

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

**III Черенковские чтения:
Новые методы в экспериментальной
ядерной физике и физике частиц
(Москва, ФИАН, 6 апреля 2010 г.)**

Москва 2010

**III Черенковские чтения:
Новые методы в экспериментальной ядерной физике
и физике частиц**

(Москва, ФИАН, 6 апреля 2010 г.)

Сборник докладов. Ответственный за выпуск А.И. Львов.

АННОТАЦИЯ

6 апреля 2010 г. в Москве, в стенах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась уже традиционная конференция, посвященная памяти выдающегося физика-экспериментатора Павла Алексеевича Черенкова – Третьи Черенковские чтения. Основная тематика этих Чтений была посвящена новым методам в экспериментальной ядерной физике и физике частиц. В настоящем сборнике представлена часть сделанных докладов.

Содержание

Предисловие	5
Открытие чтений	6
<i>В.Н. Неволин, О.Н. Крохин (ФИАН)</i>	
Новые результаты в эксперименте D0	9
<i>С.П. Денисов, А.А. Щукин (ИФВЭ)</i>	
Черенковский свет ШАЛ как инструмент изучения массового состава первичного космического излучения	21
<i>В.И. Галкин, Т.А. Джатдоев (Физический факультет МГУ и НИИЯФ МГУ)</i>	
Современный статус черенковского водного детектора НЕВОД	30
<i>С.С. Хохлов, М.Б. Амельчаков, В.В. Ашихмин, Н.С. Барбашина, А.Г. Богданов, И.А. Воробьев, Д.М. Громушкин, А.Н. Дмитриева, Е.А. Задеба, В.В. Киндин, Р.П. Кокоулин, К.Г. Компаниец, С.Ю. Матвеев, А.А. Петрухин, Д.А. Тимашков, Д.В. Чернов, И.А. Шульженко, В.В. Шутенко, Е.И. Яковлева, И.И. Яшин (Научно-образовательного центр НЕВОД, НИЯУ МИФИ), В.Г. Гулый, И.С. Карцев, М.А. Королев (СНИИП-Плюс, Москва), Дж. Маннокки, Дж. Тринкери (Институт физики межпланетного пространства, Италия), О. Сааведра (Отделение общей физики Туринского университета, Италия)</i>	
Фотогалерея	41
Периферическая фрагментация релятивистских ядер	49
<i>П.И. Зарубин (ОИЯИ)</i>	
О возможности интерпретации данных с ускорителей AGS, SPS, RHIC, LHC как адронизации не кварк-глюонной, а валонной плазмы	74
<i>О.Д. Чернавская (ФИАН)</i>	
Программа III Черенковских чтений	83
Оргкомитет	84



Академик П.А. Черенков (28.07.1904 – 06.01.1990), лауреат Сталинских (1948, 1951), Государственной (1977) и Нобелевской (1958) премий.

Предисловие

Черенковские чтения задуманы как регулярные научные конференции, посвященные актуальным проблемам современной физики, которые в той или иной степени перекликаются с деятельностью выдающегося ученого, академика, лауреата Нобелевской премии Павла Алексеевича Черенкова, внесшего огромный вклад в развитие современных методов ядерной физики и физики элементарных частиц, в создание новой ускорительной техники, в исследования космических лучей. Такие чтения не только служат форумом для представления новых идей и результатов, но и способствуют пропаганде достижений отечественной науки, привлечению в науку новых, молодых сил.

Первые Черенковские чтения в подобном формате были успешно проведены в 2008 году в ФИАНе – институте, в котором Павел Алексеевич проработал более 65 лет. Их тематикой были избранные вопросы физической оптики, рентгеновского и мягкого гамма-излучения, физики ядро-ядерных столкновений. Вторые Черенковские чтения (ФИАН, 2009) были посвящены главным образом новым экспериментальным методам, применяемым в ядерной физике и физике элементарных частиц. В центре их внимания были действующие или сооружаемые детекторы и установки для экспериментов на крупных ускорителях и исследований космических лучей, в том числе разнообразные детекторы черенковского излучения. Такая тематика Чтений оказалась весьма востребованной, о чем свидетельствовал значительный интерес, проявленный к участию в Чтениях со стороны научных работников различных институтов и вузов. Поэтому она была сохранена и на Третьих Черенковских чтениях, на которых были заслушаны 11 научных докладов, преимущественно посвященных современным экспериментальным достижениям физики высоких энергий, астрофизики и космологии, разработкам новых источников света и новых методов ускорения частиц. Проведение конференции было поддержано грантом РФФИ 10-02-06027-г., а также Президиумом Российской академии наук.

Настоящий сборник содержит часть сделанных докладов.

А.И. Львов
Е.П. Черенкова

Открытие чтений

В.Н. Неволлин, О.Н. Крохин (ФИАН)

Из выступления В.Н. Неволлина

Начало научной деятельности П.А. Черенкова относится к 1932 г., когда он был аспирантом Физико-математического института Академии наук и по предложению своего научного руководителя С.И. Вавилова начал исследовать люминесценцию растворов ураниловых солей под действием гамма-лучей. В 1934 г. институт разделился на математический и физический, и с того времени Павел Алексеевич стал аспирантом, а с 1935 г. – постоянным сотрудником Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР — ФИАН.

В процессе исследования по аспирантской теме Павлом Алексеевичем было обнаружено новое, удивительно красивое физическое явление. Им было установлено, что под действием гамма-лучей радия в оптически прозрачных жидкостях возникает слабое свечение, резко отличающееся от обычной люминесценции. В удивительно простых по современным представлениям, но трудоемких опытах, в которых использовался метод фотометрии по порогу зрения – разработанный Вавиловым и Брумбергом – Павел Алексеевич обнаружил и исследовал все основные свойства открытого им излучения. При проведении этих опытов ярко проявились черты характера П.А. Черенкова – увлеченность, необычайное упорство, способность находить простейшие пути для решения возникающих задач, внимание к “мелочам” эксперимента.

Теория, которая полностью объяснила все основные свойства излучения, была создана в 1937 г. на основе классической электродинамики И.М. Франком и И.Е. Таммом. Они показали, что наблюдаемое П.А. Черенковым свечение представляет собой излучение заряженной частицы, движущейся равномерно со сверхсветовой скоростью в веществе.

Дополнительные эксперименты, проведенные П.А. Черенковым в 1936–1937 гг., подтвердили количественную сторону теории Тамма–Франка. По образному выражению академика Г.С. Ландсберга, ставшие классическими исследования П.А. Черенкова являются “украшением советской физики”. Дальнейшее развитие теории черенковского излучения связано с именами И.Е. Тамма, И.М. Франка и ряда других физиков. В частности, квантовая теория этого излучения была разработана В.Л. Гинзбургом. В России многие физики этот эффект называют излучением Вавилова–Черенкова.

Подробные количественные исследования свойств нового излучения в понимание его природы позволили Павлу Алексеевичу высказать в 1937 г. идею о возможном применении нового эффекта для определения скоростей заряженных частиц. Это соображение послужило в дальнейшем основой для создания черенковских счетчиков, RICH-ей (Ring Imaging Cherenkov), черенковских спектрометров. Без этих приборов теперь невозможно себе представить экспериментальную физику высоких энергий. Применение черенковских детекторов в науке достигло таких масштабов, что, не боясь ошибиться, можно утверждать, что П.А. Черенков сейчас один из наиболее цитируемых физиков мира. В 1946 г. за открытие, исследование и объяснение нового вида излучения С.И. Вавилову, П.А. Черенкову, И.М. Франку и Игорю Евгеньевичу Тамму была присуждена Сталинская премия.

Начиная с 1946 г. Павел Алексеевич участвовал в разработке и сооружении первых электронных ускорителей в лаборатории, которой руководил В.И. Векслер. За создание электронного синхротрона С-25 на энергию 250 МэВ Павлу Алексеевичу вместе с коллективом авторов в 1951 г. была присуждена Сталинская премия второй степени. Благодаря

этим работам в Советском Союзе возникла современная по тому времени экспериментальная база для проведения исследований по физике электромагнитных взаимодействий в области средних энергий.

Стремясь обновить экспериментальную базу лаборатории, Павел Алексеевич возглавил работы по проектированию и созданию в г. Троицке нового научного комплекса ФИАН, включающего более мощный синхротрон С-25Р — на этот раз на энергию 1.2 ГэВ, и современный для тех лет измерительно-регистрационный центр.

Лаборатория П.А. Черенкова вела исследования электромагнитных процессов при высоких энергиях на ускорителях в ЦЕРНе, Гамбурге, Серпухове, Дубне.

Для Павла Алексеевича было характерно свойственное большинству крупнейших ученых стремление к постоянному творческому общению с научной молодежью. В 1948–1977 гг. он преподавал в МЭИ и МИФИ.

Коллектив, руководимый П.А. Черенковым, широко известен мировой научной общест-венности.



Профессор В.Н. Неволин (ФИАН).

Из выступления О.Н. Крохина

Дорогие участники Третьих Черенковских чтений!

Во-первых, позвольте поблагодарить за приглашение участвовать в Третьих Черенковских чтениях. И я сразу хочу сказать, что открытие П.А. Черенкова имеет чрезвычайно фундаментальное значение для нашей науки и проявляет себя во многих других, помимо чисто оптических, явлениях. Прежде всего, на основе этого открытия разработаны детекторы, позволяющие с высокой точностью определять энергии сверхбыстрых релятивистских частиц в исследованиях в физике высоких энергий и космических лучей.

Хочу обратить ваше внимание на то, что открытый в 1944 году в ФИАН В.И. Векслером принцип автофазировки в ускорителях тоже имеет общие корни с эффектом Черенкова, но в "обратном" смысле. Там заряженная частица поглощает энергию из бегущей с большой скоростью волны.

То же можно сказать о целом классе явлений в высокотемпературной плазме, где взаимодействие электронных плазменных волн со свободными электронами приводит к их затуханию за счет передачи энергии к "резонансным" (по скорости) электронам, известном как "затухание Ландау". С другой стороны, возбуждение плазменных волн различного типа при протекании сильного тока через плазму, о котором говорят как о появлении плазменных токовых неустойчивостей, тоже является чисто черенковским эффектом, возникающим тогда, когда дрейфовая скорость электронов начинает превышать фазовую скорость волн.

Мы видим, таким образом, что открытое П.А. Черенковым явление проявляется в широком классе самых разных физических явлений и поэтому имеет непреходящую ценность.



Академик О.Н. Крохин (ФИАН).



Академик Д.В. Ширков (ОИЯИ).

Новые результаты в эксперименте D0

С.П. Денисов, А.А. Щукин (ИФВЭ)

Аннотация

В докладе рассмотрены статус коллайдера Тэватрон и установки D0 и обсуждается перспектива их дальнейшей работы. Приведены основные физические результаты, полученные за последнее время в эксперименте D0, включая данные по асимметрии мюонов одного знака, образованных в распадах B -мезонов (май 2010 г.)

Введение

D0 — один из двух (второй — CDF) экспериментов, расположенных в месте столкновения протонного и антипротонного пучков сверхпроводящего коллайдера Тэватрон Национальной ускорительной лаборатории имени Ферми (Фермилаб), которая находится вблизи Чикаго. Энергия каждого из пучков близка к 1 ТэВ. Протоны и антипротоны сгруппированы в сгустки (банчи) длиной около 30 см. Каждую секунду происходит около $2 \cdot 10^6$ столкновений банчей, длительность столкновения ≈ 1 нс.

Основной характеристикой коллайдера является светимость L , определяющая число взаимодействий N в секунду: $N [\text{с}^{-1}] = L [\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}] \times \sigma_{\text{tot}} [\text{см}^2]$, где σ_{tot} — полное сечение взаимодействия протонов и антипротонов, равное $8 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ при энергии 2 ТэВ в с.ц.м. В настоящее время максимальное значение светимости, достигнутой на Тэватроне, составляет $4 \cdot 10^{32} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Это значит, что каждую секунду может происходить до $\approx 3 \cdot 10^7$ $p\bar{p}$ -взаимодействий или в среднем до ≈ 15 взаимодействий на каждое столкновение банчей. Основную долю этих событий составляют упругое рассеяние (около 25 %) и процессы с малыми передачами импульса.

Возможности коллайдерных экспериментов определяются накопленной или интегральной светимостью I , которая обычно выражается в б^{-1} ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$). На рис. 1 показано, как росла интегральная светимость после завершения в 2001 году реконструкции ускорительного комплекса Фермилаб и экспериментальных установок, в том числе D0. Этот период называется Run II. Видно, что в настоящее время накопленная светимость превышает 8 фб^{-1} .

Основные детекторы установки D0 показаны на рис. 2. К ним относятся центральная трековая система, находящаяся внутри сверхпроводящего соленоида с напряженностью магнитного поля 2 Тл и состоящая из микрострипового кремниевого детектора и 8 слоев сцинтиллирующих волокон диаметром 0.8 мм, окружающих место встречи протонов и антипротонов. Для измерения энергии фотонов, электронов и адронов используются электромагнитные и адронные жидкоаргоновые калориметры с конверторами из урана и нержавеющей стали. Разрешение центральной трековой системы — 20–50 мкм, разрешение электромагнитного калориметра — $(7.5\text{--}25\%)/E^{1/2}$, разрешение адронного калориметра — $(35\text{--}80\%)/E^{1/2}$.

Важным элементом установки является мюонная система, включающая магнит-поглотитель из намагниченной стали с трековой системой для измерения импульсов мюонов и их идентификации и 6 плоскостей триггерных сцинтилляционных счетчиков. Разрешение мюонной трековой системы — 0.5–1 мм. Для улучшения идентификации электронов наряду с электромагнитным калориметром используется детектор начала электромагнитного ливня (preshower). Подробное описание установки можно найти в работе [1].

Сотрудничество D0 насчитывает около 500 физиков из более чем 80 лабораторий и институтов 19 стран, в том числе около 50 российских специалистов из ИФВЭ, НИИЯФ МГУ, ОИЯИ, ПИЯФ, ИТЭФ. Соглашение ИФВЭ–Фермилаб об участии ИФВЭ в эксперименте D0 было подписано еще в 1987 году. Группа ИФВЭ была первой, официально принятой в эксперимент на адронном коллайдере – ранее ни в экспериментах на $p\bar{p}$ коллайдере ЦЕРН, ни в эксперименте CDF российские (тогда – советские) группы участия не принимали. Российский вклад в установку D0 состоял в создании 5000 триггерных мюонных счетчиков, передней мюонной трековой системы, части микрострипового кремниевого детектора, конверторов для калориметров.

Одной из основных задач эксперимента D0 является проверка и уточнение параметров Стандартной модели (СМ). Сюда входят, например, поиск бозона Хиггса, отвечающего в СМ за возникновение масс частиц, уточнение масс t -кварка и W -бозона, измерение времени жизни t -кварка, поиск новых мезонных и барионных резонансов, в том числе с b -кварками, определение элементов матрицы Каббиро-Кобаяши-Маскава (СКМ), изучение образования адронных струй и т.д. Хотя пока все предсказания СМ не противоречат имеющимся экспериментальным данным, по ряду причин (например, из-за большого числа – несколько десятков – свободных параметров) эта модель не является вполне удовлетворительной и, скорее всего, представляет собой “низкоэнергетическое” приближение более общей теории. Поэтому поиск новых частиц и явлений, не предсказываемых СМ, или, как иногда говорят, поиск “новой физики” также является важной задачей экспериментов на Тэватроне.

Изучение свойств t -кварка

Как известно, t -кварк – последний из 6 кварков СМ – был открыт на Тэватроне в 1995 г. одновременно в экспериментах D0 и CDF [2,3]. Основным каналом распада t -кварка является распад на W -бозоны и b -кварки, которые в свою очередь образуют лептоны и струи в конечном состоянии. Наиболее сложным для регистрации является конечное состояние с одними адронными струями из-за большого фона, связанного с множественным образованием струй в сильных взаимодействиях (вероятность этого конечного состояния – 46.2%). Самым надежным для идентификации t -кварка, но и самым редким (10.3%) является процесс распада W на заряженные лептоны и нейтрино (сигналом образования нейтрино является дисбаланс поперечного импульса или большая недостающая поперечная энергия). Вероятность промежуточного случая, когда один из W -бозонов распадается на лептоны, а второй – на адронные струи, составляет 43.5%. Сечение образования $t\bar{t}$, измеренное для разных каналов распада, показано на рис. 3 [4]. Видно, что оно близко к 8 пб и хорошо согласуется с

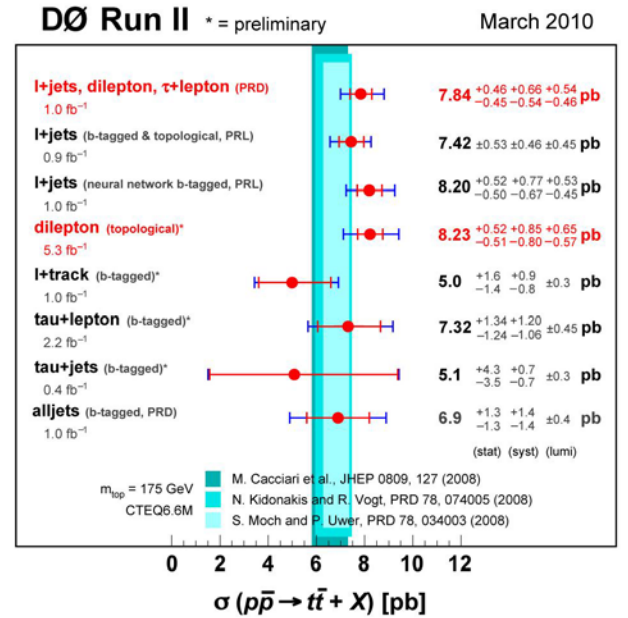


Рис. 3. Сечение образования $t\bar{t}$.

теоретическими ожиданиями.

Помимо рождения пары $t\bar{t}$ в сильных взаимодействиях возможно и одиночное рождение t -кварка за счет электрослабого взаимодействия (рис. 4), которое впервые удалось зарегистрировать в эксперименте D0 в 2006 г. [5]. Измеренные на установках D0 и CDF сечения одиночного рождения t -кварка составляют 2.76 пб с погрешностью $\approx 20\%$ [6], что не противоречит теоретическим оценкам. Экспериментальное и рассчитанное в рамках СМ значения сечения образования t -кварка в t -канале (рис. 4b) составляют соответственно 3.14 ± 0.9 пб [7] и 2.34 ± 0.13 пб [8]. Измерения для s -канала (рис. 4a) дали величину $\sigma = 1.05 \pm 0.81$ пб [7]. Данные по сечениям одиночного рождения t -кварка позволили установить прямое ограничение на матричный элемент V_{tb} матрицы СКМ: $0.78 < V_{tb} < 1$.

Важнейшей характеристикой t -кварка является его масса, величина которой не предсказывается СМ, а является свободным параметром теории. Результаты измерений массы в экспериментах D0 и CDF показаны на рис. 5. Ее усредненное значение равно $173 \pm 0.6(\text{стат.}) \pm 1.1(\text{сист.})$ ГэВ/с². Таким образом, неопределенность в массе t -кварка составляет всего 0.8%, что значительно лучше, чем для всех остальных кварков. Она определяется, в основном, систематической погрешностью, связанной с определением энергии струй.

Столь большая масса t -кварка, близкая к массе ядра вольфрама, приводит к исключительно высокой плотности материи. В СМ кварки предполагаются точечными. Скорее всего, это некоторое приближение. Если в качестве оценки размеров t -кварка выбрать его комптоновскую длину волны $\lambda_t = \hbar/m_t c \approx 10^{-3}$ фм (реально он, по-видимому, меньше), то плотность материи в нем будет почти в 10^{12} раз больше плотности ядерной материи. Если t -кварками заполнить кубик со стороной 1 см, то он будет весить $\approx 10^{24}$ кг, что по порядку величины совпадает с массой Земли.

Одной из основных характеристик частицы является время жизни τ . Оно связано с шириной Γ массового спектра частицы соотношением $\tau = \hbar/\Gamma$. Стандартная модель в NLO приближении дает следующую оценку: $\Gamma_t = 1.3$ ГэВ или $\tau_t = 5 \cdot 10^{-25}$ с. Конечно, измерить столь малое время жизни частицы по ее пробегу, как это обычно делается, например, для слабых распадов B -мезонов с временем жизни $10^{-11} - 10^{-12}$ с, невозможно. Тем не менее,

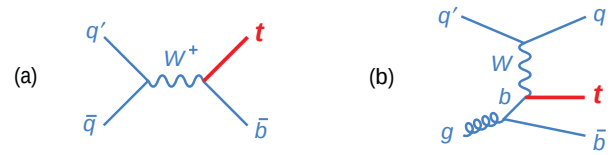


Рис. 4. Диаграммы одиночного рождения t -кварка. (a) — s -канал, (b) — t -канал.

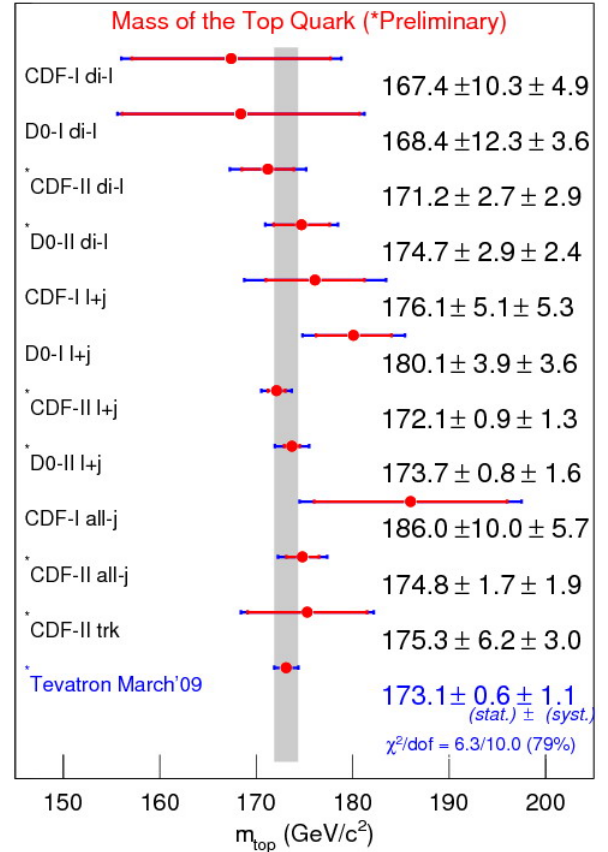


Рис. 5. Результаты измерения массы t -кварка.

в эксперименте CDF было установлено, что $c\tau_t < 52.5$ мкм (95% CL) [9] и, следовательно, $\tau_t < 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Для прямого измерения величины Γ_t разрешение по массе в эксперименте должно быть много лучше 1.3 ГэВ. К сожалению, для обеих установок D0 и CDF ситуация обратная: их разрешение по массе заметно больше теоретической оценки Γ_t . Таким образом, из эксперимента можно оценить только верхнюю границу Γ_t . Это было сделано в работе [10], где был получен следующий результат: $\Gamma_t \leq 7.5$ ГэВ (при 95% CL), что дает нижнюю границу τ_t на уровне 10^{-25} с.

Сотрудничеством D0 для оценки Γ_t было предложено использовать измеренное сечение одиночного рождения t -кварков в t -канале (см. выше). В этом процессе t -кварк образуется в результате слияния кварка (в основном b -кварка) и W -бозона, (рис. 4b) и, таким образом, указанное сечение должно быть пропорционально $\Gamma_t(t \rightarrow Wb)$. В качестве коэффициента пропорциональности было использовано отношение $\Gamma_t(t \rightarrow Wb)_{\text{СМ}}/\sigma(t\text{-канал})_{\text{СМ}}$, рассчитанное в рамках СМ. Тогда для Γ_t с учетом поправки на вероятность распада $t \rightarrow Wb$ получается [11]

$$\Gamma_t = 2.05_{-0.52}^{+0.57} \text{ ГэВ} \quad \text{или} \quad \tau_t = (3.2_{-0.7}^{+1.1}) \cdot 10^{-25} \text{ с.}$$

Это наиболее точное определение времени жизни частицы. Из него следует, что средний пробег t -кварка составляет величину ≈ 0.01 фм, что примерно в 100 раз меньше размера протона. Таким образом, t -кварки рождаются и умирают внутри протона (антипротона), не успевая, скорее всего, образовать связанные состояния.

Поиск бозона Хиггса

Поиск последней из необнаруженных частиц СМ – бозона Хиггса – является уже много лет основной задачей физики высоких энергий и основным направлением исследований на Тэватроне. Хотя, строго говоря, бозон Хиггса не является совершенно обязательным атрибутом СМ, большинство физиков ожидает, что он существует. В СМ предсказывается один нейтральный бозон Хиггса H^0 , масса которого неизвестна в теории. Результаты прямых поисков H^0 на e^+e^- -коллайдере LEP в ЦЕРН позволили установить нижний предел на его массу: $m_{H^0} \geq 114$ ГэВ на 95% уровне достоверности. Прецизионные измерения параметров электрослабой модели дали возможность косвенно оценить верхнюю границу массы: $m_{H^0} \leq 185$ ГэВ (CL=95%). Интервал масс от 114 до 185 ГэВ находится в пределах возможностей экспериментов на Тэватроне.

Стратегия поиска H^0 зависит от мод распада, которые определяются в свою очередь его массой [12]. При массе меньше 130 ГэВ основным является распад на пару $b\bar{b}$. При больших массах существенную роль начинают играть распады с W^+W^- и ZZ в конечном состоянии. Основными процессами образования H^0 при энергиях Тэватрона являются реакции ассоциативного образования с векторными бозонами ($q\bar{q} \rightarrow WH^0$, ZH^0) и слияние глюонов ($gg \rightarrow H^0$) и W^+W^- -бозонов (через рождение пары $q\bar{q}$). До последнего времени

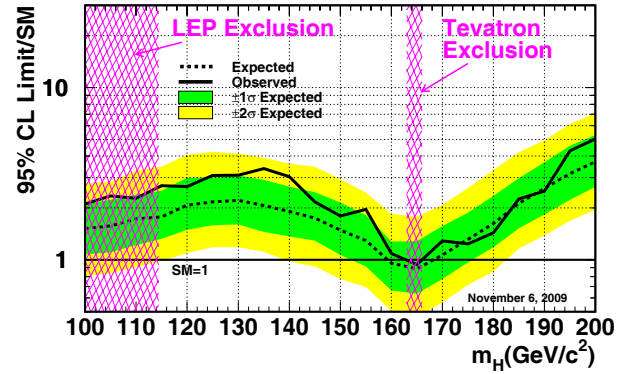


Рис. 6. Объединенный результат поиска бозона Хиггса в экспериментах D0 и CDF.

чувствительность экспериментов D0 и CDF в отдельности была недостаточна для наблюдения H^0 . Но в конце 2009 г. эти коллаборации объединили свои данные по поиску бозона Хиггса в указанных выше процессах с распадом $H^0 \rightarrow W^+W^-$ и с последующими распадами W на лептоны [13]. Наличие нейтрино в конечном состоянии не позволяет полностью восстановить массу бозона Хиггса и наблюдать его образование как пик в спектре эффективных масс. Вместо этого искался избыток событий с образованием H^0 над фоном, который рассчитывался методом Монте-Карло с учетом реальных характеристик установок. Результат показан на рис. 6. Из рисунка следует, что во всей области масс от 130

до 190 ГэВ нет статистически значимого превышения сигнала над фоном. Вместе с тем, в области масс 162–166 ГэВ верхний предел измеренного сечения образования H^0 , соответствующий 95% уровню достоверности, находится ниже сечения, предсказываемого СМ. Таким образом, с CL = 95% исключается область масс H^0 162–166 ГэВ. Это первое прямое ограничение на массу бозона Хиггса после экспериментов на LEP. Отметим, что этот результат достигнут на интегральной светимости каждого эксперимента около 5 fb^{-1} , которая в настоящее время продолжает быстро нарастать. Кроме того, повышение чувствительности экспериментов возможно, например, за счет анализа других каналов распадов W . На рис. 7 показаны зависимости интегральной светимости от массы H^0 , которую надо набрать, чтобы, объединив статистику D0 и CDF, исключить образование H^0 на уровне достоверности 95% или получить указание на образование H^0 с вероятностью, соответствующей 3σ . Таким образом, в ближайшее время можно ожидать либо значительного расширения интервала запрещенных масс H^0 , либо получения указаний на образование бозона Хиггса.

Выше был рассмотрен эксперимент по поиску бозона Хиггса в СМ. В различных расширениях СМ возможно существование нескольких бозонов Хиггса, в том числе заряженных. Например, Минимальная Суперсимметричная СМ (МССМ) предсказывает 3 нейтральных и 2 заряженных бозона Хиггса, причем масса легчайшего из нейтральных может быть меньше 135 ГэВ. В других моделях предсказываются дважды заряженные бозоны. Поиск бозонов Хиггса, предсказываемых в расширениях СМ, также ведется в экспериментах на Тэватроне, но пока их обнаружить не удалось.

Электрослабые взаимодействия

Масса W -бозона m_W является фундаментальной константой СМ, и ее прецизионные измерения – важная задача физики высоких энергий. Она используется, в частности, при расчете ограничений на массу бозона Хиггса. До последнего времени мировое среднее значение m_W составляло 80.399 ± 0.025 ГэВ. Оно получено комбинацией данных

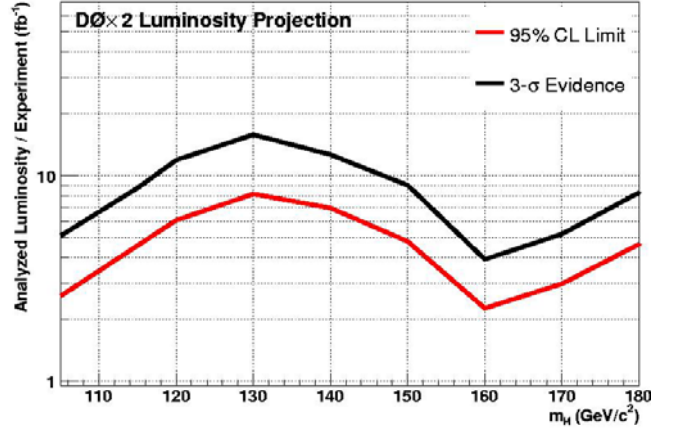


Рис. 7. Интегральная светимость, которую надо набрать в каждом из экспериментов D0 и CDF, чтобы исключить существование бозона Хиггса с данной массой на уровне достоверности 95% или получить указание на его образование с достоверностью, соответствующей 3σ .

экспериментов на LEP и Тэватроне.

В марте 2009 г. эксперимент D0 представил новые результаты измерения массы W -бозона, полученные на данных, соответствующих интегральной светимости 1 фб^{-1} [14]. Для идентификации W -бозонов был использован канал $W \rightarrow e\nu$. Большую часть фоновых событий составляют события $Z \rightarrow ee$, где один электрон не зарегистрирован, КХД-процессы, где одна из струй идентифицируется как электрон, а также процессы $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow e\nu\nu\nu$. Всего было отобрано около 500 000 событий — кандидатов в распад $W \rightarrow e\nu$. Для определения m_W использовались распределения событий по поперечной массе m_T , поперечному импульсу электрона p_T и недостающей поперечной энергии E_T . В результате для m_W получена величина $80.401 \pm 0.043 \text{ ГэВ}$, которая является наиболее точным измерением m_W в одном эксперименте. Она хорошо согласуется с мировым средним значением.

Измерение парного рождения промежуточных бозонов, в частности ZZ , является серьезной проверкой СМ. Обнаружение значительного превышения сечения образования ZZ -пар в $p\bar{p}$ -взаимодействиях над расчетным значением, которое в СМ составляет очень малую величину $1.4 \pm 0.1 \text{ пб}$, явилось бы сигналом "новой физики" [15].

В эксперименте D0 образование ZZ выделялось по наличию в конечном состоянии четырех заряженных лептонов: $e^+e^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^-e^+e^-$ и $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$. Благодаря хорошей идентификации лептонов в установке D0 указанные моды распада имеют очень низкий фон. Но, с другой стороны, из-за малой вероятности ($\approx 3.4\%$) распада Z -бозона на заряженные лептоны задача регистрации ZZ значительно усложняется. Тем не менее, наличие большого объема накопленных данных, а также оптимизированные алгоритмы отбора событий сделали решение такой задачи возможным. Всего было наблюдеено 3 события — два в $4e$ -канале и одно в 4μ -канале при ожидаемом фоне 0.14 событий [16]. Статистическая значимость наблюдения эффекта составляет 5.3σ . С учетом ранее полученных в эксперименте D0 данных сечение образования ZZ составило $1.6 \pm 0.63(\text{стат.})_{-0.17}^{+0.16}(\text{сист.}) \text{ пб}$, что согласуется с предсказаниями СМ.

