

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

II Черенковские чтения:
Новые методы в экспериментальной
ядерной физике и физике
элементарных частиц
(Москва, ФИАН, 14 апреля 2009 г.)

Москва 2009

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

(Москва, ФИАН, 14 апреля 2009 г.)

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

АННОТАЦИЯ

14 апреля 2009 г. в Москве, в стенах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась – уже традиционная – конференция, посвященная памяти выдающегося физика-экспериментатора Павла Алексеевича Черенкова – Вторые Черенковские чтения. Основная тематика этих Чтений была посвящена новым методам в экспериментальной ядерной физике и физике элементарных частиц. В настоящем сборнике представлены некоторые из сделанных докладов.

Содержание

Предисловие	5
Программа	6
Новые методы детектирования частиц на LHC <i>Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ, Москва)</i>	7
Черенковский счетчик для измерения интенсивности банчей, выведенных из ускорителя ИФВЭ <i>С.П. Денисов, В.Н. Евдокимов, А.В. Козелов, Н.Н. Прокопенко, М.М. Солдатов, Д.А. Стоянова, В.И. Якимчук (ИФВЭ, Протвино)</i>	16
Регистрация космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий в эксперименте ЛОРД (Лунный Орбитальный РадиоДетектор) <i>В.А. Рябов, Г.А. Гусев, Б.Н. Ломоносов, Н.Г. Полухина, В.А. Чечин (ФИАН, Москва)</i>	26
Новые методы исследования взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами <i>А.С. Игнатов, А.Н. Мушкаренков, В.Г. Недорезов (ИЯИ, Москва)</i>	38
Черенковские спектрометры полного поглощения: создание и применение в физике высоких энергий <i>А.С. Белоусов, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков (ФИАН, Москва)</i>	41
Излучение релятивистских сгустков электронов в круглом диафрагмированном волноводе <i>А.П. Кулаго, И.С. Щедрин (МИФИ, Москва)</i>	48



П.А. Черенков (28.07.1904 – 06.01.1990)

Предисловие

”Вторые Черенковские чтения: Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике элементарных частиц” состоялись 14 апреля 2009 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН в Москве. Чтения были приурочены к 105-летию со дня рождения Павла Алексеевича Черенкова и 75-летию открытия им ”излучения сверхсветового электрона”. Ряд докладов был посвящен новым методам детектирования частиц на вступающем в строй Большом Адронном Коллайдере (LHC, Женева). На установках ATLAS, CMS, ALICE и LHCb этого коллайдера широко используются детекторы черенковского и переходного излучения. Обсуждался дальнейший прогресс в развитии трековых детекторов для экспериментов в физике высоких энергий. Были представлены черенковские спектрометры полного поглощения и опыт их использования на ускорителе У-70 (Протвино) и электрон-протонном коллайдере HERA (Гамбург). Рассматривалась методика использования аэрогелей в черенковских детекторах. Обсуждались уникальные возможности регистрации космических лучей и нейтрино сверхвысоких энергий с помощью черенковского света, в том числе с использованием черенковских водных детекторов, а также с помощью черенковского радиоизлучения (в рамках эксперимента ЛОРД). Было продемонстрировано использование черенковского излучения для измерения интенсивности сгустков пучка, выведенного из протонного синхротрона ИФВЭ. Рассматривалось излучение релятивистских электронов в волноводных структурах. Была представлена и традиционная для возглавляемой в свое время П.А. Черенковым лаборатории тема: фоторождение мезонов на ядрах – новые аспекты.

Настоящий сборник включает статьи, представленные авторами докладов.

Проведение Чтений поддержано грантом РФФИ 09-02-06032-г.

Ю.А. Башмаков
А.И. Львов
Е.П. Черенкова

Программа

14 апреля 2009 г.

- 10:30 Открытие
- 10:40 Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ) – ”Новые методы детектирования частиц на ЛНС”
- 11:10 Б.А. Долгошеин (МИФИ) – ”Трековый детектор переходного излучения для эксперимента ATLAS”
- 11:40 перерыв
- 11:55 В.Д. Пешехонов (ОИЯИ) – ”Прогресс в развитии трековых детекторов для экспериментов в физике высоких энергий”
- 12:25 С.П. Денисов, А.В. Козелов (ИФВЭ) – ”Черенковский счетчик для измерений интенсивности банчей, выведенных из 70-ГэВ ускорителя ИФВЭ”
- 12:55 перерыв
- 14:00 В.А. Рябов (ФИАН) – ”Регистрация космических лучей ультравысоких энергий в эксперименте ЛОРД”
- 14:25 А.С. Игнатов, В.Г. Недорезов (ИЯИ) – ”Фоторождение мезонов на ядрах: новые методы”
- 14:50 Е.И. Малиновский (ФИАН) – ”Черенковские спектрометры полного поглощения в экспериментах по физике высоких энергий”
- 15:15 перерыв
- 15:30 С.А. Кононов (ИЯФ СО РАН) – ”Детектор черенковских колец с фокусирующим аэрогелем”
- 16:00 А.А. Петрухин, И.И. Яшин (МИФИ) – ”Черенковские водные детекторы”
- 16:25 А.П.Кулаг, И.С. Щедрин (МИФИ) – ”Излучение релятивистских сгустков электронов в круглом диафрагмированном волноводе”
- 16:50 В.В. Просин (НИИЯФ МГУ) – ”Изучение космических лучей с помощью черенковского света в Тункинской долине”
- 17:15 Закрытие

