМ; б – ВМ и ТБМ

чек 2 мм. Средняя их эффективность – 80 %. Расчетная координатная точность составляет порядка 600 мкм. ПК находятся внутри магнитного поля и позволяют восстановить импульсы заряженных частиц.

ЕКал (или детектор гамма-квантов, ДеГа) состоит из 1536 черенковских счетчиков полного поглощения. Радиаторы из свинцового стекла имеют размер $38 \times 38 \times 505$ мм³ и соединены с ФЭУ-84-3. Полная поперечная площадь детектора составляет 1,8 (ширина) \times 1,2 (высота) м². Точность восстановления координаты гамма-кванта ~ 2 мм.

Для измерения топологических сечений была использована координатная информация о треках заряженных частиц в пучковом телескопе и ВД, полученная в сеансе 2008 года [18; 19]. В этом сеансе на установке СВД-2 было зарегистрировано 5,13 млн неупругих взаимодействий. Из данной статистики отобрано 3,85 млн событий с уровнем триггера $l = 8$. Из них 2,1 млн событий было зарегистрировано с точкой взаимодействия в эффективном объеме водородной мишени.

Для окончательного анализа использовано около одного миллиона событий. Эти события отобраны с учетом следующих критериев: а) число пучковых треков, одновременно попадающих в мишень, не превышает 2; б) разность в реконструированных координатах точки взаимодействия по направлению вдоль пучка (z -координата) на двух проекциях меньше, чем 5 мм. При диаметре колбы с водородом 27 мм область расположения вершин взаимодействий в поперечной плоскости занимает не более 6 мм в ее центре. На рис. 4 показано распределение по z -координате вершины взаимодействия. Ось z направлена по пучку. z – координата взаимодействия в водородной мишени занимает интервал $1405 < z < 1470$ мм, пики, расположенные справа от мишени, соответствуют взаимодействиям, происходящим в лавсановой пленке, коже мишени и триггерном годоскопе соответственно.

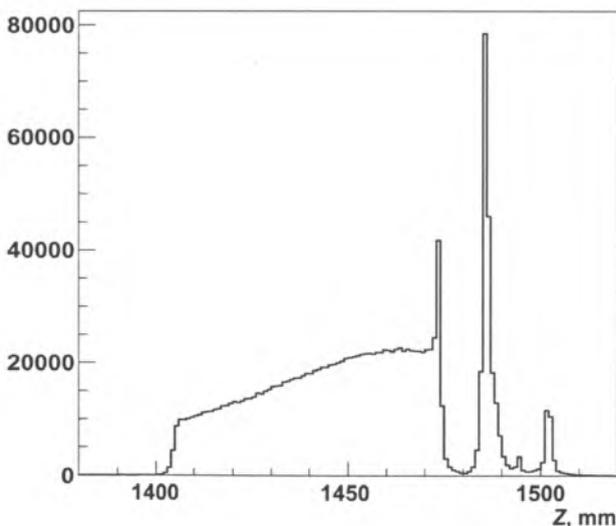


Рис. 4. Распределение z -координаты (мм) вершины взаимодействия

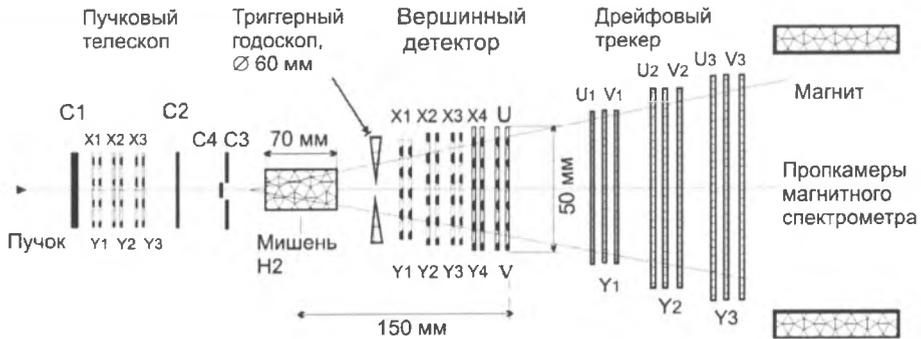


Рис. 5. Схема установки СВД-2 [18; 19]

ВД является важным элементом установки СВД-2. Основные результаты проекта «Термализация» по множественности заряженных частиц были получены по данным ВД, который состоит из четырех пар (X , Y)- и одной пары косых (U , V)-плоскостей (рис. 5). X , Y плоскости чередуются: $X1$, $Y1$, $X2$, $Y2$ и т. д. Последней парой является пара (U , V)-плоскостей. ВД имеет ~10000 каналов регистрации аналоговой информации (вся установка СВД-2 имеет более 25 тыс. каналов регистрации).

Ориентация плоскостей ВД определяется в системе координат (X , Y , Z), где ось Z направлена по пучку, ось Y – по вертикали, а ось X – по горизонтали, обе плоскости (X и Y) перпендикулярны к оси Z . Косые плоскости U и V расположены относительно вертикальной оси Y под углами $10,5^\circ$ и $-10,5^\circ$ соответственно. С помощью вертикальных (горизонтальных) полос (стрипов) плоскостей X (Y) определяется x - (y)-координата частицы. Косые U и V плоскости нужны для реконструкции треков в пространстве в событиях с большим числом треков в ВД [18; 19].

Координаты хитов (место прохождения частицы через детектор) в пространстве находятся с учетом одностриповых и многостриповых кластеров. Для определения координаты частицы \bar{x} в ВД применяется метод центра тяжести кластера $\bar{x} = \sum A_i x_i / \sum A_i$, где x_i – координата стрипа и A_i – амплитуда i -го сигнала, суммирование ведется по всем стрипам i сработавшего кластера. Трек описывается уравнениями прямой линии для XOZ и YOZ проекций с 3 или 4 хитами

$$\begin{cases} x = x_0 + t_x z, \\ y = y_0 + t_y z. \end{cases}$$

Для поиска и распознавания треков применяется метод фильтров Калмана [20], который эффективен при повышенном шуме в стриповых плоскостях и большой плотности треков. Для оценки параметров треков и вершин применяется метод наименьших квадратов. Так как в ОБМ наблюдается большая плотность треков, то для повышения эффективности распутывания треков применяется процедура «амплитудного анализа», в которой два близких трека могут проходить через

общие хиты (1–2 хита), если амплитуда сигнала A со стрипа больше величины двух минимальных ионизационных потерь.

Многократное рассеяние в веществе вызывает отклонение трека от прямой линии. Это отклонение на последней плоскости ВД не превышает 50 мкм. Вершина взаимодействия определяется методом наименьших квадратов. МК моделирование дает следующие характеристики ВД: разрешение по (x, y) координатам вершины взаимодействия составляет 30 мкм, по z координате – 410 мкм. Средняя координатная точность реконструкции треков: 14–15 мкм, что соответствует оценочной координатной точности, исходя из ширины стрипа для ВД, – 15 мкм ($d / \sqrt{12}$, $d = 50$ мкм – ширина стрипа). Эффективность распознавания треков в области $2 \leq N_{\text{ch}} \leq 16$ частиц составляет 97–99 %, в области $16 \leq N_{\text{ch}} \leq 24$ составляет 92–97 %.

В эксперименте средняя координатная точность реконструкции треков ухудшилась в 2 раза: 26–28 мкм. Это обусловлено ошибками, возникающими при реконструкции хитов, и неточными измерениями геометрических характеристик установки, которая решается нахождением параметров выстроенности или юстировки (alignment), из-за ложных хитов. Точность реконструкции вершины по Z для экспериментальных событий составляет 480 мкм.

При МК моделировании pp -взаимодействий использовалась модель PYTHIA6 и статистические модели, особенно для событий с БМ заряженных частиц, $n_{\text{ch}} \geq 10$. Моделирование прохождения частиц через установку СВД-2 было выполнено с помощью программы GEANT3.14. Полученные события восстанавливались с использованием программного обеспечения, разработанного сотрудничеством СВД для обработки экспериментальных данных.

В сеансе 2008 года было записано около $1,89 \cdot 10^{10}$ событий. Топологические сечения, определенные по этим данным с учетом эффективностей, согласуются по порядку величины с сечениями для области $10 \leq N_{\text{ch}} \leq 16$, измеренными на установке Мирабель. Небольшие отклонения обусловлены недостаточно точным моделированием работы ТБМ на БМ.

Для введения поправок в определение топологических сечений выполнено МК моделирование и построена таблица коэффициентов разброса по реконструированной множественности $a_{ij} = N_i / N_j$, где a_{ij} есть вероятность успешно реконструировать i заряженных треков в событии с j заряженными треками; N_j есть число моделированных событий с j заряженными треками, из которых N_i событий были реконструированы как события с i заряженными треками. Индекс i принимает все значения от 1 до 24, индекс j – только четные от 2 до 24.

Таблица коэффициентов рассчитывается с использованием моделированных событий методом МК (GEANT3.14) и дальнейшей их обработкой программами реконструкции при учете триггерных условий, аналогичных критериям триггера в эксперименте. Генерирование событий (GEANT3.21) проведено для заряженных пионов с N_{ch} от 2 до 24, отдельно для каждой множественности.

Для получения поправленного распределения числа событий строится переопределенная система линейных уравнений для 12 неизвестных величин x_j :

$$\sum_{j=2}^{24} a_{ij} x_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, 24,$$

где b_i есть экспериментальное число событий с реконструированной множественностью i ; x_j – реальное число событий с множественностью j . Эту систему можно решать несколькими методами, наиболее эффективным оказался метод обычного фитирования: минимизация линейным функционалом с известными коэффициентами a_{ij} .

Для уменьшения влияния триггерных условий, которые трудно достоверно воспроизвести при моделировании событий с малой множественностью, находятся решения x_j для j только в диапазоне от 10 до 24 частиц с использованием экспериментальных значений b_i для i от 8 до 24. В этом случае эффективность триггера близка к единице, и его влияние на коэффициенты незначительно.

Поправленные топологические сечения для pp -взаимодействий при 50 ГэВ представлены в табл. 1, а в табл. 2 приведены топологические сечения, полученные ранее на камере «Мирабель» [16]. Сотрудничество СВД-2 уточнило данные «Мирабель» для N_{ch} от 10 до 16 и добавило четыре новые экспериментальные точки в области от 18 до 24. Сечение в крайней точке $N_{ch} = 24$ на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере «Мирабель» при $N_{ch} = 16$. Величины сечений, приведенные в табл. 1, получены нормировкой числа событий на данные камеры «Мирабель» при усреднении по $N_{ch} = 10, 12, 14$. Это позволило определить полное неупругое сечение при 50 ГэВ $\sigma = 31,50 \pm 1,14$ мб.

Таблица 1. Топологические сечения для pp -взаимодействий при 50 ГэВ, проект «Термализация» (Эксперимент SERP-E-190) [18; 19]

N_{ch}	10	12	14	16	18	20	22	24
σ , мб	1,685	0,789	0,234	0,0526	0,0104	0,0017	0,00033	0,000054
$\Delta\sigma$, мб	0,017	0,012	0,006	0,0031	0,0014	0,0006	0,00024	0,000098

Таблица 2. Топологические сечения для pp -взаимодействий при 50 ГэВ, полученные на камере «Мирабель» [16]

N_{ch}	2	4	6	8	10	12	14	16
σ , мб	5,97	9,40	7,99	5,02	2,03	0,48	0,20	0,01
$\Delta\sigma$, мб	0,88	0,47	0,43	0,33	0,20	0,10	0,06	0,02

Определены также средняя множественность заряженных частиц $\langle N_{ch} \rangle = 5,45 \pm 0,11$, дисперсия $D = 7,21 \pm 0,20$ и второй корреляционный момент $f_2 = 1,75 \pm 0,26$, равный разности между дисперсией и средней множественностью. Знак второго корреляционного момента позволяет сравнить распределение по множественности с распределением Пуассона (независимое рождение). В случае отри-

цательного значения это распределение будет уже чем пуассоновское, положительное значение свидетельствует о развитии каскадного (ветвящегося) процесса.