Исследования в области B -физики

В последние годы исследования в области B -физики велись в эксперименте D0 по следующим основным направлениям: поиски новых частиц, содержащих b -кварки, исследования осцилляций B -мезонов, поиски нарушения СР-инвариантности.

Открытие в 1964 г. Ω^- -бариона, состоящего из трех странных кварков, с массой, предсказанной теоретически, было одним из решающих аргументов в пользу кварковой модели. Согласно теории должен существовать и Ω_b^- -барион, состоящий из b -кварка и двух странных кварков. Для поиска этого состояния в эксперименте D0 были проанализированы сотни триллионов событий. В результате было выделено 18 полностью реконструированных событий, в которых Ω_b^- распадается на J/ψ и Ω^- , J/ψ в свою очередь распадается на $\mu^+\mu^-$, а Ω^- на ΛK^- , $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ [17]. Распределение этих событий по эффективной массе вместе с фоновыми событиями показано на рис. 8. Измеренная масса составила $6.165 \pm 0.010(\text{стат.}) \pm 0.013(\text{сист.}) \text{ ГэВ}$. Статистическая значимость наблюдения Ω_b^- составляет 5.4σ . Это соответствует вероятности $7 \cdot 10^{-8}$, что наблюдаемый сигнал является фоном. Величина измеренной массы совпадает со значением, предсказанным в СМ.

В 2006 г. в эксперименте D0 на интегральной светимости 1 фб^{-1} были исследованы осцилляции B_s -мезонов $B_s^0 \longleftrightarrow \bar{B}_s^0$ для полулептонного канала распада $B_s \rightarrow \mu D_s X$ и измерена их частота, которая оказалась равной $1.9 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [18]. Важнейшим новым результатом эксперимента D0 в области B -физики явилось наблюдение зарядовой асиммет-

рии A_{sl}^b димюонов одного знака, связанной с образованием и осцилляциями B -мезонов:

$$A_{sl}^b = \frac{N_b^{++} - N_b^{--}}{N_b^{++} + N_b^{--}},$$

где N_b^{++} , N_b^{--} – число событий полулептонных распадов B -мезонов с мюонами одного знака, причем один мюон рождается непосредственно в распаде $\bar{B} \rightarrow \mu^- X$, а второй образуется в процессе $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow \mu^- X$ (см. рис. 9). В результате тщательного отбора событий, детального анализа данных и учета всех возможных погрешностей получено:

$$A_{sl}^b = (-0.957 \pm 0.251(\text{стат.}) \pm 0.146(\text{сист.})) \, \%.$$

Важную роль в эксперименте сыграло то обстоятельство, что полярность магнитов установки D0 регулярно менялась. Это позволило существенно сократить ошибки, связанные с возможной асимметрией установки. Полученный результат не является совершенно новым: в 2006 г. выполнен аналогичный анализ, но ошибка в величине асимметрии была заметно больше [19]. Он не противоречит также данным, полученным в других экспериментах.

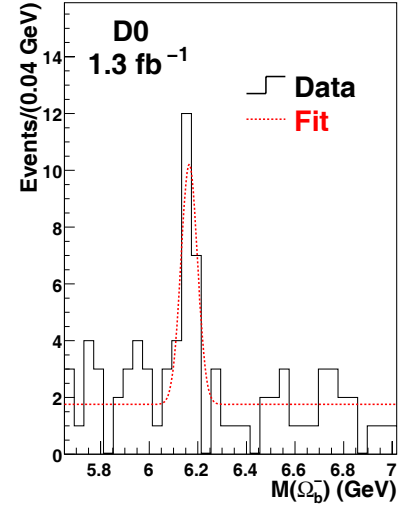


Рис. 8. Распределение по эффективной массе в событиях-кандидатах на образование Ω_b^- -бариона.

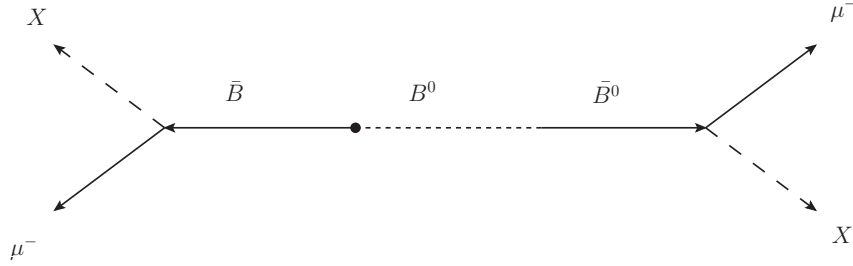


Рис. 9. Диаграмма образования мюонных пар одного знака в распадах B -мезонов.

Наиболее естественным объяснением наблюдаемой асимметрии является нарушение СР-инвариантности в полулептонных распадах B -мезонов. Для величины A_{sl}^b СМ предсказывает значение $A_{sl}^b(\text{СМ}) = (-0.023_{-0.06}^{+0.05})\%$, которая отличается от измеренной величины на 3.2σ . Т.е. вероятность того, что отклонение носит статистический характер составляет менее 0.1%.

Полученный результат может оказаться существенным для решения одной из самых фундаментальных проблем космофизики — проблемы асимметрии вещества и антивещества во Вселенной. Несмотря на многочисленные опыты не удалось наблюдать антивещество в окружающем нас мире, хотя в результате Большого Взрыва количество вещества и антивещества во Вселенной должно быть одинаково. Для нарушения этого равенства свойства частиц и античастиц должны отличаться, т.е. нарушаться СР-инвариантность. Все обнаруженные ранее эффекты СР-нарушения, начиная с первого наблюдения нарушения СР-инвариантности в распадах K^0 -мезонов в 1964 г., согласуются с предсказаниями СМ. Но получаемый в СМ уровень нарушения симметрии частиц и античастиц не может объяснить отсутствия антивещества во Вселенной. Обнаруженный в эксперименте D0 аномально высокий уровень асимметрии A_{sl}^b является серьезным указанием на возможность

существования “новой физики”, в рамках которой можно будет объяснить отсутствие антиматерии во Вселенной. Кстати, отрицательный знак величины A_{sl}^b указывает, что вещество ($\mu^- \rightarrow e^- \nu \nu$) образуется в большем количестве, чем антивещество ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu \nu$). Конечно, по мере накопления статистики в эксперименте D0 значение величины A_{sl}^b будет уточняться, но было бы очень важно подтвердить данный результат в независимом эксперименте.

Поиск новых физических явлений

Несмотря на то, что большинство экспериментальных результатов хорошо согласуются с СМ, существует ряд вопросов, на которые эта модель не дает ответа. В настоящее время физиками предлагается большое число расширений СМ. К ним можно отнести, например, суперсимметрию, дополнительные измерения, модель лептокварков.

Суперсимметрия — популярное расширение СМ, которое устанавливает симметрию между фермионными и бозонными квантовыми полями. Согласно этой теории у каждой частицы СМ существует суперсимметричный партнер. В частности, бозону Хиггса и калибровочным бозонам соответствуют два чарджино и четыре нейтралино. В протон-антипротонных взаимодействиях чарджино и нейтралино могут образовываться парами через off-shell W -бозон или посредством обмена суперсимметричными кварками, образуя конечное состояние с тремя лептонами и недостающей поперечной энергией. В эксперименте D0 проведен поиск таких состояний на статистике, соответствующей интегральной светимости 2.3 fb^{-1} . Особую трудность при обработке и анализе данных представляет тот факт, что лептоны могут быть довольно “мягкими”, что усложняет их идентификацию, а также приводит к повышенному уровню фона.

Были рассмотрены четыре комбинации лептонов: eel , $\mu\mu l$, $e\mu l$, $\mu\tau l$, где l — электрон, мюон или тау-лептон. После оптимизации отбора событий для каждого конечного состояния суперсимметричных частиц обнаружено не было, т.е. число наблюдаемых событий согласуется с ожидаемым фоном. Результатом работы явились новые, более строгие ограничения на сечение совместного рождения чарджино и нейтралино [20].

Одно из расширений СМ связано с введением дополнительных измерений. Дополнительные измерения не наблюдаемы в макромире, однако могли бы проявлять себя в виде существования гравитонов Калуца-Кляйна G_{KK} . На коллайдерах поиск дополнительных измерений возможен в двухфермионном или двухбозонном конечных состояниях, например: $G_{KK} \rightarrow ee$, $G_{KK} \rightarrow \gamma\gamma$. Такой поиск был проведен на данных, соответствующих интегральной светимости 1.05 fb^{-1} [21]. Полученные результаты позволили установить ограничение на величину эффективного масштаба Планка в зависимости от числа дополнительных измерений (рис. 10).

Важное место в поиске эффектов “новой физики” занимает поиск лептокварков

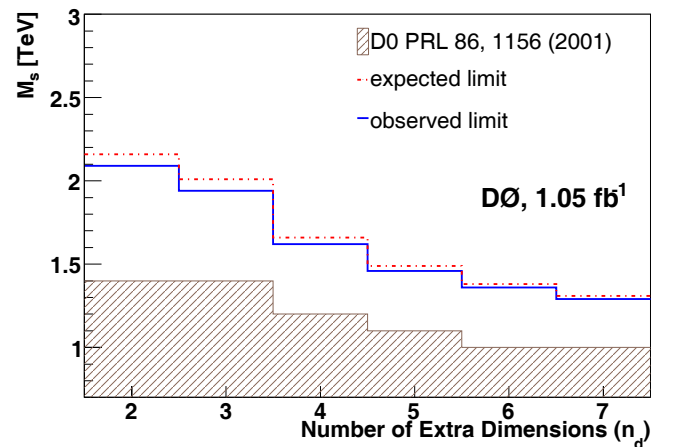


Рис. 10. Ограничение на величину эффективного масштаба Планка M_s в зависимости от числа дополнительных измерений. Заштрихованная область показывает результаты предыдущих измерений.

ков. Лептокварки — это гипотетические частицы-переносчики взаимодействий между лептонами и кварками, предсказываемые рядом расширений СМ. Предполагается, что лептокварки существуют в трех поколениях и могут быть скалярными или векторными частицами. На коллайдере Тэватрон лептокварки могли бы образовываться парами посредством кварк-антикварковой аннигиляции или глюонного синтеза. В эксперименте D0 на данных, соответствующих интегральной светимости 1 фб^{-1} был проведен поиск лептокварков первого поколения. Были рассмотрены два случая: (1) оба лептокварка распадаются на электрон и кварк, (2) один лептокварк распадается на электрон и кварк, а второй — на нейтрино и кварк. Эти случаи соответствуют конечным состояниям: (1) два электрона и две струи, (2) электрон, две струи и недостающая поперечная энергия. После соответствующего отбора событий лептокварков обнаружено не было и были установлены новые ограничения на сечение образования скалярных лептокварков в зависимости от их массы [22].

Помимо представленных результатов в эксперименте D0 проведено большое количество других поисковых исследований: поиск скалярного t -кварка, поиск новых тяжелых резонансов, поиск гравитонов и многие другие [23-25]. Несмотря на то, что новых физических явлений обнаружено не было, были установлены новые жесткие ограничения на сечения указанных выше процессов.

Заключение

1. Протон-антипротонный коллайдер Тэватрон работает стабильно с энергией 1.96 ТэВ в с.д.м. — незапланированные простои не превышают 10%, рекордное достижение непрерывной работы — 160 часов из 168 в неделю. Светимость достигла рекордного уровня $4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Набранная в Run II интегральная светимость в каждом эксперименте подходит к 10 фб^{-1} и возрастает в настоящий момент со скоростью 2 фб^{-1} в год.
2. Установка D0 работает стабильно со средней эффективностью 90%. “Доставленная” и “записанная” на ленту светимость разнятся всего на 10%. Установка регистрирует до 200 соб/с. Зарегистрированные события восстанавливаются по программам реконструкции в течение 3 дней.
3. Наиболее важными достижениями эксперимента D0 за последнее время являются:
 - исключение на 95% уровне достоверности области масс бозона Хиггса H^0 от 162 до 166 ГэВ (совместно с CDF); это первое прямое ограничение на массу H^0 после экспериментов на LEP;
 - определение времени жизни (ширины) t -кварка, которое оказалось равным $3.2 \cdot 10^{-25} \text{ с}$ (2.05 ГэВ), и уточнение других его свойств: массы ($m_t = 173 \pm 1.3 \text{ ГэВ}$), сечения парного ($\sigma(t\bar{t}) = 8.23_{-1.1}^{+1.2} \text{ пб}$) и одиночного ($\sigma(t) = 2.76 \pm 0.5 \text{ пб}$) рождения (некоторые из приведенных величин учитывают результаты эксперимента CDF);
 - прецизионное измерение массы W -бозона, равное $80.401 \pm 0.043 \text{ ГэВ}$; это наилучшая оценка массы W в одном эксперименте, она хорошо совпадает с мировым средним;
 - самый последний результат (май 2010 г.) — наблюдение асимметрии мюонов одного знака, образованных в полулептонных распадах B -мезонов, которую есте-

ственно связать с нарушением СР-инвариантности; она примерно в 40 раз превышает предсказания СМ, отличаясь от него на 3.2 стандартных отклонения; полученный результат — очень серьезное указание на существование “новой физики” за пределами СМ, он может дать ключ к решению одной из самых острых проблем современной астрофизики — асимметрии вещества и антивещества во Вселенной;

- установлены новые более жесткие ограничения на массы суперсимметричных частиц, лептокварков и других объектов микромира, предсказываемых различными расширениями СМ.

Приведенные результаты — лишь небольшая часть полученных в эксперименте D0 за последний год. В среднем каждый год сотрудничество D0 публикует около 50 статей (в основном в PRL и PLB) и представляет более 150 докладов на Международных конференциях.

4. Принято решение о работе Тэватрона до конца 2011 г. За это время накопленная светимость возрастет по крайней мере до примерно 12 фб^{-1} на эксперимент. Обработка этих данных несомненно даст новые интересные результаты.
5. Обсуждается возможность и целесообразность работы Тэватрона и после 2011 г. Окончательное решение зависит от выполнения нескольких условий, в том числе от того, насколько успешно будут продвигаться дела на LHC.

Авторы благодарны Д.А. Стояновой и Н.Н. Прокопенко за большую помощь, оказанную при подготовке текста доклада. Настоящая работа была поддержана грантами РФФИ №08-02-00606 и №08-02-00607.

Литература

- [1] V.M. Abazov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., Sect. **A** **565**, 463 (2006).
- [2] S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2422–2426 (1995).
- [3] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626–2631 (1995).
- [4] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Lett. B **679**, 177 (2009).
- [5] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 181802 (2007).
- [6] CDF and D0 Collaborations
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/TOP/T85/T85.pdf>
- [7] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Lett. B **682**, 363 (2010).
- [8] N. Kidonakis, Phys. Rev. D **74**, 114012 (2006).
- [9] The CDF Collaboration, CDF Conference Note 8104,
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/confNotes/cdf8104_toplifepub.pdf
- [10] The CDF Collaboration, CDF Conference Note 10035,
http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/confNotes/cdf10035_TMWidth_pub4.3_v1.2.pdf
- [11] The D0 Collaboration, Conference Note 6034,
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/TOP/T87/>
- [12] E. Accomando *et al.*, Physics Reports **299**, 1–78 (1998).

- [13] T. Aaltonen, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010).
- [14] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 141801 (2009).
- [15] U. Baur and D. Rainwater, Phys. Rev. D **62**, 113011 (2000).
- [16] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 171803 (2008).
- [17] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 232002 (2008).
- [18] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 021802 (2006).
- [19] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. D **74**, 092001(2006).
- [20] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Lett. B **680**, 34 (2009).
- [21] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 051601 (2009).
- [22] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Lett. B **681**, 224–232 (2009).
- [23] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Lett. B **675**, 289 (2009).
- [24] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 061801 (2010).
- [25] V.M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 091802 (2008).

Черенковский свет ШАЛ как инструмент изучения массового состава первичного космического излучения

В.И. Галкин, Т.А. Джамдоев*
(Физический факультет МГУ и НИИЯФ МГУ)

Аннотация

Рассмотрен современный статус проблемы ядерного состава космических лучей сверхвысоких энергий. Показано, что методы, использующие поперечное и, в особенности, пространственно-угловое распределение черенковского света широких атмосферных ливней (ШАЛ), являются чрезвычайно эффективным средством исследования состава первичных космических лучей. Так, критерии, основанные на поперечном распределении черенковского света ШАЛ, позволяют выделять 10–15% первичных протонов из общей массы первичных ядер с вероятностью 99%, а многомерные критерии исследования массового состава ПКЛ, основанные на пространственно-угловом распределении черенковского света ШАЛ, позволяют отделять не менее 50–60% первичных протонов от остальных ядер. При этом ошибки классификации первичных протонов, групп ядер азота и железа составляют не более нескольких процентов.

1. Введение

Вскоре после открытия излучения Вавилова-Черенкова было осознано, что каскады от космических лучей – широкие атмосферные ливни – неизбежно создают значительный фон оптического излучения в атмосфере [1]. Черенковский свет (ЧС) ШАЛ был впервые зарегистрирован в 1953 году [2]. По мере развития методики наблюдений оптического излучения широких атмосферных ливней выяснилось, что черенковский метод является мощным средством исследования массового состава ПКЛ.

Действительно, так как длина среднего свободного пробега фотонов видимого спектра достигает в безоблачной атмосфере многих километров, черенковский свет ШАЛ несет информацию о различных (в том числе ранних) стадиях развития ливня, в отличие от заряженных частиц, которые поглощаются в атмосфере значительно сильнее. Кроме того, число оптических фотонов в ливне превосходит число заряженных частиц на несколько порядков, что позволяет проводить детальные измерения поперечного распределения черенковского света ШАЛ с помощью детекторов небольшой площади (порядка 0.1 м^2), разнесенных на расстояния в несколько десятков метров друг от друга. Весьма полезным оказывается также то обстоятельство, что черенковский угол в атмосфере сравнительно мал (< 0.025 радиан), поэтому наряду с исследованием поперечного распределения оказывается также возможным регистрировать пространственно-угловое распределение (ПУР) ЧС ШАЛ, несущее дополнительную информацию о массе первичного ядра. Наконец, как известно, характеристики ЧС ШАЛ сравнительно мало зависят от тонких деталей модели ядро-ядерного взаимодействия при сверхвысоких энергиях, и в то же время чувствительность сигнала к таким параметрам, как полное сечение взаимодействия, сохраняется, что позволяет производить исследование массового состава ПКЛ.

*E-mail: v_i_galkin@rambler.ru

Рассмотрение экспериментальных данных, полученных различными группами, показывает, однако, что проблема массового состава ПКЛ сверхвысоких энергий в настоящее время далека от окончательного решения. Более того, имеются существенные расхождения между результатами измерений, проведенными близкими методами — например, между значениями среднего массового числа $\langle A \rangle$ по данным KASCADE [3] и EAS-TOР [4] (анализ электронно-мюонной компоненты ливня) и результатами черенковских установок CASA-BLANCA [5], HEGRA-AIROBICC [6], BASJE [7] и ТУНКА-25 [8]. При этом разница в $\langle A \rangle$, измеренных черенковскими установками, существенно превышает расхождения между данными групп, работающих по заряженной компоненте ливня. Так как характеристики ЧС ШАЛ, как отмечалось выше, менее чувствительны к модели ядро-ядерного взаимодействия, чем характеристики электронно-мюонной компоненты ливня, этот факт исключает гипотезу о том, что разница в результатах обусловлена недостатком информации об адронных процессах при сверхвысоких энергиях. Между тем, часто именно различные предсказания ядерного состава ПКЛ являются наиболее яркими отличительными признаками различных моделей ускорения и распространения как галактических, так и экстрагалактических космических лучей [9–11]. Поэтому поиск причин расхождения результатов различных экспериментов выглядит особенно актуальным.

В связи с этим отметим, что в методах, использующих черенковский свет ШАЛ [5–8], среднее массовое число оценивалось посредством перехода от непосредственно измеряемых величин к $X_{\max}$, глубине максимума ливня в атмосфере, которая коррелирует с $\langle A \rangle$. При этом отсутствует возможность указать принадлежность первичной частицы конкретного ливня определенному ядру или группе ядер. Как оказалось, для определения массового состава ПКЛ можно использовать параметры поперечного распределения ЧС ШАЛ без введения в процедуру измерения какого-либо промежуточного звена. Более того, на основании этих параметров возможно построить критерии, позволяющие достигнуть идентификации массового числа части первичных ядер [12].

Кроме того, уже довольно давно делались попытки использовать для измерения массового состава первичных космических лучей ПУР ЧС ШАЛ [13, 14]. При этом использовались следующие параметры угловых образов ЧС: D (угловое расстояние от направления первичной частицы до центра тяжести образа), L (среднеквадратичная полудлина образа), W (среднеквадратичная полуширина образа), $Conc$ (концентрированность образа, равная отношению суммы сигнала в двух максимальных ячейках к интегральной интенсивности образа) и параметр $H_{\max}$ (высота максимума излучения), оцененный по центру тяжести образа. Первые 4 параметра характерны для гамма-астрономии высоких энергий и часто называются параметрами Хилласа [15, 16]. В работе [14] было показано, что, используя эти параметры, возможно добиться выделения части первичных ядер той или иной группы. Использование данных нескольких угловых телескопов позволяет повысить чувствительность критериев к массе первичного ядра [17].

Целью настоящей работы является дальнейшая разработка методики работ [12] и [17]. В разделе 2 описывается процедура моделирования ливней. Раздел 3 посвящен изложению методики разделения различных первичных групп ядер с помощью функции пространственного распределения (ФПР) ЧС. Различные возможности выбора параметров пространственно-углового распределения ЧС ШАЛ обсуждаются в разделе 4. Результаты применения методики многомерной классификации с использованием параметров Хилласа ПУР ЧС ШАЛ изложены в разделе 5. В разделе 6 приводятся результаты многомерной классификации, проведенной с использованием вновь найденных параметров ПУР ЧС ШАЛ, чувствительных к массовому составу ПКЛ. Наконец, в заключении (раздел 7) представлены выводы из проделанной работы.

2. Моделирование

Расчет ЧС ШАЛ искусственных событий проводился с помощью кода CORSIKA 6.500 [18] по моделям ядерного взаимодействия QGSJET-I [19] /GHEISHA [20] и QGSJET-II [21] /GHEISHA (в дальнейшем, для краткости, QGSJET-I и QGSJET-II) путем полного статистического моделирования. При этом учитывалась квантовая эффективность фотоприемника, соответствующая характеристикам ФЭУ-84-3 (среднее по спектру значение ≈ 0.1 , максимум ≈ 0.2 при длине волны ≈ 420 нм, спектральный диапазон чувствительности 310–655 нм).

В результате моделирования получены гистограммы двух типов. В событиях первого типа записывались трехмерные массивы плотности числа фотоэлектронов, состоящие из 480×480 пространственных бинов и 101 временной ячейки. Ширина пространственной ячейки составляет $2.5 \text{ м} \times 2.5 \text{ м}$, а временной – 5 нс. В каждом пространственном бине фотоэлектроны распределены по 100 временным интервалам в соответствии с временной задержкой, которая отсчитывается от момента прихода первой релятивистской частицы на уровень наблюдения. Последняя, 101-я ячейка является интегральной, т.е. содержит все фотоэлектроны с задержкой более 500 нс. Интегрируя пространственно-временное распределение по времени, можно получить гистограмму так называемой функции пространственного распределения черенковского света (ФПР ЧС) $\rho(r)$.

Уровень наблюдения для событий первого типа соответствовал положению поверхности оз. Байкал ($H_0 = 455$ м над уровнем моря). Распределение направлений прихода ливней изотропно. События этого типа с зенитными углами $< 20^\circ$ использовались для построения критерия выделения части первичных протонов из массы более тяжелых ядер. Выборка событий этого типа составляет 772 ливня. Из них по модели QGSJET-I — 134 ливня от первичных протонов и ядер гелия с энергией 10 ПэВ; по модели QGSJET-II — 165 ливней от протонов и 152 ливня от ядер гелия с энергией $E_0 = 10$ ПэВ, а также 93 протона и 94 ядра гелия с энергией $E_0 = 30$ ПэВ. ФПР ЧС этих ливней с малыми зенитными углами практически осесимметрична, т.е. это распределение может быть представлено как набор колец различного радиуса с центром в оси ливня.

В событиях второго типа кроме пространственно-временного распределения записывались также четырехмерные гистограммы плотности числа фотоэлектронов, состоящие из 250×250 пространственных бинов размером $2 \text{ м} \times 2 \text{ м}$ и 80×80 угловых ячеек размером $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. Оси всех ливней находились в центре пространственной части гистограммы, так что полностью охватывался диапазон расстояний от оси 0–250 м. Ширина временной ячейки составляет 2 нс, а оси всех ливней направлены вертикально. В настоящей работе использовалась выборка из 250 событий второго типа, рассчитанных по модели QGSJET-II, от первичных протонов, а также ядер гелия, азота, серы и железа — по 50 событий от ядра каждого типа. Энергия всех первичных частиц составляет 1 ПэВ, а уровень наблюдения расположен на высоте 1 км над уровнем моря. Таким образом, результаты, полученные в настоящей работе с помощью ПУР ЧС ШАЛ, соответствуют свойствам массива угловых телескопов с диаметром зеркал 2 м, если абберациями оптической системы и искажениями, вносимыми регистрирующей ЧС электроникой, можно пренебречь.

3. Критерии, основанные на ФПР ЧС

Как оказалось, используя параметр крутизны ФПР ЧС η (отношение интегралов по кольцам различных радиусов) от почти вертикальных ШАЛ, возможно выделять часть легких ядер, например, протонов, причем доля выделенных протонов определяется моделью ядро-ядерного взаимодействия и может быть вычислена [12]. На рис. 1а приведен

пример такого критерия выделения части протонов для случая модели QGSJET-II, причем параметрами критерия (радиусами колец) были (0, 160, 160, 240) м. Для выделения части первичных протонов определяется значение переменной η_c такое, что все искусственные события от более тяжелых ядер (в данном случае гелия) имеют $\eta < \eta_c$. Таким образом, критерий $\eta > \eta_c$ позволяет выделять часть первичных протонов с присутствием доли ядер гелия $\approx 1/N_{\text{He}}$ (в данном случае 0.66%). Этот критерий был оптимизирован так, чтобы повысить долю выделенных первичных протонов ϵ (в данном случае 0.14). В случае энергии первичных частиц 30 ПэВ и модели QGSJET-II также возможно выделить не менее 15% первичных протонов с присутствием доли ядер гелия $\approx 1\%$.

Более подробно процедура построения и оптимизации критерия описана в [12]. Как было показано в последней работе, значение η_c слабо зависит от первичной энергии. Кроме того, доля выделенных протонных событий ϵ слабо зависит от модели ядро-ядерного взаимодействия (QGSJET-I/QGSJET-II). В работе [22] показано, что данный метод разделения групп ядер ПКЛ может быть успешно применен в случае условий регистрации, соответствующих модели детектора СФЕРА-2, расположенному на высоте 800 м над поверхностью оз. Байкал и регистрирующему ЧС ШАЛ, отраженный от заснеженной поверхности озера. В этом случае учитывалось влияние на критерий аппаратных искажений детектора, таких как конечное пространственное разрешение детектора и сферическая абберация зеркала, приводящих к погрешностям определения параметров ливней — координат оси ливня, направления прихода и энергии первичной частицы. Также при расчетах в работе [22] учитывался фон ночного неба и флуктуации сигнала ЧС ШАЛ, зарегистрированного моделью установки.

Интересно проследить зависимость доли выделенных первичных протонов от доли ядер гелия, ошибочно классифицированных как протоны. На рис. 1б приведена такая зависимость для случая критерия с параметрами (0, 130, 130, 350) м для случая моделей взаимодействия QGSJET-I и QGSJET-II. Так, 22-23 процентам выделенных ливней от первичных протонов соответствует "загрязнение" ≈ 4 процентами ядер гелия. Один из путей улучшения чувствительности методики к массовому составу — использование пространственно-углового распределения ЧС ШАЛ (см. разделы 4–6).

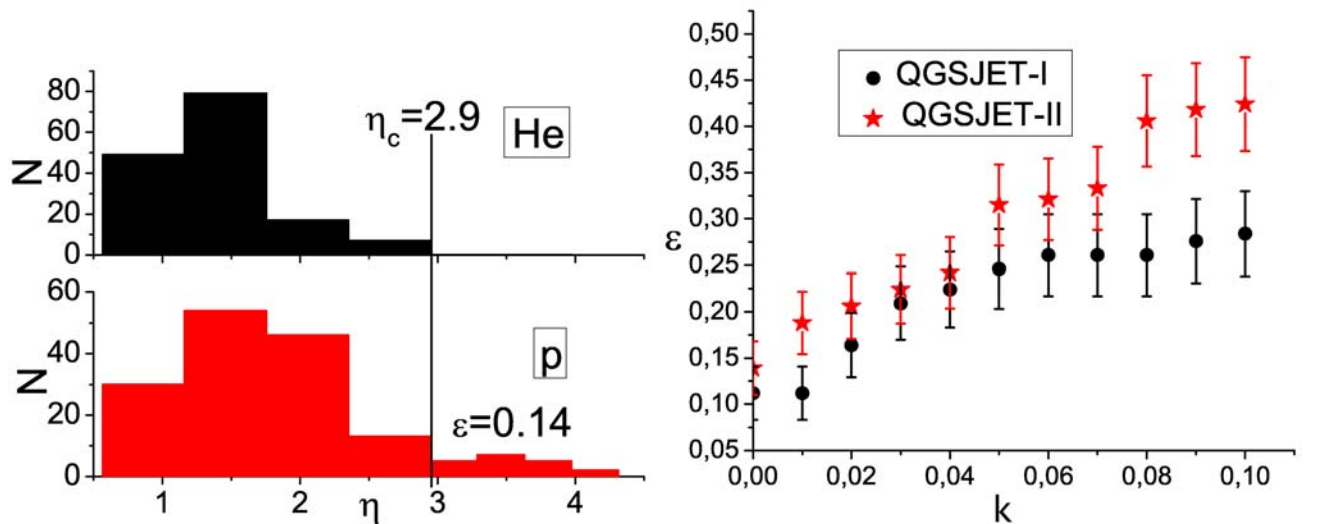


Рис. 1. а) Оптимизированный критерий выделения части первичных протонов с параметрами (0, 160, 160, 240) м, построенный для случая модели QGSJET-II и первичной энергии 10 ПэВ. ϵ — доля выделенных протонных событий. б) Зависимость доли выделенных первичных протонов от доли неправильно классифицированных событий от ядер гелия.

4. Переменные, характеризующие ПУР ЧС ШАЛ

Один из путей улучшить чувствительность к массовому составу ПКЛ, оставаясь в рамках черенковской методики, это привлечение дополнительной по сравнению с ФПР ЧС информации, содержащейся в пространственно-угловом распределении ЧС ШАЛ. Для того, чтобы провести разделение групп ядер с помощью этого сигнала, необходимо определить величины, характеризующие ПУР ЧС ШАЛ и составляющие так называемый вектор признаков $\vec{x}$. Затем вектор признаков подается на вход процедуры классификации, на выходе которой считается результат классификации — принадлежность первичного ядра конкретного ливня той или иной группе ядер ω_i .

Как уже упоминалось, наиболее традиционный подход [14] состоит в том, что пятно углового распределения ЧС ШАЛ характеризуется величинами (D , L , W , $Conc$) (см. рис. 2). В работе [17] этот подход был несколько обобщен — строились критерии большой размерности (до 16), основанные на этих четырех величинах, но измеренных на нескольких различных расстояниях от оси ливня. Было показано, что ошибка классификации ливней двух типов, инициированных первичными протонами и ядрами азота, в случае использования такого вектора признаков составляет не более нескольких процентов.