Оргкомитет

Башмаков Ю.А. (ФИАН)
Буйнов Г.М. (ФИАН)
Гуревич Г.М. (ИЯИ)
Зарубин П.И. (ОИЯИ)
Львов А.И. (ФИАН, сопредседатель)
Михайлин В.В. (МГУ)
Недорезов В.Г. (ИЯИ)
Петрухин А.А. (МИФИ)
Солодухов Г.В. (ИЯИ)
Черенкова Е.П. (ФИАН, сопредседатель)
Щедрин И.С. (МИФИ)

Web-страница

<http://x4u.lebedev.ru/che2009>

Новые методы детектирования частиц на ЛНС

Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ, Москва)

Введение

Проект ЛНС предназначен для поиска новых частиц в соударениях протонов при энергии 10–14 ТэВ. В период инаугурации проекта 10 сентября 2008 г. все детекторы ЛНС продемонстрировали свою готовность к работе. Это означает, что детекторы ЛНС построены, и можно оценить достижения методов детектирования частиц, реализованные в их создании.

На кольце ЛНС расположены четыре основных экспериментальных установки: ATLAS, CMS, ALICE и LHCb. Две из них, ATLAS [1, 2] и CMS [3, 4], служат установками общего назначения и предназначены для поиска бозона Хиггса, суперсимметричных и других экзотических частиц. Эксперимент ALICE [5, 6] ставит целью изучение соударений ускоренных ионов, а LHCb [7] выполнит прецизионное исследование распадов В-адронов.

Задачи ATLAS и CMS определили требования, которым должны удовлетворять эти детекторы. В детекторах было необходимо реализовать достаточные точности измерений при высоком быстродействии, обеспечить эффективный отбор полезных событий при значительном подавлении фоновых процессов, долговременную стабильность работы в условиях высоких радиационных нагрузок и идентификацию частиц. Основными объектами измерения служат лептоны (мюоны, электроны, τ -лептоны), фотоны и струи с энергиями до 1 ТэВ. В установках достигнуты максимальные для физики коллайдеров размеры. Сравнение с аналогичными установками на электрон-позитронном коллайдере LEP (например, DELPHI [8]) и протон-антипротонном коллайдере Тэватрон (CDF/D0) позволяет оценить эти различия. Установка DELPHI имеет диаметр 10 м, длину 10 м и вес 3500 т, а установка D0 [9] размер $15 \times 9 \times 9$ м³ и вес 5000 т. Детектор ATLAS имеет диаметр 25 м и длину 46 м, а вес установки CMS составляет 12500 т. Структура установок ATLAS и CMS показана на рис. 1 и 2. Особенности конструкции этих установок обусловлены с первую очередь выбором магнитных систем. Ниже приведено краткое описание магнитов ATLAS и CMS и наиболее выдающихся достижений в калориметрии, трековых системах и идентификации частиц в детекторах ЛНС.

Магнитные системы установок ATLAS и CMS

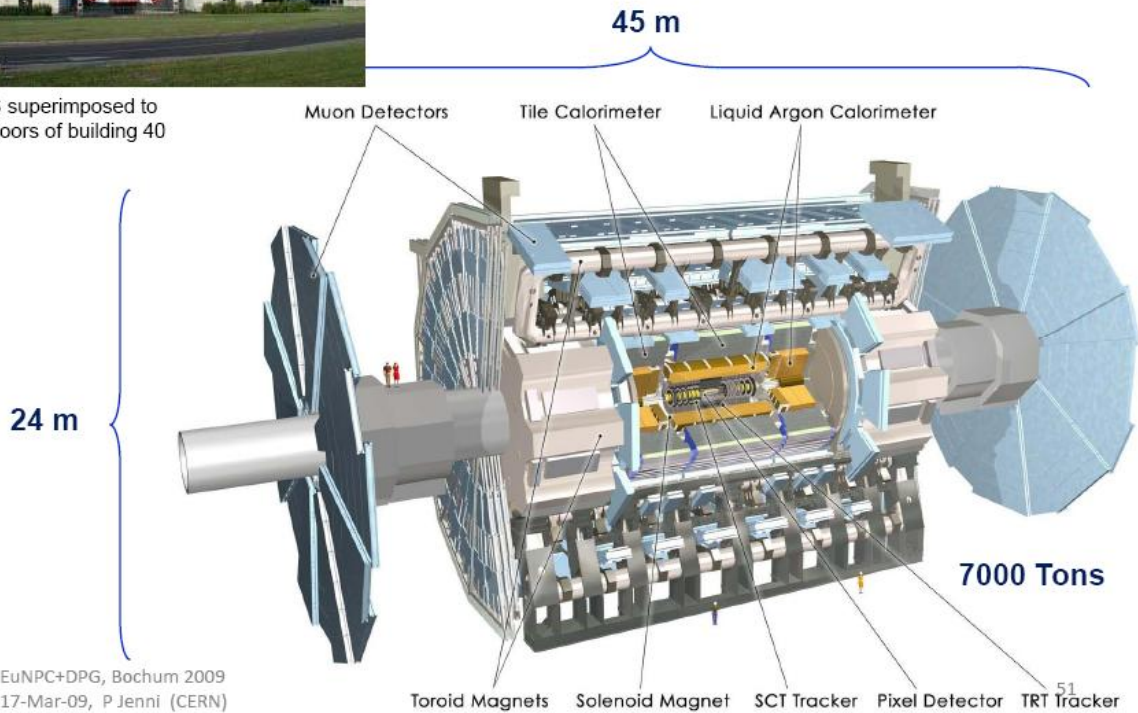
Магнитная система установки ATLAS содержит две компоненты: внешний тороид и внутренний соленоид. Сверхпроводящий тороид из восьми секций в центральной части и двумя торцевыми частями создает поле с индукцией порядка 1 Т. Внутренний и внешний радиусы центрального тороида составляют 4.7 и 9.75 м, длина 26 м (рис. 1). Внутренний и внешний радиусы торцевых тороидов составляют 0.825 и 5.35 м, соответственно, а длина 5 м. В воздушных зазорах центрального тороида размещены мюонные камеры спектрометра, осуществляющие как функции быстрого запуска системы регистрации событий (триггера), так прецизионного измерения координат и импульсов мюонов.