На рис. 6 показаны экспериментальные данные, не поправленные (черные кружки) на угловое разрешение (аксептанс) установки и эффективность регистрации. На этом же рисунке приведены поправленные топологические сечения (сплошная линия и черные квадраты), вместе с сечениями, измеренными на камере «Мирабель». Эти сечения получены нормировкой числа событий на данные камеры «Мирабель» при усреднении по $N_{ch} = 10, 12, 14$.

В ОБМ заряженных частиц в угловом распределении были обнаружены два пика, которые можно интерпретировать как аналог излучения Черенкова кварками глюонов.

2. Модель глюонной доминантности. После измерения топологических сечений было выполнено сравнение их с моделями. На рис. 7 приведено описание топологических сечений (символ ■) для pp -взаимодействий тремя моделями. Данные были получены сотрудничествами Mirabelle [16] и СВД-2 [18; 19] при импульсе налетающего протона 50 ГэВ/с. Штриховая линия соответствует модели, предложенной в ИФВЭ [14] и удовлетворяющей скейлингу КНО. Ближе к ней проходит

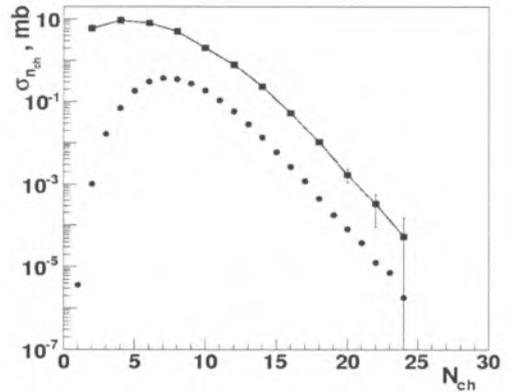


Рис. 6. Измеренные топологические сечения для pp -взаимодействий при 50 ГэВ (черные квадраты). Для сравнения приведено распределение по реконструированной множественности без поправок (черные кружки) [18; 19]

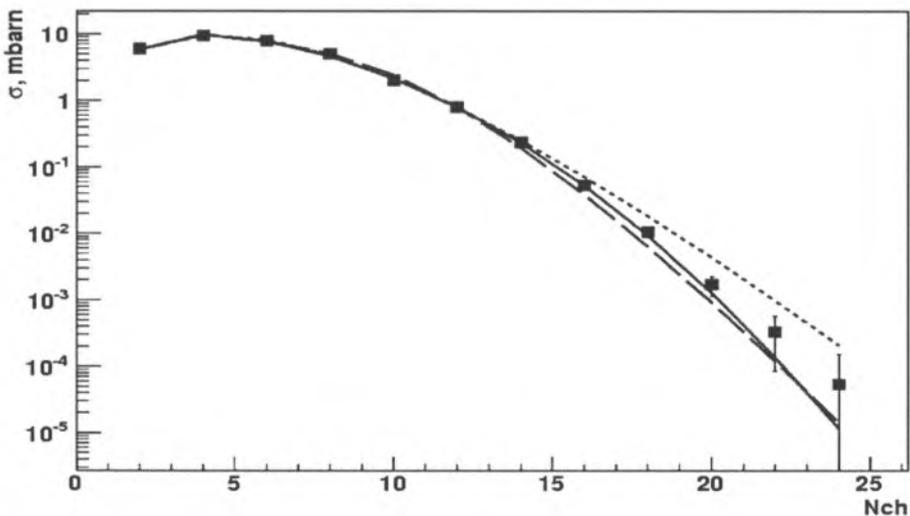


Рис. 7. Измеренные топологические сечения для pp -соударений при 50 ГэВ в сравнении с моделями

сплошная линия, полученная в модели глюонной доминантности (МГД) [12; 13] без учета деления. В соответствии с этой моделью топологические сечения описываются выражением

$$\sigma_n(s) = \sigma_{in} \sum_{m=1}^{ME} \frac{\bar{m}^m e^{-\bar{m}}}{m!} C_{mN}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{mN-(n-2)} \quad (n > 2),$$

где параметром на глюонной стадии является средняя множественность глюонов \bar{m} ; на стадии адронизации это \bar{n}^h (N) – среднее (максимальное) число адронов, образующихся из одного глюона при прохождении этой стадии. σ_n является нормировочным множителем, суммирование по числу активных (способных к образованию адронов) глюонов ограничивается величиной ME . Увеличение ME не изменяет остальных параметров.

Найденные при сравнении параметры МГД имеют следующие значения: $\bar{m} = 2,34$, $\Omega = 66,41$ при $ME = 5$ [18; 19]. Как видно на рис. 7, МГД и модель [14] согласуются с данными в ОБМ, но имеют тенденцию к занижению сечения с увеличением множественности. Точечная линия, соответствующая отрицательно-му биномиальному распределению (NBD) [21], хорошо согласуется с данными при малых множественностях и дает заметное превышение в ОБМ.

Включение в МГД деления глюонов позволяет описать топологические сечения при больших множественностях, причем не наблюдается тенденции к заметному отклонению от данных. В работе [22] показано, что с ростом энергии сталкивающихся частиц процессы деления глюонов становятся преобладающими над процессами их тормозного излучения (bremsstrahlung). Такое поведение глюонов может быть источником образования ridges (двугорбой структуры в угловом и быстротном распределении), поскольку испускание глюонов деления с последующей их адронизацией происходит под малыми углами и в широком интервале быстрот. Количественные оценки показывают, что процесс деления может реализовываться в ОБМ уже при энергиях ускорителя У-70.

На рис. 8 представлена суперпозиция двух типов глюонных вкладов по формуле

$$\sigma_n(s) = \alpha_1 \sum_{m_1=1}^{M_{g1}} \frac{\bar{m}_1^{m_1} e^{-\bar{m}_1}}{m_1!} C_{m_1 N}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{m_1 N - (n-2)} + \alpha_2 \sum_{m_2=1}^{M_{g2}} \frac{\bar{m}_2^{m_2} e^{-\bar{m}_2}}{m_2!} C_{2m_2 N}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{2m_2 N - (n-2)}. \quad (2)$$

Светлая точечная кривая описывает вклад одиночных (single) глюонов, которому соответствует первое слагаемое в правой части (2). Второе слагаемое описывает вклад кластеров (кланов), состоящих из двух глюонов, один из которых возникает при делении (splitting, fission). На рис. 8 этот вклад показан темной точечной линией. Сплошная линия есть суперпозиция этих вкладов. Параметры МГД имеют следующие значения: $\bar{m}_1 = 2,35 \pm 0,29$, $\bar{m}_2 = 0,76 \pm 0,17$, $N_g = 6,46 \pm 2,01$, $\alpha_1 = 60,45 \pm 2,06$, $M_{g1} = 5$, $\alpha_2 = 6,81$ (fixed), $M_{g2} = 4$ при $\chi^2 = 1,45$ [23]. Процессы

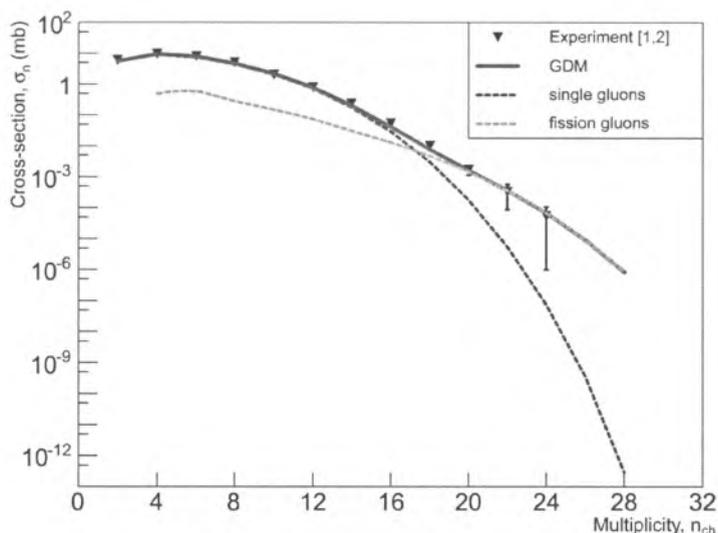


Рис. 8. Топологические сечения σ_n для pp -соударений при 50 ГэВ с учетом ветвления [23]

с делением глюонов вносят основной вклад в ОБМ и значительно улучшают описание сечений в этой области. Отношение вкладов процессов без деления к процессам с делением равно $\alpha_1 / \alpha_2 \approx 8,9$.

МГД была реализована в двух сценариях: с учетом деления глюонов и без него. В первом сценарии, который позволяет им делиться, примерно половина «активных» глюонов превращаются в адроны. Оставшиеся глюоны подхватываются валентными кварками, образуя вторичные адроны, и могут быть источниками повышенного выхода мягких фотонов, рассеиваясь на валентных кварках ($q + g \rightarrow q + \gamma$) или за счет аннигиляции кварков $q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$.

Эта модель описывает распределения по множественности заряженных частиц при импульсах налетающего протона 100, 205, 303, 400, 800 ГэВ/с и в области ускорителя ISR (энергии 30–60 ГэВ в с.с.м.). При этом наблюдается рост параметра адронизации \bar{n}^h от 1,5 при 50 ГэВ/с до 3,3 при энергии в с.с.м. 60 ГэВ, что свидетельствует о смене механизма адронизации на рекомбинационный (адронизация в кварк-глюонной среде).

Описание в МГД распределения по числу нейтральных пионов позволило сделать предсказание о возможности образования событий с большим числом заряженных при отсутствии нейтральных частиц, называемых «кентаврами» и наоборот («антикентаврами»). Эксперимент на СВД-2 подтвердил эти предсказания. В событиях с БМ заряженных частиц практически отсутствуют нейтральные мезоны. В области средней множественности заряженных пионов наблюдается значительное количество (более двукратное превышение) нейтральных.

Небольшая модификация МГД введением промежуточных зарядовых топологий валентных кварков в протон-антипротонной аннигиляции при энергии У-70

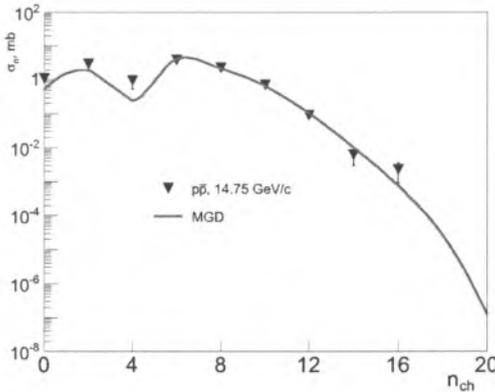


Рис. 9. $\Delta\sigma_n(p\bar{p} - pp)$ при 14,75 ГэВ/с в МГД (сплошная линия), данные эксперимента (сплошные треугольники) взяты из [24]

позволяет объяснить поведение разности топологических сечений протон-антипротонного и протон-протонного взаимодействий (рис. 9) при одинаковой энергии

$$\Delta\sigma_n(p\bar{p} - pp) = \sigma_n(p\bar{p}) - \sigma_n(pp). \quad (3)$$

В МГД выполнена оценка вклада перезарядки, при которой хотя бы один из начальных протонов превращается в нейтрон. Она согласуется с данными эксперимента и составляет при малой множественности заряженных частиц от полного неупругого сечения около 50 % [23].

3. Пионный (Бозе–Эйнштейна) конденсат (БЭК). В 2006 г. М. И. Горенштейн и В. В. Бегун (БИТФ, Киев) предложили измерить на нашей установке нормированную дисперсию числа нейтральных пионов при фиксированной полной множественности [4; 5], определяемой суммой числа заряженных и нейтральных частиц

$$\omega = D / \langle N \rangle = (\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2) / \langle N \rangle. \quad (4)$$

В [4; 5] упоминается, что явление БЭК было предсказано А. Эйнштейном еще в 1925 г. Для его экспериментального подтверждения были приложены огромные усилия. Только в 1995 г. двум экспериментальным группам удалось создать наблюдаемый БЭК в системе атомов, используя новые методы охлаждения и технику ловушек. Руководители этих групп Э. Корнелл, В. Кеттерле и К. Виман в 2001 г. были награждены Нобелевской премией по физике. Поиск условий для наблюдения БЭК продолжается и в настоящее время.