Также в [17] были предложены новые параметры ПУР ЧС ШАЛ, равные отношению интегралов по двум полосам угловых распределений ЧС (схема выбора двух таких переменных изображена на рис. 3; как в [17], так и в настоящей работе ширина полосы интегрирования составляла 1.5°). Там же была про-

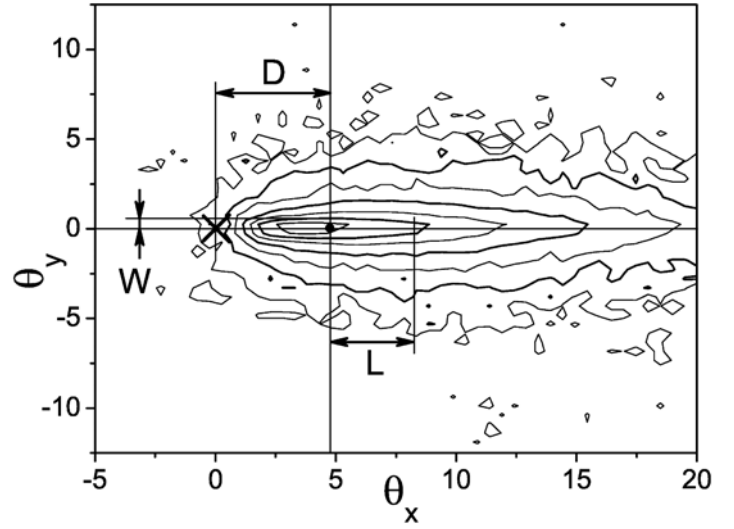


Рис. 2. Угловое распределение черенковского света ливня, инициированного первичным протоном с энергией 10 ПэВ на расстоянии 200 м от оси. По осям отложены углы (θ_x, θ_y) (в градусах) так, что центр поля зрения (обозначен крестом) соответствует направлению в зенит. Уровни соответствуют изофотам интенсивности сигнала в ячейках. Логарифм интенсивности, соответствующий внешнему уровню — 0.5, внутреннему — 3.5; соседние уровни отличаются по интенсивности в $\sqrt{10} \approx 3.16$ раз. "Центр тяжести" образа обозначен черным кружком.

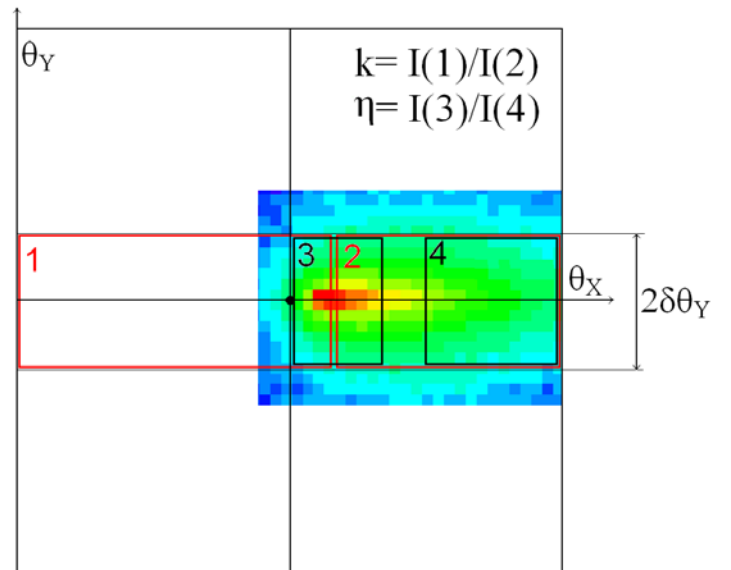


Рис. 3. Схема выбора новых параметров ПУР ЧС.

ведена классификация ливней с использованием двух новых параметров, взятых на определенном расстоянии от оси. При этом параметры полос (для двух переменных при фиксированной ширине полосы их восемь) выбирались исходя из феноменологических соображений. Как обобщение этого подхода, была разработана формальная схема выбора переменных, позволяющая добиться высокой чувствительности ПУР ЧС ШАЛ к массе первичного ядра (см. раздел 6).

5. Критерии, основанные на параметрах Хилласа

В настоящей работе были проанализированы критерии разделения ядер пяти типов, основанные на комбинациях параметров $(D, L, W, Conc)$, измеренных одновременно на нескольких фиксированных расстояниях от оси ливня — (50, 100, 150, 200) м. Первичными частицами были протоны, ядра гелия, азота, серы и железа (см. раздел 1). Для уменьшения влияния флуктуаций сигнала в периферийных областях ПУР ЧС, как и в [17], величины $(D, L, W, Conc)$ вычислялись с использованием лишь тех угловых ячеек ПУР ЧС ШАЛ, величина сигнала в которых превышает 100 фотоэлектронов.

Для разделения групп ядер ПКЛ применялся байесов подход в предположении о многомерном нормальном распределении признаков [23]. Классы объектов в этом случае соответствуют типам первичных ядер, причем обучающая выборка строится на основании базы модельных событий, описанной в разделе 1. Эта выборка является входными данными для следующей процедуры классификации. Сначала строятся функции плотности вероятности для каждого класса объектов $p(\vec{x}|\omega_i)$ (в данном случае они имеют вид многомерного нормального распределения). Кроме того, для построения классификатора необходимо знать так называемые априорные вероятности $P(\omega_i)$. Последние могут быть определены как частоты встречаемости объектов данного класса в общей массе объектов обучающей выборки, $P(\omega_i) \approx N_i/N$, $N = \sum_{i=1}^M N_i$. После этого согласно теореме Байеса вычисляются апостериорные вероятности $P(\omega_i|\vec{x})$:

$$P(\omega_i|\vec{x}) = \frac{p(\vec{x}|\omega_i)P(\omega_i)}{p(\vec{x})}, \quad \text{где} \quad p(\vec{x}) = \sum_{i=1}^M p(\vec{x}|\omega_i)P(\omega_i).$$

Затем на основании так называемого решающего правила Байеса среди величин $P(\omega_i|\vec{x})$, $i = 1, 2, \dots, M$ определяется максимальная, $P(\omega_{i_{\max}}|\vec{x})$ (случай равенства двух или более апостериорных вероятностей на практике не встречается). Наконец, объект, соответствующий вектору признаков $\vec{x}$, классифицируется как принадлежащий классу $\omega_{i_{\max}}$. Прежде чем изложить результаты классификации, сделаем некоторые замечания об эффектах, которые были рассмотрены нами ранее для случая классификации ливней от первичных протонов и ядер азота [17].

Прежде всего, было проведено исследование зависимости ошибки классификации ливней от размерности вектора признаков и набора переменных, входящих в этот вектор, а также рассмотрен случай первичной энергии 10 ПэВ. При повышении энергии с 1 до 10 ПэВ разделимость ядер не ухудшается. Хорошо известно, что характер развития ШАЛ очень слабо зависит от энергии, так что следует ожидать, что при промежуточных энергиях $1 \text{ ПэВ} < E_0 < 10 \text{ ПэВ}$ разделимость классов первичных ядер не хуже, чем в случае $E_0 = 1 \text{ ПэВ}$. Также была исследована чувствительность полученных многомерных критериев к фону ночного неба и ошибкам калибровки отдельных пикселей телескопа. Было найдено, что изотропный фон с интенсивностью $3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}$ и распределением Пуассона практически не влияет на ошибку классификации, а 5% ошибка калибровки пикселей телескопа приводит к дополнительной суммарной ошибке классификации

$\approx 10\%$ (дополнительная ошибка классификации протонов $\Delta\epsilon(p) = 8.0\%$ и ядер азота $\Delta\epsilon(N) = 1.8\%$). Эти результаты относятся к случаю классификации с 16 параметрами ($D, L, W, Conc$), взятыми на 4 расстояниях от оси ливня – (50, 100, 150, 200) м. Разработка схемы конкретной установки, способной разделять классы ядер ПКЛ сверхвысокой энергии, не являлась целью настоящей работы, поэтому мы не проводили подобного исследования для случая разделения пяти классов первичных ядер.

Результат разделения групп ядер с вектором признаков, состоящим из 16 параметров ($D, L, W, Conc$), взятых на 4 расстояниях от оси ливня – (50, 100, 150, 200) м, приведен в табл. 1. В каждой строке приведены результаты распознавания (в долях единицы) ливней того типа, символ которого указан в начале строки. Доля правильно классифицированных событий того или иного типа лежит на главной диагонали получившейся матрицы. При этом p обозначает протоны, h – ядра гелия, n – азота, s – серы, f – железа. Так, цифры в первой строке означают, что 74% ливней от первичных протонов было классифицировано правильно, а оставшиеся 26% – как первичные ядра гелия. Те клетки таблицы, в которых стоят нулевые значения, позволяют оценить, что вероятность классификации ливня как принадлежащего данному классу ядер $< 0.02 = 1/N_i, i = 1, 2, \dots, M$.

Таблица 1. Результаты многомерной классификации для случая первичной энергии 1 ПэВ.

	p	h	n	s	f
p	0.74	0.26	0.00	0.00	0.00
h	0.02	0.90	0.06	0.02	0.00
n	0.00	0.06	0.92	0.02	0.00
s	0.00	0.00	0.04	0.90	0.06
f	0.00	0.00	0.00	0.00	1.00

6. Критерии, основанные на новых параметрах

Здесь излагаются результаты, полученные с помощью новых переменных, равных отношению интегралов по двум полосам ПУР. В первую очередь две новые переменные, найденные в [17] для случая классификации ливней от первичных протонов и ядер азота, были применены для случая пяти групп первичных ядер (см. рис. 4). Этот рисунок иллюстрирует, что для сравнительно хорошего (с ошибкой классификации около 10%) разделения трех типов ливней – инициированных первичными протонами, ядрами азота и железа – достаточно всего двух переменных. При этом возможно выделить около 38% первичных протонов при полном, с точностью до имеющейся статистике, подавлении ливней от ядер гелия (и более тяжелых ядер).

Разделение любых двух групп ядер можно улучшить, если использовать вектор признаков более высокой размерности, чем 2. При этом возникает вопрос о методе поиска оптимального набора новых переменных η_{ij} . Каждая из этих переменных зависит, в свою очередь, от четырех величин – положения границ областей интегрирования. Полное ко-

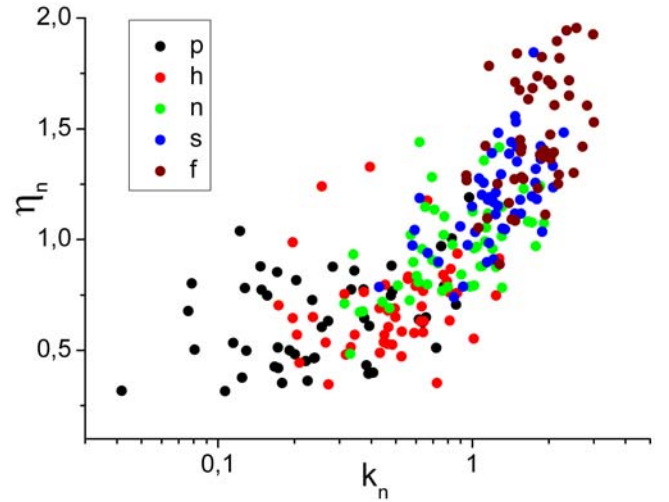


Рис. 4. Классификация с двумя новыми параметрами, взятыми из табл. 4 работы [17], но для случая пяти типов первичных ядер.

личество параметров, таким образом, составляет 4 (количество угловых телескопов) $\times 2$ (переменные на каждый телескоп) $\times 4$ (количество параметров, необходимых для вычисления одной переменной) $= 32$, так что прямая переборная оптимизация оказывается невозможной (количество вариантов перебора оказалось бы слишком велико: если каждый параметр может принимать около 10 значений, полное количество вариантов оказывается порядка 10^{32}).

В настоящей работе использован другой подход, который, хотя и не приводит к нахождению глобального максимума в многомерном пространстве параметров, позволяет, тем не менее, добиться существенного прогресса по сравнению с методикой, использующей "продольные параметры Хилласа" D и L .

Рассмотрим оптимизацию многомерного критерия с целью лучшего разделения протонов и ядер гелия; при этом, как будет видно дальше, разделение других ядер сильно не ухудшится. Процедура состоит из восьми шагов. На первом шаге исходная выборка ливней двух типов (пусть это ливни от первичных протонов и ядер гелия) рассматривается на расстоянии 50 м от оси ливня. Проводится оптимизация числа выделенных первичных протонов по 4 параметрам, характеризующим положение границ интегрирования, от которых зависит первая переменная. Затем (на втором шаге оптимизации) неправильно классифицированные ливни от ядер обоих типов подвергаются той же процедуре поиска второй переменной на том же расстоянии от оси. Затем неправильно классифицированные на втором шаге ливни (их уже меньше, чем после первого шага) снова подвергаются той же процедуре, но уже на новом расстоянии от оси ливня, и т.д. В результате на выходе получаются 32 параметра, которые и служат границами интегрирования для вычисления 8 новых переменных. После этого проводится байесова классификация с этими последними новыми переменными. Оказывается, что параметры, построенные указанным образом, позволяют выделять существенно большую долю ливней от первичных протонов по сравнению с 8 параметрами D и L . Для задачи выделения любой другой группы первичных ядер может быть использован тот же самый алгоритм.

Результаты классификации с 8 параметрами (D, L) приведены в табл. 2. Ошибка классификации первичных протонов составляет 52% .

Аналогичные результаты, но для случая новых параметров, оптимизированных для выделения первичных протонов, представлены в табл. 3. Ошибка классификации первичных протонов составляет 32% , т.е. существенно меньше, чем в случае использования параметров D и L .

7. Заключение

На основании полного Монте-Карло-моделирования функции пространственного распределения (ФПР) и пространственно-углового распределения черенковского света широ-

Таблица 2. Результаты многомерной классификации с 8 параметрами (D, L) для случая пяти типов первичных ядер.

	p	h	n	s	f
p	0.48	0.40	0.12	0.00	0.00
h	0.06	0.74	0.20	0.00	0.00
n	0.02	0.12	0.68	0.12	0.06
s	0.00	0.04	0.18	0.38	0.40
f	0.00	0.00	0.08	0.06	0.86

Таблица 3. Результаты многомерной классификации с 8 новыми параметрами при тех же условиях, что и в табл. 2.

	p	h	n	s	f
p	0.68	0.24	0.08	0.00	0.00
h	0.08	0.68	0.24	0.00	0.00
n	0.02	0.16	0.52	0.22	0.08
s	0.00	0.00	0.12	0.62	0.26
f	0.00	0.00	0.02	0.20	0.78

ких атмосферных ливней (ПУР ЧС ШАЛ) построены два семейства критериев разделения групп ядер первичных космических лучей сверхвысоких энергий.

Первая группа критериев основана на использовании параметра крутизны ФПР ЧС ШАЛ с энергией 10–30 ПэВ. Эти критерии позволяют выделять не менее 10% первичных протонов из массы более тяжелых ядер, причем доля неправильно классифицированных ядер гелия и более тяжелых ядер составляет не более 1%. Построена зависимость ошибки классификации ядер гелия от доли выделенных первичных протонов ПКЛ.

Вторая группа критериев использует в качестве входного сигнала ПУР ЧС ШАЛ, содержащего, по сравнению с ФПР ЧС, дополнительную информацию о массе первичного ядра. Построена методика многомерной байесовой классификации пяти групп ядер ПКЛ, позволяющая идентифицировать значительную (десятки процентов) часть ливней, принадлежащих к каждой из этих групп ядер. Наряду с использованием параметров (D , L , W , $Conc$), характерных для гамма-астрономии, найдены новые параметры углового образа ПУР ЧС ШАЛ, позволяющие существенно повысить чувствительность методики к массе первичного ядра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям, госконтракт номер 02.740.11.5092.

Литература

- [1] Blackett P. M. S., Phys. Soc. London Gassiot Committee Report, 34 (1948).
- [2] Galbraith W., Jelley J. V., Nature, **171**, 349 (1953).
- [3] Antoni T. et al. (The KASCADE Collaboration), APh, **24**, 1 (2005).
- [4] Aglietta M. et al. (The EAS-TOP Collaboration), APh, **21**, 583 (2004).
- [5] Fowler J. W. et al., APh, **15**, 49 (2001).
- [6] Arqueros F. et al. (The HEGRA Collaboration), A&A, **359**, 682 (2000).
- [7] Tsunesada Y. et al. (The BASJE Collaboration), Proc. 30th ICRC (Merida), **4**, 127 (2008).
- [8] Chernov D. V. et al. (The Tunka Collaboration), IJMPA, **20**, 6799 (2005).
- [9] Aloisio R. et al., Phys. Rev. D, **77**, 025007 (2008).
- [10] Wibig T., Wolfendale A., OAJ, **2**, 95 (2009).
- [11] Berezhinsky V. S. et al., Phys. Rev D, **74**, 043005 (2006).
- [12] Anokhina A. M. et al., Bulletin of the Lebedev Physics Institute, **36**, 146 (2009).
- [13] Plyasheshnikov A. V. et al., J. Phys. G, **24**, 653 (1998).
- [14] Aharonian F. A. et al., NIMPRB, **201**, 217 (2003).
- [15] Hillas A. M., Proc 19th ICRC (La Jolla), **3**, 445 (1985).
- [16] Weekes T. C. et al., ApJ, **342**, 379 (1989).
- [17] Галкин В. И., Джатдоев Т. А., Вестник МГУ, № 3, 37 (2010).
- [18] Heck D. et al., Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019 (1998).
- [19] Kalmykov N. N. et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. B, **52**, 17 (1997).
- [20] Fesefeldt H. C., Technical Report No. PITHA 85-02 RWTH, (1985).
- [21] Ostapchenko S., Nucl. Phys. Proc. Suppl. B, **151**, 143 (2006).
- [22] Antonov R. A. et al., Proc. 31th ICRC, Lodz, id. 434 (2009).
- [23] Theodoridis S., Koutroumbas K., Pattern Recognition, Elsevier (2003).

Современный статус черенковского водного детектора НЕВОД

С.С. Хохлов, М.Б. Амелчаков, В.В. Ашихмин, Н.С. Барбашина, А.Г. Богданов, И.А. Воробьев, Д.М. Громушкин, А.Н. Дмитриева, Е.А. Задеба, В.В. Киндин, Р.П. Кокоулин, К.Г. Компаниец, С.Ю. Матвеев, А.А. Петрухин, Д.А. Тимашков, Д.В. Чернов, И.А. Шульженко, В.В. Шутенко, Е.И. Яковлева, И.И. Яшин (Научно-образовательного центр НЕВОД, НИЯУ МИФИ), В.Г. Гулый, И.С. Карцев, М.А. Королев (СНИИП-Плюс, Москва), Дж. Маннокки, Дж. Тринкери (Институт физики межпланетного пространства, Италия), О. Сааведра (Отделение общей физики Туринского университета, Италия)

Аннотация

Черенковский водный детектор (ЧВД) НЕВОД является основой экспериментального комплекса, предназначенного для исследования космических лучей на поверхности Земли: регистрации нейтрино из нижней полусферы, измерения интенсивности потока мюонов, в том числе и альбедных, изучения вариаций потока мюонов, измерения спектров локальной плотности мюонов ШАЛ под большими зенитными углами, измерения энерговыделений стволов ШАЛ и каскадных ливней. В статье приведен обзор основных результатов исследований, проведенных на экспериментальном комплексе, а также рассмотрены цели и задачи модернизации черенковского водного детектора НЕВОД. Обсуждаются особенности новой регистрирующей системы. Представлены первые результаты калибровки квазисферических модулей в водном бассейне вертикальными мюонами, выделенными сцинтилляционными телескопами.

Введение

ЧВД НЕВОД (НЕйтринный ВОдный Детектор) [1] объемом 2000 м³ создавался для регистрации нейтрино космических лучей на поверхности Земли в условиях очень высокого фона атмосферных мюонов и послужил основой экспериментального комплекса, способного изучать широкий класс явлений физики космических лучей:

- атмосферные нейтрино из нижней полусферы;
- атмосферные мюоны (одиночные, группы, альбедо);
- каскадные ливни и стволы ШАЛ;
- вариации потока мюонов, обусловленные процессами в атмосфере, магнитосфере и гелиосфере.

Черенковский водный детектор НЕВОД

Решение комплекса этих задач стало возможным после разработки квазисферического модуля (КСМ), который состоит из 6 фотоумножителей с плоским фотокатодом, ориентированных вдоль осей ортогональной системы координат (рис. 1). Для модуля, расположенного на расстоянии r от трека частицы, отклик отдельного ФЭУ с радиусом фотокатода

$r_{\text{ФЭУ}}$ при условии $r \gg r_{\text{ФЭУ}}$ можно выразить следующей формулой:

$$A_i = \frac{kS \cos \alpha_i}{r \sin \theta_C} \exp \left\{ -\frac{r}{l_{\text{eff}} \sin \theta_C} \right\}, \quad i = x, y, z,$$

где S – площадь фотокатода ФЭУ, k – коэффициент преобразования спектрометрического тракта ФЭУ, l_{eff} – длина ослабления света, усредненная по спектру черенковского излучения, "окну прозрачности" воды и чувствительности фотокатода. В этой формуле отклик зависит от угла падения черенковского излучения на фотокатод. Однако отклик модуля в целом, определяемый как корень из суммы квадратов откликов ФЭУ,

$$B = \sqrt{\sum_i A_i^2} = \frac{kS}{r \sin \theta_C} \exp \left\{ -\frac{r}{l_{\text{eff}} \sin \theta_C} \right\},$$

не зависит от направления прихода черенковского излучения (ввиду $\cos^2 \alpha_x + \cos^2 \alpha_y + \cos^2 \alpha_z = 1$), т.е. модуль обладает свойством квазисферичности. В то же время, по известным откликам отдельных ФЭУ могут быть восстановлены направляющие косинусы $\cos \alpha_i = A_i/B$ углов прихода черенковского излучения.

КСМ размещаются в объеме черенковского водного детектора (ЧВД) в виде гирлянд по 3 или 4 модуля, образуя регулярную пространственную решетку, обладающую свойствами 4π детектора (рис. 2). Всего в водном объеме может быть размещено до 50 гирлянд.

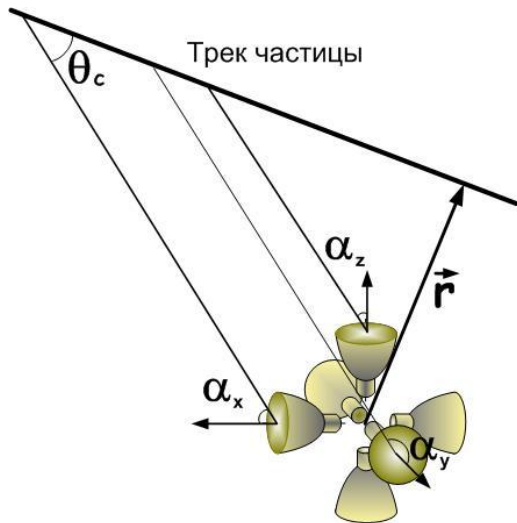


Рис. 1. Принцип регистрации трека квазисферическим модулем.

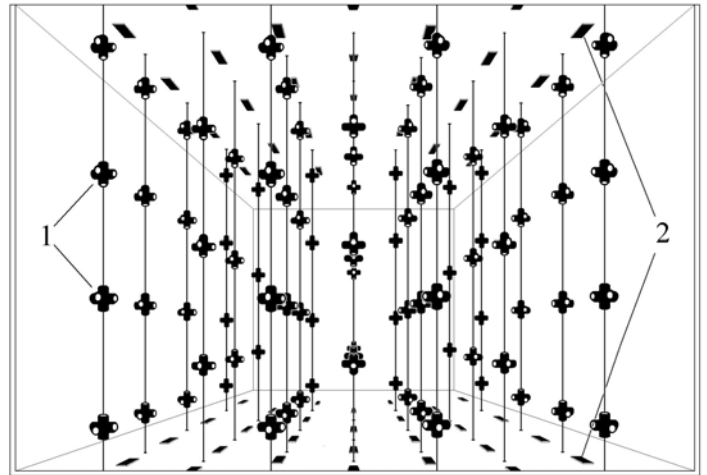


Рис. 2. Детектирующая система ЧВД НЕВОД: 1 – квазисферические модули, 2 – сцинтилляционные калибровочные телескопы.

Для калибровки фотоумножителей в течение длительных измерений используется система калибровочных телескопов, состоящая из двух плоскостей сцинтилляционных счетчиков, по 40 в каждой. Счетчики располагаются в регулярном порядке на дне и на крышке водного бассейна (рис. 2). Любая пара счетчиков (один из верхней и один из нижней плоскостей) образует телескоп с точностью определения трека проходящего через него мюона $\sim 2^\circ$. С помощью СКТ можно калибровать КСМ в широком диапазоне углов ($0^\circ - 50^\circ$) и расстояний.

Пример регистрации такого калибровочного мюона приведен на рис. 3. Прямоугольниками обозначены сцинтилляционные счетчики на крышке и дне водного бассейна, крестиками – сработавшие модули, кружками – фотоумножители. Из-за высокого темпа счета темновых шумов первоначально используемых ФЭУ-49Б условием срабатывания КСМ являлось двойное совпадение сигналов от двух не противоположно направленных ФЭУ модуля.

Из рис. 3 видно, что в большинстве сработавших КСМ сработал верхний ФЭУ, позволяющий выделить направление прихода мюона из верхней полусферы. В то же время иногда срабатывают и нижние ФЭУ (второй модуль сверху на рис. 3). По результатам регистрации телескопных событий (мюонов) был определен фактор режекции одного КСМ $f = p/q$, где p – вероятность правильного определения направления одним модулем, q – вероятность неправильного определения направления одним модулем. Величина фактора режекции одного КСМ составила значение $f \approx 20$.

При регистрации мюонов из нижней полусферы, генерируемых атмосферными нейтрино, фоновый поток мюонов из верхней полусферы является очень высоким: $N_{\nu \rightarrow \mu} / N_{\text{фон}} \sim 10^{-10}$. Поэтому требуемый фактор подавления $F = 10^{10}$ достигается при условии, что разница Δ числа КСМ со сработавшим нижним ФЭУ и числа КСМ со сработавшим верхним ФЭУ составит величину $\Delta \geq 8$ (тогда $F = f^{\Delta} \geq 20^8 = 2.5 \cdot 10^{10}$).

На рис. 4 приведены образцы двух ”зеркальных” событий (восстановленные треки мюонов близки по углу и противоположны по направлению): а – мюон сверху, б – мюон снизу. Кружочками обозначены точки вхождения мюонов в детектор. В каждом из событий сработали по 9 КСМ, в 8 из них сработали верхние (а) или нижние (б) ФЭУ, при этом ни в одном модуле не сработали нижние (а) или верхние (б) ФЭУ, т.е. выполнено условие $\Delta \geq 8$.

Таким образом, впервые в мире была показана возможность регистрации мюонов из нижней полусферы в черенковском водном детекторе на поверхности Земли [2].

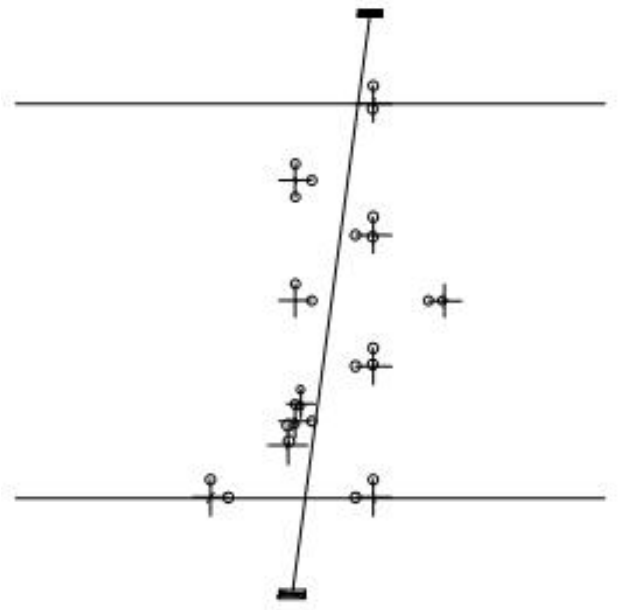


Рис. 3. Пример регистрации одиночного мюона.

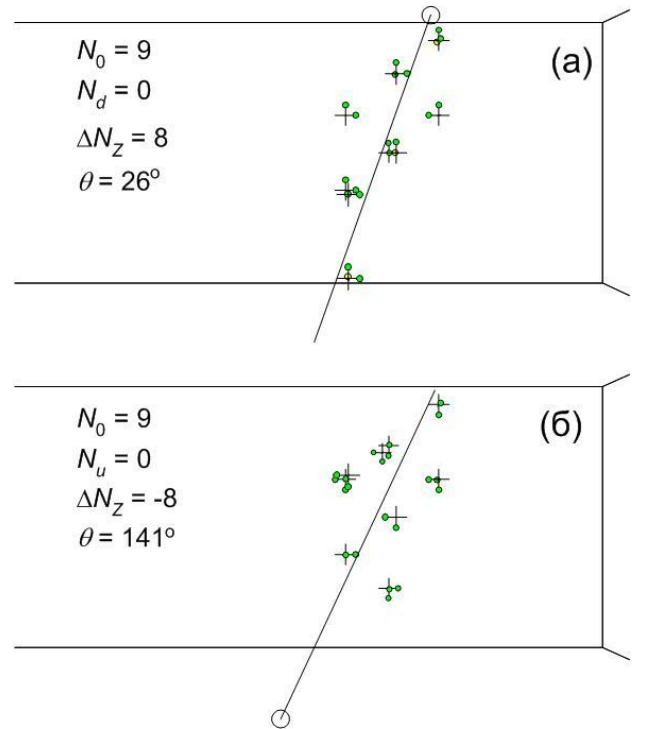


Рис. 4. Образцы двух ”зеркальных” событий: а – сверху, б – снизу.

Экспериментальный комплекс НЕВОД-ДЕКОР

С целью расширения возможностей ЧВД НЕВОД был дополнен координатно-трековым детектором большой площади ДЕКОР [3], созданным в рамках российско-итальянского сотрудничества. Детектор состоит из двух частей: боковой (8 супермодулей, общая площадь $\sim 70 \text{ м}^2$) и верхней (4 супермодуля, общая площадь 46 м^2), размещённых вокруг ЧВД НЕВОД (рис. 5).

Каждый супермодуль представляет собой восьмислойную систему газоразрядных трубок с резистивным покрытием катода, работающих в режиме ограниченного стримера. Съём информации осуществляется двухкоординатной системой внешних стрипов. Супермодуль позволяет восстанавливать треки мюонов с высокой пространственной ($\sim 1 \text{ см}$) и угловой ($\sim 0.8^\circ$) точностью, а также давать временную привязку событий с точностью 25 нс. Условием срабатывания координатно-трекового детектора является совпадение сигналов с двух супермодулей. ДЕКОР позволяет проводить исследования потока мюонов в широком диапазоне зенитных углов и анализировать отклик ЧВД на режестируемые события.

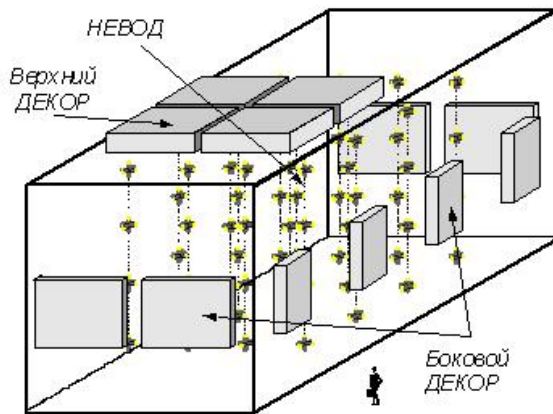


Рис. 5. Экспериментальный комплекс НЕВОД-ДЕКОР.

Date=18-01-02 17:34:16.019 Nevent=2566 fm=258.3 tm=85.8

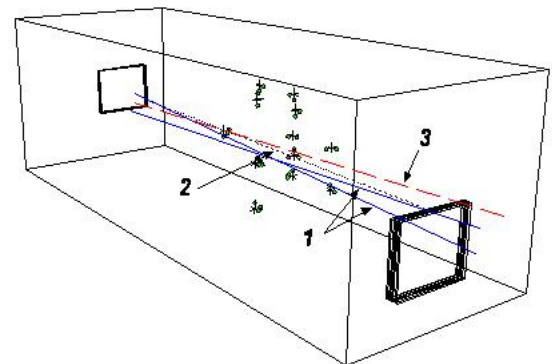


Рис. 6. Пример регистрации околоразногортального мюона.