Радиус соленоида ATLAS составляет 1.25 м, длина 5.3 м, магнитное поле 2 Т. В установке DELPHI соленоид имел радиус 2.8 м и длину 7.4 м, но поле было 1.2 Т. Только установка D0 имеет магнитное поле соленоида 2 Т, но при существенно меньших размерах соленоида: радиус 0.6 м и длина 2.73 м. Количество вещества в стенках соленоида ATLAS, выраженное в относительных радиационных длинах X/X_0 , составляет всего 0.66,



ATLAS superimposed to the 5 floors of building 40

ATLAS Detector



EuNPC+DPG, Bochum 2009
17-Mar-09, P Jenni (CERN)

Рис. 1. Схема установки ATLAS.

минимальное среди существующих установок: CDF/D0 имеют X/X_0 равными 0.84/0.9 при радиусах 1.5/0.6 м [10]. Даже небольшие отличия в количестве вещества существенны. Они определяют эффективность регистрации фотонов и разрешение при измерении их энергии в электромагнитном калориметре, расположенном за пределами соленоида. Соленоид ATLAS содержит Внутренний детектор установки.

Компактный соленоид CMS создает поле с индукцией 4 Т. Радиус соленоида 6 м и длина 12.5 м. Уникальность соленоида определяется и величиной поля, и размерами. Внутри соленоида помещены как трековые детекторы, так и калориметры. По этой причине для него не критичны ограничения на толщину стенок. Пространственные размеры установки CMS несколько меньше, чем у ATLAS. Диаметр установки CMS составляет 15 м, а длина 22 м. Во внешнем поле обратного магнитного потока помещены камеры мюонного спектрометра.

Магнитное поле соленоида позволяет измерить импульс заряженной частицы p по радиусу r ее траектории из выражения $p = qrB$, где q – величина электрического заряда частицы, или по прогибу ее траектории $s = qBL^2/8p$, L – длина пути в поле. В условиях коллайдера для повышения точности измерения импульса эффективнее увеличивать магнитный объем, чем величину поля: $\delta p/p \sim p/BR^2$, где R соответствует радиусу соленоида. В поле тороида импульс определяется по соотношению угла отклонения и величины прогиба s . Структура поля более сложная, поскольку действует радиальное уменьшение поля $\sim 1/R$. Оптимальной структурой тороида для лучшего качества измерений служит соотношение внешнего и внутреннего радиусов равное 3–4, что и реализовано в тороиде

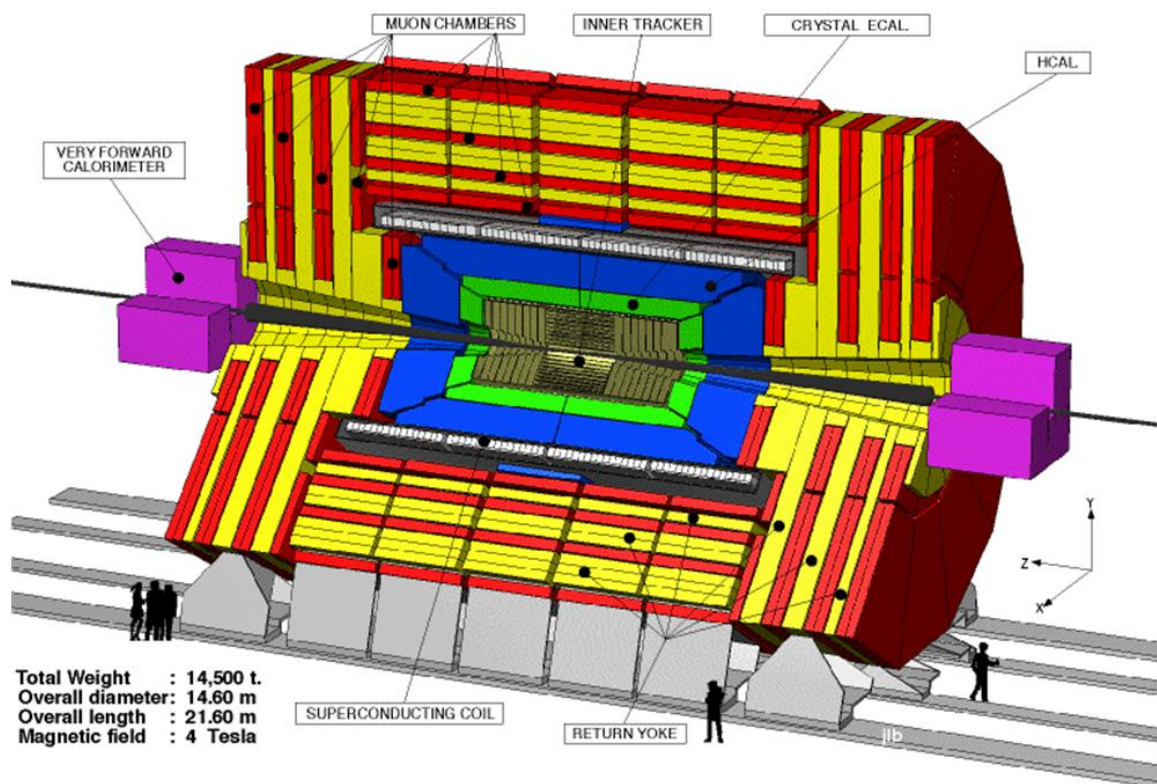


Рис. 2. Схема установки CMS.