В адронных и ядерных столкновениях при высоких энергиях рождаются сотни и даже тысячи пионов. Это приводит к увеличению их плотности. В этом случае родившиеся пионы могут сработать по принципу лазера [25], т. е. стимулировать рождение новых пионов. Делались также предположения об усилении выхода пионов за счет бозе-эйнштейновской интерференции.

В. В. Бегун и М. И. Горенштейн, в отличие от моделей пионного лазера и подхода в [26], в рамках статистической физики изучили флуктуации числа нейтральных пионов при фиксированной полной множественности пионов [4; 5] и показали, что эти флуктуации могут дать заметный сигнал при приближении к точке БЭК. Их основной вывод состоит в том, что для поиска пионного конденсата следует отбирать события с большой полной множественностью, когда система пионов находится в тепловом, но не в химическом равновесии. Горенштейн подчеркивает, что при полном равновесии химический потенциал равен нулю, а для обра-

зования БЭК необходимо, чтобы этот потенциал приближался к массе пиона, т. е. чтобы он был положительным и довольно большим (требуется уйти от равновесного состояния). Такое состояние системы можно получить, уходя от химического равновесия, отбирая события с большим числом пионов, намного больше средней множественности. Флуктуации числа пионов в этом случае обусловлены динамикой множественного рождения.

Для анализа поведения нормированной дисперсии (4) в [4; 5] выбрана модель нерелятивистского (релятивистского) идеального бозе-газа пионов, где числа заполнения n_p квантовых состояний с импульсом \mathbf{p} принимают значения $n_p = 0, 1, \dots, \infty$. В большом каноническом ансамбле средние значения, флуктуации и корреляции имеют вид [4; 5]

$$\langle n_p \rangle = \frac{1}{\exp\left[\left(\frac{p^2}{2m} - \mu\right)/T\right] - 1},$$

$$\langle (\Delta n_p)^2 \rangle = \langle n_p \rangle (1 + \langle n_p \rangle) \equiv \nu_p^2, \quad \langle \Delta n_p \Delta n_k \rangle = \nu_p^2 \delta_{pk},$$

где $\Delta n_p = n_p - \langle n_p \rangle$; m – масса частицы; T и μ – температура системы и ее химический потенциал соответственно. Скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по ансамблю. Среднее число частиц в этом ансамбле вычисляется суммированием по всем состояниям [4; 5]. В термодинамическом пределе (объем $V \rightarrow \infty$) эта сумма превращается в интеграл

$$\langle N \rangle \equiv \bar{N}(V, T, \mu) = \sum_p \langle n_p \rangle = \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp\left[\left(\frac{p^2}{2m} - \mu\right)/T\right] - 1}. \quad (5)$$

При этом предполагается, что химический потенциал в нерелятивистском бозе-газе отрицателен, < 0 (или $\mu < m$ в релятивистском пределе). Когда температура системы уменьшается при фиксированной плотности частиц $\rho = \bar{N}/V$, химический потенциал растет и становится равным нулю при температуре $T = T_C$, называемой температурой БЭК. Из (5) следует, что $\bar{N}(V, T = T_C, \mu = 0) = V[mT_C / (2\pi)]^{3/2} \zeta(3/2)$, где $\zeta(3/2) \cong 2,612$ – дзета-функция Римана. Это позволяет найти T_C :

$$T_C \cong 3,31 \frac{\rho^{2/3}}{m}. \quad (6)$$

Плотность числа частиц обратно пропорциональна собственному объему, $\rho \propto r^3$. В [4; 5] из (6) получено отношение температуры БЭК в атомных газах, $T_C(A)$, к температуре в пионном газе, $T_C(\pi)$. Так как типичные радиусы атома и пиона $r_A \cong 10^{-8}$ см, $r_\pi \approx 10^{-13}$ см соответственно, то это отношение равно $\frac{T_C(\pi)}{T_C(A)} \approx \frac{m_A}{m} \left(\frac{r_A}{r_\pi}\right)^2 \cong \frac{m_A}{m} 10^{10}$, т. е. $T_C(\pi) \gg T_C(A)$, и наблюдение БЭК в атомных

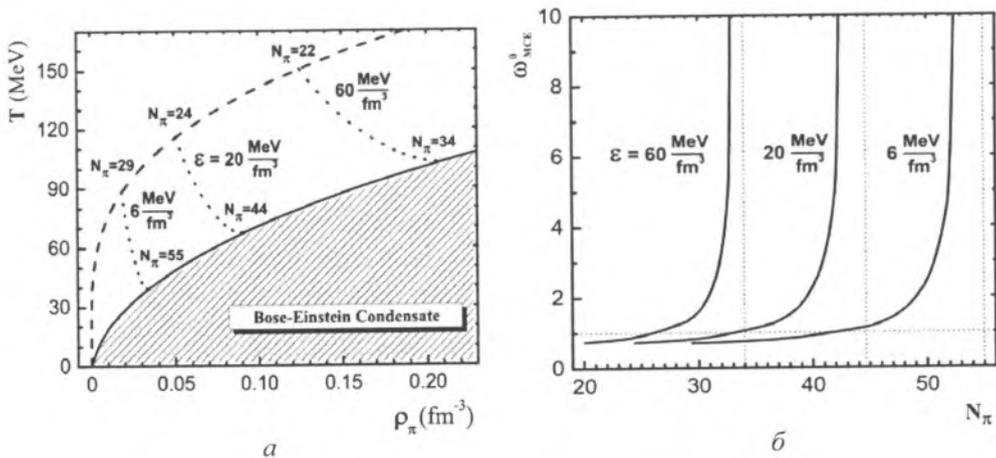


Рис. 10. *a* – фазовая диаграмма $\rho_\pi - T$ идеального пионного газа с $\mu_Q = 0$; *b* – нормированная дисперсия числа нейтральных пионов как функция полного числа пионов

газах возможно только при очень низких температурах, в то время как наблюдение пионного БЭК возможно при средней энергии пионов порядка 100 ГэВ.

Бегун и Горенштейн выбрали систему с большой полной множественностью пионов, $N_\pi = N_0 + N_+ + N_-$. В микроканоническом ансамбле ($V, E, Q = 0, N_\pi = \text{const}$) полная энергия системы пионов E , электрический заряд $Q \equiv N_+ - N_-$ и число частиц N_π являются фиксированными. Фазовая диаграмма идеального пионного газа в плоскости $\rho_\pi - T$ представлена на рис. 10.

На рис. 10, *a* представлена фазовая диаграмма идеального пионного газа с $\mu_Q = 0$ [4; 5]. Три штриховые линии соответствуют различным плотностям энергии: $\epsilon = 6, 20, 60$ МэВ/фм³. Полная энергия системы пионов $E = 9,7$ ГэВ; на рис. 10, *b* показана нормированная дисперсия числа нейтральных пионов как функция полного числа пионов. Вертикальные точечные линии соответствуют точкам на сплошной линии БЭК при соответствующей плотности. При приближении к точке БЭК наблюдается ее резкий и быстрый рост [4; 5].

4. МК моделирование работы электромагнитного калориметра (ДеГа).

Для экспериментального поиска БЭК на СВД-2 наряду с регистрацией заряженных частиц следовало восстановить множественность нейтральных пионов для определения полной множественности, $N_{\text{tot}} = N_{\text{ch}} + N_0$. Пусть $N_{\text{ev}}(N_0, N_{\text{tot}})$ – число событий с N_0 π^0 -мезонами в выборке из событий с полным числом пионов N_{tot} , $N_{\text{ev}}(N_{\text{tot}})$ – число событий с полной множественностью N_{tot} . Тогда распределение по числу нейтральных мезонов при заданной полной множественности определяется их отношением

$$r_0(N_0, N_{\text{tot}}) = N_{\text{ev}}(N_0, N_{\text{tot}}) / N_{\text{ev}}(N_{\text{tot}}), \tag{7}$$

где $N_{\text{ev}}(N_{\text{tot}}) = \sum_{N_0} N_{\text{ev}}(N_0, N_{\text{tot}})$. Величина r_0 определяет долю событий с числом π^0 -мезонов N_0 в событиях с полной множественностью N_{tot} и удовлетворяет усло-

вию нормировки $\sum_{N_0} r_0(N_0, N_{\text{tot}}) = 1$. Зная распределение нейтральных пионов при полной множественности N_{tot} , можно найти среднюю множественность π^0 -мезонов $\langle N_0 \rangle = \sum_{N_0} N_0 r_0(N_0, N_{\text{tot}})$ и их дисперсию $D = \sigma^2 = \sum_{N_0} N_0^2 r_0(N_0, N_{\text{tot}}) - \langle N_0 \rangle^2$.

Для удобства сравнения распределений по числу N_0 в одном масштабе при разных значениях N_{tot} введена переменная n_0 , определяемая отношением [27; 28]

$$n_0 = N_0 / N_{\text{tot}} \quad (8)$$

и изменяющаяся в интервале [0, 1]. Ее можно назвать нормированной множественностью.

На установке СВД-2 регистрация нейтральных частиц (фотонов) осуществляется ЕКал. Этот калориметр детектирует фотоны от распада нейтральных пионов. Он имеет ограниченные размеры (аксептанс) и минимальный порог регистрации по энергии порядка 100 МэВ. В этом случае не все γ -кванты от распада π^0 -мезонов попадают в калориметр, и прямое восстановление всех нейтральных мезонов, родившихся в pp -взаимодействиях, невозможно. Следует подчеркнуть, что для восстановления числа π^0 -мезонов на установке СВД-2 пособытийный (event-by-event) метод не используется.

Задача восстановления множественности нейтральных пионов по данным ЕКал была решена с помощью моделирования двумя МК генераторами [27; 28]. Первоначально это было проделано с помощью генератора PYTHIA5.6 [27; 28] при анализе половины отобранной статистики. Используя его, смоделировано 10 миллионов неупругих pp -соударений при импульсе налетающего протона 50 ГэВ/с. Эффективность регистрации γ -кванта принимается равной 1, если он попадает в калориметр (прямоугольник 160×122 см², находящийся на расстоянии 1070 см от мишени) и его энергия оказывается больше 100 МэВ. Для анализа отбираются события с множественностью заряженных частиц $N_{\text{ch}} \geq 4$. Из них число событий с более чем одним π^0 -мезоном, составило 83 %.

По этой выборке также определены: средняя множественность заряженных частиц $\langle N_{\text{ch}} \rangle = 6,0$, среднее число нейтральных пионов $\langle N_0 \rangle = 2,3$. Средняя множественность γ -квантов составила $\langle N_\gamma \rangle = 4,3$, причем 95 % из всех фотонов, попавших в ЕКал, являются продуктами распада π^0 -мезонов. Последний результат позволяет считать, что практически все фотоны, регистрируемые калориметром, являются продуктами распада нейтральных пионов. МК моделирование свидетельствует, что для попадания в калориметр обоих фотонов энергия π^0 -мезона в лабораторной системе отчета (неподвижная водородная мишень) должна быть выше 1 ГэВ. Также моделированием установлено, что только 37 % всех π^0 -мезонов дают сигналы в ЕКал, для половины из них в калориметр попадают от распада оба фотона, для другой половины – только один γ -квант.