При изучении отклика ЧВД на одиночные околоразногортальные мюоны отбирались события, в которых сработали два (и только два) супермодуля детектора ДЕКОР, а треки, восстановленные на основе показаний отдельных супермодулей, согласуются в пределах конуса с раствором меньше 5° . При этом за трек мюона принимается прямая, соединяющая середины треков в супермодулях. На рис. 6 приведен пример регистрации одиночного околоразногортального мюона. Цифрой 1 обозначены треки мюона, восстановленные каждым супермодулем по отдельности; цифрой 2 – усредненный трек мюона по данным ДЕКОР; цифрой 3 – трек, восстановленный по данным ЧВД.

Особый интерес при изучении подобных событий вызывают мюоны, приходящие в установку под зенитными углами $> 90^\circ$. Это альбедные мюоны, рожденные в атмосфере и рассеянные в грунте обратно в верхнюю полусферу. Альбедные мюоны являются основным источником фона в нейтринных экспериментах.

При исследовании интенсивности альбедных мюонов использовалась информация, полученная в ходе трех длительных серий измерений (март 2002 – июль 2004, 10126 часов регистрации) на координатном детекторе ДЕКОР и ЧВД НЕВОД. Направление пролета мюона определялось двумя независимыми методами, основанными на направленности черенковского света в водном детекторе и время-пролетных измерениях в детекторе ДЕКОР

(см. рис. 7). Эффективность определения направления составила $\eta \approx 0.95$ с вероятностью ошибки меньше 10^{-6} .

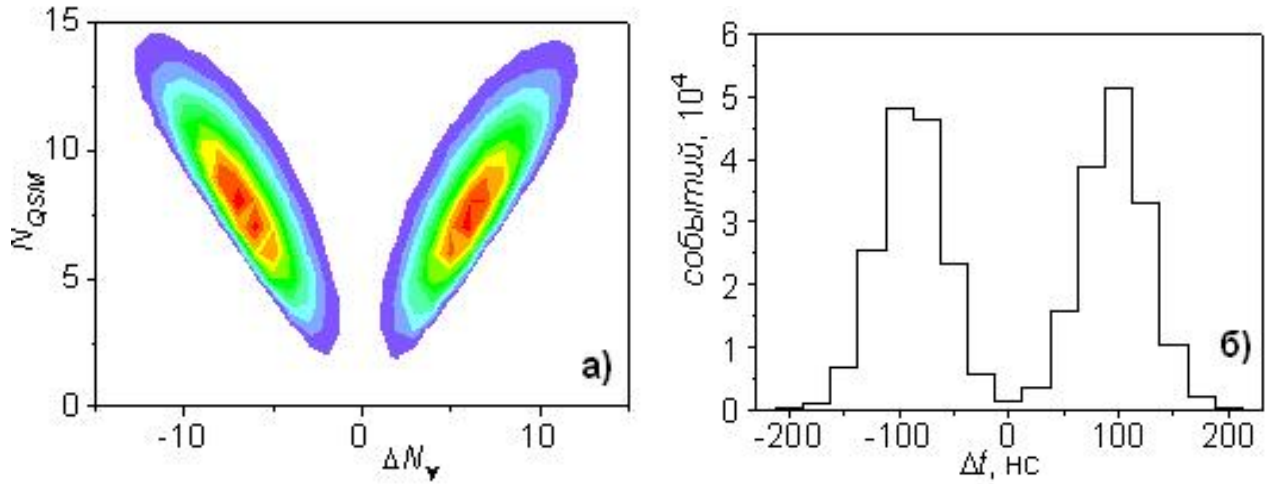


Рис. 7. Распределения мюонов, летящих с противоположных сторон черенковского бассейна: а) по отклику КСМ НЕВОД; б) по разнице времен пролета через СМ ДЕКОР.

В результате анализа экспериментальных данных было отобрано $1.62 \cdot 10^6$ околоризонтальных мюонов, из которых 1651 с зенитным углом больше 91° являются альбедными мюонами. Измеренное распределение околоризонтальных событий ($85^\circ - 95^\circ$) и полученная зависимость интенсивности альбедных мюонов от зенитного угла в области углов $91^\circ - 94^\circ$ представлены на рис. 8 [5].

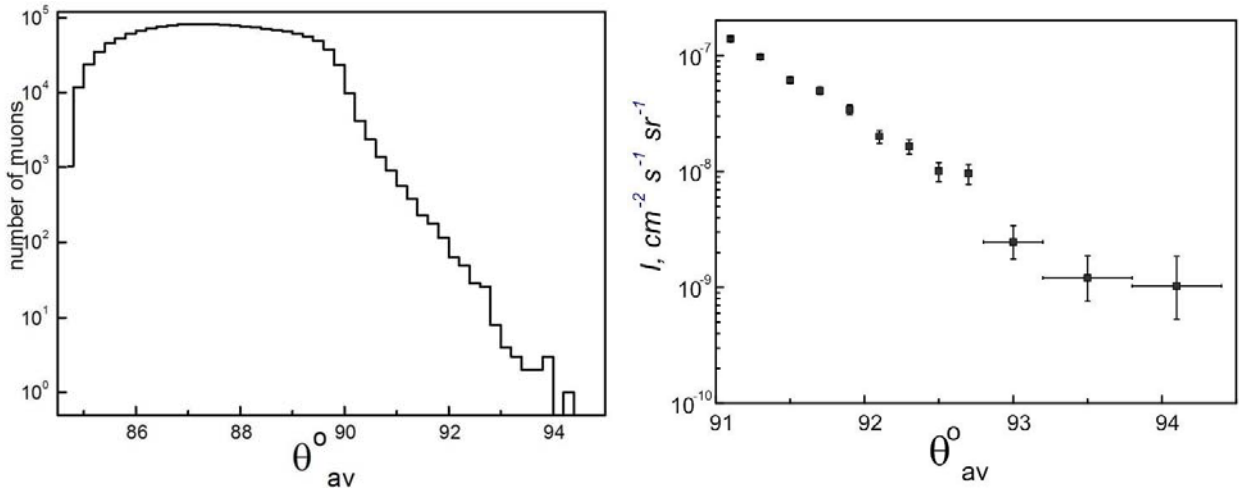


Рис. 8. Слева – зенитно-угловое распределение событий в угловом интервале $85^\circ - 95^\circ$. Справа – зависимость интенсивности альбедных мюонов от зенитного угла.

При прохождении мюонов через водный объем могут возникать каскадные ливни. В этом случае, используя отклик модулей детектора, можно изучать не только интегральный поток мюонов, но и восстанавливать характеристики каскадов. На рис. 9 представлен отклик ЧВД в событии, когда околоризонтальный одиночный мюон, выделенный с помощью координатно-трекового детектора, сгенерировал каскадный ливень в водном объеме. Экспериментальное распределение светового потока, пересчитанного в число каскадных частиц, и восстановленная каскадная кривая для этого события приведены на рис. 10. Оценка энергии каскада составила 450 ГэВ.

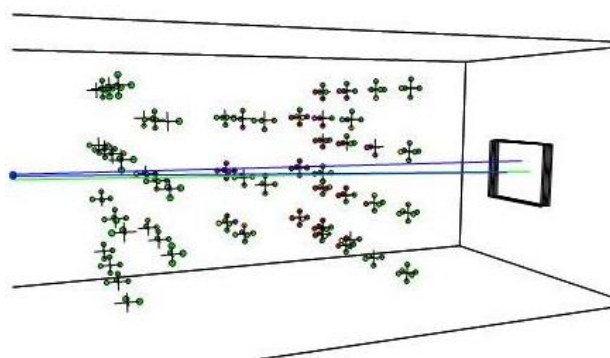


Рис. 9. Отклик ЧВД на каскадный ливень, рожденный в результате взаимодействия одиночного околоразрешительного мюона в воде.

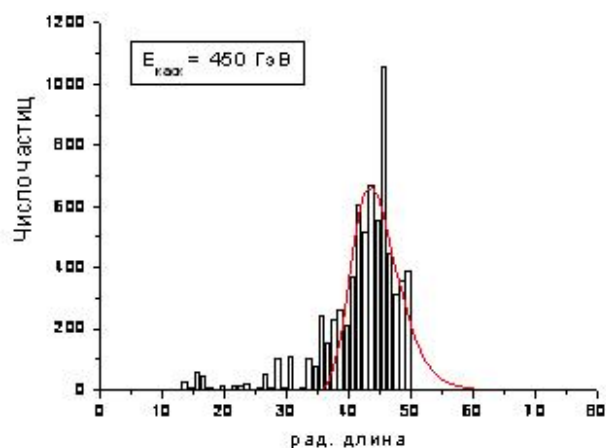


Рис. 10. Восстановленная каскадная кривая.

Новый подход к исследованию ШАЛ

При увеличении зенитного угла поперечные размеры ШАЛ, достигающих уровня наблюдения, значительно увеличиваются вследствие разлета частиц. При больших зенитных углах "выживает" только мюонная компонента, приходящая в детектор в виде групп частиц с квазипараллельными треками. Для детектора, размеры которого значительно меньше характерных размеров ливня, можно ввести понятие локальной плотности мюонов D как отношения числа мюонов в группе m к эффективной площади детектора S в данном направлении: $D \sim m/S$ (см. рис. 11). При этом событиям с одной и той же локальной плотностью, приходящим под различными зенитными углами, будут соответствовать различные энергии первичной частицы, поскольку при увеличении зенитного угла увеличивается расстояние до точки генерации. Подход к анализу мюонной компоненты ШАЛ на основе новой феноменологической характеристики – спектров локальной плотности мюонов (СЛПМ) – был развит в работах [6-8].

Координатно-трековый детектор ДЕКОР позволяет проводить исследования

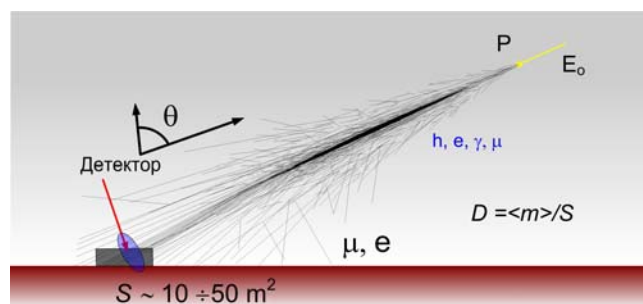


Рис. 11. Схема регистрации ШАЛ под большими зенитными углами.

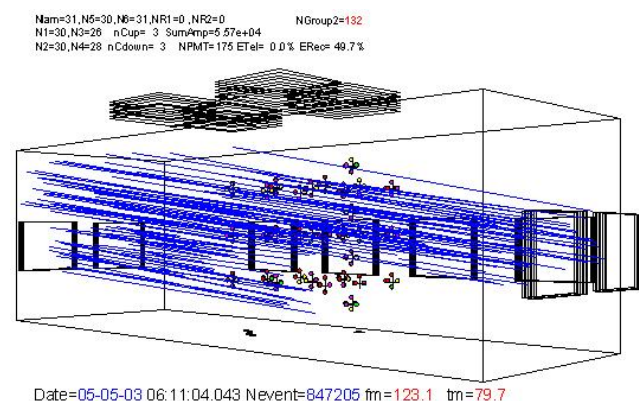


Рис. 12. Пример геометрической реконструкции группы из 132 мюонов под зенитным углом около 80° .

таких групп мюонов. На рис. 12 приведена геометрическая реконструкция события, в котором была зарегистрирована группа из 132 мюонов, пришедшая под зенитным углом около 80° . Оценка энергии первичной частицы для такого события составляет около 10^{19} эВ.

Анализ характеристик СЛПМ, проведенный в [6-8], показал, что спектры имеют квазистепенной вид с наклоном β несколько более крутым, чем спектр первичных космических лучей (ПКЛ) ($\beta = \gamma/\kappa \sim 2$, $\kappa \sim 0.9$). Частота регистрируемых групп под фиксированным зенитным углом определяется главным образом плотностью мюонов в центральной области ливня и чувствительна к составу ПКЛ и особенностям адрон-ядерных взаимодействий сверхвысоких энергий в передней кинематической области. Подобно спектру ШАЛ по полному числу мюонов N_μ абсолютная интенсивность СЛПМ растет для тяжелых ядер.

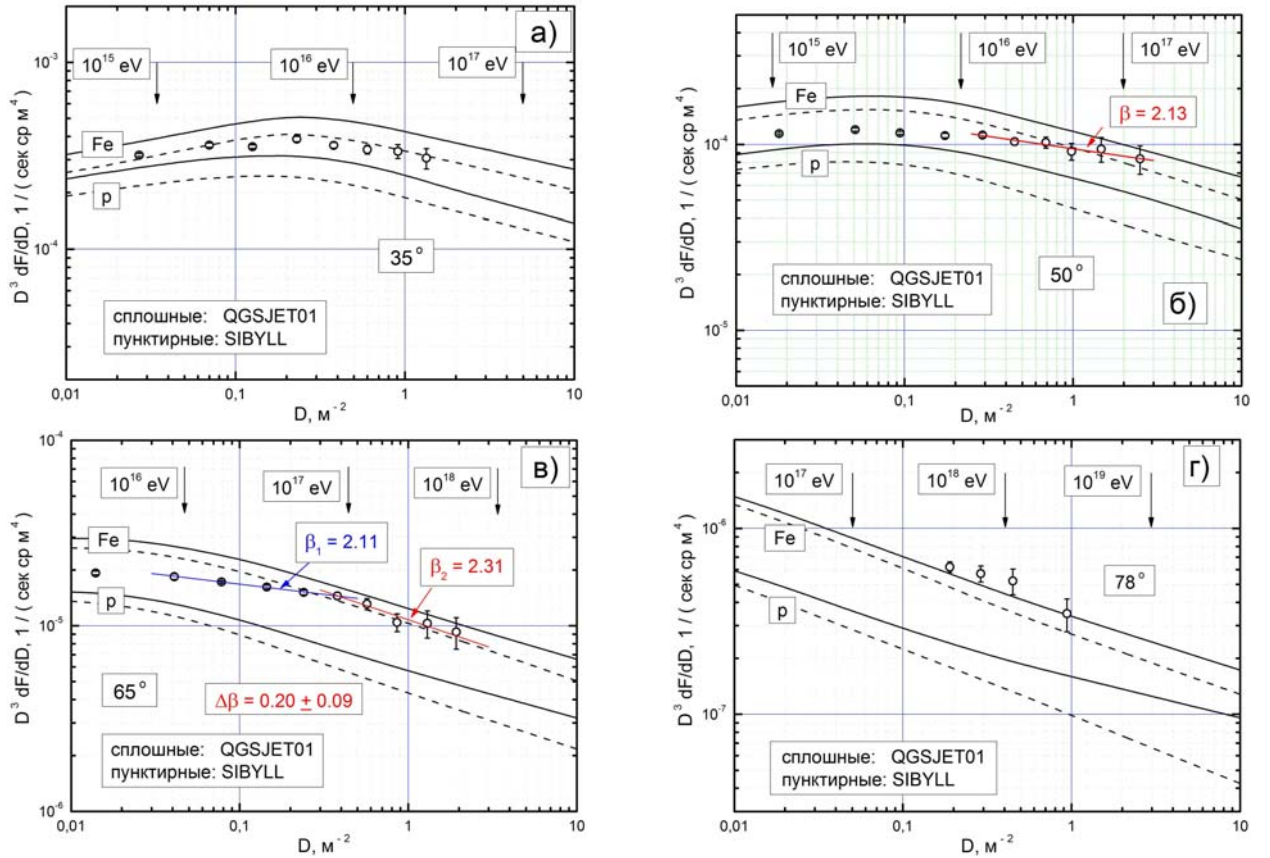


Рис. 13. Дифференциальные СЛПМ для различных зенитных углов. Точки – эксперимент; кривые – расчет для двух моделей адронных взаимодействий; верхние линии – ядра железа, нижние – протоны.

Измерения СЛПМ проводились во время экспериментальных серий 2002-2007 гг. Экспериментальные и расчетные СЛПМ (умноженные для наглядности на D^3) для зенитных углов 35° , 50° , 65° , 78° приведены на рис. 13. Точки на графиках получены на основе разных выборок экспериментальных данных. Приведены только статистические погрешности; систематические неопределенности не превышают 5%. Кривые – результат вычисления СЛПМ на основе двумерных ФПР мюонов, смоделированных с помощью пакета CORSIKA (версия 6.500) для двух предельных случаев состава ПКЛ (протоны и ядра железа) с учетом магнитного поля Земли и для двух комбинаций моделей адронных взаимодействий: QGSJET01c+GHEISHA2002 и SIBYLL2.1+FLUKA. В качестве модели потока ПКЛ был использован дифференциальный спектр всех частиц, постро-

енный на базе экспериментальных данных, приведенных в обзоре [9] в виде $dN/dE = 5.0 \times (E, \text{ГэВ})^{-2.7} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1}$ до излома (4 ПэВ) с укрупнением до $(\gamma + 1) = 3.1$ после него. Стрелки в верхней части рисунков показывают среднелогарифмические энергии, ответственные за генерацию событий с данной локальной плотностью и зенитным углом. Сравнение данных, приведенных на рис. 13, показывает, что при небольших углах (35° , рис. 13а) проявилось укрупнение СЛПМ, связанное с изломом спектра ПКЛ. При этом наблюдается разумное согласие (включая абсолютную нормировку) между экспериментальными данными и расчетными кривыми. Данные для зенитного угла 65° (рис. 13в) соответствуют промежуточным энергиям (между 3 и 500 ПэВ). В этом интервале сопоставление экспериментальных СЛПМ с результатами расчетов выявляет тренд к утяжелению состава и указание на увеличение наклона в спектре плотности при $D > 0.3$, что соответствует первичной энергии $\sim 10^8$ ГэВ. Фитирование экспериментальных точек СЛПМ степенной функцией до и после "второго излома" дало величину $\Delta\beta = 0.20 \pm 0.09$. Фитирование "хвоста" спектра для 50° имеет практически тот же наклон (см. рис. 13б), что и участок спектра до излома при 65° , что позволяет исключить версию о методическом происхождении "второго излома" в спектре локальных плотностей. Экспериментальные СЛПМ для зенитного угла 78° (см. рис. 13г) качественно описывают ожидаемые распределения, но по абсолютной величине находятся на границе кривых, рассчитанных на основе модели QGSJET для ядер железа.

В сложившейся ситуации, когда результаты экспериментов на различных установках расходятся с предсказаниями моделей, необходимо пересмотреть подход к анализу ШАЛ [11]. При стандартном подходе (рис. 14 слева) в различных детекторах измеряется число электронов и мюонов, каскадная кривая, энергосодержание адронной компоненты и положение максимума развития ливня. По полученным данным на основе модели взаимодействия восстанавливают энергетический спектр и состав ПКЛ. При этом корректность используемых моделей взаимодействия не ставится под сомнение. Измерения энергии мюонной компоненты (энергетического спектра или энергосодержания групп мюонов) позволяют получить независимую информацию о возможных изменениях модели взаимодействия при сверхвысоких энергиях.

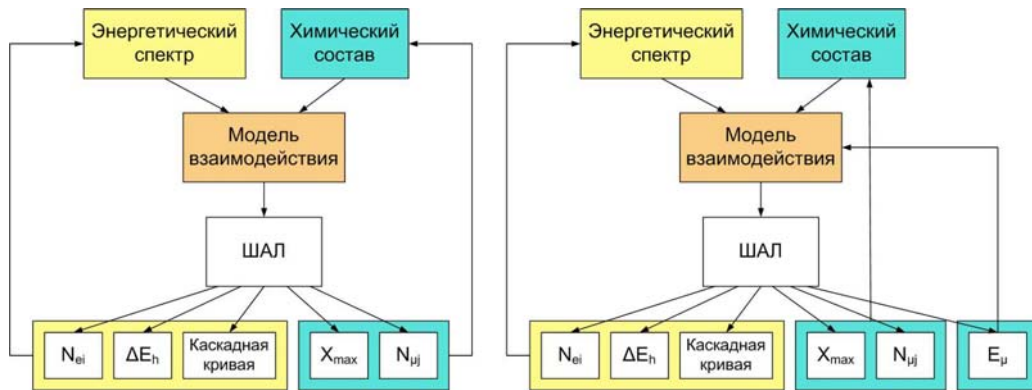


Рис. 14. Подходы к анализу ШАЛ: стандартный (слева) и новый (справа).

Экспериментальный комплекс НЕВОД-ДЕКОР обладает необходимым потенциалом для такого рода исследований. Однако их проведению препятствовали малый динамический диапазон спектрометрических каналов КСМ ($\sim 10^3$ фотоэлектронов, ф.э.). В связи с этим было принято решение о проведении модернизации регистрирующей системы (РС) ЧВД НЕВОД.

Модернизация ЧВД НЕВОД

В задачи модернизации входило расширение динамического диапазона с целью измерения спектра каскадов от 10 до 10^4 ГэВ и энерговыделения групп мюонов и стволов ШАЛ; увеличение эффективности регистрации одиночных мюонов (обеспечение годоскопического режима работы) с целью измерения углового распределения мюонов во всем диапазоне зенитных углов от 0° до 180° и исследования вариаций потока мюонов при различных углах и энергетических порогах, а также улучшение систем калибровки для повышения точности экспериментальных данных.

Новая РС была разработана совместно специалистами НИЯУ МИФИ и СНИИП-Плюс и имеет многоуровневую архитектуру сбора и обработки данных. Модули одной гирлянды объединены в кластеры, образующие нижний уровень триггирования. РС включает внутримодульную электронику (ВЭ), блоки электроники кластеров (БЭК) и триггерную систему.

В качестве фотоприемников взамен устаревших ФЭУ-49Б были выбраны фотоумножители ФЭУ-200, специально разработанные для регистрации слабых световых вспышек и имеющие значительно лучшие характеристики. Интегральная чувствительность ФЭУ-200 в два раза выше, а темновые шумы на порядок ниже, чем у ФЭУ-49Б.

Внутримодульная электроника (рис. 15) обеспечивает штатный режим регистрации черенковского излучения фотоумножителями ФЭУ-200 и процедуру их мониторинга. ВЭ состоит из шести плат ПХ-514П, узла питания ПНН-382 и шестиканального светодиодной системы мониторинга.

Платы ПХ-514П устанавливаются на цоколи фотоумножителей и включают в себя резистивный делитель питания фотоумножителя и два зарядо-чувствительных усилителя (ЗЧУ), формирующие сигналы с 9-го и 12-го динодов для дальнейшей обработки

амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП). Использование в качестве фотоприемников мал шумящих ФЭУ-200 дало возможность отказаться от условия двойных совпадений и анализировать информацию по любому сработавшему ФЭУ, что значительно улучшило эффективность регистрации КСМ. Использование двухдинодного съема сигналов с ФЭУ обеспечивает динамический диапазон регистрируемых сигналов от 1 до 10^5 ф.э.

Для контроля характеристик спектрометрического тракта ФЭУ $\rightarrow$ ЗЧУ $\rightarrow$ АЦП в ВЭ КСМ предусмотрена система мониторинга на базе шестиканального контроллера LS6CH, управляющего работой шести драйверов подсветки световых диодов (СИД) KingBright L-7113NBC с длиной волны излучения 470 нм. Каждый драйвер обеспечивает засветку фотокатода одного ФЭУ короткими (FWHM ~ 7 нс) вспышками СИД. Мониторинг РС проводится периодически в течение экспериментальной серии. В автоматическом режиме набираются амплитудные спектры сигналов с ФЭУ при стандартной

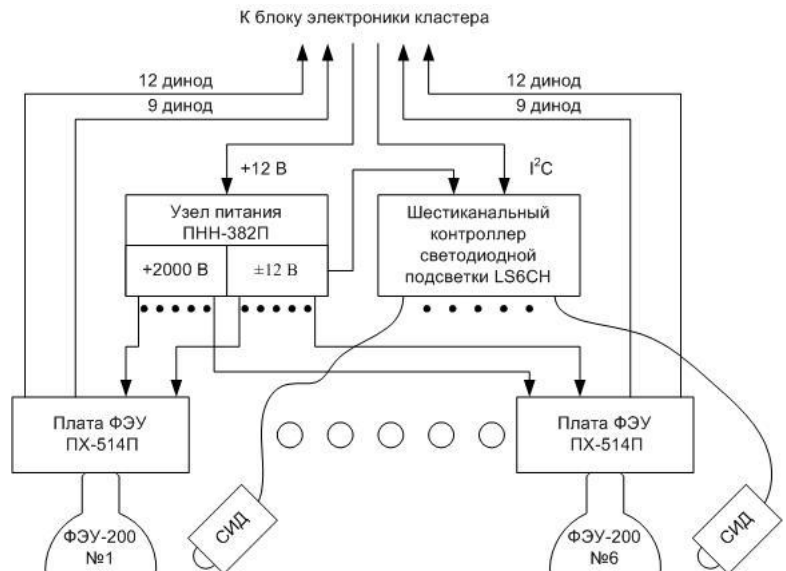


Рис. 15. Схема внутримодульной электроники.

засветке вспышками светодиодов. По характеристикам спектров каждого ФЭУ оцениваются величины коэффициентов преобразования спектрометрических трактов 12-го и 9-го диодов, их отношение и стабильность. Питание ФЭУ и всех плат ВЭ обеспечивается узлом ПНН-382П на основе преобразователей DC/DC, которые конвертируют напряжение +12 В в номиналы +2000 В и ± 12 В.

Все сигналы от одного КСМ передаются в БЭК с помощью двух герметичных кабелей. БЭК располагаются в корпусах, закрепленных под крышкой бассейна выше уровня воды.

БЭК (рис. 16) объединяет до четырех КСМ в единый измерительный кластер, обрабатывает аналоговые сигналы с модулей, обеспечивает мониторинг спектрометрических каналов и обмен данными с системами верхнего уровня. БЭК содержит четыре модуля амплитудного анализа МАА-01П, процессорную плату WAFER-C400E2VN-RS, модуль сопряжения с датчиком температуры и модуль питания.

Модули амплитудного анализа производят оцифровку аналоговых сигналов шести ФЭУ с помощью 12-разрядных АЦП. Важная функция МАА – измерение шумов ФЭУ с помощью дискриминаторов с программно управляемым порогом и 16-разрядных счетчиков, а также выработка триггерных сигналов трех типов для каждого КСМ: "а" (any) – логическое "ИЛИ" шести сигналов с 12-ых диодов ФЭУ; "b" (bottom) – сигнал от ФЭУ, фотокатод которого направлен вниз; "с" (coincidence) – совпадение сигналов от любых двух ФЭУ, кроме противоположно направленных, в пределах временного окна 150 нс.

Все четыре модуля амплитудного анализа по шине PC/104 соединяются с процессорной платой WAFER-C400E2VN-RS Celeron 400 МГц, которая осуществляет контроль режимов измерения, производит считывание данных с модулей амплитудного анализа в случае прихода на них сигнала "Хранение" от триггерной системы и обеспечивает их передачу через Ethernet на центральную ЭВМ.

Триггерные сигналы от всех БЭК детектора поступают в триггерную систему, где производится анализ конфигурации сработавших модулей. Триггерная система сформирована на основе программируемых блоков CAEN V1495 на базе шины VME и обеспечивает выработку сигнала "Хранение", подсчет живого времени установки и контроль триггерных сигналов БЭК. Каждый блок собирает свой вид сигналов ("а", "b" или "с") и с помощью мажоритарной схемы совпадений вырабатывает общий системный сигнал "Хранение". Сигнал "Хранение" также может быть выработан при получении триггеров с других установок экспериментального комплекса.

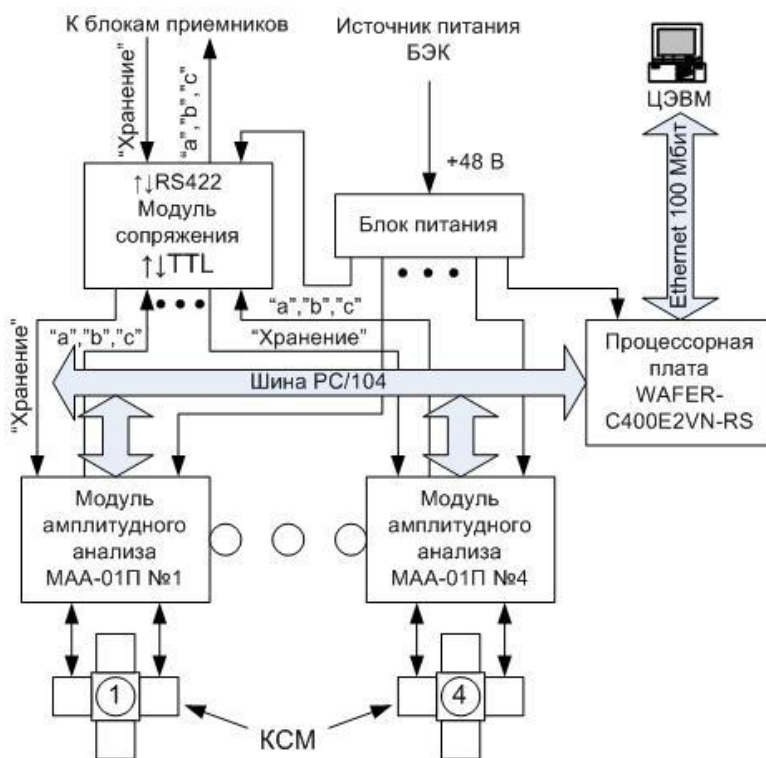


Рис. 16. Схема блока электроники кластера.

Заключение

В настоящее время все элементы и узлы новой регистрирующей системы черенковского водного детектора НЕВОД протестированы и настроены на специализированных стендах. Производится сборка, паспортизация и размещение квазисферических модулей и блоков электроники кластеров в водном бассейне. Отрабатываются различные режимы опроса триггерной системы и кластеров центральной вычислительной машиной ЧВД, производится отладка режима мониторинга спектрометрических трактов и режима регистрации черенковского излучения измерительными модулями, в том числе и процедуры калибровки сцинтилляционными телескопами.

На рис. 17 представлен амплитудный спектр откликов одного из фотоумножителей КСМ, центр которого расположен на расстоянии 1 м от оси телескопа. Спектр сигналов аппроксимирован логарифмически нормальным распределением. По результатам фитирования наиболее вероятная амплитуда составила величину 7.8 ± 0.2 ф.э., что свидетельствует о высокой чувствительности спектрометрических каналов РС. Проведение систематических измерений на модернизированном черенковском водном детекторе НЕВОД совместно с координатно-трековым детектором ДЕКОР планируется начать в 2011 г.

Работы на экспериментальном комплексе НЕВОД проводятся при поддержке Министерства образования и науки, ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России" и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России". Модернизация ЧВД НЕВОД выполнена в рамках Инновационно-образовательной программы МИФИ.

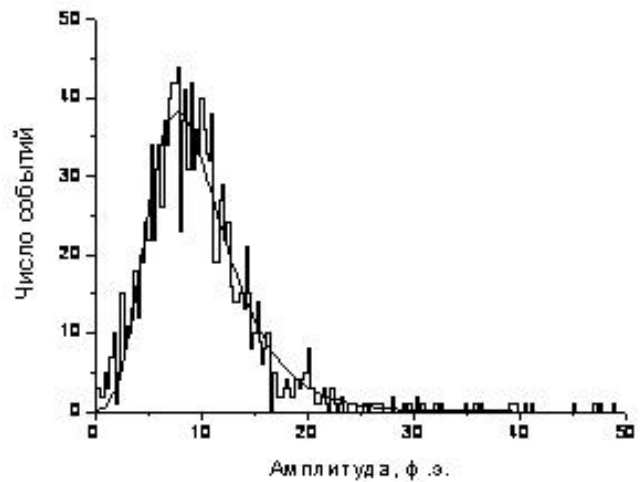


Рис. 17. Амплитудный спектр откликов фотоумножителя КСМ на вертикальные мюоны, выделенные калибровочным телескопом.

Литература

- [1] V.M.Aynutdinov et al., Proc. 6th Int. Workshop "Neutrino Telescopes" (Venice, Italy, 1994), p. 565.
- [2] V.M.Aynutdinov et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 66, 235 (1998).
- [3] Н.С. Барбашина и др., ПТЭ №6, 20 (2000).
- [4] A.A. Petrukhin, D.A. Timashkov, ЯФ 67, 2241 (2004).
- [5] D.A. Timashkov et al., Intern. J. Mod. Phys. A 20, 6977 (2005).
- [6] И.И. Яшин и др., Изв. РАН, Сер. физ. 71, №4, 573 (2007).
- [7] N.S. Barbashina et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 165, 317 (2007).
- [8] М.Б. Амельчаков и др., ЯФ 70, 181 (2007).
- [9] S. Eidelman et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B 592, 151 (2004).
- [10] P. Le Coultre, Proc. 29th ICRC (Pune, India, 2005), v. 10, p. 137.
- [11] A.A. Petrukhin, Proc. 31st ICRC (Lodz, Poland, 2009), paper ID 0884.