ATLAS.

Большие объемы магнитных полей, созданные в ATLAS и CMS, обеспечивают прецизионное измерение импульсов заряженных частиц до 1 ТэВ. Интеграл от величины поля по объему определяет величину запасенной в поле энергии. Для соленоида CMS величина запасаемой энергии составляет гигантское значение 2600 МДж, которое можно сравнить с соответствующим значением 32 МДж для соленоида ATLAS. При этом отношение величины запасенной энергии к величине холодной массы магнита E/M максимально по отношению ко всем созданным ранее соленоидам и составляет 7 кДж/кг для ATLAS и 12 кДж/кг для CMS [10]. Чем больше величина отношения E/M , тем выше скачок температуры при насыщении магнита. Для соленоида CMS такое увеличение температуры составляет 80 К при условии, что половина энергии отводится во внешнюю систему. Эта величина позволяет контролировать температурное расширение системы. Большая масса магнита определяет размещение калориметров внутри соленоида.

Магнитная система ATLAS позволяет измерять импульсы мюонов в широком диапазоне углов без использования Внутреннего детектора. Платой за это служат большие размеры установки и более высокая стоимость. Соленоид CMS обеспечивает высокое импульсное разрешение только при совместном использовании с Внутренней трековой системой. Установка более компактна, но создает ограниченное пространство для калориметров внутри соленоида.

Калориметрия ATLAS и CMS

По структуре калориметры делятся на непрерывные и составные, или сэмпинговые. Адронные калориметры ATLAS и CMS являются составными. Электромагнитный калори-

метр CMS непрерывный, а в ATLAS составной. Полное (свыше 95%) поглощение энергии 1 ТэВ пиона требует толщины в 11 длин взаимодействия λ , или 2 м железа. Для поглощения 1 ТэВ электрона необходимо до 30 X_0 , или 18 см свинца. Эти величины задают предельные параметры калориметров.

В непрерывном калориметре каскад развивается внутри вещества с низким значением X_0 , среда прозрачна, с высоким световым выходом. В нем нет потерь частиц, но гранулярность в продольном направлении низкая. Для электромагнитного калориметра CMS условия регистрации фотонов представляются наиболее благоприятными, что создает преимущества при регистрации распада бозона Хиггса на два фотона. Более десяти лет велась разработка материала для этого калориметра. В результате удалось создать кристаллы $PbWO_4$ с уникальными свойствами. Плотность вещества максимальна среди имеющихся кристаллов и составляет 8.3 г/см^3 , а радиационная длина минимальна $X_0 = 0.89 \text{ см}$. Для сравнения ближайшие параметры кристаллов ВГО имеют плотность 7.13 г/см^3 и $X_0 = 1.12 \text{ см}$. Кристаллы имеют размеры $22 \times 22 \text{ мм}^2$ в основании и 230 мм в длину, обладают высокой радиационной стойкостью. Основной световой выход $\sim 80\%$ осуществляется за 25 нс, что соответствует интервалу между столкновениями протонных пучков коллайдера. Он составляет 30 фотонов/МэВ и имеет высокую температурную стабильность.

Необходимое разрешение калориметра обеспечено при минимально возможной толщине, что важно из-за ограниченного внутреннего объема внутри соленоида CMS. Все разработки и производство 80 тысяч кристаллов для калориметра выполнены в России. Очень небольшая доля произведена в г. Шанхай, КНР.

Необходимое разрешение электромагнитного калориметра ATLAS достигается за счет его структурированности и высокой гранулярности. Слои поглотителя и электроды выполнены в форме аккордеона и находятся в среде жидкого аргона. Схема развития ливня в калориметре показана на рис. 3. Жидкий аргон обеспечивает необходимое быстрое действие и радиационную стойкость. Этот калориметр уникален среди подобных по количеству каналов считывания электроники, составляющих 175 тысяч.

Адронные калориметры в торцевых частях и передние калориметры ATLAS также жидкоаргонные. Составной адронный калориметр центральной части ATLAS и адронный калориметр CMS используют скинтилляторы. Достижения составной калориметрии на ЛНС обусловлены технологическим прорывом в производстве скинтилляторов (метод литья под давлением в пресс-формы), штамповки стальных листов радиатора для ATLAS,