На рис. 11, а представлены распределения по множественности МК-моделированных фотонов и π^0 -мезонов. Зависимость средней множественности нейтральных пионов от числа зарегистрированных в калориметре фотонов N_γ приведена

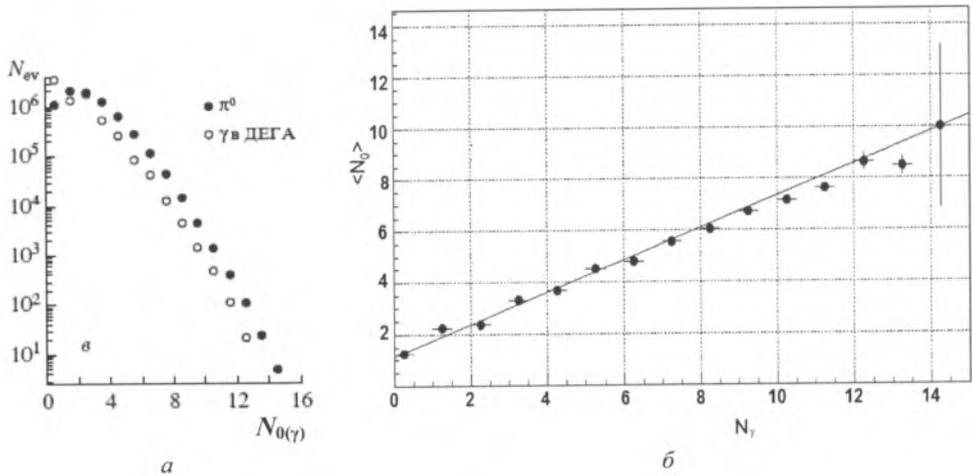


Рис. 11. *a* – распределения по числу π^0 -мезонов, N_γ (\bullet), и зарегистрированных фотонов, N_γ (\circ), для МК событий; *б* – средняя множественность π^0 -мезонов как функция числа фотонов, N_γ [27; 28]

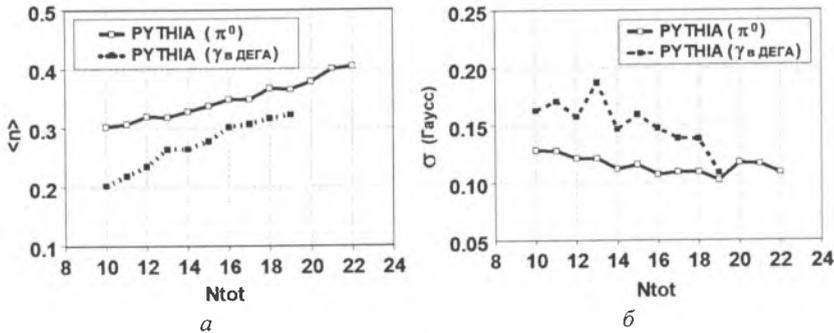


Рис. 12. *a* – средняя нормированная множественность нейтральных частиц, $\langle n \rangle$; *б* – средние квадратичные отклонения, σ [27; 28]. Сплошные символы (\blacksquare) соответствуют фотонам, пустые (\square) – π^0 -мезонам

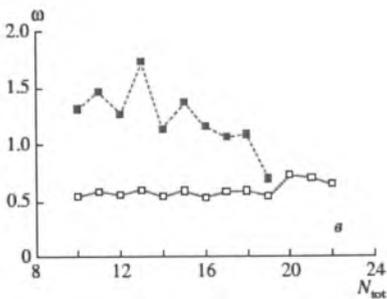


Рис. 13. Нормированная дисперсия нейтральных пионов и фотонов для моделированных событий. Символы (\blacksquare) соответствуют фотонам, (\square) – π^0 -мезонам

на правой панели. Между этими величинами для моделированных событий обнаружена зависимость, близкая к линейной, т. е. среднее значение $\langle N_0 \rangle$ примерно линейно зависит от числа N_γ . На рис. 12, *a* представлена зависимость средней нормированной множественности π^0 -мезонов и фотонов как функция полной множественности N_{tot} . На правой панели этого рисунка показана зависимость среднего квадратичного отклонения по этой же переменной.

И, наконец, на рис. 13 представлена нормированная дисперсия γ -квантов и π^0 -мезонов. Видно,

что никакого роста ω для π^0 -мезонов для МК моделированных событий не наблюдается, более того, для γ -квантов наблюдается даже ее падение с ростом полной множественности.

Для выполнения моделирования pp -взаимодействий при 50 ГэВ/с были также использованы МК генератор FRITIOF7.02 и пакет GEANT-3 [122–124]. Пакет GEANT позволяет моделировать прохождение вторичных частиц через установку СВД-2. 350000 событий, полученных МК генератором FRITIOF7.02, подтвердили обнаруженную ранее (МК генератором PYTHIA5.6) линейную зависимость среднего числа нейтральных пионов от числа зарегистрированных в ЕКал фотонов (можно видеть на рис. 14). Это моделирование также установило, что около 95 % всех зарегистрированных фотонов являются продуктами распада π^0 -мезонов.

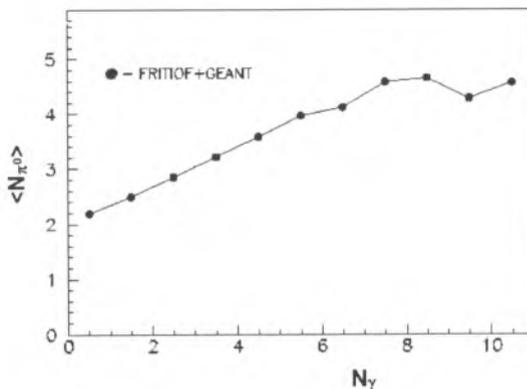


Рис. 14. Средняя множественность родившихся π^0 -мезонов как функция числа зарегистрированных фотонов

Используемая для восстановления нейтральных пионов выборка не соответствует истинному распределению по N_{ch} . Различие связано с подавлением триггером событий с малой множественностью и не пропорциональным отбором событий с разной множественностью для обработки. Для этого выполняется поправка с использованием поправочных коэффициентов [27; 28]. Для $N_{ch} = 14$ выбирается $k = 1$. Умножая на эти коэффициенты число событий для разных N_{ch} , приводим их в соответствие с измеренными топологическими сечениями.

5. ЕКал и алгоритм восстановления числа событий с заданной множественностью π^0 -мезонов. Детектирующий элемент ЕКал состоит из свинцового стекла ($38 \times 38 \times 505$ мм³) и фотоумножителя (ФЭУ). Первоначально было высказано предположение, что почти вся энергия (98 %) электромагнитного ливня от γ -кванта, попадающего в центр стекла, выделяется в ячейке из 3×3 элементов, так как поперечный размер стекла равен радиусу Мольера. При этом энергия, выделяемая в центральной ячейке, составляет в среднем 77 % от энергии всего ливня.

Обработка данных показала, что для повышения точности восстановления фотонов размер ячейки следует увеличить до 5×5 элементов. Результаты обработки данных в зависимости от выбора размера ячейки приводят к качественно одинаковым результатам. Увеличение размера ячейки незначительно уменьшает число зарегистрированных фотонов, и следовательно, влияет на величину множественности нейтральных пионов, при которой начинается рост нормированной дисперсии.

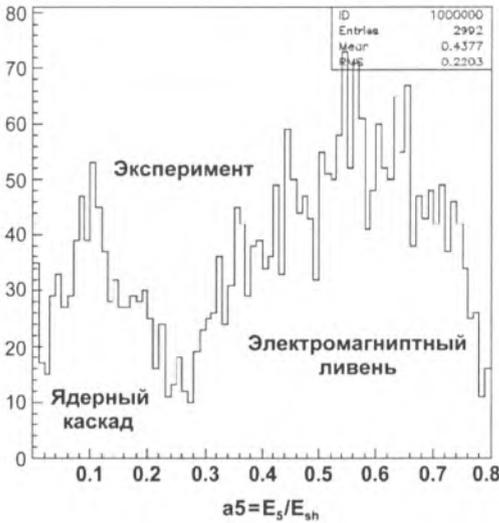


Рис. 15. Параметр $a5$ от ядерного каскада и электромагнитного ливня

каналов или сигнала ниже порога, суммарная энергия ливня корректируется. Она не должна превышать 50 ГэВ.

Значение параметра $a5$, которое равно отношению энергии в центральном канале к суммарной энергии всех 9 (25) каналов, для γ -кванта должно быть больше 0,4. Чем ближе к центру стекла попадает γ -квант, тем этот параметр становится больше. Для ядерного каскада заряженных частиц эта величина меньше, чем 0,5 (рис. 15).

В результате обработки ~500 тыс. экспериментальных событий и отбора в них электромагнитных ливней, удовлетворяющих приведенным выше критериям с размером ячейки 3×3 , были получены: среднее число фотонов в событии $\langle N_\gamma \rangle = 3,0$ и их средняя энергия $\langle E_\gamma \rangle = 2,8$ ГэВ (пороговая энергия регистрации фотонов составляет 100 МэВ).

Методика восстановления распределений по множественности π^0 -мезонов по числу зарегистрированных фотонов основана на использовании моделированных событий. Установленная линейная зависимость между $\langle N_0 \rangle$ и N_γ (рис. 11, б и рис. 14) свидетельствует о том, что эта задача выполнима. Большая полная множественность наблюдается в области $N_{ch} = 8, 10$ и 12 , где экспериментальные данные согласуются с Монте-Карло моделированием. Для перехода к числу событий с N_0 π^0 -мезонами используются двумерные распределения $N_{ev}(N_\gamma, N_0)$ для моделированных событий при разных значениях N_{ch} . Введем упрощенные обозначения: $i = N_\gamma, j = N_0$ и $N_{ev}(N_\gamma, N_0) = N_{ev}(i, j)$. Для каждой множественности заряженных частиц N_{ch} можно определить матрицу коэффициентов

$$c_{ij} = N_{ev}(i, j) / N_{ev}(i), N_{ev}(i) = \sum_j N_{ev}(i, j).$$

Количество элементов в ЕКал равно 32 (вертикальные слои) \times 42 (горизонтальные слои) = 1344. Его калибровка проводилась с помощью облучения центра тяжести каждого элемента узким (диаметром 3 мм) пучком электронов с энергией 15 ГэВ. Обработка данных с этого калориметра заключается в поиске сигналов в каждой ячейке и применении к ним критериев отбора ливней от γ -квантов. Основные критерии следующие.

В кластере 3×3 (5×5) элементов должно быть не менее двух каналов с сигналом выше порога, равного десяти отсчетам АЦП. При отсутствии сигналов в соседних от центрального канала кристаллов из-за наличия «нерабочих»

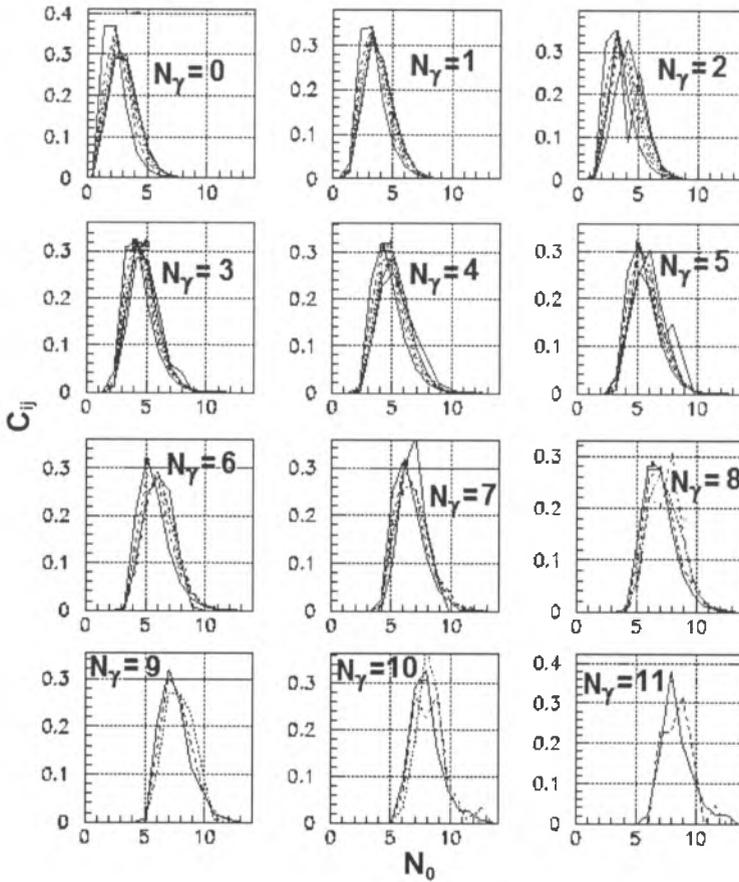


Рис. 16. Коэффициенты c_{ij} как функции числа π^0 -мезонов [29]. Числа $N_\gamma = 0, 1, 2, \dots$ определяют количество зарегистрированных фотонов. N_0 – соответствующая этим числам множественность π^0 -мезонов. Линии с разной штриховкой соответствуют разной множественности N_{ch} .