Фотогаллерея



Заседание ведет В.А. Рябов (ФИАН).



Докладывает Ю.И. Стожков (ФИАН).



Докладывает В.Е. Блинов (ИЯФ СО РАН).



Перерыв. В центре – Г.И. Мерзон и А.Д. Ерлыкин (ФИАН).



Заседание ведет А.А. Петрухин (НИЯУ МИФИ).
Докладывает член-корр. РАН С.П. Денисов (ИФВЭ).



Докладывает В.И. Галкин (МГУ).



На вопросы отвечают А.А. Петрухин и С.С. Хохлов (НИЯУ МИФИ).



В зале заседаний.



Заседание ведет член-корр. РАН В.И. Ритус (ФИАН).
Докладывает член-корр. РАН А.Н. Диденко (МИФИ).



Докладывает В.Ю. Быченков (ФИАН).



Докладывает А.Б. Савельев (МГУ).



В зале заседаний.



Заседание ведет Л.Н. Смирнова (МГУ).



Докладывает П.И. Зарубин (ОИЯИ).



Докладывает Г.М. Гуревич (ИЯИ).



Докладывает О.Д. Чернавская (ФИАН).

Периферическая фрагментация релятивистских ядер

*П. И. Зарубин (ОИЯИ)**

*Памяти
Галины Ивановны Орловой*

В начале 1970-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ в Дубне и ускорителе БЕВАЛАК в Беркли были получены пучки ядер с энергией несколько ГэВ на нуклон. Тем самым возникли предпосылки применения теоретических концепций и экспериментальных методов физики высоких энергий для развития релятивистской теории атомных ядер [1]. Были проведены циклы исследований методом ядерной эмульсии, на магнитных спектрометрах и на пузырьковых камерах. Их определяющей тенденцией стало стремление к поиску общих закономерностей в описании спектров фрагментов ядер [2–5]. На этом пути были определены условия выхода на режим предельной фрагментации и масштабно-инвариантное поведение спектров вторичных частиц. В ситуации некоррелированного образования групп релятивистских фрагментов описание их спектров могло бы свестись к построению суперпозиции универсальных функций. Однако, удовлетворяя обобщающим принципам, физика релятивистской фрагментации оказалась богаче и сложнее.

С развитием исследований по релятивистской ядерной физике на ускорительном комплексе синхрофазотрон–нуклотрон была создана целая система магнитооптических каналов транспортировки пучков. Эти каналы могут быть использованы для формирования вторичных пучков релятивистских радиоактивных ядер, что позволяет расширить область экспериментов по ядерной физике [6]. Благодаря открытию и исследованию экзотических ядер, сделанному в 1980-е годы на пучках БЕВАЛАКа, ядерная физика остается на переднем фронте исследований микромира. Были установлены принципиально новые явления в структуре ряда легких радиоактивных ядер и протекании ядерных реакций [7, 8]. В этой области наблюдаются аномально большие радиусы ядер, объясняемые на основе молекулярно-подобных ядерных структур, состоящих из разделенных в пространстве нуклонных ядерных кластеров. Это открытие способствовало созданию пучков радиоактивных ядер на многих ускорителях с энергиями от десятков МэВ до 1 ГэВ на нуклон.

Пучки стабильных и радиоактивных ядер качественным образом расширяют возможности для изучения ядерной структуры [9, 10], в том числе кластерных степеней свободы [11–13]. Получаемые сведения имеют ключевое значение в проблемах не только ядерной физики, но и ядерной астрофизики [14, 15], физики космических лучей [16] и ядерной геологии. При продвижении к релятивистскому масштабу энергии ядер, ведущему к кинематической коллимации релятивистских фрагментов, возникают принципиальные преимущества экспериментального плана. Подходы, основанные на релятивистской инвариантности при теоретическом описании систем движущихся фрагментов, позволяют обеспечить единство интерпретации с выводами о фрагментации покоящихся ядер. Составляя самостоятельный раздел физики ядра, исследование явлений ядерной кластеризации в физике высоких энергий имеет принципиальное значение для развития таких разделов физики промежуточных энергий, как изобарные степени свободы в ядрах и реакции перезарядки [17], гиперядра [18], явления предельной фрагментации ядер. Например, привлечение

*Сотрудничество БЕККЕРЕЛЬ.

сведений о конечных кластерных состояниях было бы весьма ценным при проведении комплексных экспериментов по кумулятивному рождению частиц, направленных на исследование кварк-партонных степеней свободы в легких ядрах [6].

В последние годы особый интерес проявляется к периферическим ядро-ядерным взаимодействиям как источнику сведений о кластерных особенностях легких атомных ядер, в том числе радиоактивных. В принципе, периферические реакции объединяют ключевые наблюдаемые характеристики кластерных состояний. Периферическая фрагментация представляется мощным средством кластерной спектроскопии благодаря проявляющейся в ней тенденции конфигурационного перекрытия структуры основного состояния фрагментирующего ядра и конечных состояний. В наиболее периферических взаимодействиях, протекающих без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер, кластерные системы сохраняются наиболее полно. Именно в них отличия и сходства различных типов кластеризации легчайших ядер проявляются наиболее ярко. Классификация взаимодействий и теоретическое описание такого типа взаимодействий упрощается с ростом энергии соударения.

В 2002 г. вновь образованным сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [19–23] была выдвинута программа облучений ядерной эмульсии, целью которой стало получение картины периферической фрагментации для целого семейства легких ядер, соседствующих в начале таблицы изотопов (рис. 1). Облучения слоев эмульсии проведены в пучках изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных, которые впервые формировались на нуклотроне ОИЯИ. Выбор метода ядерной эмульсии обусловлен его рекордной разрешающей способностью и по настоящее время сохраняющего уникальность при наблюдении следов в конусе релятивистской фрагментации [24, 25]. Этот метод позволяет не только единообразно и детально изучить структуру релятивистской фрагментации, но и рассчитывать на обнаружение новых явлений в физике кластеров. Пространственное разрешение ядерной эмульсии БР-2 имеет рекордную величину 0.5 мкм, а ее чувствительность простирается от наиболее высокозарядных релятивистских ионов вплоть до релятивистских однократно заряженных частиц. Эти возможности можно интуитивно оценить по фотографии, на которой совмещены снимок взаимодействия релятивистского ядра серы в эмульсии и микрофотография человеческого волоса (рис. 2). Оба снимка получены в одинаковых условиях с помощью микроскопа и цифровой фотокамеры. Можно утверждать, что эмульсия дает наилучшую макроскопическую проекцию реального события, произошедшего в масштабе микромира.

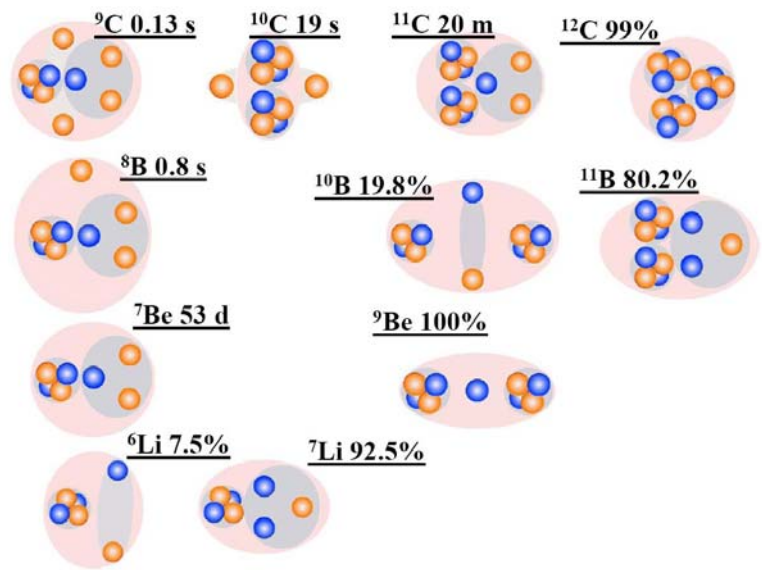


Рис. 1. Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах. Указаны распространенности изотопов или времена жизни; светлые кружки соответствуют протонам, темные - нейтронам; темным фоном выделены кластеры.

Для иллюстрации достоинств эмульсионного метода при наблюдении релятивистских фрагментов на рис. 3 представлена микрофотография события фрагментации ядра ^{28}Si . На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе вместе с четырьмя сопровождающими однозарядными частицами в широком конусе и тремя осколками ядра мишени. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить три фрагмента Н и 5 фрагментов He. Наиболее плотный след на нижней фотографии (третий сверху) идентифицирован как очень узкая по углу пара фрагментов с зарядами $Z_{\text{fr}} = 2$, соответствующая распаду ядра ^8Be . Трехмерный образ события реконструирован как плоская проекция с помощью автоматического микроскопа ФИАН комплекса ПАВИКОМ. Основным интерес представляет группа фрагментов Н и He налетающего ядра в узком конусе с суммарным зарядом $\sum Z_{\text{fr}} = 13$. Так как пучок направляется параллельно плоскости эмульсионного слоя, следы релятивистских фрагментов долго остаются в одном слое, что достаточно для наблюдения их 3-мерного образа, угловых измерений и измерений многократного рассеяния. В более широком конусе также видны следы рожденных мезонов с минимальной ионизацией. Кроме того, в вершине взаимодействия присутствуют следы сильноионизирующих осколков ядра мишени с энергией от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ. Таким образом, в периферическом соударении отчетливо проявляется разделение областей фрагментации ядра-снаряда и мишени.

Совпадая с именем знаменитого ученого, аббревиатура БЕККЕРЕЛЬ указывает на центральные задачи этого эксперимента — **B**eryllium (**B**oron) **C**lustering **Q**uest in **R**elativistic **M**ultifragmentation. Напомним, что открытие А. Беккерелем явления радиоактивности сделало его одновременно и автором фотографического метода ее детектирования. С тех пор поиски новых явлений в физике микромира мотивируют все новые и новые волны интереса к применению ядерной фотографии. В русле этой исследовательской традиции развивалось и настоящее исследование.

Еще в пионерских исследованиях по физике космических лучей, выполненных в 1940-е годы путем подъема стопок ядерной эмульсии в стратосферу, наблюдались события фрагментации релятивистских ядер, достигающие полной диссоциации на ядра водорода и гелия [26]. Такие события описаны в классической книге С. Пауэлла, П. Фаулера и Д. Перкинса среди других основополагающих наблюдений, открытых методом ядерных эмуль-

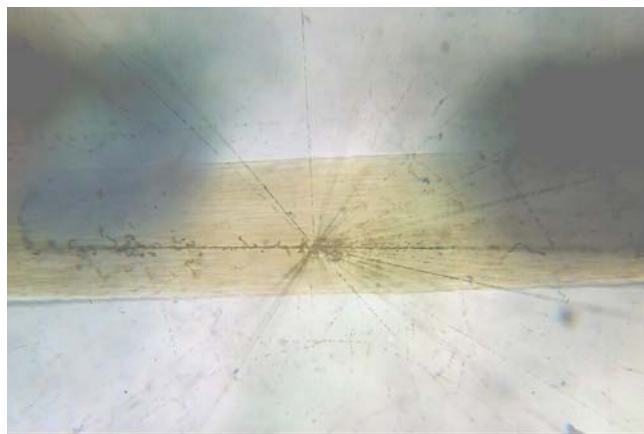


Рис. 2. Совмещенные фотографии взаимодействия релятивистского ядра ^{32}S и волоса, полученные соответственно с помощью микроскопа МБИ-9 при 60-кратном увеличении и цифровой фотокамеры.

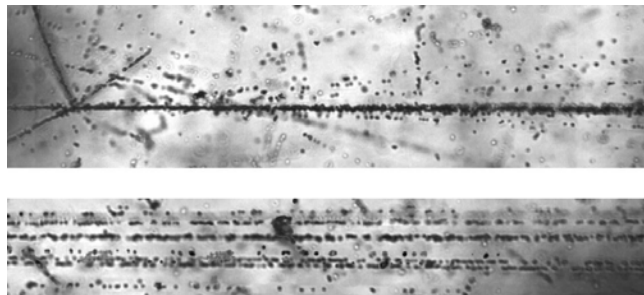


Рис. 3. Событие фрагментации ядра ^{28}Si с энергией 3.65 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

сий [24]. Их микрофотографии, увидевшие свет более полувека назад, и в наши дни могут служить образцом наглядности при обнаружении новых явлений. Последующее использование эмульсии на ускорителях высоких энергий дало знания типа и энергии ядер, что позволило использовать ядерную эмульсию уже для достаточно точной спектрометрии целых ансамблей релятивистских фрагментов. Со временем наблюдение образов событий стало считаться чем-то само собой разумеющимся и не требующим демонстрации. Представление наблюдений все больше заменялось языком классификации событий, не очевидным специалистам по другим методикам. С ослаблением интереса к ядерной эмульсии, вызванным трудоемкостью измерений, стала забываться и ценность этой классификации.

Чтобы сделать результаты доступными для восприятия вне эмульсионного сообщества, в нашем исследовании получила продолжение начальная идея — демонстрация уникальных по полноте наблюдаемости ядерных взаимодействий. Создана коллекция видеоматериалов о периферических взаимодействиях релятивистских ядер от легчайших ядер до ядер свинца (сайт сотрудничества [23]) с использованием современных технических средств [27, 28]. Образы событий в этой коллекции служат для ясного понимания и аргументации обсуждаемых процессов, а также мотивацией для будущего развития метода на основе автоматических сканирующих микроскопов [27–29]

Использование ядерной эмульсии в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (ныне Лаборатория физики высоких энергий имени В.И. Векслера и А.М. Балдина) началось с облучений протонами на синхрофазотроне ОИЯИ в 1950-х годах, выполненных под руководством проф. К.Д. Толстова [30]. Анализ неупругих взаимодействий протонов с ядрами эмульсии указал на существование и значительную роль периферических взаимодействий. В таких взаимодействиях происходит малая передача энергии, и налетающие протоны мало изменяют направление своего движения. Зачастую протоны испытывали диссоциацию с рождением групп мезонов на тяжелых ядрах, которые участвовали как целое и видимым образом не разрушались. Позже такие процессы, названные когерентной диссоциацией, изучались в эмульсии, облученной протонами на ускорителе У-70 Института физики высоких энергий [31, 32].

Становление в начале 1970-х годов нового научного направления — релятивистской ядерной физики — сразу было поддержано сложившимися исследовательскими сообществами, имеющими большой опыт и технологическую базу для применения ядерных эмульсий (основные этапы в работах [33–70]). Сам метод, ставший к тому времени классическим, получил новую мотивацию для дальнейшего применения. Ядерная эмульсия систематически облучалась релятивистскими ядрами, впервые ускорявшимися на синхрофазотроне ОИЯИ, БЕВАЛАКЕ, а затем на ускорителях AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория, США), FNAL (США) и SPS (ЦЕРН). Проявленные стопки слоев передавались для анализа в научные центры и университеты всего мира, что послужило развитию традиций, заложенных еще в первых эмульсионных сотрудничествах по физике частиц.

Исследования периода с 1970-х по 1990-е гг. были посвящены получению обзорных сведений о соударениях релятивистских ядер с ядрами из состава эмульсии. Как правило, поиск событий и последующий анализ велся без выборки, что составляло очевидное достоинство, поскольку обеспечивал систематичность наблюдений, однако неизбежно ограничивал статистику редких событий. Эмульсионный метод внес свой вклад в установление предельной фрагментации и масштабной инвариантности, фундаментальных свойств, характеризующих столкновения релятивистских составных систем. Особое внимание уделялось центральным взаимодействиям с возможно большей множественностью вторичных частиц (рис. 4) как кандидатам в экзотические события. Весьма трудоемкий анализ таких событий мотивировался поиском экзотической ядерной материи в условиях наибольшей концентрации плотности материи и энергии — это и внутриядерный каскад, и ударные

волны в ядерной материи и, в наибольшей степени, кварк-глюонная плазма.

Среди наблюдавшихся взаимодействий несколько процентов составляли события периферической фрагментации ядер в узкие струи, состоящие из легких ядер, нуклонных кластеров и нуклонов с суммарным зарядом близким к заряду начального ядра [38, 39, 44, 48, 49, 56–70]. Зачастую периферические события не сопровождались образованием фрагментов мишени или заряженных мезонов. Они проявляли аналогию с когерентной диссоциацией высокоэнергичных адронов, протекая при многократно более низких энергетических порогах по суммарной массе образующихся кластерных фрагментов. Один из наиболее ярких примеров приведен на рис. 5, где отчетливо виден срыв ионизации как результат множественной фрагментации. В отношении событий этого класса ядерная эмульсия была и остается единственным средством наблюдения.

Конечно, ядерная эмульсия не обеспечивает полного импульсного анализа. Однако, благодаря развитию релятивистской физики малонуклонных систем на основе магнитных спектрометров (циклы исследований [71–75]) и пузырьковых камер (циклы исследований [76–86]) становится возможным привлечение возникающих в ней представлений как опоры для кластерной физики. При построении физической картины фрагментации кластерных ядер оказывается продуктивным комбинирование полученных выводов.

Можно было бы предположить, что генерация групп фрагментов протекает не только в состоянии непрерывного спектра. В наиболее "деликатных" соударениях при периферической диссоциации возможно заселение и квантовых состояний, расположенных сразу над порогами распада на кластеры. В то же время нуклонные кластеры, образовавшиеся в периферической диссоциации релятивистского ядра, могут испытывать ядерное дифракционное рассеяние [73, 74]. Возможно, при образовании в периферической диссоциации существует взаимосвязь двух квантовомеханических эффектов – образование кластеров через возбужденное состояние вблизи массового порога и их дифракционное рассеяние на ядре мишени. Таким образом, релятивистские соударения, протекающие при больших прицельных параметрах, потенциально могут сохранять уникальную по полноте информацию о квантовомеханических

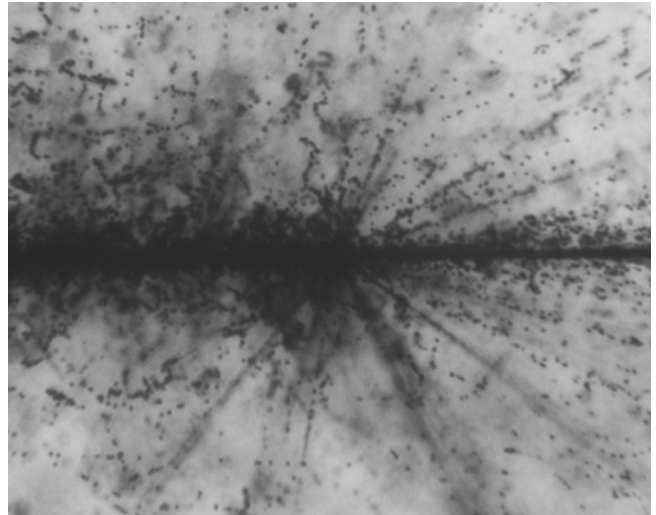


Рис. 4. Центральное соударение ядра Au с энергией 10.7A ГэВ с ядром из состава ядерной эмульсии.

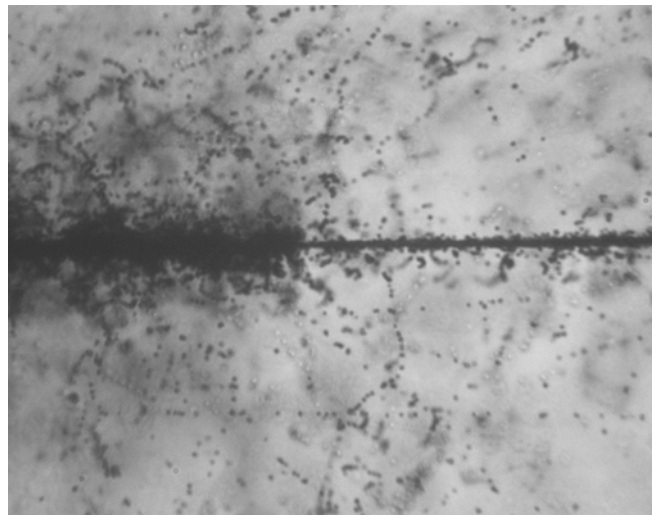


Рис. 5. Периферическое соударение ядра Au с энергией 10.7A ГэВ с ядром из состава ядерной эмульсии.

аспектах образования и распада множественных систем легчайших ядер. Это предположение не кажется тривиальным и требует экспериментальных проверок на конкретных и отчетливо интерпретируемых примерах легких кластерных ядер. Положительные выводы дадут основания для развития на новой основе представлений о физике систем, состоящих из нескольких нуклонных кластеров, а также для поиска необычных конфигураций из нуклонных кластеров.

В последнее десятилетие получила развитие концепция барионной материи, находящейся в холодной разреженной фазе с кластеризацией нуклонов в легчайшие ядра ^4He (α , α -частица), ^3He (h , гелион), ^2H (d , дейтрон) и ^3H (t , тритон). Глубокие теоретические разработки, выполненные в этом направлении, дают мотивацию новым экспериментам по кластерной спектроскопии, ориентируя на изучение кластерных ансамблей α , h , d и t как целостных квантовых систем [87–110]. Поскольку макроскопические кластерные состояния могут играть роль промежуточной фазы в астрофизических процессах, эти исследования приобретают значение, выходящее за рамки проблем ядерной структуры.

К периферическим взаимодействиям ядер, несмотря на их несомненную эстетику, был проявлен ограниченный интерес. Изучение их природы оказалось в тени "романтической" физики центральных соударений. Не менее важно и то, что хотя возможности релятивистского подхода к изучению ядерной структуры были осознаны, его применение оказалось затруднительным. Электронные эксперименты не смогли приблизиться к детальности наблюдения продуктов релятивистской фрагментации, обеспечиваемой в ядерной эмульсии. Продолжительная пауза в развитии электронных экспериментов в части полной регистрации следов в узком угловом конусе релятивистской фрагментации придавала актуальность дальнейшему применению ядерной эмульсии [111–116].

При наборе статистики особый интерес представляют события без рожденных мезонов ($n_s = 0$), которые вылетают между областями фрагментации налетающего ядра и ядра мишени. Наиболее ясно интерпретируются события когерентной диссоциации, в которых отсутствуют и фрагменты ядер мишени ($n_b = 0$, $n_g = 0$, $n_s = 0$). События такого типа из-за отсутствия следов сильноионизирующих частиц n_h ($n_h = n_b + n_g$) были названы "белыми звездами" [48, 49, 116]. Они возникают при минимальной передаче энергии фрагментирующему ядру. Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название "белые звезды" удачно отражает не только внешний вид события, но и "срыв" ионизации при переходе от следа первичного ядра к узкому конусу вторичных следов (в пределе до $Z_{\text{пр}}$ раз). Эта особенность составляет основную трудность их изучения электронными методами: ведь чем ярче эффект периферической фрагментации, тем труднее ее зарегистрировать. Напротив, в эмульсионном эксперименте ее рост ведет к большей надежности наблюдения. Исследование структуры "белых звезд", образованных в диссоциации легкими кластерными ядрами, как имеющих прямое отношение к данной проблеме, составляет центральный интерес для исследования.

Соотношение каналов с различным составом заряженных фрагментов (зарядовая топология) является центральной характеристикой периферических взаимодействий релятивистских ядер. При энергии налетающего ядра 1А ГэВ достигается режим предельной фрагментации ядер, что соответствует неизменности изотопического состава фрагментов при дальнейшем увеличении энергии соударения и изменении состава ядер мишени. Зарядовая топология когерентной диссоциации была исследована для ядер ^{12}C [38], ^{16}O [48, 49], ^{22}Ne [42, 58, 59], ^{24}Mg [62], ^{28}Si [56, 57, 60, 61, 64, 63] при энергиях в несколько ГэВ на нуклон. Эти результаты суммированы в работе [116].

В начале 1970-х годов на синхрофазотроне ОИЯИ был получен пучок ядер ^{12}C с энергией 3.65А ГэВ и выполнены облучения эмульсионных стопок [38, 117–120]. При прослежива-

нии по первичным следам на полной длине около 338 м были обнаружены 2468 неупругих взаимодействий. Отношение этих величин ведет к среднему значению пробега $\lambda(^{12}\text{C}) = (13.7 \pm 0.3)$ см, соответствующему геометрической модели перекрытия плотностей сталкивающихся ядер. Эта статистика включала 28 событий когерентной диссоциации ("белые звезды") со средним пробегом около 10 м. Столь значительная величина пробега отражает малую вероятность соударения с прицельными параметрами в области дифракционной диссоциации. Единственным вариантом их топологии оказалась тройка двухзарядных следов 3α в конусе $\theta < 3^\circ$ (рис. 6). Канал развала $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ имеет наиболее низкий порог (7.37 МэВ) при диссоциации ядер мишени ^{12}C и является классическим процессом проявления кластерной структуры [121]. В данном случае он надежно наблюдался в обратной кинематике релятивистской фрагментации. Другие каналы диссоциации $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ сопровождалась фрагментами мишени или мезонами. Об α -частичной кластеризации ядра ^{12}C свидетельствует и малый выход релятивистских фрагментов с $\sum Z_{\text{fr}} > 2$ (не более 150 событий) при доминировании He и H. Доминирование α -кластеризации ведет к предположению о значительной роли фрагментации через несвязанное ядро ^8Be с его распадом на 2α . Предложение о прояснении механизма диссоциации привело к целенаправленному исследованию процесса $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, выполненному по инициативе проф. Г.М. Чернова [117–120].

"Белые звезды" $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (рис. 7) изучались на статистике 641 событий, найденных при ускоренном поиске [122]. Тем самым продемонстрирована принципиальная для эмульсионного метода возможность ориентированного исследования на большой статистике или редких процессов с сечениями $10^{-2} - 10^{-3}$ от неупругого сечения. Решающими факторами для такой статистики в сложном канале оказалась ориентация на ускоренный поиск по площади событий именно этого канала, толщина мишени (в эмульсии она достигает 80 г/см^2) и полная геометрическая эффективность его наблюдения.

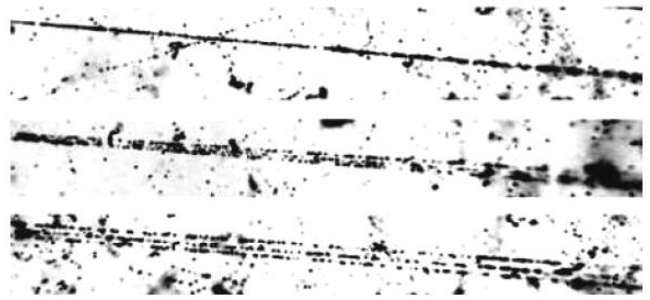


Рис. 6. Фрагментация релятивистского ядра $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$ с импульсом 4.5А ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии; верхнее фото: вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов - при таком удалении от вершины взаимодействия становятся отчетливо различимыми три фрагмента He.

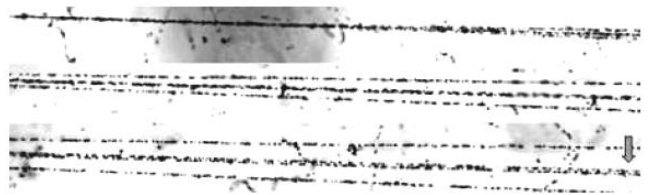


Рис. 7. Фрагментация релятивистского ядра $^{16}\text{O} \rightarrow 4\text{He}$ с импульсом 4.5А ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов, становятся различимыми два фрагмента He и очень узкая пара треков; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов с целью разделения узкой пары фрагментов He, являющихся продуктами промежуточного нестабильного ядра ^8Be .

Результаты электронных экспериментов в этой области практически отсутствуют. В качестве примера этих утверждений можно привести результаты с магнитного спектрометра HISS, в котором была предпринята попытка исследовать канал фрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 2.1 А ГэВ, являющийся критическим тестом спектроскопических возможностей [123, 124]. Используя методику дрейфовых камер, авторы не смогли наблюдать узкие пары α -частиц с относительными импульсами менее 75 МэВ/с от распадов из основного состояния ^8Be и, как следствие, большую часть 3α -частичного спектра в наиболее важной области возбуждений от порога до 30 МэВ пришлось реконструировать моделированием.

В настоящее время в GSI (Дармштадт) развивается эксперимент SPALLADIN, нацеленный на полный анализ во время-проекционной камере релятивистской фрагментации ядер Fe на водородной мишени с перспективой измерений на ядрах вплоть до Au на будущем ускорителе GSI после 2013 г. Вопрос об изучении кулоновской диссоциации на тяжелых ядрах мишени не ставится. Обсуждаются и постановки с более легкими ядрами: сотрудничество обещает реконструировать релятивистскую фрагментацию вплоть до $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ ("down to"), что весьма успешно сделано эмульсионным методом еще в 1970-х годах. Одновременная регистрация однозарядных релятивистских фрагментов даже не обсуждается.

Таким образом, кажущаяся простота детального исследования конуса релятивистской фрагментации по сравнению с центральными соударениями релятивистских ядер оказывается обманчивой. Отмечая физические выводы эмульсионных экспериментов, можно сказать, что с первого цикла измерений примененный подход зарекомендовал себя мощным средством исследования α -кластеризации, обеспечивающим не только уникальные наблюдения, но и статистическую обеспеченность. Более того, он позволил сделать уникальные наблюдения фрагментации более тяжелых ядер.

Прогресс в развитии синхрофазотрона как источника релятивистских ядер, достигнутый в 1980-е годы, позволил выполнить облучения эмульсионных стопок в пучках ядер ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S . Полученные сведения о структуре периферической фрагментации этих ядер, в особенности о статистике "белых звезд", сохраняют свою уникальность и имеют перспективу применения для будущих экспериментов, более того — служат их вдохновляющей мотивацией.

Проиллюстрируем это утверждение на основе массива измерений неупругих взаимодействиях ядер ^{22}Ne с энергией 3.22 А ГэВ, имеющего наибольшую статистику. В таблице 1

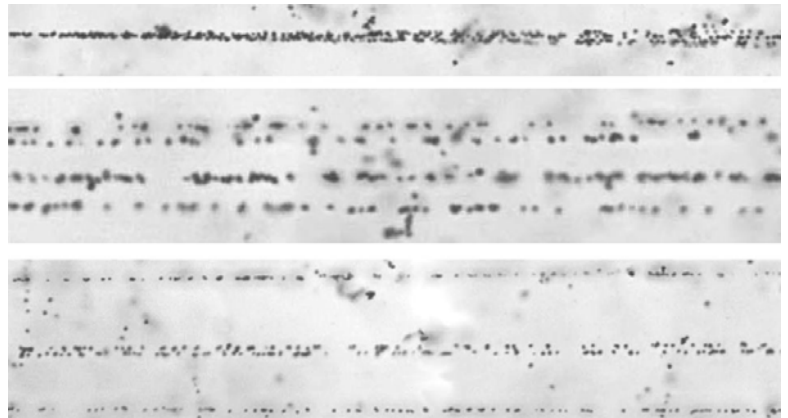


Рис. 8. Фрагментация релятивистского ядра $\text{Ne} \rightarrow 5\text{He}$ с импульсом 4.5 А ГэВ/с в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии; на верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в очень узком угловом конусе; среднее фото: смещение от вершины взаимодействия по направлению движения фрагментов, становятся различимыми три He фрагмента и очень узкая пара треков; нижнее фото: дальнейшее смещение вдоль струи фрагментов с целью разделения узкой пары фрагментов He, являющихся продуктами промежуточного нестабильного ядра ^8Be .

прослеживается распределение по зарядовой топологии событий с сохранением суммарного заряда ядра $\sum Z_{\text{fr}} = 10$ в конусе фрагментации и без образования мезонов ($n_s = 0$) от множественности следов мишени n_b и n_g . Присутствуют каналы от отделения одиночных фрагментов $Z_{\text{fr}} = 1$ и 2 от "холодного остатка" первичного ядра ^{22}Ne до его полного разрушения на легчайшие ядра (рис. 8). Очевидная особенность — доминирование в статистике именно "белых звезд", что позволяет выделить их как особый класс взаимодействий в ядерной эмульсии, который имеет хорошие перспективы для детального исследования.