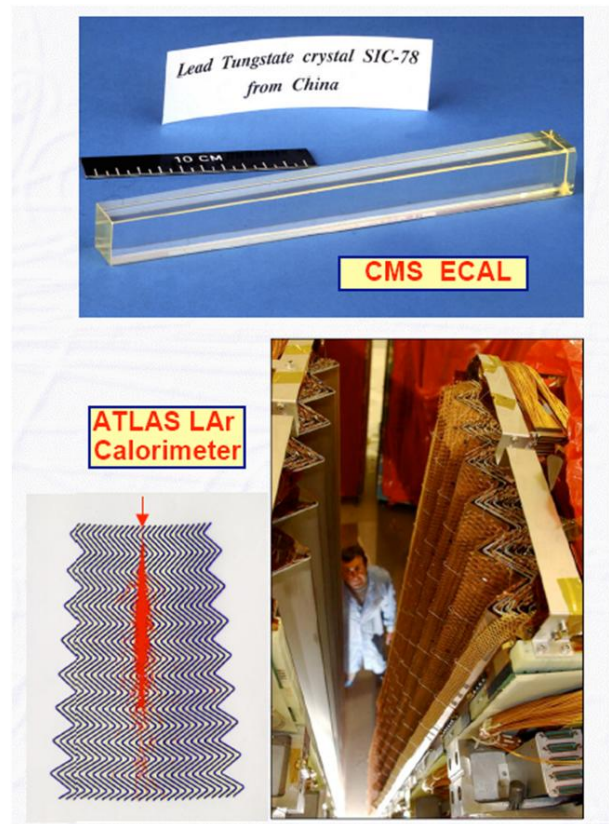


Рис. 3. Кристалл $PbWO_4$ электромагнитного калориметра CMS (вверху), схема развития ливня (внизу слева) и вид пластин поглотителя электромагнитного калориметра ATLAS (внизу справа).

ЛНСб [11]. Путем моделирования в ATLAS были показаны преимущества продольного положения пластин сцинтиллятора (поперек направления пучка). При таком положении достигается однородность и механическая прочность конструкции, уменьшается толщина радиатора в поперечном направлении до величин $\sim X_0$, упрощается внедрение средств калибровки: стальных трубок с гидравлическим приводом радиоактивного источника без создания нечувствительных зон. Для сбора и передачи света используются оптические волокна. Все эти технологии будут использованы при создании калориметров следующих поколений.

Несмотря на различия, калориметры ATLAS и CMS в стадии ввода в действие показывают близкие значения энергетического разрешения [12].

Трековые системы ATLAS и CMS

Трековые системы ATLAS и CMS, расположенные вблизи области соударения протонов, обеспечивают измерение импульсов заряженных части и координат первичных и вторичных вершин взаимодействий. Они используют пиксельные и микростриповые детекторы, индустрия создания которых быстро развивалась в последние десятилетия.

На рис. 4 показана схема центральной части трековой системы CMS. Она содержит 14 цилиндров с детекторами. На торцах расположены 13 дисков, поперечных пучку. Три ближайших к пучку слоя состоят из пиксельных детекторов, имеющих чувствительную область размером $100 \times 150 \text{ мкм}^2$. Они обеспечивают координатную точность в несколько микрон. На больших радиусах расположены кремниевые микростриповые детекторы как двусторонние, так и односторонние. Структура Внутреннего детектора ATLAS показана на рис. 5. В нем присутствуют три слоя пикселей, четыре слоя кремниевых микростриповых детекторов и Детектор переходного излучения, состоящий из тонких дрейфовых трубок. Описание этого детектора представлено в докладе Б.А. Долгошеина на этой конференции.

Для измерения пробегов короткоживущих части со временем жизни порядка 10^{-12} сек количества каналов электроники для пиксельных детекторов достигли рекордных величин 80 млн. для пикселей ATLAS и 66 млн. для пикселей в CMS. Площадь кремниевых детекторов в CMS составляет величину 205 м^2 при 76 млн. каналах электроники – это самый большой кремниевый детектор в мире.

Величины пространственного разрешения этих детекторов составляют 10–16 мкм. Важной характеристикой кремниевых детекторов, используемых на ЛНС, служит их радиационная стойкость. Детекторы вынуждены работать при потоках радиации до 10^{13} нейтронов на см^2 в год.

Необходимо отметить вершинный детектор VELO в эксперименте ЛНСб, обеспечиваю-

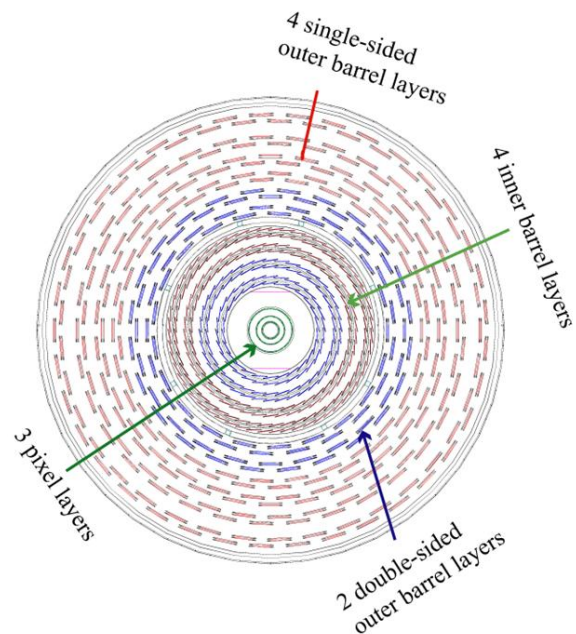


Рис. 4. Центральная часть трековой системы CMS.