Величина $N_{ev}(i)$ определяет объем выборки, в которую попадают события с i зарегистрированными фотонами. В этой выборке имеются события с числом нейтральных пионов j , удовлетворяющих условию: $i/2 \leq j \leq i$, так как каждый π^0 -мезон распадается только на два фотона. c_{ij} определяет долю событий с множественностью нейтральных пионов j в выборке с i зарегистрированными фотонами. МК моделированием по программе РУТНIA5.6 определены вероятностные коэффициенты c_{ij} в области $N_\gamma \leq 11$ и $N_{ch} \leq 14$, которые представлены на рис. 16. С ростом N_γ наблюдается смещение распределения по числу π^0 -мезонов вправо, при этом левая граница определяется условием $N_0 \geq N_\gamma / 2$. Возникшее ограничение по N_γ и N_{ch} связано с малой статистикой редких событий с БМ.

Анализ распределений по числу нейтральных пионов (c_{ij} для $i = 0, 1, 2, \dots, 11$), представленных на рис. 16, позволяет продолжить их восстановление для $N_\gamma > 11$ и $N_{ch} > 14$. Основанием для такой экстраполяции является примерное постоянство

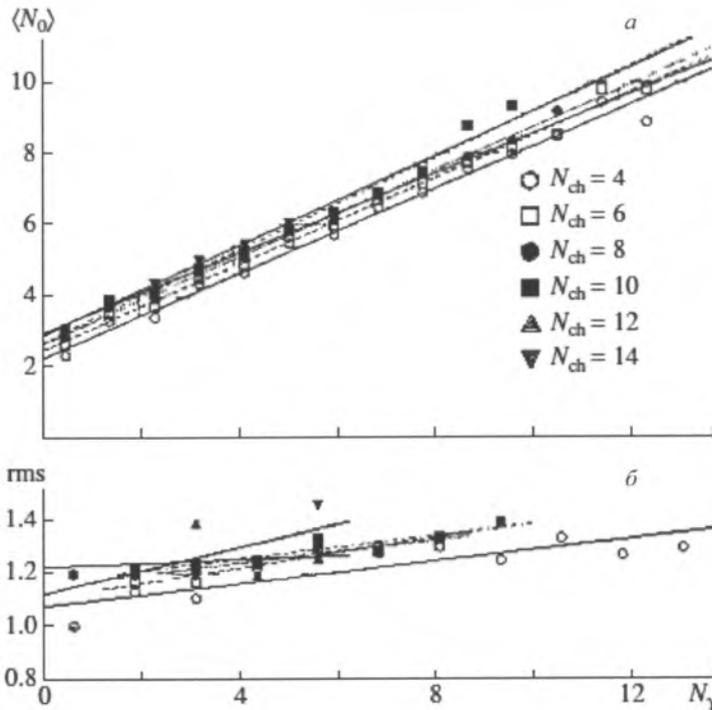


Рис. 17. *a* – $\langle N_0 \rangle$; *б* – среднее квадратичное отклонение (rms) [27; 28] определяет число восстановленных событий с j π^0 -мезонами по всем возможным выборкам с i фотонами. Определенные таким образом $N_{ev}(j)$ записываются в ячейки таблицы для определения распределений по N_0 и N_{tot} мезонов. В этой таблице элементы столбцов для каждой множественности заряженных частиц N_{ch} заполняются числами событий с разной множественностью нейтральных пионов. Элементы строк соответствуют числу событий с заданной полной множественностью N_{tot} . Восстановленные распределения π^0 -мезонов по всей выборке представлены на рис. 18

формы распределения (слабая зависимость его формы от N_γ и N_{ch}), причем средняя множественность π^0 -мезонов $\langle N_0 \rangle$ растет линейно с числом фотонов N_γ (рис. 17, *a*) и среднее квадратичное отклонение (rms) остается практически постоянным для всех N_{ch} (рис. 17, *б*).

С помощью матрицы c_{ij} можно разложить элементы каждого столбца с заданным N_{ch} в сумму числа событий с одинаковыми значениями N_0 , используя коэффициенты c_{ij} [27; 28]

$$N_{ev}(i, j) = c_{ij} N_{ev}(i), \quad (9)$$

где $N_{ev}(i, j)$ определяет количество истинных событий с j π^0 -мезонами в выборке с i зарегистрированными фотонами. Для c_{ij} выполняется условие нормировки $\sum_j c_{ij} = 1$. Сумма слагаемых (9) по числу фотонов i

$$N_{ev}(j) = \sum_i N_{ev}(i, j).$$

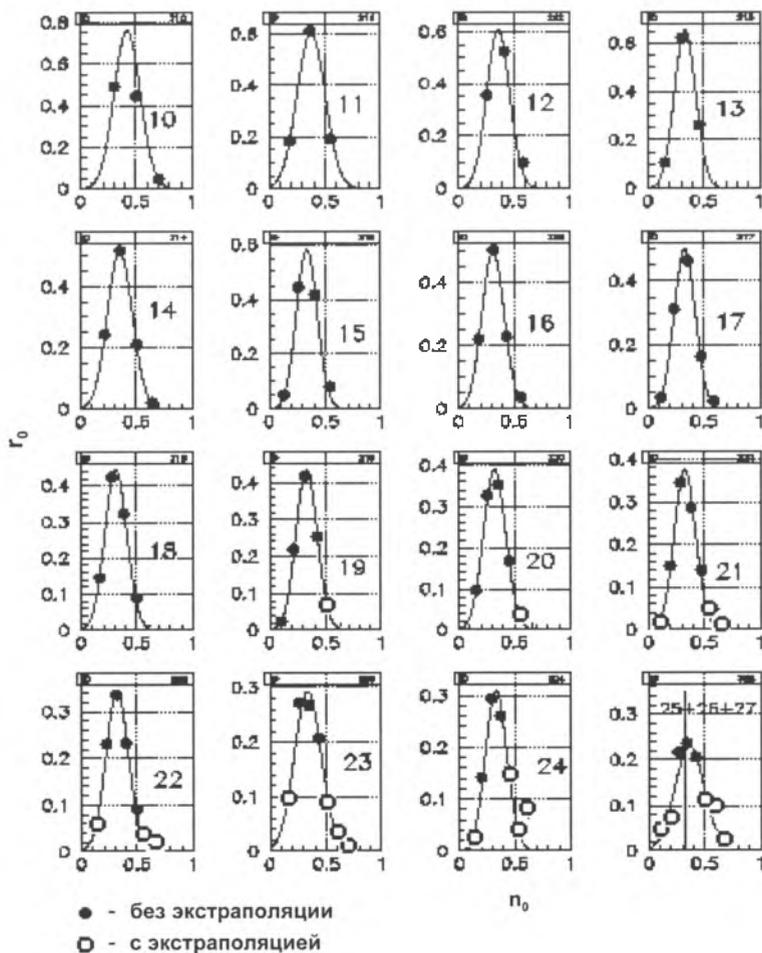


Рис. 18. Распределения π^0 -мезонов для N_{tot} по n_0 (8). Значения N_{tot} указаны числами 10, 11, ..., 24, 25 + 26 + 27 [27; 28]. Сплошные кружки получены без экстраполяции, белые – с экстраполяцией

6. Флуктуации числа нейтральных пионов в ОБМ. Для перехода в представление переменной n_0 величина N_0 в каждой строке таблицы для пионов, соответствующей определенному N_{tot} , делится на это N_{tot} . r_0 определяется отношением (7). На рис. 18 приведены распределения $r_0(n_0, N_{tot})$ для $N_{tot} \geq 10$ [27; 28].

Следует заметить, что экспериментальные точки в этих распределениях расположены неравномерно. Сплошные кружки получены без экстраполяции в ОБМ, белые – с экстраполяцией. Из-за ограниченной статистики данные при самых больших трех значениях N_{tot} объединяются в один интервал: $N_{tot} = 26, 27, 28$ ($N_{tot} = 29, 30, 31$ для меньшей статистики, [27; 28]). Видно, что основной вклад в дисперсию вносят точки, полученные без экстраполяции. Точки, полученные экстраполяцией результатов, представленных на рис. 18, хорошо вписываются в распределения и вносят малый вклад в дисперсию. Также видно, что число

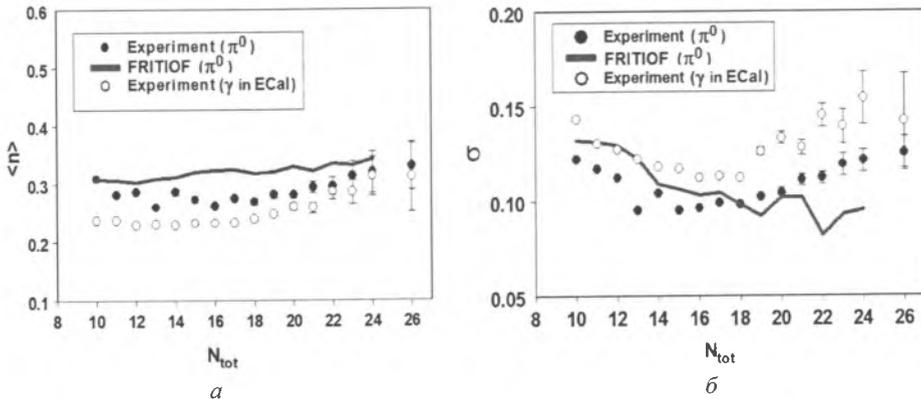


Рис. 19. $\langle n \rangle$ (а) и σ (б) числа π^0 -мезонов и фотонов как функции N_{tot}

π^0 -мезонов в среднем составляет третью часть от всех пионов. Максимальная полная множественность, восстановленная в эксперименте, составила $N_{tot} = 36$ при $N_{ch} = 12$. Среди событий с $N_{tot} = 20$ встречаются редкие события с преобладающим числом π^0 -мезонов ($N_0 = 16$), что указывает на возможность существования антикентавров [27; 28].

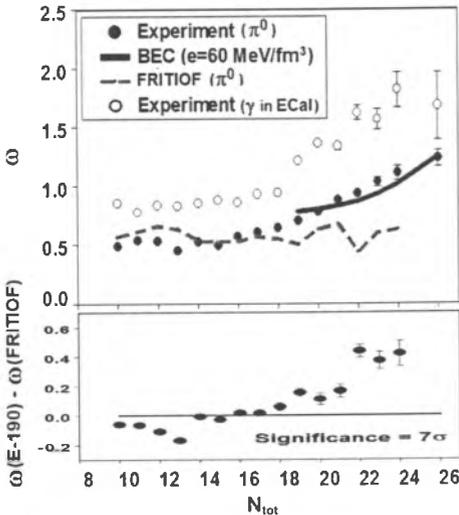


Рис. 20. Нормированная дисперсия π^0 -мезонов и фотонов как функция N_{tot} [27; 28]. Экспериментальные значения ω для фотонов (○) и восстановленных π^0 -мезонов (●), сплошная линия – предсказание для ω в микроканоническом ансамбле в модели идеального пионного газа [4; 5], штриховая линия – ω , полученная по программе FRITIOF

На рис. 19 представлены зависимости параметров $\langle n \rangle$ (а) и σ (б) от $N_{tot} = N_{ch} + N_\gamma$ и $N_{tot} = N_{ch} + N_0$. Результаты эксперимента представлены по полной статистике. МК моделирование выполнено по программе FRITIOF.

После определения средней множественности π^0 -мезонов и ее дисперсии σ^2 для каждого измеренного N_{tot} находится нормированная дисперсия $\omega = \sigma^2 N_{tot} / \langle n_0 \rangle$. Результаты, полученные для нормированной дисперсии на первом этапе, представлены на рис. 20. Начиная примерно с $N_{tot} = 18$ при выборе размера ячейки 5×5 наблюдается рост нормированной дисперсии. Отклонение от предсказания МК генератора достигает 7 стандартных отклонений при максимальном значении наблюдаемой полной множественности.