Таблица 1. Распределение взаимодействий ядер ^{22}Ne с энергией 3.224 ГэВ по множественности следов фрагментов мишени n_b и n_g для каналов диссоциации с сохранением суммарного заряда ядра $\sum Z_{\text{fr}} = 10$ в конусе фрагментации и без образования мезонов ($n_s = 0$). В скобках — доля канала в процентах.

n_b	0	0	1	2	3	>3
n_g	0	1	0	0	0	0
F + H	26 (19.5)	9 (15.0)	13 (44.8)	2	—	1
O + He	54 (40.6)	19 (31.7)	2 (6.9)	—	1	1
O + 2H	12 (9.0)	7 (11.7)	—	—	—	—
N + He + H	12 (9.0)	7 (11.7)	4 (13.8)	1	—	—
N + 3H	3 (2.3)	3 (5.0)	—	—	—	—
C + 2He	5 (3.8)	3 (5.0)	3 (10.3)	1	—	—
C + 2He + 2H	5 (3.8)	3 (5.0)	3 (10.3)	—	—	—
C + 4H	2 (1.0)	—	—	—	—	—
B + Li + H	1 (0.8)	—	—	—	—	—
B + 2He + H	2 (1.5)	1 (1.7)	—	—	—	—
B + He + 3H	2 (1.5)	1 (1.7)	—	—	—	—
B + 5H	1 (0.8)	—	1 (3.4)	—	—	—
2Be + 2H	—	1 (1.7)	—	—	1	—
Be + Li + 3H	1 (0.8)	—	—	—	—	—
Be + 3He	2 (1.5)	—	—	—	—	—
Be + He + 4H	1 (0.8)	—	—	—	—	—
Li + 3He + H	—	1 (1.7)	—	—	—	—
5He	3 (2.3)	—	1 (3.4)	2	—	1
4He + 2H	1 (0.8)	5 (8.3)	2 (6.9)	—	—	—

В образовании $N\alpha$ -частичных ансамблей могло проявиться ядерное состояние, аналогичное разреженному Бозе газу. Среди событий $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$ обнаружены 3 "белых звезды". Из них в двух "золотых" событиях α -частичные треки содержатся внутри конуса 1° . Для этих двух событий значения Q' оцениваются как весьма малые — 400 кэВ и 600 кэВ на нуклон. Детектирование таких "холодных" 5α -состояний является серьезным аргументом в пользу поисков фазового перехода кластерных состояний в разреженный Бозе-газ методом релятивистской фрагментации, мотивирующим исследования более легких $N\alpha$ -систем как потенциальных "кирпичиков" этого квантового состояния.

События множественной фрагментации релятивистских ядер вплоть до полного разрушения на легчайшие ядра и нуклоны без возбуждения ядер мишени надежно наблюдались для ядер Au [68–70] и Pb (рис. 9) и даже U [44]. Как таковое, существование этого явления не вызывает сомнения. Возможно, что в нем подтверждается существенная роль эффекта далекодействующих квантово-электродинамических взаимодействий. Большие электрические заряды тяжелых ионов, движущихся с релятивистскими скоростями, и

порождаемые ими сильные электрические и магнитные поля делают возможным наблюдение процессов многофотонных обменов и нового типа квантовых переходов и ядерных возбуждений, которые практически невозможно наблюдать из-за их малости в электрон-ядерных взаимодействиях. Возбуждение кратных (двойных, тройных и т.п.) гигантских ядерных резонансов различных мультипольностей может приводить к появлению неожиданных и даже экзотических конфигураций нуклонных кластеров в конечных состояниях распадов этих резонансов.

Можно обрисовать исследовательский горизонт, на который указывают эти результаты. Представленные выводы мотивируют дальнейшие исследования систем ядерных кластеров методом релятивистской фрагментации. Механизмы множественного развала легких ядер могут лежать в основе множественной когерентной диссоциации и самых тяжелых ядер. По-существу, были сделаны пусть и совершенно необходимые, но только первые шаги в этом направлении.

Ультрапериферические столкновения с диссоциацией ядер могут привести к появлению в конечном состоянии многочастичных комбинаций легчайших ядер с кинематическими характеристиками относительного движения, которые представляют ядерно-астрофизический интерес и которые трудно сформировать в каких-либо других лабораторных условиях. Подчеркнем соответствие между масштабом относительных энергий релятивистских фрагментов и диапазоном температур важнейших процессов в природе — от нуклеосинтеза в Солнце до взрывов сверхновых.

Углубленное исследование когерентной диссоциации тяжелых ядер приведет к постановкам новых физических задач и развитию экспериментальной техники. Например, для исследования электромагнитной диссоциации ядер с энергиями порядка $10A$ ГэВ на мишенях из свинца представляется весьма перспективным использование адронных калориметров, что позволит детектировать релятивистские нейтроны-фрагменты. В случае полного разрушения тяжелых ядер на легкие фрагменты присутствие нейтронной компоненты обусловлено симметричностью легких ядер.

Нельзя исключить, что полнота наблюдений всех продуктов реакции, обеспечиваемая в ядерной эмульсии, может так и остаться недостижимой в других подходах из-за беспрецедентно высокого уровня методических требований к полному наблюдению картины когерентной диссоциации релятивистских ядер. В этом случае результаты эмульсионных работ позволят оценить ограниченность электронных методов детектирования и придать уверенность их выводам. В этом состоит дополнительное значение использования метода ядерной эмульсии и в настоящей работе.

Предельная ограниченность статистики "белых звезд" и нарастающие сложности измерений, казалось, вели к выводу, что эмульсионный метод себя исчерпал. Однако, вновь полученные данные по взаимодействиям релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ в ядерной эмульсии

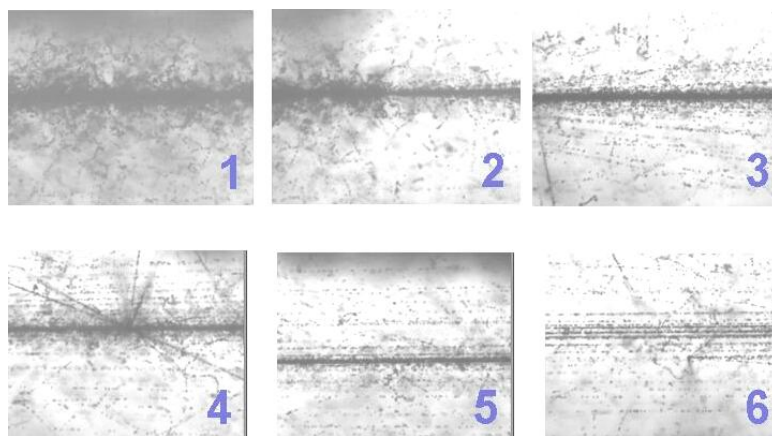


Рис. 9. Последовательные фотокadres когерентной диссоциации ядра Pb при 160A ГэВ: первичный след (1), вершина диссоциации (2), расхождение следов (3-6); на 4-ом кадре видна первая вторичная вершина; 6-й кадр соответствует удалению от вершины около 3 см.

[127, 128] способствовали очередному осознанию его возможностей и возрождению интереса для решения задач кластерной структуры. При продвижении к более тяжелым ядрам эта группа кластерных ядер оказалась как бы забытой, может быть, потому что не могла инициировать яркие события с множеством следов. Тем не менее, именно для этих ядер удалось найти физические эффекты, связанные с изменениями в только формирующейся ядерной структуре. Поэтому эта группа ядер заслуживает систематических исследований методом релятивистской фрагментации в эмульсии. Ядро ${}^6\text{Li}$ является единственным среди стабильных ядер, за исключением дейтрона, относящимся к экзотическим ядрам, которые характеризуются усиленными сечениями взаимодействия и узкими импульсными распределениями фрагментов из-за увеличенных размеров и слабой связи нуклонов. Структура $\alpha + d$ ядра ${}^6\text{Li}$ проявилась в релятивистской фрагментации в эмульсии (рис. 10).

Развитие проекта БЕККЕРЕЛЬ сделало актуальным вопрос о привлечении тритона как кластерного элемента в структуре ядер. Он был разрешен за относительно короткий срок благодаря ориентации на анализ исключительно "белых звезд" в реакции ${}^7\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$ [129, 130]. Новые данные стимулировали теоретический анализ вкладов в сечение ядерной дифракционной диссоциации и электромагнитных взаимодействий на смеси ядер состава эмульсии [130]. Первый тип взаимодействия охватывает диапазон по переданному поперечному импульсу $50 < P_T < 500$ МэВ/с, а второй — существенно более узкий с $P_T < 50$ МэВ/с. Их сечения, differing на порядок, составляют 40.7 и 4 мб, соответственно. Предсказывается весьма сложная форма для зависимости сечения от P_T . Хотя статистика и не противоречит данным, однако недостаточна для детального сравнения. Поскольку пороги диссоциации других кластерных ядер отличаются не сильно, то можно считать это разделение механизмов реакции P_T сохраняющим значение и для них.

На подготовительном этапе к проекту БЕККЕРЕЛЬ был получен опыт анализа ядерной эмульсии, облученной в пучковом "кок-

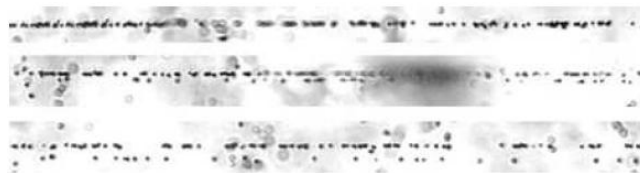


Рис. 10. Фрагментация релятивистского ядра ${}^6\text{Li}$ на одно- и двухзарядный фрагмент в эмульсии; на верхней фотографии видна вершина взаимодействия и узкая струя их двух фрагментов; при смещении вдоль струи фрагментов (нижние фотографии) отчетливо разделяются один однозарядный и один двухзарядный фрагменты.

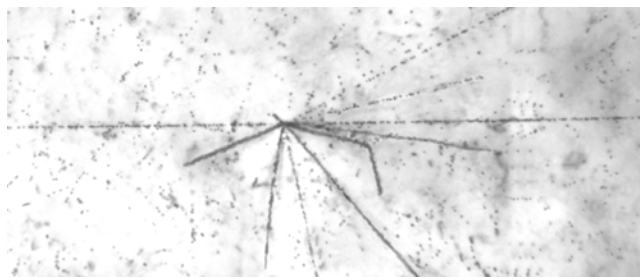


Рис. 11. Событие фрагментации ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$: входящая слева частица с зарядом $Z_{\text{пр}} = 2$ создала вершину взаимодействия с 8 фрагментами и почти не отклоняющийся релятивистский след $Z_{\text{фр}} = 2$.

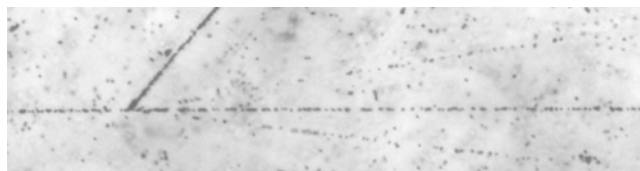


Рис. 12. Событие фрагментации ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}$: входящая слева частица с зарядом $Z_{\text{пр}} = 2$ создала вершину взаимодействия с фрагментом мишени, парой мезонов и почти не отклоняющийся релятивистский фрагмент $Z_{\text{фр}} = 2$.

тейле” в виде смеси радиоактивных релятивистских ядер ${}^6\text{He}$ (рис. 11 и 12) и ${}^3\text{H}$ (рис. 13 и 14) [131, 132]. Впервые наблюдались события когерентной диссоциации ядер ${}^6\text{He}$, в которых средний поперечный импульс, переданный α -частицам, равен приблизительно 0.035 ГэВ/с. Столь малое значение поперечного импульса по сравнению с его значением для процессов фрагментации указывает на яркое проявление основной структурной особенности этого ядра — нейтронного гало — в процессах когерентной диссоциации. Этот эксперимент был проведен в завершающий период работы синхрофазотрона (1999 г.) и опирался на предшествующую работу по формированию пучка ${}^3\text{H}$ [133, 134]. Он стал прототипом для начала новых экспериментов на нуклотроне ОИЯИ, на котором с 2001 г. начала функционировать система вывода пучка.

В 2002 г. выполнено облучение эмульсии ядрами ${}^{10}\text{B}$ (рис. 15 и 16), что оказалось весьма продуктивным шагом к проекту БЕК-КЕРЕЛЬ. В диссоциации этого ядра была установлена лидирующая роль кластеризации на основе дейтрона $2\alpha + d$ [136, 137]. Опыт ускорения ядер ${}^{10}\text{B}$ позволил поставить задачи получения вторичных пучков изотопов ${}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ в оптимальных условиях для облучения эмульсии [132]. Выводы, сделанные о фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$, мотивировали облучения ядрами ${}^{14}\text{N}$, а также ядрами ${}^{11}\text{B}$ для поиска кластеризации на основе тритона $2\alpha + t$ [138]. Интерес к ядру ${}^{11}\text{B}$ ускорил уже представленный выше анализ кластеризации $\alpha + t$ на материале предшествующих облучений

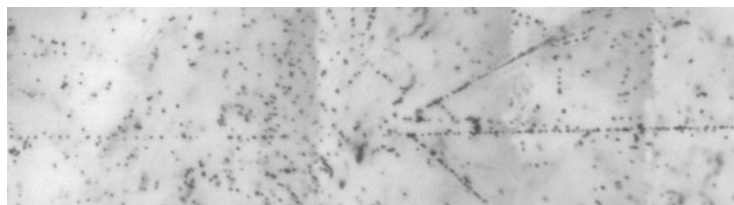


Рис. 13. Событие релятивистской перезарядки ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ с образованием мезона; верхний трек не принадлежит событию.

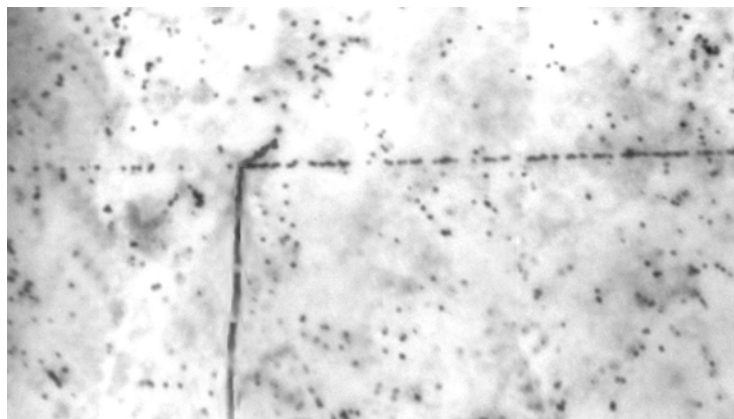


Рис. 14. Событие релятивистской перезарядки ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$ без образования мезона и с образованием пары осколков.

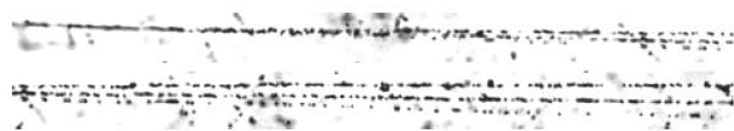


Рис. 15. Диссоциация ядра ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ при энергии 1А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

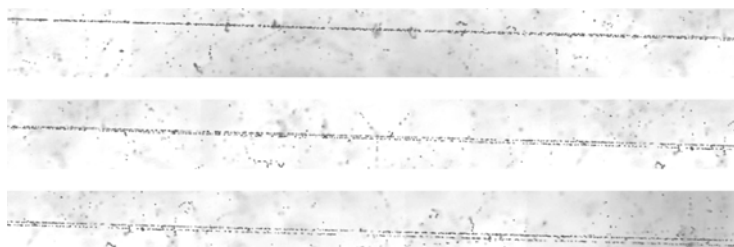


Рис. 16. Диссоциация ядра ${}^{10}\text{B} \rightarrow \text{Li} + \text{He}$ при энергии 1А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии.

ядрами ${}^7\text{Li}$.

Для развития представлений о кластеризации на основе ${}^3\text{He}$ в 2004-2005 гг. выполнено облучение во вторичном пучке ядер ${}^7\text{Be}$ (рис. 17) [132, 139]. Таким образом, исследование кластеризации расширилось на легкие ядра с нечетным числом протонов или нейтронов. Установлено, что особенности когерентной диссоциации нейтронодефицитных релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в периферических взаимодействиях в основном объясняются двухкластерной структурой ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ядра ${}^7\text{Be}$. В составе двухзарядных фрагментов, рожденных в диссоциации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$, содержание фрагментов ${}^3\text{He}$ вдвое превышает содержание фрагментов ${}^4\text{He}$, что указывает на проявление ${}^3\text{He}$ типа кластеризации в релятивистских процессах. Этот тип кластеризации наиболее ярко проявляется в лидировании канала ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ при когерентной диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$, не сопровождаемой испусканием нейтронов.

Для обоснованного применения метода релятивистской фрагментации к исследованию $N\alpha$ -систем необходимо исследовать динамику образованию пар α -частиц на высоком уровне статистической обеспеченности и в наиболее простых условиях (без комбинаторного фона). Эта информация позволит ответить на следующие вопросы. Прежде всего, имеет ли фрагментация релятивистских ядер отношение к их низкоэнергетическим кластерным возбуждениям? И является ли адекватным для исследования кластерных степеней свободы ядер использование эмульсионного метода, возможности которого ограничиваются наилучшими измерениями углов вылета фрагментов? Экспериментальные ответы на эти вопросы было предложено получить при анализе релятивистской фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ на пару α -частиц [140–142]. Продолжение исследования структуры ядра ${}^9\text{Be}$ представляет ценность как одного из ключевых объектов для ядерной физики нескольких тел и ядерной астрофизики [143–147].

Сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ впервые было выполнено исследование структуры $2\alpha + n$ ядра ${}^9\text{Be}$ методом релятивистской фрагментации (рис. 18). Установлено, что в основном фрагментация ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ (81%) протекает через состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ с близкими вероятностями. Для когерентной диссоциации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на тяжелых ядрах наблюдается уменьшение среднего значения поперечного импульса $P_{T\text{sum}}$ α -пары по сравнению с взаимодействиями на протонах мишени. Для основной части событий когерентной диссоциации распределение величин суммарного поперечного импульса $P_{T\text{sum}}$ пар α -частиц может быть объяснено в рамках статистической модели [148, 149] недостающим поперечным импульсом нейтрона — фрагмента ядра ${}^9\text{Be}$. Отсутствует значимое различие распределений по $P_{T\text{sum}}$ для событий когерентной диссоциации через состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$. Это обстоятельство указывает на схожий механизм возникновения α -пар и их одновременное

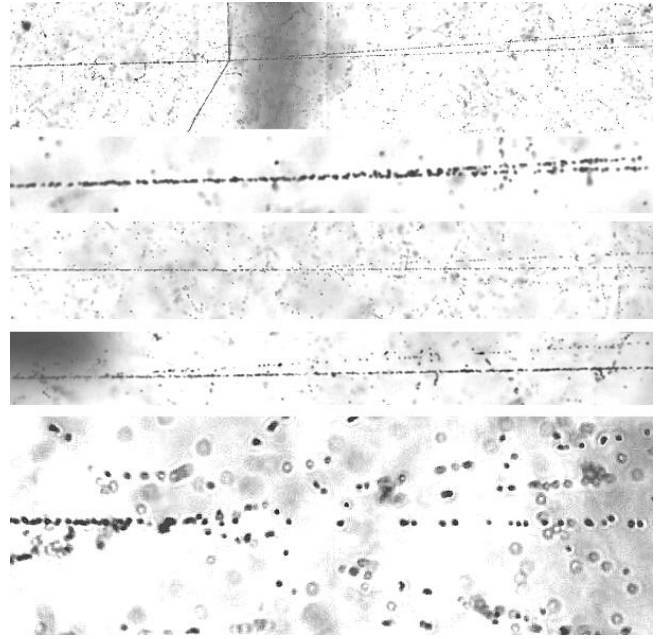


Рис. 17. Примеры событий периферической диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$ в эмульсии; на верхней фотографии - расщепление на два фрагмента He с образованием двух осколков ядра мишени; ниже — "белые звезды" с расщеплением на 2He , $\text{He} + 2\text{H}$, $\text{Li} + \text{H}$ и 4H .

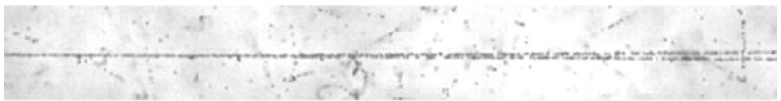
присутствие с близкими весами в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$.

В целом, представленные данные можно рассматривать как доказательство того, что в структуре ядра ${}^9\text{Be}$ с высокой вероятностью имеется кор в виде двух состояний ядра ${}^8\text{Be}$ и внешнего нейтрона. Полученные результаты согласуются с теоретическими работами по описанию структуры ядра ${}^9\text{Be}$, предполагающими присутствие в его основном состоянии состояния 0^+ и 2^+ ядра ${}^8\text{Be}$ приблизительно с одинаковыми весами.

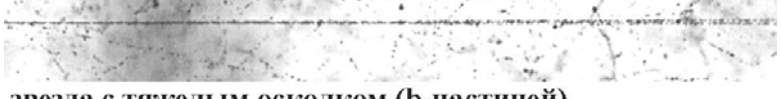
Нечетно-нечетное ядро ${}^{14}\text{N}$ представляет интерес как промежуточное звено между кластерным ядром ${}^{12}\text{C}$ и дважды магическим ядром ${}^{16}\text{O}$. Изучение ядра ${}^{14}\text{N}$ позволяет расширить представления об эволюции усложняющейся кластерной структуры и разнообразных конфигураций легчайших ядер за пределами α -частичной кластеризации, например, ${}^3\text{He} + {}^6\text{He} + {}^4\text{He} + {}^1\text{H}$. Детальное исследование диссоциации релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ важно и для различных применений. Будучи главным компонентом атмосферы Земли, ядра ${}^{14}\text{N}$ могут быть источником легких редкоземельных элементов Li, Be и B, а также дейтерия. Генерация этих элементов космическими частицами высоких энергий должна происходить в результате бомбардировки земной атмосферы за время ее существования. Поэтому выводы о кластерной структуре ${}^{14}\text{N}$, получаемые при наблюдении его фрагментации в обратной кинематике, могут иметь приложения для понимания распространенности легких изотопов. Потенциально пучки ядер ${}^{14}\text{N}$ могут применяться в радиационной терапии, что придает практический интерес получению сведений о кластерных особенностях фрагментации.

Сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ впервые изучена детальная картина релятивистской диссоциации ядер ${}^{14}\text{N}$ в ядерной фотографической эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ [150, 151]. Уникальные возможности эмульсионного метода позволили систематически изучить зарядовую топологию, угловые распределения и изотопический состав релятивистских фрагментов ядер ${}^{14}\text{N}$ как в наиболее периферических взаимодействиях ("белых звездах"), так и в событиях с образованием фрагментов ядер мишени и мезонов. Установлено, что множественный канал диссоциации ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ лидирует в распределении по зарядовой топологии фрагментов (рис. 19). Он дает вклад примерно 50% как для "белых" звезд, так и для событий с образованием фрагментов мишени и мезонов. Таким образом,

«белая» звезда



звезда с протоном отдачи (g-частицей)



звезда с тяжелым осколком (b-частицей)

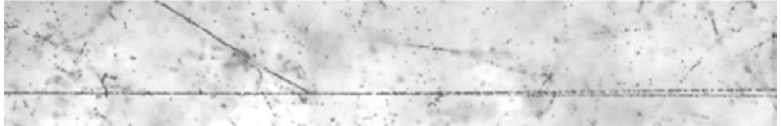


Рис. 18. События фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации.

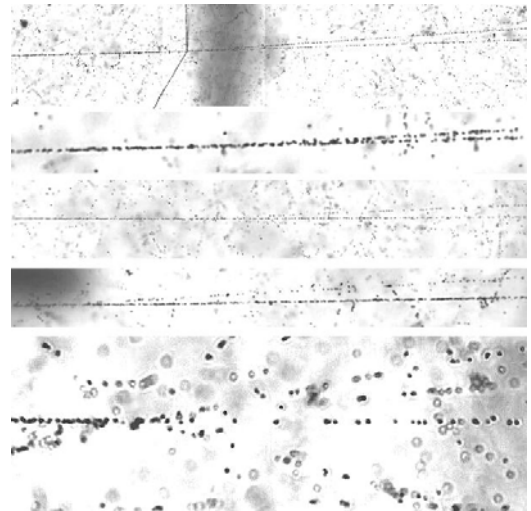


Рис. 19. Фрагментация релятивистского ядра ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$.

ядро ^{14}N оказывается наиболее эффективным источником образования 3α -частичных систем. Получена значительная статистика для канала диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$, позволявшая оценить по угловым измерениям энергетический масштаб образующихся в периферической фрагментации 3α -частичных систем. Установлено, что 80% взаимодействий соответствуют кластерным возбуждениям ядра ^{12}C с энергиями от порога диссоциации до 14 МэВ.

Выполнена оценка образования ядра ^8Be для канала фрагментации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Из анализа угловых корреляций следует, что ядро ^{14}N с вероятностью не менее 20% фрагментирует через образование промежуточного состояния $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Установлено заметное снижение доли дейтронов по отношению к протонам в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ по сравнению с ранее изученными случаями релятивистской фрагментации более легких ядер. Впервые изучены спектры по суммарному поперечному импульсу α -фрагментов в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{X}$. Среднее значение величины суммарного переданного системе из 3α -частиц поперечного импульса для "белых звезд" существенно меньше, чем для полупериферических взаимодействий, сопровождающихся образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени. Впервые для ядра ^{14}N были идентифицированы процессы релятивистской диссоциации $^{11}\text{C} + ^3\text{H}$, $^6\text{He} + ^4\text{He} + ^3\text{He} + p$, $^4\text{He} + 2\ ^3\text{He} + d$, для которых характерны глубокая перегруппировка α -частичной структуры этого ядра и преодоление высоких энергетических порогов. Кроме того, обнаружены процессы неупругой перезарядки $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + 2\text{H}$, $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$, $^{14}\text{N} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$.

Метод ядерной эмульсии демонстрирует особые преимущества для изучения когерентной диссоциации нейтрондефицитных ядер, обеспечивает наибольшую полноту наблюдения. Сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ изучена фрагментация ядер ^8B с энергией 1.2А ГэВ (рис. 20 и 21) [114, 152, 153]. Благодаря рекордно малой энергии связи внешнего протона (всего 138 кэВ) ядро ^8B является наиболее чувствительным к вкладу электромагнитного взаимодействия с ядром мишени. В сильных полях тяжелых ядер могут происходить развалы ускоренного ядра ^8B на легчайшие ядра He и H. Процесс кулоновской диссоциации является особенно простым и в то же время ценным механизмом, так как возмущение, вносимое полем ядра-мишени, известно достаточно точно [154, 155].

Совокупность данных этого облучения по измерению зарядов пучковых следов, заря-

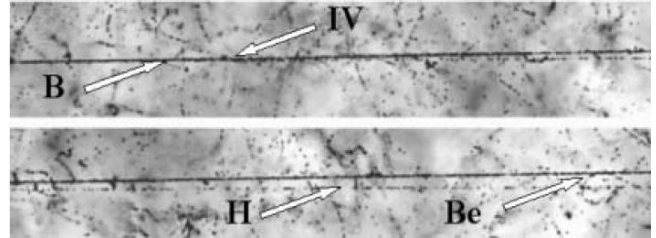


Рис. 20. Диссоциация ядра $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ с энергией 1.2А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагмент Be и фрагмент H.

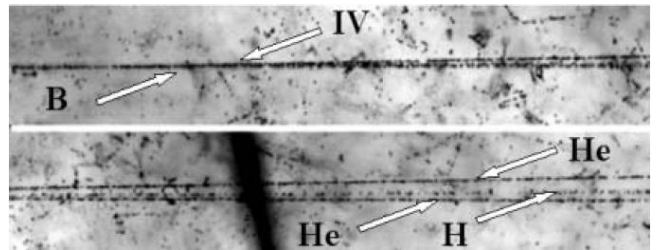


Рис. 21. Диссоциация ядра $^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1.2А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и фрагмент H (трек в середине).

довой топологии фрагментов в периферических столкновениях, по угловым характеристикам, а также по идентификации релятивистских фрагментов p , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ указывает на то, что в пучке, использованном для облучения эмульсии, доминируют именно ядра ${}^8\text{V}$. Таким образом, получено подтверждение того, что на нуклотроне ОИЯИ впервые успешно решена задача пучка ядер ${}^8\text{V}$. Получена систематическая картина распределения по зарядовым комбинациям фрагментов в периферических взаимодействиях ядер ${}^8\text{V}$ в ядерной эмульсии. Главный вывод состоит в том, что в событиях без образования фрагментов ядер мишени и мезонов вклад канала диссоциации ${}^8\text{V} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ является лидирующим. Анализ угловых корреляций в событиях с фрагментами мишени и без них позволил обосновать отбор событий электромагнитной диссоциации ${}^8\text{V} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ по суммарному поперечному импульсу фрагментов $P_T({}^8\text{V}^*) < 150$ МэВ/с, по парной энергии возбуждения $Q_{p\text{ Be}} < 5$ МэВ и по азимутальному углу $\epsilon_{p\text{ Be}} > \pi/2$ разлета фрагментов ${}^7\text{Be}$ и p . Для событий ${}^7\text{Be} + p$ без образования фрагментов ядер мишени и рожденных мезонов впервые получена оценка сечения электромагнитной диссоциации на ядрах из состава эмульсии. Экстраполяция этого значения на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.

Впервые наблюдались события периферической диссоциации ядра ${}^{10}\text{C}$. Получено указание на то, что канал диссоциации ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ преобладает в событиях без образования фрагментов ядер мишени и заряженных мезонов. Идентификация изотопа ${}^{10}\text{C}$ указывает на перспективность формирования пучка ${}^{10}\text{C}$ в реакции перезарядки ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ в условиях, удобных для исследований в эмульсии. Выводы этого этапа представляют ценность для сравнительного анализа результатов, которые могут быть получены по облучениям эмульсии ядрами ${}^9, {}^{10}\text{C}$ и ${}^{12}\text{N}$, выполненных недавно во вторичных пучках нуклотрона ОИЯИ.

Опыт анализа и выводы по кластерной структуре диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{V}$ позволили продвинуться к следующему изотопу на границе стабильности — ${}^9\text{C}$ [156]. Можно ожидать, что в когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ должна воспроизводиться картина, уже полученная для ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{V}$ с добавлением двух или одного протонов. Благодаря стабильности кора в виде ядра ${}^7\text{Be}$ ядро ${}^9\text{C}$ может служить более удобным пробником динамики когерентной диссоциации, чем изотопы, в которых основу составляет несвязанное ядро ${}^8\text{Be}$. Впервые изучалась фрагментация релятивистских ядер ${}^9\text{C}$ и идентифицированы события в каналах когерентной диссоциации ${}^9\text{C}$ на ${}^8\text{V} + p$ и ${}^7\text{Be} + 2p$. Схожее соотношение каналов, содержащих 2He и $\text{He} + 2\text{H}$, при диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{V}$ и ${}^9\text{C}$ указывает на проявление ядра ${}^7\text{Be}$ как основы (кора) в ядре ${}^9\text{C}$. Впервые идентифицированы события когерентной диссоциации ядра ${}^9\text{C}$ в 3He . Для протекания такого процесса необходима перегруппировка нейтрона из α -кластера в коре ${}^7\text{Be}$ и образование кластера ${}^3\text{He}$ с преодолением высокого энергетического порога. Это наблюдение указывает на перспективность исследования более сложных конфигураций кластеров ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ в релятивистской фрагментации.

Главные достижения и основные выводы представленного цикла исследований состоят в следующем:

1. Предложена программа изучения нуклонной кластеризации на основе α -частиц, дейтронов, тритонов и ядер ${}^3\text{He}$ при диссоциации легких релятивистских ядер в ядерной эмульсии. Ядерная эмульсия была облучена на нуклотроне ОИЯИ целым семейством кластерных ядер, включая радиоактивные изотопы, и получен обзорный материал об образовании кластерных ансамблей.
2. Впервые исследована периферическая фрагментация релятивистских изотопов ${}^{10,11}\text{B}$, для которой обнаружено лидирование канала $2\text{He} + \text{H}$. Для когерентной диссоциации ядра ${}^{10}\text{B}$ по этому каналу установлена кластеризация на основе дейтронов, а для

ядер ^{11}B — тритонов. Установлено, что диссоциация ядра ^7Be определяется кластеризацией на основе ядра ^3He .