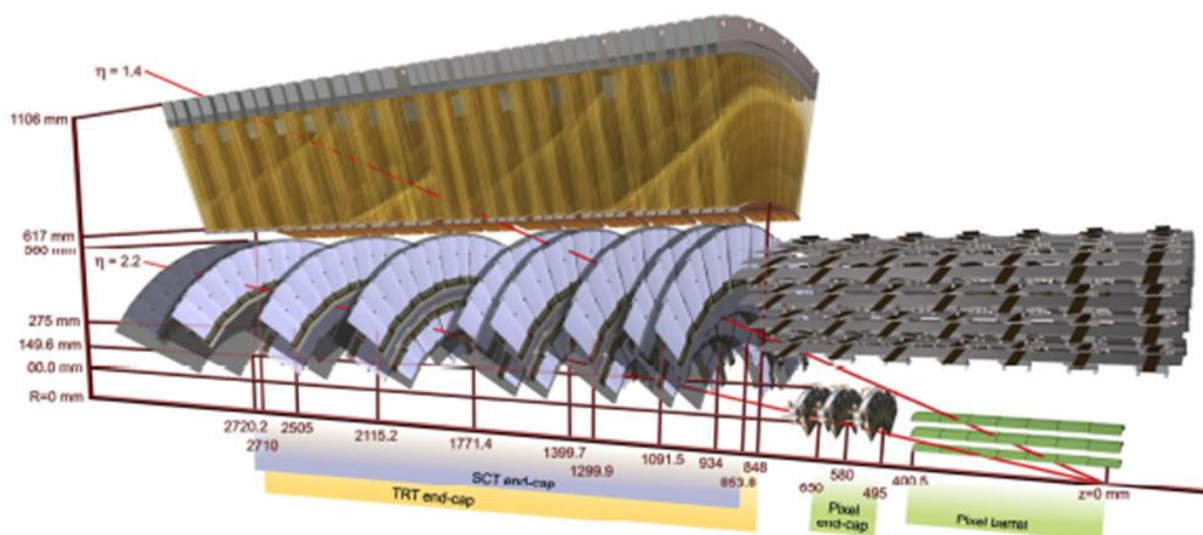


Рис. 5. Внутренний детектор ATLAS.

ший определение вершин распадов B -мезонов в особых условиях. Он состоит из 25 дисков с кремниевыми детекторами и должен обеспечить разрешение в определении первичной вершины 10 мкм в поперечной пучку плоскости и 42 мкм в продольном направлении.

Мюонные спектрометры

Мюонные спектрометры ATLAS и CMS состоят в основном из дрейфовых камер разного типа. Точное определение импульсов мюонов осуществляется в основном с помощью газовых дрейфовых трубок в MDT камерах в ATLAS и в DT камерах в CMS. Под малыми углами к пучку используются радиационно-стойкие CSC камеры, рассчитанные на большие загрузки. Количество MDT камер в ATLAS составляет 1150 штук, а CSC камер всего 32. Площадь, перекрываемая MDT камерами в ATLAS, составляет 5500 м².

Помимо прецизионных камер в спектрометры входят быстродействующие камеры, обеспечивающие запуск установок. В ATLAS эту функцию выполняют два типа камер – камеры с тонким зазором TGC и плоскостные камеры RPC. В CMS используются только камеры RPC.

Учитывая большие размеры сверхпроводящего тороида ATLAS, ясно, что обеспечить пространственное разрешение в 30–40 мкм в спектрометре размером в десятки метров – задача не простая. Например, при включении магнитов положение камер смещается на миллиметры. Для обеспечения необходимой точности в спектрометре создана уникальная система оптического контроля RASNIK. Она контролирует как сами камеры, так и их относительное положение. Пространственная схема контроля показана на рис. 6. В качестве примера значимости вносимых поправок можно привести измерение прогиба траектории космического мюона в спектрометре. Так, начальное значение величины прогиба составляло +18448 мкм, а после введения оптических поправок –56 мкм, т.е. даже измеренный знак электрического заряда частицы претерпел изменение.

Разнообразие конструкций дрейфовых камер демонстрирует прогресс в развитии газовых детекторов. Они применяются для координатных измерений, идентификации частиц, в системах быстрого запуска в различных подсистемах детекторов ЛНС. Камеры RPC планируется использовать на будущих коллайдерах.

Alignment System Layout – Barrel

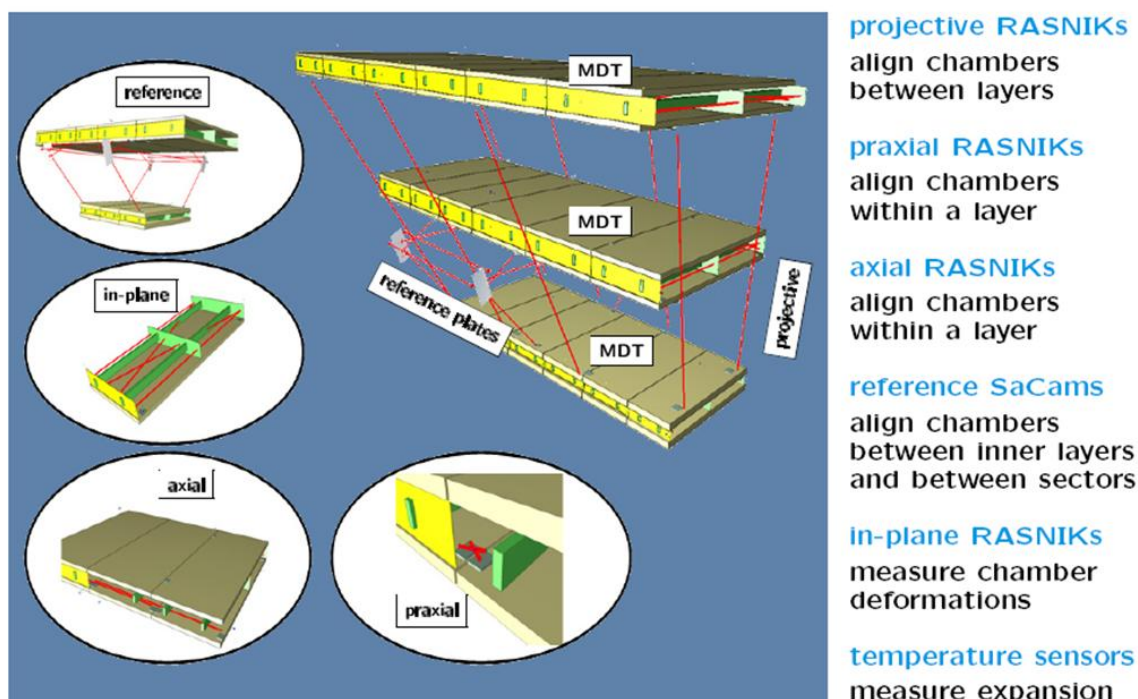


Рис. 6. Элементы системы оптического контроля RASNIK мюонного спектрометра ATLAS.