Свидетельством малости систематических ошибок по сравнению со статистическими и правильности полученных распределений нейтральных пионов является

хорошее согласие наших экспериментальных данных [27; 28] с данными, полученными Сотрудничеством Мирабель [16] и представленными на рис. 21: зависимость средней множественности π^0 -мезонов от числа заряженных пионов.

7. Теоретические оценки, подтверждающие образование БЭК в pp -взаимодействиях на У-70. Для теоретического обоснования образования БЭК в pp -взаимодействиях в ОБМ определим среднюю энергию пиона при полной множественности $N_{tot} = 30$. Максимальное число всех пионов, обнаруженное на эксперименте, $N_{tot} = 36$.

Средняя кинетическая энергия пиона находится из условия

$$\langle E_{\pi} \rangle = (E_{cms} - 2m_N - N_{\pi}m_{\pi}) / N_{\pi},$$

где E_{cms} – энергия двух протонов в системе центра масс; m_N и m_{π} – массы нуклона и пиона соответственно; N_{π} – число всех пионов. При импульсе протона, налетающего на неподвижную водородную мишень, 50 ГэВ/с и $N_{\pi} = 30$ средняя энергия пиона $\langle E_{\pi} \rangle \approx 120$ МэВ [27; 28].

В соответствии с формулами статистической физики [30] критическая энергия пиона, при которой он выпадает в конденсат, определяется выражением

$$E_{crit} = (3,31 / g^{2/3})(\hbar / m_{\pi})\rho^{2/3}, \quad (10)$$

где для пионов $g = 1$; \hbar – постоянная Планка; ρ – плотность числа пионов в области взаимодействия. Чтобы оценить эту энергию, предположим, что область взаимодействия двух протонов ограничена сферой радиуса 1,5 фм. Эта величина сравнима с двумя радиусами протона $r_p \approx 0,8$ фм. Плотность числа всех 30 пионов, заключенных в сфере выбранного радиуса $\rho_{\pi} = 2,1$ фм⁻³, для нейтральных пионов плотность $\rho = 0,7$ фм⁻³. Следует отметить, что плотность ядерного вещества в обычных условиях (0,16 фм⁻³) значительно меньше этой величины. В этом случае $E_{crit} \approx 727$ МэВ для π^0 -мезонов при $\rho = 0,7$ фм⁻³. При выборе радиуса сферы 2, 3 или 4 фм E_{crit} снижается до 410, 181 или 102 МэВ соответственно. Очевидно, что E_{crit} (10) при размерах области, сравнимой с двумя радиусами нуклонов, значительно выше, чем средняя энергия частиц в наблюдаемой ОБМ $N_{tot} \sim 30$: $E_{crit} \gg \langle E_{\pi} \rangle$. В этом случае образование БЭК в системе тождественных нейтральных пионов можно наблюдать по возрастанию флуктуаций числа π^0 -мезонов в ОБМ.

8. Исследование выхода мягких фотонов. Перед проектом «Термализация» была поставлена задача исследования повышенного выхода прямых мягких фотонов (МФ) в адронных и адрон-ядерных взаимодействиях при энергиях У-70.

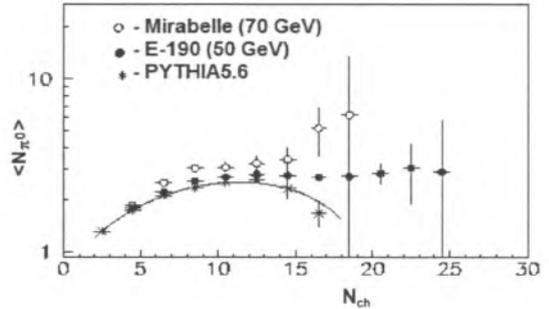


Рис. 21. Среднее число π^0 -мезонов как функция N_{ch} для МК событий, данных Мирабель при 70 ГэВ [16] и СВД при 50 ГэВ [27; 28]

После обнаружения указания на образования БЭК в pp -соударениях, Сотрудничество СВД-2 приступило к созданию электромагнитного калориметра для их регистрации. К этому времени имелись теоретические работы, связывающие события с БМ с такими фотонами [6].

Прямыми фотонами называют фотоны, которые не являются продуктами распада вторичных адронов, например, нейтральных пионов. Энергия прямых МФ не превышает 60 МэВ. Известно, что в экспериментах, выполненных в течение продолжительного периода, наблюдался их повышенный выход (обзор экспериментальных результатов дан в [29]) относительно теоретических оценок, полученных в квантовой электродинамике. Анализ экспериментальных результатов и моделей, описывающих выход МФ, приведен в [31].

Выполняемые эксперименты по регистрации МФ при разных энергиях и в разных взаимодействиях стимулировали развитие теоретических представлений о природе множественного рождения вторичных частиц. Поскольку МФ слабо взаимодействуют со средой, их можно рассматривать пробниками (зондами) для изучения разных стадий взаимодействия как кварк-глюонной (особенно на ранней стадии), так и адронной. Фотоны сохраняют свойства среды, которую они покидают. Например, измеряя их энергию, можно оценить температуру этой среды.

Фотоны с большими поперечными импульсами рождаются на начальной стадии столкновения частиц или ядер за счет элементарных процессов КХД: комптоновского рассеяния $q + g \rightarrow q + \gamma$, и/или кварк-антикварковой аннигиляции $q + \bar{q} \rightarrow \gamma$. Эти процессы количественно рассчитываются в рамках ТВ КХД. Рождение прямых МФ также может происходить через эти реакции. Модель Личарда и Ван Хова [31] построена на включении их в механизм образования МФ. Также предложены другие феноменологические модели, нацеленные на объяснение аномального выхода МФ, вводя в физику мягких процессов новые механизмы взаимодействия. Однако ни одна из них не в состоянии описать экспериментальные данные в целом. В частности, кинематическая область, где особенно заметно проявляется аномальный выход МФ, ждет своего полного объяснения. Разгадка МФ, по-видимому, связана с пониманием стадии адронизации.

Последние экспериментальные работы по изучению выхода МФ были выполнены на установке DELPHI [32]. Главным исполнителем этих исследований был В. Ф. Перепелица. Он участвовал в ряде экспериментов по регистрации МФ (WA83, WA91, WA102) и продолжил эти исследования на установке DELPHI. В этом эксперименте на ускорителе LEP1 в ЦЕРНе изучался процесс образования двух кварковых струй через рождение Z^0 бозона в процессе $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$ и процесс рождения мюонной пары ($e^+e^- \rightarrow \mu\bar{\mu}$). Первый процесс идет с образованием адронов, второй – лептонной пары. Анализ данных, проводимый В. Ф. Перепелицей, был нацелен на исследование МФ, возникающих за счет тормозного излучения адронами в конечном состоянии, или другими источниками, ответственными за наблюдаемый их выход.

Регистрация заряженных частиц на установке DELPHI выполнялась вершинным детектором, внутренним трекером, время-проекционной камерой (Time Projection Chamber, TPC) и внешним детектором. Электромагнитный калориметр располагался за этими детекторами. Все они находились внутри сверхпроводящего магнита 1,23 Тл. Основным трекером DELPHI была TPC.

Выполненное МК моделирование основывалось на современных пакетах JETSET 7.3 PS, отрегулированных в соответствии с последними КХД исследованиями. Использовались также два стандартных генератора ARIADNE 4.6 и HERWIG 5.8, настроенных на установку DELPHI.

После вычитания фона от адронных распадов и введения поправок на эффективность детектирования отношение наблюдаемого сигнала МФ к интенсивности тормозного излучения составило $4,0 \pm 0,3 \pm 1,0$. Совершенно неожиданным оказалась зависимость выхода МФ от множественности нейтральных пионов. Отношение сигнала к фону для этих событий достигает 17, что значительно превышает соответствующую величину для заряженных частиц [32]. В качестве контрольного эксперимента на установке DELPHI был изучен процесс образования лептонной пары мюонов, для которых получены хорошо согласующиеся с теоретическими предсказаниями отношения сигнала к предсказанной интенсивности и близкие к единице. Таким образом, контрольный эксперимент свидетельствует, что ответственным за появление избытка МФ является адронная составляющая.

9. Оценка размера области испускания МФ. В соответствии с МГД образующаяся кварк-глюонная среда может рассматриваться как почти равновесная система. В этой системе активные глюоны фрагментируют в кварк-антикварковые пары, а остальные, более мягкие глюоны остаются без изменений. Токовые (легкие) $q\bar{q}$ -пары превращаются в составные (тяжелые) пары кварков, подхватывая оставшиеся глюоны. Избыток энергии, которую несут мягкие глюоны, переизлучается ими при комптоновском рассеянии кварков на глюоне $q + g \rightarrow Q + \gamma$ с образованием МФ.

Этот сценарий напоминает Большой взрыв при рождении нашей Вселенной. В настоящее время наблюдается спектр реликтовых фотонов, соответствующий спектру излучения абсолютно черного тела

$$\frac{d\rho}{dv} = \frac{8\pi}{c^3} \frac{v^2}{\exp(hv/kT) - 1}, \quad (11)$$

где $d\rho/dv$ – пространственная плотность фотонов; c – скорость света; hv – энергия фотона; k – постоянная Больцмана. Безмассовые глюоны взаимодействуют с кварками аналогично фотонам и имеют нулевой химический потенциал, поэтому их спектр можно описать спектром (11). Плотность глюонов при температуре конфайнмента $T_c \approx 200$ МэВ оценивается как

$$\rho_g = 2,4 \left(\frac{T_c}{T_0} \right)^3 10^{-37} \text{ фм}^{-3} \approx 0,3 \text{ фм}^{-3}.$$

Число таких глюонов в горячей кварк-глюонной системе в кубе размером $L = 3$ фм будет порядка 8. Размер области кварк-глюонной системы со средней множественностью глюонов $\bar{m} = 2,48$, полученной в МГД для pp -соударений при 70 ГэВ/с, сравним с 2 фм. С увеличением этого размера число глюонов возрастает. Часть из них превращается в кварковые пары, оставшиеся глюоны, в основном, мягкие, не могут выйти из этой системы вследствие открытого цвета (явление конфайнмента). Они подхватываются кварками, которые становятся тяжелее и излишек энергии переизлучают в виде МФ.

Согласно экспериментальным данным [16], дифференциальное неупругое поперечное сечение на У-70 в pp -взаимодействиях при 70 ГэВ составляет $\sigma_{in} \sim 40$ мб, поперечное сечение рождения МФ σ_{γ} с импульсом меньше 100 МэВ около 4 мб. Так как сечение неупругого рассеяния (σ_{in}), сечение рождения МФ (σ_{γ}) и их число (n_{γ}) связаны соотношением

$$\sigma_{\gamma} \cong n_{\gamma}(T)\sigma_{in},$$

то число МФ $n_{\gamma} \approx 0,1$. Полное число фотонов при излучении черного тела в объеме V определяется интегралом от плотности (11) [30]

$$n_{\gamma}(V) = \frac{V}{\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \frac{v^2 dv}{e^{hv/kT} - 1} = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 V = 0,244 \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 V.$$

Температура системы оценивается по поперечному импульсу вылетающих МФ: $T = p \approx p_T \sqrt{2}$. Число МФ в системе (для простоты принимается куб с ребром L)

$$n_{\gamma}(p_T) \approx L^3 \rho(T) = L^3 0,244 \left(\frac{kp_T \sqrt{2}}{\hbar c} \right)^3. \quad (12)$$

Для перехода от МэВ к градусам Кельвина в числителе дроби выражения (12) используется соотношение: 1 МэВ = $1,16 \cdot 10^{10}$ К. Из этого выражения можно найти L для разных значений p_T при числе МФ равном 0,1. Область испускания МФ зависит от выбора их поперечного импульса. МФ с малыми p_T излучаются из области немного большего размера, чем размер системы двух протонов. Если взять в качестве усредненного импульса 30 МэВ/с, то размер области испускания превышает размеры двух протонов ($2 \times 0,8$ фм). Указание на это превышение было высказано в работе [31]. Эксперименты на установке DELPHI свидетельствуют, что излучение МФ происходит на стадии адронизации, область которой немного (в 2–3 раза) превышает размеры первоначальных адронов. Область остывания вновь родившихся адронов, возможно, расширяется в несколько раз по сравнению с общепринятой областью сильного взаимодействия.