3. Впервые установлено, что диссоциация ядра ^9Be по 2α -частичному каналу в основном протекает через основное и первое возбужденное состояния ядра ^8Be с близкими вкладами, что соответствует теоретическому описанию основного состояния ядра ^9Be .
4. Установлено лидирование диссоциации $3\text{He} + \text{H}$ для релятивистского ядра ^{14}N и ее соответствие области 3α -кластерных возбуждений ядра ^{12}C ; вклад распадов основного состояния ядра ^8Be составляет не менее 20%.
5. Установлены экспериментальные критерии электромагнитной диссоциации радиоактивного ядра ^8B по лидирующему каналу $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ и получена оценка сечения электромагнитной диссоциации, экстраполяция которого на ядро свинца указывает на согласие с теоретическими расчетами.
6. Впервые изучена когерентная диссоциация радиоактивных ядер ^9C , в которой идентифицированы канал $3\ ^3\text{He}$, связанный с глубокой перестройкой основного состояния ядра ^9C .

Литература

- [1] А.М. Балдин, "Физика релятивистских ядер", ЭЧАЯ **8**, 429–477 (1977).
- [2] A.M. Baldin, L.A. Didenko, "Asymptotic properties of hadron matter in relative four velocity space", Fortsch. Phys., **38**, 261 (1990).
- [3] А.М. Балдин, А.А. Балдин, "Релятивистская ядерная физика: пространство относительных 4-скоростей, симметрии решений, принцип ослабления корреляций, подобие, промежуточные асимптотики", ЭЧАЯ **29**, 578 (1998).
- [4] A.I. Malakhov, "Asymptotic Laws in Relativistic Nuclear Physics and Their Experimental Verification", ЭЧАЯ **31**, 229 (2000).
- [5] A.I. Malakhov, "Research Program for the Nuclotron", Nucl. Phys. A **734**, 82 (2004).
- [6] П.И. Зарубин, "Перспективы экспериментов на ускорительном комплексе синхротрон-нуклотрон", ЭЧАЯ **26**, 523–561 (1995).
- [7] P.G. Hansen, A.S. Jensen, B. Jonson, "Nuclear Halos", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **45**, 591 (1995).
- [8] P.G. Hansen and J.A. Tolstevin, "Direct Reactions with Exotic Nuclei", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 219 (2003).
- [9] T. Aumann, "Reactions with fast radioactive beams of neutron-rich nuclei", Eur. J. Phys. A **26**, 441 (2005).
- [10] D.F. Geesaman, C.K. Gelbke, R.V.F. Janssens, "Physics of Rare Isotope Accelerator", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **56**, 53 (2006).
- [11] A.H. Wuosmaa, R.R. Betts, M. Freer and R.R. Fulton, "Recent Advances in the Study of Nuclear Clusters", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **45**, 89 (1995).
- [12] W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo, "Nuclear clusters and nuclear molecules", Phys. Rep. **432**, 43 (2006).

- [13] M. Freer, "The clustered nucleus — cluster structures in stable and unstable nuclei", Rep. Prog. Phys. **70**, 2149–2210 (2007).
- [14] C.A. Bertulani and G. Baur, "Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions", Physics Reports **163**, 299–408 (1988).
- [15] G. Baur and H. Rebel, "Coulomb Breakup of Nuclei — Applications to Astrophysics", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 321 (1996).
- [16] A.W. Strong, I.V. Mockalenko, and V.S. Ptushkin, "Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 285 (2003).
- [17] Е.А. Строковский, Ф.А. Гареев, Ю.Л. Ратис, "Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях", ЭЧАЯ **24**, 603 (1993).
- [18] Батусов Ю.А., Лукстиньш Ю., Майлинг Л., Парфенов А.Н., "Альфа-распады гиперядер ${}_{\Lambda}^{10}\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ на нуклотроне — ключ к разгадке некоторых головоломок в безлептонных процессах", ЭЧАЯ **36**, 318 (2005).
- [19] V. Bradnova et al., "Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation", ЯФ **66**, вып.3, 1694–1698 (2003).
- [20] V. Bradnova et al., "Nuclear Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation", Few Body Systems Suppl., **14**, 241–244 (2003).
- [21] V. Bradnova et al., "Nuclear Clustering in Processes of Relativistic Multifragmentation", Nucl. Phys. A **734**, E92–E95 (2004).
- [22] V. Bradnova et al., "Studies of Light Nucleus Clustering in Relativistic Multifragmentation Processes", Acta Phys. Slov. **54**, No. 4, 351–365 (2004).
- [23] Веб-сайты <http://becquerel.lhe.jinr.ru> и <http://becquerel.jinr.ru>
- [24] С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, "Исследование элементарных частиц фотографическим методом", Издательство иностранной литературы, М., 1962.
- [25] W.H. Barkas, "Nuclear research emulsions", Academic Press, New York and London (1963).
- [26] H.L. Bradt and B. Peters, "The heavy nuclei of the primary cosmic radiation", Phys. Rev. **77**, 54 (1950).
- [27] A.B. Aleksandrov et al., "Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing", NIM A **535**, 542 (2004).
- [28] Фейнберг Е.Л., Котельников К.А., Полухина Н.Г., "Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки материала трековых детекторов", ЭЧАЯ **35**, 762 (2004).
- [29] M. De Serio et al., "High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes", NIM A **554**, 247 (2005).
- [30] К.Д. Толстов, "Результаты и некоторые перспективы эмульсионных исследований взаимодействий частиц и атомных ядер", Автореферат докторской диссертации 2723, Радиевый институт имени В.Г. Хлопина, Дубна, 1966.
- [31] M.G. Antonova et al., "General Characteristics of Proton-Nucleus Interactions in Nuclear Emulsion at 67 GeV/c", Phys. Lett. B **39**, 282 (1972).
- [32] M.G. Antonova et al., "Coherent Production of Particles by 67 GeV/c Protons on Emulsion Nuclei", Phys. Lett. B **39**, 285 (1972).

- [33] М.И. Адамович, Н. Далхажав, В.Г. Ларионова, К.Д. Толстов, Г.С. Шабратова, "Стриппинг дейтронов 9,38 ГэВ/с на ядрах эмульсии", Препринт ОИЯИ Р1-6386 (1972).
- [34] К.Д. Толстов и др., "Неупругие взаимодействия α -частиц с импульсом 17 ГэВ/с с ядрами", Препринт ОИЯИ Р1-8313 (1974).
- [35] J.A. Galstyan et al., "Interactions of 9.4 GeV/c Deuterons in an Emulsion: Multiplicity and Angular Distribution", Nucl. Phys. A **208**, 626 (1973).
- [36] N. Dalkhazhav et al., "9.38 GeV/c deuteron stripping on photoemulsion nuclei", Nucl. Phys. A **222**, 614 (1974).
- [37] Э. Силеш и др., "Взаимодействие дейтронов 2,43 ГэВ/с с ядрами эмульсии", ЯФ **16**, 109 (1972).
- [38] А. Марин и др., "Взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон с ядрами эмульсии и каскадно-испарительная модель", ЯФ **29**, вып. 1, 105–117 (1979).
- [39] H.H. Heckman, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, and H. Shwe, "Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon", Phys. Rev. C **17**, 1735 (1978).
- [40] G.M. Chernov et al., "Interactions of Relativistic Nitrogen Nuclei in an Emulsion at 2.1 GeV/nucleon", Nucl. Phys. A **280**, 478 (1977).
- [41] G.M. Chernov et al., "Fragmentation of Relativistic ^{56}Fe Nuclei in Emulsion", Nucl. Phys. A **412**, 534 (1984).
- [42] Н.П. Андреева и др., "Фрагментация релятивистских ядер ^{22}Ne на ядрах эмульсии", ЯФ **47**, 157 (1988).
- [43] Н.П. Андреева и др., "Неупругие взаимодействия ядер кремния с ядрами эмульсии при импульсе 4.5A ГэВ/с", ЯФ **51**, 1047 (1990).
- [44] E.M. Friedlander, H.H. Heckman, and Y.J. Karant, "Nuclear Collisions of Uranium Nuclei up to ~ 1 GeV/nucleon", Phys. Rev. C **27**, 2436 (1983).
- [45] P.L. Jain et al., "Fission of Uranium Nuclei in Flight at Relativistic Energies", Phys. Rev. Lett. **52**, 1763 (1984).
- [46] M.I. Adamovich et al., "Production of Helium ($Z = 2$) projectile fragments in ^{16}O -Emulsion Interactions from $E/A = 2$ to 200 GeV", Phys. Rev. C **40**, 66 (1989).
- [47] M.I. Adamovich et al., "Helium Production in 10.7A GeV Au Induced Nucleus-Nucleus Collisions", Phys. Lett. B **338**, 397 (1994).
- [48] G. Baroni et al., "Electromagnetic dissociation of 200 GeV/nucleon ^{16}O and ^{32}S ions in nuclear emulsions", Nucl. Phys. A **516**, 673 (1990).
- [49] G. Baroni et al., "The Electromagnetic and Hadronic Diffractive Dissociation of ^{16}O ions", Nucl. Phys. A **540**, 646 (1992).
- [50] M.I. Adamovich et al., "He Production in 158A GeV/c Pb on Pb interactions", Phys. Lett. B **390**, 445 (1997).
- [51] M.I. Adamovich et al., "Scaling Properties of Charged Particle Multiplicity Distributions in Oxygen Induced Emulsion Interactions at 14.6, 60 and 200A GeV", Phys. Lett. B **223**, 262 (1989).
- [52] M.I. Adamovich et al., "Limiting Fragmentation in Oxygen-Induced Emulsion Interactions at 14.6, 60 and 200 GeV/c", Phys. Rev. Lett. **62**, 2801 (1989).

- [53] M.I. Adamovich et al., "Rapidity Density Distributions and Their Fluctuations in violent Au-induced Nuclear Interactions at 11.6A GeV/c", Phys. Lett. B **322**, 166 (1994).
- [54] С.А. Краснов и др., "Исследование полного разрушения свинца ядрами магния-24 при импульсе 4.5A ГэВ/с", Препринт ОИЯИ Р1-88-389 (1988).
- [55] Н.П. Андреева и др., "Характеристики полного разрушения ядер Ag, Br ядрами ^{22}Ne и ^{28}Si импульсом 4,1–4,5A ГэВ/с", ЯФ **55**, 1010 (1992).
- [56] M.I. Adamovich et al., " ^{28}Si (^{32}S) Fragmentation at 3.7A, 14.6A and 200A GeV", Z. Phys. A **351**, 311 (1995).
- [57] С.А. Краснов, ..., З.И. Соловьева, ..., "Топологические характеристики фрагментации релятивистских ядер ^{28}Si на ядрах эмульсии", Препринт ОИЯИ Р1-88-252 (1988).
- [58] Н.П. Андреева, ..., З.И. Соловьева, ..., "Топологические характеристики процесса фрагментации релятивистских ядер ^{22}Ne с импульсом 4.1A ГэВ/с на ядрах эмульсии", Препринт ОИЯИ Р1-85-692 (1988).
- [59] A. El-Naghy et al., "Fragmentation of ^{22}Ne in Emulsion at 4.1A", J. Phys. G **14**, 1125 (1988).
- [60] M. El-Nadi et al., "Nuclear Multifragmentation of ^{32}S and ^{28}Si in Emulsion Nuclei", J. Phys. G **24**, 2265 (1998).
- [61] M. El-Nadi et al., "Fragmentation of ^{28}Si Nuclei in Nuclear Emulsion", J. Phys. G **25**, 1169 (1999).
- [62] M.A. Jilany, "Nuclear Fragmentation in Interactions of 3.7A GeV ^{24}Mg Projectiles with Emulsion Targets", Phys. Rev. C **70**, 014901 (2004).
- [63] В.Г. Богданов и др., "Наблюдение распада (деления) релятивистских ядер ^{24}Mg и ^{28}Si на два близких по заряду фрагмента", Письма в ЖЭТФ **44**, 306 (1986).
- [64] С. Вокал, ..., З.И. Соловьева, "Образование двух многозарядных фрагментов при фрагментации релятивистского ядра ^{28}Si на ядрах эмульсии", Препринт ОИЯИ Р1-91-85 (1991).
- [65] G. Singh et al., "Electromagnetic Dissociation of ^{32}S at Ultrarelativistic Energy in Nuclear Emulsion", Phys. Rev. C **41**, 999 (1990).
- [66] G. Singh, P.L. Jain, "Electromagnetic Dissociation of Relativistic Heavy Ions in Emulsion", Z. Phys. A **344**, 73 (1992).
- [67] M.I. Adamovich et al., "Critical behaviour in Au Fragmentation at 10.7A GeV", Eur. Phys. J. A **1**, 77 (1998).
- [68] M.I. Cherry et al., "Fragmentation and Particle Production in Interactions of 10.6 GeV/N gold nuclei with hydrogen, light and heavy target", Eur. Phys. J. C **5**, 641 (1998).
- [69] M.I. Adamovich et al., "Fragmentation and Multifragmentation of 10.6A GeV Gold Nuclei", Eur. Phys. J. A **5**, 429 (1999).
- [70] M.I. Adamovich et al., "Multifragmentation of Gold Nuclei in the Interactions with Photoemulsion Nuclei at 10.7A GeV", Z. Phys. A **359**, 277 (1997).
- [71] Ажгирей Л.С., Юдин Н.П., "Релятивистские дейтроны: их динамика и структура в столкновениях с нуклонами и ядрами", ЭЧАЯ **37**, 1012 (2006).
- [72] В.Г. Аблеев и др., "Измерение выхода протонов-спектаторов под нулевым углом вылета в реакции стриппинга дейтронов на углероде при импульсе 8,9 ГэВ/с", ЯФ **37**, 132 (1983).

- [73] V.G. Ableev et al., "Alpha-Nucleus Differential Cross-Section at 4.45 GeV/c/nucleon", Acta Phys. Pol. B **16**, 913 (1985).
- [74] V.G. Ableev et al., "Diffraction Scattering of Alpha-particles on Nuclei at 17.9 GeV/c", Z. Phys. A **340**, 191 (1991).
- [75] V.G. Ableev et al., "Proton and Triton Momentum Distributions from ^4He Fragmentation at Relativistic Energies", Few-Body Systems **8**, 137 (1990).
- [76] П. Зелински и др., "Импульсные характеристики спектров в процессах фрагментации ядра ^4He ", ЯФ **43**, 791 (1986).
- [77] В.В. Глаголев и др., "Изотопный состав фрагментов, образованных в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при высоких энергиях", Письма в ЖЭТФ **58**, 497 (1993).
- [78] В.В. Глаголев и др., "Выход зеркальных ядер ^3H , ^3He и ^7Li , ^7Be во взаимодействиях релятивистских ядер кислорода с протоном", Письма в ЖЭТФ **59**, 316 (1994).
- [79] В.В. Глаголев и др., "Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях", ЯФ **58**, 2005 (1995).
- [80] В.В. Глаголев и др., "Взаимодействие в конечном состоянии в $^3\text{He}p$ -столкновениях", ЯФ **58**, 2000 (1995).
- [81] Г. Браун и др., "Изучение механизмов безмезонных $^4\text{He}p$ -реакций", ЯФ **59**, 2001 (1996).
- [82] В.В. Глаголев и др., "Испускание легких фрагментов в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при импульсе 3.25 ГэВ/c", ЯФ **62**, 1472 (1999).
- [83] Э.Х. Базаров и др., "Феноменологический анализ каналов образования трех и четырех α -частиц в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25А ГэВ/c", ЯФ **67**, 730–735 (2004).
- [84] В.В. Глаголев и др., "Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях", ЯФ **58**, 2005 (1995).
- [85] В.В. Глаголев и др., "К вопросу о фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протонами", ЯФ **63**, 575 (2000).
- [86] V.V. Glagolev et al., "Fragmentation of relativistic oxygen nuclei interaction with a proton", Eur. Phys. J. A **11**, 285 (2001).
- [87] S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, and H.H. Wolter, "Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters", Phys. Rev. C **81**, 015803 (2010).
- [88] C.J. Horowitz, M.A. Pérez-García, D.K. Berry, and J. Piekarewicz, "Dynamical response of the nuclear "pasta" in neutron star crusts", Phys. Rev. C **72**, 035801 (2005).
- [89] A.S. Botvina and I.N. Mishustin, "Multifragmentation reactions and properties of stellar matter at subnuclear densities", Phys. Rev. C **72**, 048801 (2005).
- [90] K. Sumiyoshi and G. Röpke, "Appearance of light clusters in post-bounce evolution of core-collapse supernovae", Phys. Rev. C **77**, 055804 (2008).
- [91] R.B. Wiringa, Steven C. Pieper, J. Carlson, and V.R. Pandharipande, "Quantum Monte Carlo calculations of $A = 8$ nuclei", Phys. Rev. C **62**, 014001 (2000).
- [92] T. Yamada and P. Schuck, "Dilute multi- α cluster states in nuclei", Phys. Rev. C **69**, 024309 (2004).
- [93] H. Takemoto, M. Fukushima, S. Chiba, H. Horiuchi, Y. Akaishi, and A. Tohsaki, "Clustering phenomena in nuclear matter below the saturation density", Phys. Rev. C **69**, 035802 (2004).

- [94] A. Sedrakian and J.W. Clark, "Pair condensation and bound states in fermionic systems", *Phys. Rev. C* **73**, 035803 (2006).
- [95] A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, "Alpha Cluster Condensation in ^{12}C and ^{16}O ", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 192501 (2001).
- [96] M. Chernykh, H. Feldmeier, T. Neff, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, "Structure of the Hoyle State in ^{12}C ", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 032501 (2007).
- [97] J.A. Maruhn, Masaaki Kimura, S. Schramm, P.-G. Reinhard, H. Horiuchi, and A. Tohsaki, " α -cluster structure and exotic states in a self-consistent model for light nuclei", *Phys. Rev. C* **74**, 044311 (2006).
- [98] Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada, "Density-induced suppression of the α -particle condensate in nuclear matter and the structure of α -cluster states in nuclei", *Phys. Rev. C* **77**, 064312 (2008).
- [99] S. Shlomo, G. Röpke, J.B. Natowitz, L. Qin, K. Hagel, R. Wada, and A. Bonasera, "Effect of medium dependent binding energies on inferring the temperatures and freeze-out density of disassembling hot nuclear matter from cluster yields", *Phys. Rev. C* **79**, 034604 (2009).
- [100] Y. Funaki, H. Horiuchi, W. von Oertzen, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada, "Concepts of nuclear α -particle condensation", *Phys. Rev. C* **80**, 064326 (2009).
- [101] P. Schuck et al., "Alpha-particle condensation in nuclei", *Nucl. Phys. A* **738**, 94–100 (2004).
- [102] P. Schuck et al., " α -Particle condensation in nuclear systems", *Nucl. Phys. A* **788**, 293–300 (2007).
- [103] Y. Funaki et al., "Resonance states in ^{12}C and α -particle condensation", *Eur. Phys. J. A* **24**, 321–342 (2005).
- [104] Y. Suzuki and M. Takahashi, " α cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O ? ", *Phys. Rev. C* **65**, 064318 (2002).
- [105] A. Tohsaki et al., "Wide perspective of alpha condensation in light $4N$ nuclei", *Nucl. Phys. A* **738**, 259–263 (2004).
- [106] B.R. Fulton et al., "Exclusive breakup measurements for ^9Be ", *Phys. Rev. C* **70**, 047602 (2004).
- [107] M. Freer et al., " $\alpha : 2n : \alpha$ Molecular Band in ^{10}Be ", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 042501 (2006).
- [108] P.J. Leask et al., "Breakup measurements of particle unbound states in ^{10}B ", *Phys. Rev. C* **63**, 034307 (2001).
- [109] N. Curtis et al., " $\alpha + \text{Li}$ and $\text{H} + \text{Be}$ decay of $^{10,11,12}\text{B}$ ", *Phys. Rev. C* **72**, 044320 (2005).
- [110] N. Curtis et al., "Breakup reaction study of the Brunnian nucleus ^{10}C ", *Phys. Rev. C* **77**, 021301(R) (2008).
- [111] P.I. Zarubin, "Clustering Pattern of Light Nuclei in Dissociation above 1A GeV", *AIP Proc.*, **768**, 404 (2005).
- [112] N.P. Andreeva et al., "Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV", *Eur. Phys. J. A* **27**, Suppl. 1, 295 (2006).
- [113] P.I. Zarubin, D.A. Artemenkov, G.I. Orlova, "Dissociation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion", *Nuclear Science and Safety in Europe*, Springer (2006) p. 189.

- [114] D.A. Artemenkov, T.V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P.I. Zarubin, "Clustering Features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B Nuclei in Relativistic Fragmentation", AIP Proc., **912**, 78 (2007).
- [115] В.Г. Воинов, М.М. Чернявский, "Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных эмульсиях", Труды ФИАН **108**, 166 (1979) [М., "Наука"].
- [116] Н.П. Андреева и др., "Топология "белых звезд" в релятивистской фрагментации легких ядер", ЯФ **68**, вып. 3, 484–494 (2005).
- [117] В.В. Белага и др., "Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом", ЯФ **58**, 2014 (1995).
- [118] А.И. Бондаренко, Г.М. Чернов, Б.С. Юлдашев, "Реакция диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах водорода, углерода и тантала при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон", ЯФ **57**, 430 (1994).
- [119] В.В. Белага и др., "Фрагментация ядра углерода на три α -частицы в пропановой пузырьковой камере при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон", ЯФ **59**, 869 (1996).
- [120] В.В. Белага и др., "Изучение фрагментации релятивистского ядра углерода в неупругих соударениях с ядрами пропана и тантала", ЯФ **59**, 2008 (1996).
- [121] В.В. Кириченко, "Альфа-частичное фоторасщепление легких ядер ^{12}C и ^{16}O ", ЭЧАЯ **32**, 802 (2001).
- [122] Ф.А. Аветян и др., "Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в эмульсии при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон", ЯФ **59**, 110 (1996).
- [123] J. Engelage et al., "A quasi-exclusive measurement of ^{12}C ($^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$)X at 2.1 GeV/nucleon", Phys. Lett. B **173**, 34–38 (1986).
- [124] F. Cucinotta and R.D. Dubey, "Alpha-cluster description of excitation energies in ^{12}C ($^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$)X at 2.1A GeV", Phys. Rev. C **50**, 1090–1096 (1994).
- [125] N.P. Andreeva и др., "Clustering in Light Nuclei in Fragmentation above 1A GeV", Eur. Phys. J., A **27**, Suppl. 1, 295 (2006).
- [126] K.B. Bhalla et al., "Relativistic α -particles Emitted in Fe-Emulsion Interactions at 1.7A GeV", Nucl. Phys. A **367**, 446 (1981).
- [127] М.И. Адамович и др., "Взаимодействие релятивистских ядер ^6Li с ядрами эмульсии", ЯФ **62**, 1461 (1999).
- [128] F.G. Lepekhin et al., "Yields and transverse moments of the ^6Li fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon", Eur. Phys. J. A **1**, 137 (1998).
- [129] M.I. Adamovich et al., "Dissociation of relativistic ^7Li in photoemulsion and structure of ^7Li nucleus", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30**, 1479–1485 (2004).
- [130] Н.Г. Пересадько, В.Н. Фетисов и др. "Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра ^7Li по каналу $^3\text{H} + ^4\text{He}$ ", Письма в ЖЭТФ **88**, 83 (2008).
- [131] M.I. Adamovich и др., "Irradiation of nuclear emulsions in relativistic beams of ^6He and ^3H nuclei", Письма в ЭЧАЯ **110**, 29–38 (2002).
- [132] P.A. Rukoyatkin et al., "Secondary Nuclear Fragment Beams for Investigations of Relativistic Fragmentation of Light Radioactive Nuclei using Nuclear Photoemulsion at Nuclotron", Eur. Phys. J ST, **162**, 267 (2008).

- [133] S.A. Avramenko, . . . , P. A. Rukoyatkin, "Tritons for the Study of the Charge-Exchange Reactions with the LHE Streamer Chamber: Status and Some Possibilities", JINR Rapid. Comm. #6[86]-97, 61 (1997).
- [134] S.A. Avramenko et al., "Topological characteristics of the charge exchange reaction ${}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He}$ on neon and magnesium nuclei at 9 GeV/c", Pis'ma v ZhETF, **55**, 679 (1992).
- [135] М.И. Адамович и др., "Исследование кластеризации легких ядер в процессах релятивистской мультифрагментации", ЯФ **67**, вып. 3, 533 (2004).
- [136] Ф.Г. Лепехин, "Выход фрагментов ядра ${}^{10}\text{B}$ ", Письма в ЭЧАЯ №3, 25 (2002).
- [137] Ф.Г. Лепехин, "Образование и роль ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации легких ядер", ЭЧАЯ **36**, 437 (2005).
- [138] М. Карабова и др., "Периферическая фрагментация релятивистских ядер ${}^{11}\text{B}$ в ядерной эмульсии", ЯФ **72**, вып. 2, 329 (2009).
- [139] Н.Г. Пересадько и др., "Каналы фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в периферических взаимодействиях", ЯФ **70**, вып. 7, 1266 (2007).
- [140] Д.А. Артеменков и др., "Особенности фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2А ГэВ", ЯФ **70**, вып. 7, 1261 (2007).
- [141] D.A. Artemenkov et al., "Detailed Study of Relativistic ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion", Few Body Systems **44**, 273 (2008).
- [142] D.A. Artemenkov et al., "Fragmentation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion" ЯФ **71**, 1595 (2008).
- [143] P. Descouvemont, "Microscopic three-cluster study of the low-energy ${}^9\text{Be}$ photodisintegration", Eur. Phys. J. A **12**, 413–419 (2001).
- [144] L.V. Grigorenko and M.V. Zhukov, "Three-body resonant radiative capture in astrophysics", Phys. Rev. C **72**, 015803 (2005).
- [145] Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, "Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for ${}^9\text{Be}$ ", Phys. Rev. C **72**, 054304 (2005).
- [146] Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, "Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution", Phys. Rev. C **72**, 024312 (2005).
- [147] T. Toshito et al., "Measurements of Projectile-like ${}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ in 200–400 MeV/nucleon ${}^{12}\text{C}$ on water" Phys. Rev. C **78**, 067602 (2008).
- [148] H. Feshbach and K. Huang, "Fragmentation of relativistic heavy ions", Phys. Lett. B **47**, 300 (1973).
- [149] A.S. Goldhaber, "Statistical models of fragmentation processes", Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
- [150] Т.В. Щедрина и др., "Периферические взаимодействия релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ с ядрами эмульсии", ЯФ **70**, 1271 (2007).
- [151] T.V. Shchedrina, P.I. Zarubin, "Clustering Features of ${}^{14}\text{N}$ in Relativistic Multifragmentation Process", Ядерна фізика та енергетика **10**, 50 (2009).
- [152] Р. Станоева и др., "Периферическая фрагментация ядер ${}^8\text{B}$ с энергией 1.2А ГэВ в ядерной эмульсии", ЯФ **70**, 1261 (2007).
- [153] Р. Станоева и др., "Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер ${}^8\text{B}$ в ядерной эмульсии", ЯФ **72**, 731 (2009).

- [154] H.H. Heckman and P.J. Lindstrom, "Coulomb dissociation of relativistic ^{12}C and ^{16}O nuclei", Phys. Rev. Lett. **37**, 56 (1976).
- [155] D.L. Olson et al., "Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei", Phys. Rev. C **24**, 1529 (1981).
- [156] D.O. Krivenkov et al., "First results on the interactions of relativistic ^9C nuclei in nuclear track emulsion", Progress in High Energy Physics Nuclear Safety, Springer, 149–156 (2006); e-Print: arXiv:0811.1880.

Послесловие

В период подготовки текста настоящего доклада эмульсионное сотрудничество понесло тяжкую утрату — от нас ушла Галина Ивановна Орлова. Г.И. Орлова была опытейшим экспертом и глубоким исследователем, с участием которого получены основные результаты по взаимодействиям релятивистских ядер в ядерной эмульсии. Появление этого обзора основано на этих результатах. С помощью Г.И. Орловой сформулированы задачи проекта БЕККЕРЕЛЬ, подготовлены в ОИЯИ молодые исследователи и создана уникальная видеотека взаимодействий ядер. На все эти инициативы Г.И. Орлова отзывалась с энтузиазмом, наполняя их самым высоким уровнем компетентности и ответственности. Она прикладывала значительные усилия для сохранения технологии ядерной эмульсии и подготовки все новых и новых образцов к облучениям. Встреча автора с Г.И. Орловой, состоявшаяся на данных Черенковских чтениях, стала последней. Трудно принять эту безвременную утрату. Светлая память об этой замечательной женщине останется с нами навсегда.



Г.И. Орлова (ОИЯИ, ноябрь 2004 г.)

О возможности интерпретации данных с ускорителей AGS, SPS, RHIC, LHC как адронизации не кварк-глюонной, а валонной плазмы

О.Д. Чернавская (ФИАН)

Введение

Современные ускорители дают уникальную возможность исследования мира элементарных частиц и субадронных состояний. Ускоритель последнего поколения LHC в CERN'e, который должен заработать в ближайшее время, строился, прежде всего, в целях поиска бозона Хиггса. Эта проблема имеет поистине фундаментальное значение, поскольку поле Хиггса [1], как (единственная) модель нетривиального физического вакуума, лежит в основе современной стандартной теории сильных взаимодействий. Считается, что именно непустой вакуум, плотность энергии которого отрицательна, имеет непосредственное отношение к проблеме **конфайнмента**, т.е. *невыветания* кварков за пределы адронов. Обнаружение Хиггсовского бозона и определение его характеристик было бы действительно важным шагом на пути решения этой проблемы.

Вторая по значению цель исследований на ускорителе – поиск новых данных о кварк-глюонной плазме, специальном (субадронном) состоянии ядерной материи, представляющем собой (квази)идеальный газ свободных безмассовых кварков и глюонов. Но что есть "старые" данные? Как интерпретировались экспериментальные данные с современных, достаточно мощных ускорителей AGS и RHIC (BNL, США), SPS (CERN, Женева). Единственна ли эта интерпретация? Именно эта проблема является предметом данного сообщения.

История кварков

Сами кварки появились в рамках феноменологической теории, называемой Аддитивная Кварковая Модель (АКМ), которая позволила воспроизвести спектр масс известных адронов (см. например [2] и ссылки там же); на описание динамики взаимодействия эта теория не претендовала. Объектами данной теории были *конституентные* или *валентные* кварки (или *валонны*, по предложению R. Нва [3]), обозначаемые ниже Q . Их заряд, масса и радиус принимались равными:

$$e(Q) = \{\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}\}e; \quad m(Q) = \frac{1}{3}M_N \simeq 330 \text{ МэВ}, \quad r(Q) \simeq \frac{1}{3}r(H) \simeq 0.3 \text{ Фм}.$$

Данная модель позволила, кроме того, навести порядок в "зоопарке" элементарных частиц (число которых к тому времени превысило мыслимые пределы) и распределить их по мультиплетам группы симметрии SU(3), т.е. по группам с определенными квантовыми числами. Однако эта модель одновременно породила две проблемы, разрешить которые в то время не представлялось возможным. Первая проблема, так называемая проблема **конфайнмента**, т.е. невыветания одиночных кварков за пределы адрона, не решена до сих пор. Более того, она представляет собой уникальный в физике случай *абсолютной* закономерности: все законы физики выполняются с некоторой точностью, данный же закон выполняется абсолютно — никто никогда не видел (и не увидит) одиночного кварка.

Вторая проблема носит название "температура Хagedорна" и имеет менее принципиальный характер; более того, она подтолкнула умы исследователей к понятию "субадронное" (т.е. неадронное) вещество. Р. Хagedорн заметил [4], что спектр адронов (известных к тому времени) может быть аппроксимирован формулой $\rho(m) \sim \exp(m/T_{\text{Hag}})$, где $T_{\text{Hag}} \simeq 140$ МэВ. Тогда статсумма адронного газа имеет вид

$$Z(T, V) \sim \exp \left\{ \frac{VT}{2\pi^2} \int m^2 K_2 \left(\frac{m}{T} \right) \rho(m) dm \right\} \sim \exp \left\{ \int m^{3/2} T^{1/2} \exp \left[\frac{m}{T_{\text{Hag}}} - \frac{m}{T} \right] dm \right\}.$$

Нетрудно видеть, что эта статсумма расходится при $T > T_{\text{Hag}}$, откуда был сделан парадоксальный вывод о невозможности нагрева адронного вещества до температур выше T_{Hag} . Однако довольно быстро была выдвинута другая идея: при температурах выше температуры Хagedорна адронное вещество переходит в *другую фазу*. Какую именно? Естественно предположить (Е.Л. Фейнберг, 1989 [5]), что при сжатии ядерного вещества сначала возникает фаза свободных (от своих адронов-"родителей") конститuentных кварков, которые при дальнейшем сжатии теряют массу и превращаются в точечные безмассовые кварки. Промежуточная фаза (названная автором "Q-фаза") представляет собой *валонную* плазму, т.е. (квази)идеальный газ конститuentных кварков (*валонов*) и пионов — единственных адронов, выживающих при относительно сильном сжатии благодаря чрезвычайно сильной кварк-антикварковой связи.