Тонкие дрейфовые трубки детектора переходного излучения установки ATLAS обеспечивают идентификацию электронов. Наиболее значительными газовыми детекторами ЛНС служат время проекционная камера в эксперименте ALICE и детекторы черенковского излучения в эксперименте LHCb.

TPC ALICE

Особенности эксперимента ALICE обусловлены предельно большой множественностью частиц, образующихся в соударениях релятивистских ядер с максимальной энергией 2.5 ТэВ/нуклон. Измерение множественности осуществляется с помощью уникального по размерам детектора TPC. Он расположен после кремниевого вершинного детектора между двумя цилиндрами с радиусами 85 см и 250 см и имеет длину 5 м. Задача TPC состоит в измерении множественности заряженных частиц до 8000 на единицу быстроты, что соответствует их полному количеству около 20000 частиц. Объем детектора составляет 88 м³. Рабочая смесь состоит из 90% неона и 10% CO₂. Разрешение детектора составляет от 800 до 1100 мкм по азимутальному углу и от 1250 до 1100 мкм по направлению пучка. Эффективность восстановления

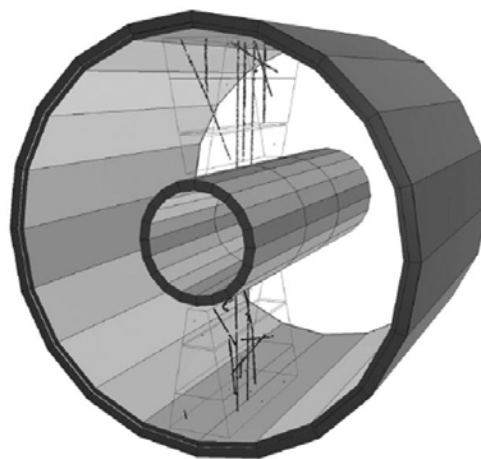
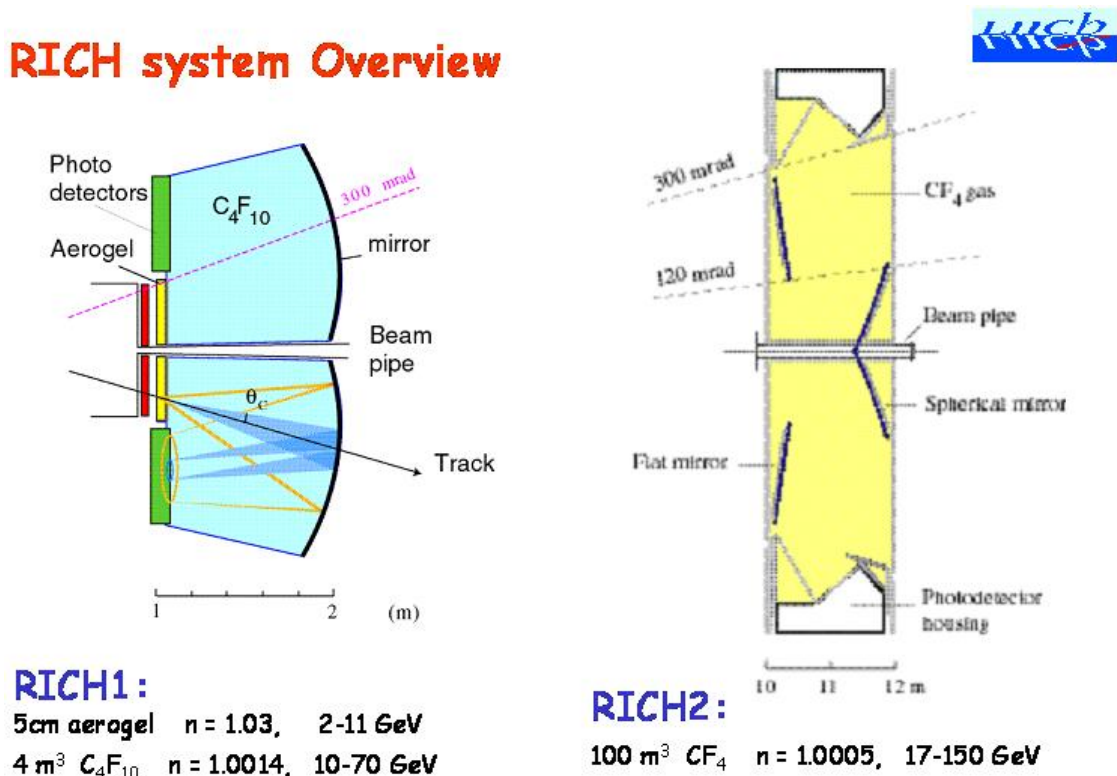


Рис. 7. Изображение треков космических мюонов в двух секторах TPC ALICE.

треков в эффективном объеме должна составить 97%. При плотности частиц 6000 на единицу быстроты в магнитном поле 0.5 Т разрешение по импульсу при 100 ГэВ/с ожидается $\sim 4\%$. На рис. 7 показаны треки космических мюонов в TPC ALICE.