Полное объяснение феномена повышенного выхода МФ требует дополнительных экспериментальных исследований. С этой целью Сотрудничеством СВД-2 был создан электромагнитный калориметр для регистрации МФ (ЭКМФ или СПЕС).

10. Создание ЭКМФ, проведение эксперимента и первые результаты. Для исследования МФ на установке СВД-2 на У-70 и на Нуклотроне ОИЯИ был

создан электромагнитный калориметр мягких фотонов (ЭКМФ или SPEC, soft photon electromagnetic calorimeter) на основе BGO скintилляторов ($W_4Ge_3O_{12}$, ортогерманат висмута) [33]. Кристаллы BGO имеют малую радиационную длину $X_0 = 1,12$ см (по сравнению, например, с NaJ(Tl), где $X_0 = 2,59$ см), что позволяет существенно снизить объем прибора. Кроме того, этот скintиллятор имеет малую чувствительность к нейтронам, что важно при измерении гамма излучения на ускорителе. При изготовлении кристаллов BGO не возникает проблем равномерного распределения активатора по объему кристалла. Наконец, многим неорганическим скintилляторам свойственно послесвечение – наличие долговременной компоненты высвечивания. Кристаллы BGO обладают относительно малым послесвечением.

При создании ЭКМФ были получены ответы на следующие вопросы: как влияет энергетическое разрешение ЭКМФ на изменение времени интегрирования сигнала; каково оптимальное соотношение между быстродействием системы и ее энергетическим разрешением; как влияют на энергетическое разрешение системы различные способы укладки кристаллов (плотная упаковка, укладка с небольшими зазорами или укладка со смещением рядов друг относительно друг друга) и др.

Схема калориметра показана на рис. 22. ЭКМФ представляет собой сборку из 49 счетчиков в виде матрицы 7×7 . Каждый кристалл имеет форму параллелепипеда с размерами $30 \times 30 \times 180$ мм³. Боковые грани кристалла для увеличения светосбора обернуты материалом Тувек (толщина 120 мкм). Передний торец прикрыт отражающей пленкой VM2000. Используются ФЭУ 9106SB (ET Enterprises). Этот ФЭУ имеет 8 диодов и повышенную квантовую эффективность в зеленой части спектра. Диаметр фотокатода 25 мм. Колба имеет пермаллоевую защиту. ФЭУ приклеен к кристаллу двухкомпонентным оптическим клеем EPO-ТЕК 301.

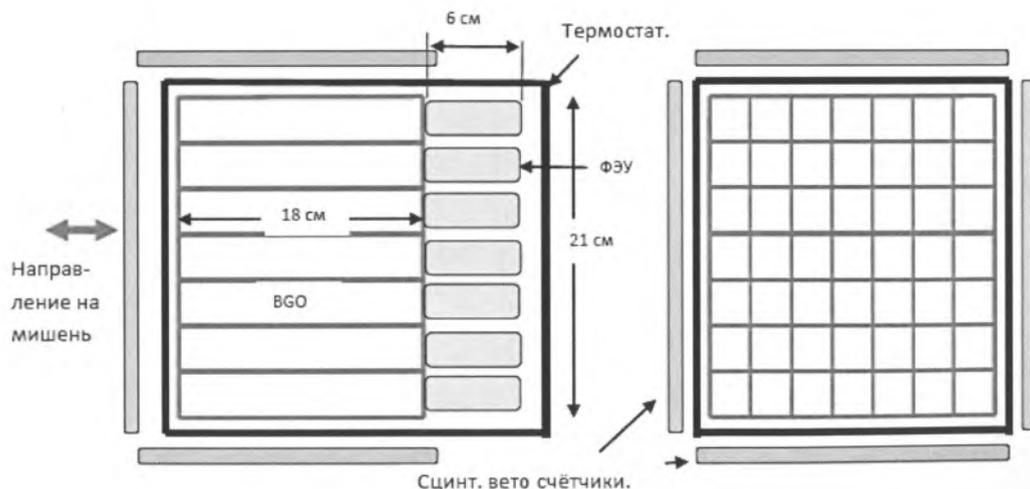


Рис. 22. Схема ЭКМФ

Делитель напряжения, предварительный усилитель, формирователь сигнала и преобразователь напряжения $12\text{ В} \rightarrow (400\text{--}600\text{ В})$ выполнены как единый модуль, размещенный на панели ФЭУ. Предварительный усилитель выполнен на операционном усилителе (ОУ) Ad8014 с обратной связью по току. Питание $+12$, -12 В подается от внешнего источника. Ток потребления составляет 1 А ($+12\text{ В}$) и 50 мА (-12 В). Напряжение питания ФЭУ может регулироваться на внешней плате отдельно для каждого из семи столбцов сборки. ФЭУ включены по схеме с заземленным фотокатодом. Такое включение мотивировано максимальной плотностью упаковки кристаллов. Сигналы с предварительных усилителей по кабельным магистралям поступают на входы усилителей, установленных на пульте управления установкой рядом с электроникой системы сбора данных.

Максимальное отношение сигнал–шум обеспечивается минимизацией входной емкости. Она определяется промежутком диод–анод и емкостью монтажа, которая составляет $\sim 6\text{ пФ}$. Шум в спектрометрических каналах ЭКМФ не превышает 100 кэВ , что позволяет впервые измерить спектр мягких фотонов в интервале $0,6\text{--}600\text{ МэВ}$. Динамический диапазон сигналов более 66 дБ . Ящик с ЭКМФ с передней и боковых сторон окружен сцинтилляционными счетчиками охранной вето-системы. Сам ЭКМФ размещен внутри термостата. Термостабилизация осуществляется холодильной установкой Huber 006 В. Температура жидкости термостата может задаваться в диапазоне от -20 до $+40\text{ }^\circ\text{C}$. В ходе измерений выбрана оптимальная температура $+18\text{ }^\circ\text{C}$.

Внешний вид счетчика с делителем и предварительным усилителем, размещенным на панели ФЭУ, показан на рис. 23, а, а на рис. 23, б представлен внешний вид ЭКМФ с вето-счетчиками во время испытаний на У-70. Триггер события вырабатывается по совпадению сигналов со сцинтилляционных счетчиков, расположенных в первичном протонном пучке, и сцинтилляционного триггерного

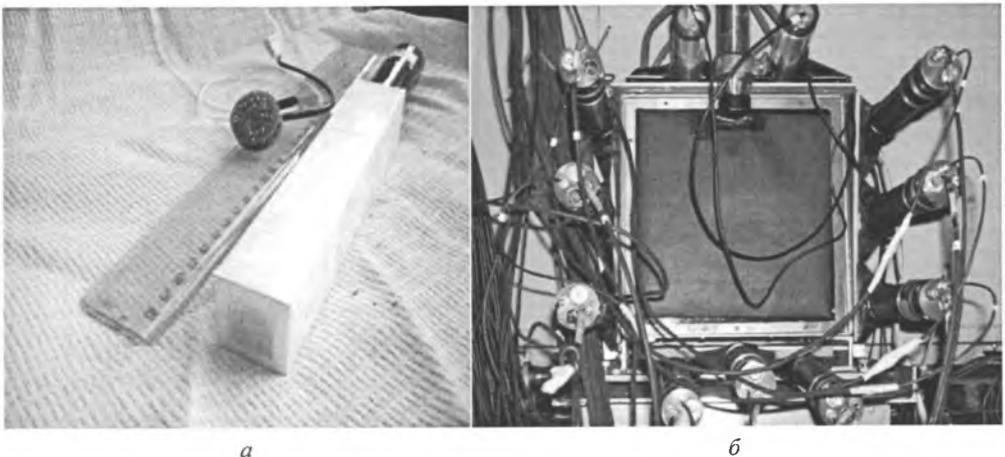


Рис. 23. Счетчик с ФЭУ, делителем и предварительным усилителем (а); ЭКМФ с вето-счетчиками, вид спереди (б) [34]

годоскопа, который настраивается на регистрацию pp -взаимодействий с множественностью не ниже заданной.

Моделирование установки СВД-2 выполнено с использованием МК пакета RUTHIA с вложением МФ по формуле Лоу и без ее включения [34]. Результаты этого моделирования показывают: в области $p_T \leq 100$ МэВ/с включение в МК моделирования МФ приводит к заметному превышению их выхода над спектром, не включающим МФ.

Проведено МК моделирование работы ЭКМФ на установке НИС-ГИБС, расположенной на Нуклотроне ОИЯИ. После весеннего сеанса 2013 года ЭКМФ был перевезен в ЛФВЭ ОИЯИ и подключен к системе сбора данных для участия в сеансах 2014 и 2015 годов на установке НИС-ГИБС, расположенной на выведенном пучке Нуклотрона ОИЯИ. Получены первые результаты выхода МФ в $d+C$ и $Li+C$ взаимодействиях. Пучки дейтерия (d) и лития (Li) имели энергию 3,5 ГэВ/нукл, мишенью была углеродная (C) пластинка толщиной 0,8 см.

В 51-м сеансе 2015 года ЭКМФ располагался на установке НИС-ГИБС под углом 16° относительно направления пучка Нуклотрона. Передняя плоскость кристаллов была удалена от мишени на расстояние 203 см. Оцифровка пластиковых сцинтилляторов осуществлялась CAMAC ADC (Lecroy 2249A) и TDCs (Lecroy 2228A), оцифровка аналоговых сигналов калориметра выполнялась ADC СС-008. Использовались также CAMAC и LE-88К крейт-контроллер с входом для триггерного сигнала. Крейт-контроллер был подсоединен к персональному компьютеру с PCI-OBUS интерфейсом. Программное обеспечение для сбора данных выполнялось в системе MIDAS (<http://midas.psi.ch>). По времени пролета (Time of Flight, ToF) нейтральной частицы между пучковым счетчиком и предливневым детектором (pre-shower) при условии отсутствия сигнала в переднем вето-детекторе было определено временное разрешение для $d+C$ (632 пс) и $Li+C$ (532 пс) взаимодействий (рис. 24) [34].

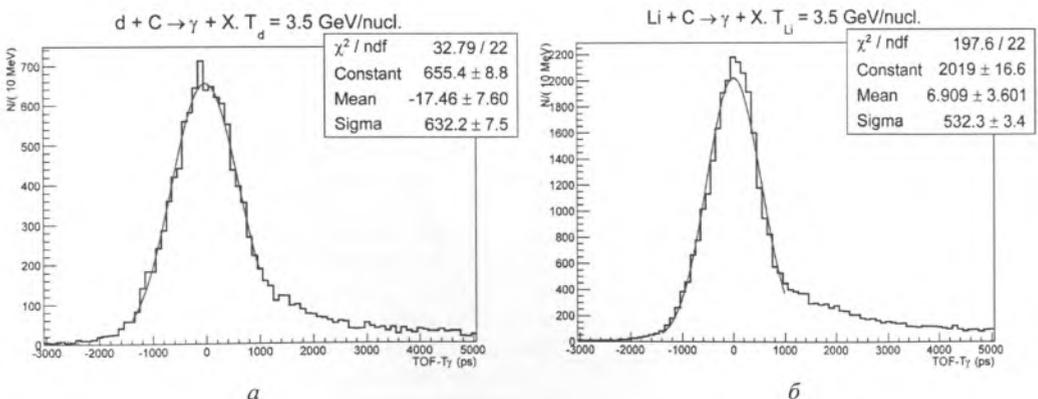


Рис. 24. Время пролета между пучковым счетчиком и предливневым детектором для нейтральных частиц (нет сигнала в переднем вето) в $d+C$ (а) и $Li+C$ (б) взаимодействиях [34]

Критерии отбора событий были следующие:

1. Энергия E , выделяемая в переднем вето-счетчике, меньше чем 0,3 МэВ;
2. Энергия, выделяемая в предливневом детекторе, $0,5 < E < 4$ МIP;
3. ТоF – $1200 < t - t_\gamma < 600$ пс;
4. В одном из кристаллов выделяется энергии больше чем 2 МэВ;
5. Положение ливня в кристалле должно перекрываться по вертикали со сработавшим предливневым счетчиком;
6. Для предотвращения утечек требуется, чтобы энергия во внешнем слое кристалла составляла не более 1/3 от суммарной.