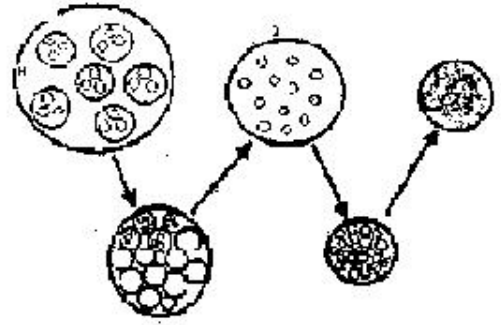


Рис. 1. Схематическое представление эволюции ядра при сжатии: $QGP \leftrightarrow \dots Q \dots \leftrightarrow H$.

Квантовая хромодинамика

Практически одновременно с АКМ появилась очень красивая теория, названная *квантовой хромодинамикой* (КХД); она до сих пор считается основной моделью сильных взаимодействий (см. [6,7] и ссылки там же). В отличие от АКМ эта теория была "точной" в том смысле, что описывала динамику взаимодействия кварков. Объектами данной теории являются точечные безмассовые (так называемые *токовые*) кварки и глюоны, обеспечивающие их взаимодействие. Киральная инвариантность теории обеспечивается тем фактом, что эти объекты распространяются на фоне *пустого* вакуума; его называют еще *пертурбативным*, поскольку при такой конструкции хорошо работает теория возмущений.

Теория КХД устроена таким образом, что константа связи кварков и глюонов оказывается зависящей от переданного импульса Q ,

$$\alpha_s(Q) \sim 1/\ln(Q^2/\Lambda^2), \quad \Lambda \simeq 200 \text{ МэВ}.$$

Отсюда немедленно следуют два чрезвычайно важных вывода:

"ультрафиолетовая свобода": в пределе больших переданных импульсов (или, на другом языке, высоких температур и/или плотностей) взаимодействие "исчезает", т.е. материя представляет собой свободный газ кварков и глюонов;

"инфракрасная расходимость": в пределе ультрамягких процессов, т.е. при $Q \lesssim \Lambda$, теория теряет смысл и применимость.

Явление конфайнмента в такой идеологии описывается путем введения понятия "нетривиальный физический вакуум" (основанного, как уже говорилось, на гипотезе существования скалярного поля Хиггса), который, в отличие от пустого "пертурбативного", содержит

конденсаты глюонного и кваркового полей. При этом глюонный конденсат, плотность которого отрицательна и оценивается в рамках различных (полу)феноменологических подходов [8] как

$$\epsilon_{\text{vac}} \sim -\langle 0|F^2(G)|0\rangle \simeq -(500 \div 600) \text{ МэВ}/\text{Фм}^3$$

(здесь F – тензор калибровочных глюонных полей), обеспечивает **конфайнмент**, т.е. нераспространение одиночных кварков. Кварковый конденсат, оцениваемый в том же подходе как $\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle \sim 1.7 \text{ Фм}^{-3}$, отвечает за нарушение киральной симметрии, благодаря чему адроны приобретают **массу**.

Поскольку пертурбативный вакуум КХД пустой, в пределе $T, \mu \rightarrow \infty$ конденсаты должны разрушаться. Возникает естественный вопрос – *одновременно или нет?* И если не одновременно, то **что происходит в промежуточной области?**

Модель мешков и уравнения состояния квази-идеального газа в различных фазах

Для описания фазовых превращений в материи естественно использовать язык статистической физики. Он был применен и к описанию отдельного адрона — так называемая "модель мешков" (MIT Bag Model) [9]. В основе модели лежала идея: вытеснение вакуумных физических полей из адрона, за счет чего создается избыточное внешнее давление вакуума на адрон, что и запирает кварки внутри такого "мешка". Внешнее давление описывалось константой B_{MIT} . Несмотря на сомнительность возможности применения понятия "газ" к трем конституентным кваркам, составляющим нуклон, эта модель достаточно успешно описывала спектры масс адронов путем выбора формы мешка и вакуумной константы: $\{m_H\} \leftrightarrow B_{\text{MIT}} \simeq 50 \div 100 \text{ МэВ}/\text{Фм}^3$.

Применение языка статфизики к понятиям "кварк-глюонная плазма", "валонная фаза", "адронный газ" выглядит гораздо более естественным; эффект нетривиального физического вакуума по традиции, принятой в модели мешков, учитывается путем введения внешнего давления в соответствующей фазе. В общем виде статсумма для j -ой фазы записывается как

$$\begin{aligned} \ln Z_j = & -\ln Z_{\text{vac}} + \frac{V}{T} \sum_i \frac{G_i^B}{6\pi^2} \int \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_i^2}} \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2}}{T}\right) - 1} \\ & + \frac{V}{T} \sum_i \frac{G_i^F}{6\pi^2} \int \frac{k^4 dk}{\sqrt{k^2 + m_i^2}} \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2} - \mu_{Bi}}{T}\right) + 1} + \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2} + \mu_{Bi}}{T}\right) + 1} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где T, V, μ_B - соответственно, температура, объем и барионный химпотенциал в соответствующей фазе; давление p , плотность частиц n и плотность энергии ϵ даются соответствующими производными статсуммы $Z(T, V, \mu)$. Условие равновесия фаз $p_j(T, V, \mu_B) = p_{j\pm 1}(T, V, \mu_B)$ дает параметры соответствующего фазового перехода.

Член $\ln Z_{\text{vac}}$ пропорционален вакуумной константе B . В адронной фазе этот член отсутствует, поскольку адроны существуют именно в физическом вакууме. В кварк-глюонной фазе физический вакуум полностью вытеснен, и его эффект естественно связать с давлением и плотностью энергии вакуумных полей: $B_{\text{QGP}} = -\epsilon_{\text{vac}} \approx 0.5 \div 0.6 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$. Тогда в случае 2-х фазной материи температура равновесия фаз находится из условия

$$\text{QGP} \leftrightarrow H : \quad p_{\text{QGP}}(T, V, \mu_B/3) = p_H(T, V, \mu_B) \quad \leftrightarrow \quad T_c(\mu_B) = 180 \text{ МэВ}.$$

При этом переходы (де)конфайнмент и восстановление/нарушение киральной симметрии совпадают: $T_c = T_d = T_{\text{chir}}$. Нетрудно показать, что *минимальная* плотность энергии, необходимая для образования кварк-глюонной плазмы, $\epsilon_{\text{QGP}}^{\text{min}} \approx 4B_{\text{QGP}} \geq 2 \text{ ГэВ/Фм}^3$. Если вводится в рассмотрение промежуточная фаза, содержащая валоны-кварки и пионы [10], вакуумные эффекты в ней менее выражены – физический вакуум вытесняется из окрестности валонов не полностью, точнее, в той самой мере, в какой это происходит внутри нуклона, – и константу B естественно отождествить с той, которая принималась в модели мешков для описания адронного спектра: $B_Q = B_{\text{MIT}} \simeq 50 \div 100 \text{ МэВ/Фм}^3$. Тогда возникает две ситуации фазового равновесия:

$$\text{QGP} \leftrightarrow Q : \quad p_{\text{QGP}}(T, V, \mu_B/3) = p_Q(T, V, \mu_B/3) \quad \leftrightarrow \quad T_{\text{chir}}(\mu_B) = 200 \text{ МэВ}$$

— фазовый переход, соответствующий восстановлению/нарушению киральной симметрии, и

$$Q \leftrightarrow H : \quad p_Q(T, V, \mu_B/3) = p_H(T, V, \mu_B) \quad \leftrightarrow \quad T_d(\mu_B) = 140 \text{ МэВ}$$

— фазовый переход, соответствующий (де)конфайнменту, что и есть, собственно, температура Хagedорна. Минимальная плотность энергии, необходимая для образования валонной фазы, оказывается значительно меньше, чем для кварк-глюонной: $\epsilon_Q^{\text{min}} \approx 4B_Q \geq 0.2 \div 0.4 \text{ ГэВ/Фм}^3$.

Диаграммы состояния материи в этих случаях выглядят следующим образом:

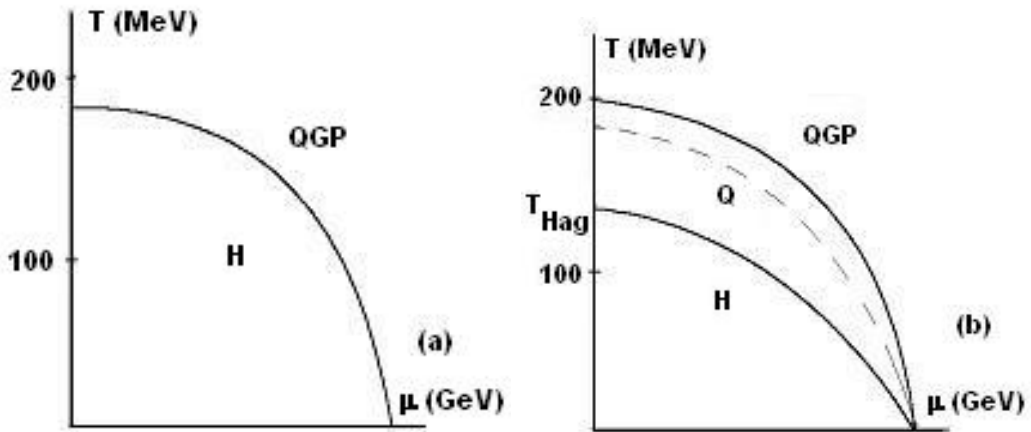


Рис. 2. Диаграмма состояний 2-х (а) и 3-х (б) фазной материи на плоскости $\{T, \mu\}$ (пунктиром показан прямой фазовый переход $\text{QGP} \leftrightarrow H$).

Возможные реальные проявления субадронных состояний

Каким образом обсуждаемые субадронные состояния материи могли бы проявляться в реальности? Первая возможность – эволюция (охлаждение) ранней вселенной. Считается, что после большого взрыва ("Big Bang") возникает очень горячее барион-нейтральное вещество, которое затем охлаждается и порождает обычные адроны. Именно этот процесс призван имитировать суперускоритель LHC, данные с которого ожидаются. Вторая, наиболее реальная возможность – исследования на уже существующих ускорителях AGS, RHIC (BNL, США) и SPS (CERN, Женева). Накоплен значительный банк экспериментальных данных, а именно:

- Относительный выход вторичных адронов N_i/N_k — информация о температуре формирования адронов и барионном химпотенциале;
- Выход странных частиц — информация о температуре и химпотенциале странных частиц;
- Выход дилептонов — информация о текущей температуре и длительности процесса охлаждения (поскольку дилептоны покидают файрбол постоянно);
- Распределение вторичных адронов по поперечному импульсу и $\langle p_t \rangle$ — информация о кинетике охлаждения и температуре свободного разлета T_f .

Однако важно подчеркнуть, что интерпретация этих данных, т.е. то, как именно извлекается упомянутая информация, *зависит от принятой модели*, т.е. от *сценария* адронизации.

Возможные сценарии адронизации

В результате соударения ультрарелятивистских тяжелых ядер в центральной области взаимодействия образуется *файрбол* — сгусток горячей материи (предположительно, кварк-глюонной плазмы, QGP), который затем в результате расширения и охлаждения распадается на адроны; весь процесс заканчивается при температуре $T_f \simeq 100$ МэВ свободным разлетом частиц. Как именно происходит охлаждение? (обсуждалось в [10]).

Если имеет место фазовый переход 1-го рода $\text{QGP} \rightarrow H$ или два фазовых перехода $\text{QGP} \rightarrow Q$, $Q \rightarrow H$, то охлаждение происходит так, как изображено на рис. 3а и 3б, соответственно. В первом случае предполагается длительная смешанная фаза $\{\text{QGP} + H\}$,

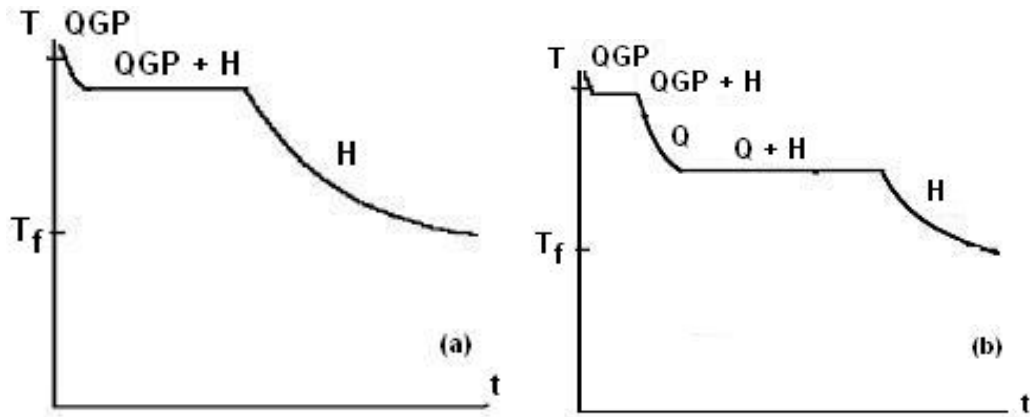


Рис. 3. Сценарии охлаждения кварк-глюонной плазмы в случае (а) прямого перехода $\text{QGP} \rightarrow H$ и (б) перехода через промежуточную фазу, $\text{QGP} \rightarrow Q$, $Q \rightarrow H$.

на протяжении которой температура практически не меняется; тогда адроны формируются главным образом при температуре $T_c \approx 180$ МэВ. Однако дальнейшее охлаждение до температуры свободного разлета $T_f \approx 100$ МэВ занимает также значительное время, что приводит к изменению состава рожденных адронов в результате их аннигиляции и распада при взаимодействии.

Во втором случае адроны рождаются в еще более длительной смешанной фазе $\{Q + H\}$ при температуре $T_d \approx 140$ МэВ; при относительно недолгом дальнейшем расширении от T_d до T_f состав адронов лишь несколько корректируется.

Реальные экспериментальные данные свидетельствуют (см., например, [11]) о том, что ни та, ни другая картины не реализуются. Во-первых, участие смешанных фаз приводит к слишком "мягкому" уравнению состояния, что должно было бы приводить к значительно меньшим поперечным импульсам, чем измеряемые экспериментально. Во-вторых, состав частиц, т.е. относительный выход адронов разного сорта, не воспроизводится ни в одном сценарии. Сам по себе этот факт не противоречит приведенному выше фазовому анализу: обсуждаемые сценарии соответствуют *равновесному* (изоэнтропийному) охлаждению материи, что отнюдь не обязательно должно быть в эксперименте. В реальности сгусток может "проскакивать" температуру фазового перехода; тогда равновесность нарушается, и адронизация происходит иначе. Как именно?

В работах [11] была предложена модель (рис. 5а), названная моделью "раннего химического фризаута" и ставшая впоследствии общепринятой (или т.н. "main stream"). В основе ее лежит предположение о том, что в процессе охлаждения QGP при некоторой температуре $T < T_c$, но далекой от температуры свободного разлета, рождаются адроны, причем химический состав адронного газа **фиксируется** и при дальнейшем охлаждении не меняется. При этом выход частиц i -го сорта считается по формуле, справедливой для *идеального* газа адронов при температуре T_{ch} и химпотенциале μ : $N_i \sim (m_i/T) \exp\{(\mu_i - m_i)/T_{ch}\} \rightarrow \Phi_{ik}^{th} = N_i/N_k$ – относительный выход адронов. Суммарная относительная ошибка $\Delta^2 = \sum_i (1 - \Phi^{th}/\Phi_{exp})^2$ *минимизируется*, и именно из этого условия определяются T_{ch} , μ_B и μ_S , общие для всех сортов адронов. На этом пути удалось удовлетворительно описать данные по относительному выходу частиц для *практически всех современных ускорителей*.

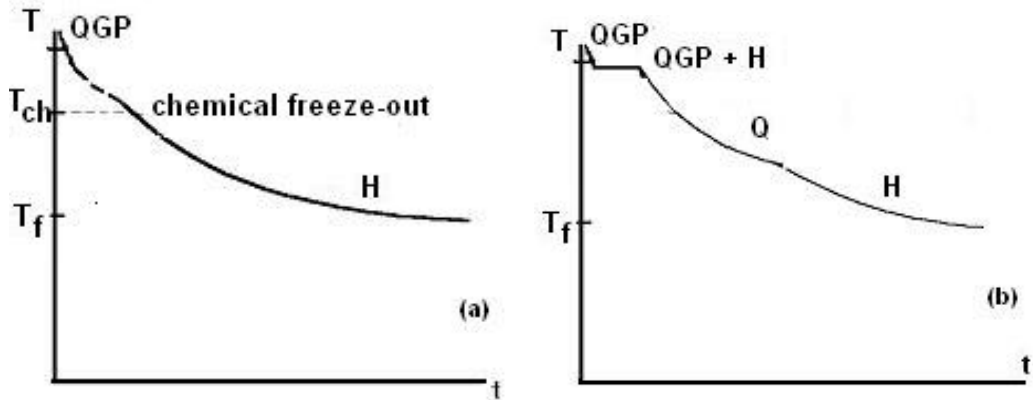


Рис. 4. Картина охлаждения в сценарии "раннего фризаута" (а) и неравновесной аннигиляции валонов (b).

Обсудим аргументы "за" и "против" модели раннего химического фризаута.

• **За:**

- Единый способ описания данных AGS, SPS, RHIC, LHC. Однако этот же аргумент работает и **против**: на AGS начальная плотность энергии явно недостаточна для образования QGP, так что не ясно, что именно "замораживается".
- Единая температура вымораживания для всех типов адронов. Однако это, скорее, не аргумент, а предположение, лежащее в основе подхода.
- Простота и "экономичность" описания: участвует *только* идеальный газ адронов.

• **Против:**

- Уравнения состояния идеального газа при рассматриваемых температурах неприменимы: собственный объем адронов слишком велик, и его учет просто необходим.
- ”Замораживание” хим. состава не мотивировано (особенно остро эта проблема встает при анализе данных по выходу антипротонов на RHIC: было показано [12], что в $p\bar{p}$ -аннигиляции при охлаждении от T_{ch} до T_f конечный выход антипротонов здесь должен быть на порядок меньше наблюдаемого в эксперименте!

Отметим, кроме всего прочего, то обстоятельство, что этот сценарий по сути есть *артефакт*, поскольку заранее (из общезначимых принципов) предположить такую картину невозможно: она строилась только по результату анализа экспериментальных данных.

Можно, однако, предложить альтернативный сценарий [13,14], свободный от большинства проблем общепринятого (см. рис. 5b). Предположим, что рожденный на первоначальной стадии сгусток QGP, охлаждаясь, претерпел (не суть важно как) фазовый переход нарушения киральности, в результате чего возник сгусток уже валонной плазмы. Далее равновесная смешанная фаза *не* образуется, вместо этого происходит более быстрая аннигиляция и слияние валонов, сопровождаемая рождением различных адронов:

$$Q\bar{Q} \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}\pi; \quad QQQ \rightarrow p\pi\pi, \pi\Xi\Xi, \pi\Xi\Lambda; \dots$$

Скорость таких реакций рассчитывается [13] согласно кинетике валонных реакций, лишь конечные параметры адронной материи (т.е. температура T и химпотенциалы μ_B, μ_S) извлекаются из термодинамических соотношений согласно процедуре минимизации относительной ошибки — аналогичной той, что применяется в общепринятом сценарии. В Таблице 1 приведены значения относительных выходов частиц различного сорта вместе с предсказаниями общепринятой модели раннего химического фризаута и модели 3-х фазной материи [13,14] вместе с расчетными значениями начальной плотности энергии сгустка ϵ_0 .

Видно, что предсказания модели 3-х фазной материи, основанной на реальном участии валонной фазы в процессе адронизации, по крайней мере, *не хуже*, чем предсказания стандартной, общепринятой модели 2-х фазной материи (”main stream”). При этом:

1. оказывается, что конечная температура адронизации **одинакова** для всех анализируемых экспериментов, т.е. *независимо от начальных условий*, и очень близка к температуре свободного разлета: $T_d \approx T_f \approx 110$ МэВ. Это естественно: не зависимо от того, образуется ли в начале QGP или валонная плазма, **адронизация** в любом случае есть процесс постепенной аннигиляции валонов, сопровождаемый рождением адронов;
2. хим. состав адронного газа *действительно фиксируется* благодаря близости T_d и T_f ;
3. к валонному газу уравнение состояния идеального газа применимо (собственный объем валонов на порядок меньше адронного);
4. в рамках этого подхода легко сделать предсказания и для LHC, что невозможно в рамках общепринятого сценария, поскольку для этого необходимы данные эксперимента.

Таким образом, проблемы, критические для ”main stream”, отсутствуют в данном подходе.

Таблица 1. Относительные выходы частиц разного сорта при соударении тяжелых ионов на современных ускорителях. MS – модель "main stream", Q* – модель, содержащая валонную фазу.

	AGS Au + Au $E_L = 11 \text{ GeV}/N$ $\sqrt{s} \approx 5 \text{ GeV}$ $\epsilon_0 \sim 1.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$			SPS Pb + Pb $E_L = 160 \text{ GeV}/N$ $\sqrt{s} \approx 17.5 \text{ GeV}$ $\epsilon_0 \sim 3.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$			RHIC Au + Au $\sqrt{s} \approx 200 \text{ GeV}$ $\epsilon_0 \sim 7.6 \text{ GeV}/\text{fm}^3$			LHC Pb + Pb $\sqrt{s} \approx 5.5 \text{ TeV}$ $\epsilon_0 \gg \dots$
N_i/N_j	exp	MS	Q*	exp	MS	Q*	exp	MS	Q*	Q*
p/π	1	0.78	0.86	0.228	0.238	0.240	0.126	0.124	0.110	0.08
$\bar{p}/p \cdot 10^4$	5	4.8	4.70	670	550	800	6320	6290	6280	10^4
$K^+/\pi^+ \cdot 10^3$	175	196	177	160	167	170	172	176	180	107
$K^-/\pi^- \cdot 10^3$	34	43	35	85	87	91	149	145	150	107
$K_S^0/\pi^- \cdot 10^3$			107	125	137	133			165	107
$\eta/\pi^- \cdot 10^3$			97	81	87	90			93	97
$\Lambda/\pi^- \cdot 10^3$			58	77	96	73	66	59	62	27
K^+/K^-	5.14	4.46	4.89	1.85	1.90	1.89	1.156	1.118	1.211	1
$\bar{\Lambda}/\Lambda$			0.001	0.131	0.100	0.103	0.77	0.753	0.730	1
Ξ^-/Λ			0.093	0.101	0.110	0.107		0.123	0.093	0.121
$\Xi^+/\bar{\Lambda}$			0.478	0.188	0.185	0.20		0.145	0.101	0.121
Ξ^+/Ξ^-			0.002	0.232	0.228	0.20	0.82	0.894	0.798	1
Ω^+/Ω^-			0.013	0.383	0.53	0.382		0.898	0.941	1
ϕ/π^-			0.008	0.021	0.019	0.017	0.025	0.02	0.024	0.018
Δ^2		0.12	0.04		0.36	0.4		0.047	0.041	
Theory (MS)	$\mu_B/T_{\text{ch}} \approx 4.3$ ($\mu_B \approx 540 \text{ МэВ}$) $\mu_S/T_{\text{ch}} \approx 0.59$ ($\mu_S \approx 75 \text{ МэВ}$) $T_{\text{ch}} \approx 125 \pm 6 \text{ МэВ}$ $T_f \approx 120 \text{ МэВ}$			$\mu_B/T_{\text{ch}} \approx 1.58$ ($\mu_B \approx 266 \text{ МэВ}$) $\mu_S/T_{\text{ch}} \approx 0.42$ ($\mu_S \approx 71 \text{ МэВ}$) $T_{\text{ch}} \approx 168 \pm 2 \text{ МэВ}$ $T_f \approx 115 \pm 10 \text{ МэВ}$			$\mu_B/T_{\text{ch}} \approx 0.26$ ($\mu_B \approx 46 \text{ МэВ}$) $\mu_S/T_{\text{ch}} \approx 0.07$ ($\mu_S \approx 13 \text{ МэВ}$) $T_{\text{ch}} \approx 174 \pm 7 \text{ МэВ}$ $T_f \approx 105 \pm 10 \text{ МэВ}$			???
Theory (Q*)	$\mu_B/T_d \approx 4.32$ ($\mu_B \approx 540 \text{ МэВ}$) $\mu_S/T_d \approx 0.59$ ($\mu_S \approx 75 \text{ МэВ}$) $T_d \approx T_f$ $\approx 115 \pm 10 \text{ МэВ}$			$\mu_B/T_d \approx 1.47$ ($\mu_B \approx 540 \text{ МэВ}$) $\mu_S/T_d \approx 0.48$ ($\mu_S \approx 75 \text{ МэВ}$) $T_d \approx T_f$ $\approx 115 \pm 10 \text{ МэВ}$			$\mu_B/T_d \approx 0.28$ ($\mu_B \approx 540 \text{ МэВ}$) $\mu_S/T_d \approx 0.03$ ($\mu_S \approx 75 \text{ МэВ}$) $T_d \approx T_f$ $\approx 115 \pm 10 \text{ МэВ}$			$\mu_B \approx 0$ $\mu_S \approx 0$ $T_d \approx T_f$ $\approx 115 \pm 10 \text{ МэВ}$

Выводы

- Экспериментальные измерения объективны, интерпретация – модельно зависима. Было показано, что параметры температуры и химпотенциала адронной материи, извлекаемые из анализа экспериментальных данных по соударению тяжелых ионов на ускорителях AGS, SPS, RHIC, значительно отличаются от тех же параметров, вычисляемых в рамках предположения об участии валонной фазы в процессе охлаждения; сценарии охлаждения также заметно различны. При этом "качество" анализа, т.е. отличие теоретических предсказаний от экспериментальных данных, практически одинаково.

- Гипотеза "раннего химического фризаута" привлекательна своей простотой и "универсальностью", т.е. применимостью к описанию данных со всех современных ускорителей; именно она стала общепринятой, т.е. "main stream".
- Гипотеза 3-х фазной материи описывает экспериментальные данные по крайней мере не хуже, чем стандартная; она так же универсальна, т.е. работает при описании всех современных экспериментальных данных; более того, она свободна от многих проблем "main stream". Однако эта точка зрения не стала модной и широко распространенной.
- Критический эксперимент по проверке обеих гипотез – в области начальной плотности энергии, где QGP не возможна, а валонная плазма уже может образоваться. Однако современные экспериментальные программы нацелены на максимальное увеличение плотности энергии и температуры материи, рождающейся при соударении тяжелых ядер. Вопрос о том, что именно происходит при относительно низких температурах $T \approx 140 \div 100$ МэВ, оказался *не модным*. Возможно, в будущем, исследователи к нему вернуться.

Литература

- [1] Higgs P., Phys. Rev. Lett. **39**, 508 (1964).
- [2] Анисович В.В. и др., УФН **144**, 553 (1984).
- [3] Hwa R., Phys. Rev. D **22**, 759 (1980).
- [4] Hagedorn R.C., Nuovo Cimento Suppl. **3**, 147 (1965).
- [5] Feinberg E.L., "On deconfinement of constituent and current quarks in nucleus-nucleus collisions", Preprint No. 197 (Moscow, FIAN); in "Relativistic Heavy Ion Physics" (Eds. L.P. Cernai, D.D. Strottman, Singapore: World Scientific, 1991).
- [6] Волошин М.Б., Тер-Мартirosян К.А., "Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц" (М.: Энергоатомиздат, 1984).
- [7] Gell-Mann M., Phys. Lett. **8**, 214 (1964);
Вайнштейн А.И., Захаров В.И., УФН **100**, 225 (1970).
- [8] Shifman M.A., Vainshtein A.I. and Zakharov V.I., Nucl. Phys. B **147**, 385 (1979).
- [9] Chodos A. et al., Phys. Rev. D **9**, 3471 (1974);
Johnson K., Acta Phys. Pol. B **6**, 865 (1975);
Johnson K. and Thorn C.B., Phys. Rev. D **13**, 1934 (1984).
- [10] Chernavskaya O.D. and Feinberg E.L. in: "Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment" (NATO ASI Series B, vol. 346, Eds. J. Letessier, H.H. Gutbrod, J. Rafelski, New York Press, 1995); J. Moscow Phys. Soc. **6**, 37 (1996).
- [11] Brown-Munzinger P., Heppe I. and Stachel J., Phys. Lett. B **465**, 15 (1999);
Brown-Munzinger P. and Stachel J.J., Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28**, 1971 (2002).
- [12] Rapp R. and Shuryak E.V., Phys. Rev. Lett. **86**, 2980 (1999).
- [13] Ройзен И.И., Чернавская О.Д., ЯФ **66**, 185 (2003).
- [14] Ройзен И.И., Фейнберг Е.Л., Чернавская О.Д., УФН **174**, вып. 5, 473 (2004).

Программа III Черенковских чтений

Новые методы в экспериментальной
ядерной физике и физике частиц
(Москва, ФИАН, 6 апреля 2010 г.)

10:00 Открытие –

В.Н. Неволин (ФИАН)

О.Н. Крохин (ФИАН)

Д.В. Ширков (ОИЯИ)

Председатель – **В.А. Рябов** (ФИАН)

10:10 **Ю.И. Стожков** (ФИАН) – ”Эксперимент ПАМЕЛА и поиски темной материи”

10:40 **В.Е. Блинов** (ИЯФ СО РАН) – ”Обзор результатов с детектора КЕДР”

11:10 *кофе*

Председатель – **А.А. Петрухин** (МИФИ)

11:30 **С.П. Денисов, А.А. Щукин** (ИФВЭ) – ”Новые результаты в эксперименте D0 (FNAL)”

12:00 **В.И. Галкин** (НИИЯФ МГУ) – ”Черенковский свет ШАЛ как инструмент изучения массового состава первичного космического излучения”

12:30 **С.С. Хохлов** (НИЯУ МИФИ) – ”Современный статус черенковского водного детектора НЕВОД”

13:00 *обед, кофе*

Председатель – **В.И. Ритус** (ФИАН)

14:00 **А.Н. Диденко** (МИФИ) – ”Высокоэффективные источники видимого света”

14:30 **В.Ю. Быченков** (ФИАН) – ”Лазерное ускорение частиц”

15:00 **А.В. Андреев, А.Б. Савельев** (МГУ) – ”Экстремальные световые поля: генерация и некоторые применения”

15:30 *кофе*

Председатель – **Л.Н. Смирнова** (НИИЯФ МГУ)

15:50 **П.И. Зарубин** (ОИЯИ) – ”Электромагнитные взаимодействия тяжелых ионов”

16:20 **Г.М. Гуревич** (ИЯИ) – ”Поляризационные эффекты в фоторождении мезонов”

16:50 **О.Д. Чернавская** (ФИАН) – ”О возможности интерпретации данных с ускорителей AGS, SPS, RHIC, LHC как адронизации не кварк-глюонной, а валонной плазмы”

17:20 Закрытие

Оргкомитет

Башмаков Ю.А. (ФИАН)
Гуревич Г.М. (ИЯИ)
Зарубин П.И. (ОИЯИ)
Лебедев А.И. (ФИАН)
Львов А.И. (ФИАН), сопредседатель
Михайлин В.В. (МГУ)
Недорезов В.Г. (ИЯИ)
Петрухин А.А. (МИФИ)
Сергеев-Черенков А.Н. (МГУ)
Смирнова Л.Н. (НИИЯФ МГУ)
Солодухов Г.В. (ИЯИ)
Черенкова Е.П. (ФИАН), сопредседатель
Щедрин И.С. (МИФИ)

Web-страница

<http://x4u.lebedev.ru/che2010>

Спонсоры

Грант РФФИ №10-02-06027-г.
Президиум Российской академии наук



Е.П. Черенкова и А.И. Львов (ФИАН), сопредседатели III Черенковских чтений.