На рис. 25 приведены спектры фотонов в пластике предливневого счетчика для d+C (а) и Li+C (б). Сплошная линия хорошо иллюстрирует комптоновский пик (1 МIP) и пик от конверсии γ -кванта в e^+e^- -пару (2 МIPa). Линия для TOF – $t_\gamma > 1200$ пс почти незаметна.

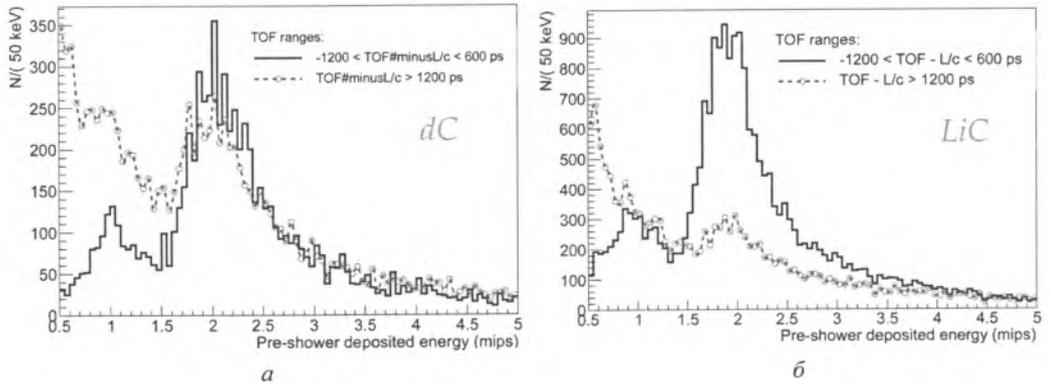


Рис. 25. Спектры нейтральных частиц в пластике pre-shower с временным отбором для пучков дейтерия (а) и лития (б) [34]

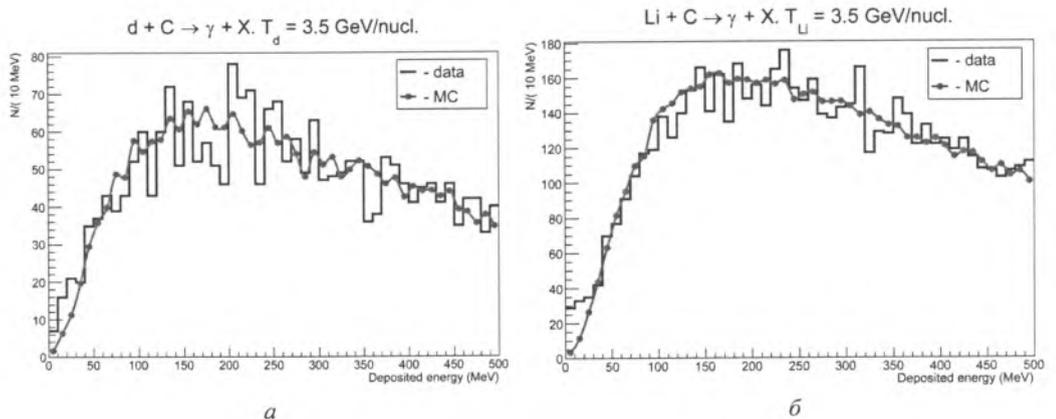


Рис. 26. Экспериментальные и моделированные спектры суммарной энергии в ЭКМФ и pre-shower для пучков d (а) и Li (б) [34]

МК моделирование работы ЭКМФ выполнено с учетом последней его сборки и энергии пучков Нуклотрона 3,5 А ГэВ с помощью пакетов UrQMD + Geant-3.21. Версия Geant-4 при этих условиях показывает такой же результат. На рис. 26 спектры суммарной энергии, выделенной в калориметре и предливневом детекторе (pre-shower), сравниваются с результатами МК моделирования. В области энергии ниже 50 МэВ наблюдается заметное превышение экспериментальных данных над теоретическими предсказаниями МК-генератора.

Таким образом, выполнены первые экспериментальные исследования выхода МФ в адронных и ядерных взаимодействиях, получены их энергетические спектры в области низких энергий. Эти измерения свидетельствуют о заметном превышении выхода МФ по сравнению с предсказаниями МК генераторов. Начаты работы по включению ЭКМФ в систему сбора данных установки BM@N на Нуклотроне для исследования взаимодействий с тяжелыми ядрами.

Предлагается выполнить следующую физическую программу исследования протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействий с регистрацией электромагнитным калориметром «шашлык», создаваемым для установки MPD строящегося коллайдера тяжелых ионов NICA [33]:

1. Поиск новых резонансов в системе двух γ -квантов.
2. Изучение повышенного выхода η^0 -мезонов в АА-взаимодействиях.
3. Исследование интерференции пары фотонов – гамма фемтометрия.
4. Исследование спектра мягких фотонов в области менее 50 МэВ, в которой наблюдается аномальный выход фотонов, превышающий теоретический в 4–8 раз.
5. Поиск связи явлений конденсации пионов и аномальных МФ.
6. Поиск эффекта не сохранения p -четности в событиях с большой передачей импульса.

Работы по измерению топологических сечений и поиску коллективного поведения вторичных частиц в pp -соударениях были поддержаны БРФФИ и РФФИ грантами дважды (2006–2007, 2008–2009 гг.), БРФФИ и ОИЯИ (2010). Программа исследований мягких фотонов поддерживается с 2016 года БРФФИ и ОИЯИ грантом Ф16Д-009.

Литература

1. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Взаимодействия адронов высоких энергий. М.: Наука, 1983. – 288 с.
2. Емельянов В. М., Тимошенко С. Л., Стриханов М. Н. Введение в релятивистскую ядерную физику. М., ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 272 с.
3. Авдейчиков В. В. и др. Рождение частиц в pp -взаимодействии с высокой множественностью при энергии протонов 70 ГэВ. Проект «Термализация». Сотрудничество ОИЯИ–НИИЯФ МГУ–ИФВЭ–ГГТУ–ОИЯЭИ НАНБ. Дубна, 2005. – 45 с. Препринт ОИЯИ; JINR-P1-2004-190.
4. Begun V. V., Gorenstein M. I. // Physics Letters B. 2007. Vol. 653. P. 190–195.
5. Begun V. V., Gorenstein M. I. // Physical Review C. 2008. Vol. 77. P. 064903 (9 p.).
6. Barshay S. // Physics Letters B. 1989. Vol. 227. P. 279–284.
7. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974. – 253 с.
8. Adams J. et al. // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757, N 1–2. P. 102–183.

9. *Adcox K.* et al. // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757, N 1–2. P. 184–283.
10. *Khachatryan V.* et al. // JHEP. 2010. Vol. 09. P. 091 (37 p.).
11. *ATLAS Collaboration.* Two-particle Bose-Einstein correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV measured with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. 2015. Vol. C75. P. 466.
12. *Kokoulina E. S., Kutov A. Ya., Babichev L. F.* // Nonlin. Phenom. Complex Syst. 2007. Vol. 10, N 3. P. 291–296
13. *Kokoulina E., Kutov A., Nikitin V.* // Braz. J. Phys. 2007. Vol. 37. Iss. 2C. P. 785–787.
14. *Semenov S. V., Troshin S. M., Tyurin N. E., Khrustalev O. A.* // Ядерная физика. 1975. Vol. 22. P. 792–800.
15. *Чикилев О. Г., Шляпников В. П.* // Ядерная физика. 1992. Вып. 55. С. 779–783.
16. *Ammosov V. V.* et al. // Physics Letters B. 1972. Vol. 42. P. 519–521.
17. *Kokoulina E. S.* // Acta Phys. Polon. 2004. Vol. B35, N 1. P. 295–302.
18. *Kokoulina E. S., Kutov A. Ya., Nikitin V. A., Popov V. V.* // Письма в ЭЧАЯ. Тяжёлые ионы. А. 2011. Т. 8, № 8. С. 855–859.
19. *Рядовиков В. Н. от имени Сотрудничества СВД-2.* // Ядерная физика. 2012. Вып. 75, № 3. С. 343–348.
20. *Fruhvirth R.* // Nucl. Inst. Methods in Physics Research A. 1987. Vol. 262. P. 444–450.
21. *Giovannini A.* // Nuclear Physics B. 1979. Vol. 161. P. 429–448.
22. *Kuraev E. A., Bakmaev E. A. S., Kokoulina E. S.* // Nucl. Phys. B. 2011. Vol. 851, Iss. 3. P. 551–564.
23. *Kokoulina E. S.* // Phys. Part. Nuclei Lett. 2016. Vol. 13. P. 74–78.
24. *Rushbrooke J. G., Webber B. R.* // Physics Reports. 1978. Vol. 44. P. 1–92.
25. *Csorgo T., Zimany J.* // Heavy Ion Physics. 1999. Vol. 9. P. 161–169.
26. *Voskresenskii D. N.* // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1993. Vol. 105. P. 1473–1497.
27. *Рядовиков В. Н. от имени Сотрудничества СВД-2.* // Ядерная физика. 2012. Т. 75, № 8. С. 1050–1059.
28. *Kokoulina E.* // Progress of Theoretical Physics Supplement. 2012. Vol. 193. P. 306–309.
29. *Lichard P.* // Physical Review D. 1994. Vol. 50. P. 6824–6835.
30. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Физматлит, 2001. – 583 с.
31. *Schukraft J. HELIOS Collaboration.* // Nuclear Physics A. 1989. Vol. 498. P. 79–92.
32. *Perepelitsa V. F.* // Nonlin. Phenom. Complex Syst. 2009. Vol. 12. P. 343–347.
33. Nuclotron-based Ion Collider fAcility [Electronic resource]. – Mode of access: <http://nica.jinr.ru>. – Date of access: 14.02.2017.
34. *Ardashev E.* et al. // Eur. Phys. J. 2016. Vol. A52, N 8. P. 261.

НАУЧНЫЕ ОБЗОРЫ

УДК 539.12

В. Ю. ВОЛКОВ¹, А. П. ВОРОБЬЁВ², Е. С. КОКОУЛИНА^{3,4}, А. Я. КУТОВ⁵,
М. Н. НЕВМЕРЖИЦКИЙ⁶, В. А. НИКИТИН⁴, Г. С. ПОКАТАШКИН^{4,6},
И. А. РУФАНОВ⁴, В. Н. РЯДОВИКОВ², Р. Г. ШУЛЯКОВСКИЙ⁶

ПОИСК НОВЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРОТОННЫХ И ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСКОРИТЕЛЯХ ОИЯИ И ИФВЭ

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцина МГУ

²Институт физики высоких энергий НИЦ «Курчатовский институт», РФ

³Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого

⁴Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, РФ

⁵Отдел математики Уральское Отделение РАН, Сыктывкар, РФ

⁶Институт прикладной физики НАН Беларуси

(Поступила в редакцию 14.02.2017)

В данном обзоре представлены основные результаты экспериментальных и теоретических исследований по поиску новых коллективных явлений в протонных и ядро-ядерных взаимодействиях на ускорительных установках ИФВЭ (г. Протвино) и ОИЯИ (г. Дубна) в Российской Федерации. Эти эксперименты выполнены Сотрудничеством СВД-2, которое состоит из физиков НИИЯФ МГУ, ОИЯИ и ИФВЭ. Основной целью, стоящей перед исследователями, являлось изучение множественного рождения вторичных частиц в области большой множественности. Выполненные экспериментальные исследования в области большой полной множественности подтвердили теоретические предсказания об образовании пионного (Бозе–Эйнштейна) конденсата. В настоящее время эксперимент продолжается на установке $BM@N$ (барионная материя на Нуклотроне) в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. Имеются теоретические указания о связи пионного конденсата с повышенным выходом мягких (менее 50 МэВ) фотонов. Планируется выполнение обширной физической программы на установке $BM@N$ с включением электромагнитного калориметра с низким порогом регистрации.