RICH LHCb

В эксперименте LHCb при регистрации распадов B -мезонов и подобных частиц необходимо идентифицировать не только лептоны, но и адроны. Для этого в установке LHCb используются газовые черенковские детекторы RICH. В установке их два. Схема детекторов приведена на рис. 8. Природа адрона будет определяться для диапазона импульсов от нескольких ГэВ/с до 150 ГэВ/с. Детекторы имеют специально разработанные системы регистрации колец черенковского излучения. RICH используются в установках B -фабрик BaBar [13] и Belle [14]. Диапазон идентификации пионов и каонов в этих детекторах достигает лишь нескольких ГэВ/с.



D:\websdale: LHCb RICH TDR: LHCC 4-10-2000

Рис. 8. Газовые черенковские детекторы RICH установки LHCb.

Заключение

Детекторы LHC воплотили самые передовые технологии, развитые в мире в последние 10–15 лет. Российский вклад в создание детекторов значителен. Россия располагает многими технологиями, используемыми при создании детекторов частиц, и проводит разработки для следующего поколения установок SLHC, ILC, FAIR, SBfactories.

Литература

- [1] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. By ATLAS Collaboration (G. Aad et al.), JINST 3, S08003 (2008).
- [2] The ATLAS Collaboration, CERN-OPEN-2008-020.
- [3] CMS Physics TDR, 8.1, v. I, CERN/LHCC 2006-001.
- [4] CMS Physics TDR, v. II, CERN-LHCC-2006-021.
- [5] F. Carminati et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 1517.
- [6] ALICE Collaboration, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 32 (2006) 1295.
- [7] LHCb Collaboration, LHCb TDR, CERN/LHCC/98-4 (1998).
- [8] DELPHI collaboration, P. Aarnio et al., NIM A303, 233 (1991).
- [9] D0 Detector, NIM A 338, 185 (1994).
- [10] C. Amsler et al., Phys. Lett. B 667, 1 (2008).
- [11] Р. Дзелядин, Новости и проблемы фундаментальной физики, № 3, 12 (2008).
- [12] D. Froidevaux, PLANC 2008, 21st of May 2008.
- [13] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), NIM A479, 1 (2002).
- [14] A. Abashian et al., NIM A479, 117 (2002).

Черенковский счётчик для измерения интенсивности банчей, выведенных из ускорителя ИФВЭ

*С.П. Денисов, В.Н. Евдокимов, А.В. Козелов, Н.Н. Прокопенко,
М.М. Солдатов, Д.А. Стоянова, В.И. Якимчук
(ИФВЭ, Протвино)*

Аннотация

Описан черенковский счётчик для измерения числа протонов в банчах, выведенных из ускорителя ИФВЭ при помощи системы медленного вывода. Диапазон измерений – от 1 до 10^6 частиц/банч. Максимальная частота банчей – $6 \cdot 10^6$ 1/с. Черенковский свет регистрируется ФЭУ ХР 2020. Приведены результаты измерений амплитуды сигнала ХР 2020 от напряжения на нём, выполненные при помощи полупроводниковых источников света. Обсуждаются данные калибровки счётчика на пучке протонов. Рассмотрена модель для описания амплитудных спектров сигналов со счётчика.

Введение

Данная работа выполнена в рамках эксперимента по изучению характеристик модулей торцевых жидкоаргоновых калориметров установки АТЛАС на канале №23 ускорителя ИФВЭ У-70. В канал №23 выводится банчируемый пучок протонов с энергией 50 ГэВ и интенсивностью, соответствующей светимости sLHC 10^{35} см⁻²с⁻¹. В режиме У-70, использованном для изучения модулей калориметров, пучок состоял из банчей длительностью 30 нс с интервалом между банчами 1 мкс. Число частиц в банче может меняться от 1 до 10^6 . Длительность вывода пучка – около 1 с при длительности цикла работы ускорителя 10 с. Таким образом, каждые 10 с через установку проходит пучок из 10^6 банчей. Минимально возможный интервал между банчами ускорителя У-70 – 165 нс, а максимальное число банчей составляет, соответственно, $6 \cdot 10^6$ в секунду.

Первоначально система мониторинга интенсивности пучка в канале №23 состояла из камеры вторичной эмиссии SEC, перекрывающей интервал интенсивности от 10^{10} до 10^{12} с⁻¹, ионизационной камеры IC, используемой в интервале 10^7 – 10^{11} с⁻¹, и сцинтилляционных счётчиков и годоскопов, работающих при потоках частиц меньше 10^7 с⁻¹. SEC и IC измеряют только интегральный поток протонов за цикл. Кроме того, для них требуется специальная калибровка, которая проводилась путем одновременного облучения алюминиевой фольги и указанных детекторов потоком $\sim 10^{14}$ протонов с последующим измерением активации фольги. Погрешность калибровки составляет $\sim 20\%$.

Изначально предполагалось, что число частиц во всех банчах при данной интегральной интенсивности за цикл примерно одинаково. Но оказалось, что это не так: число частиц в банчах в данном цикле может отличаться в несколько раз. Более того, выяснилось, что результат измерений сигнала от данного банча в модулях калориметров зависит от интенсивности в предыдущих банчах из-за низкой скорости дрейфа ионов. Поэтому встал вопрос о создании детектора, который бы позволил измерять интенсивность в каждом банче, т.е. проводить до 6 миллионов измерений в секунду. Было бы также важно, чтобы этот детектор мог измерять абсолютную интенсивность банча без использования калибровки методом алюминиевой фольги и во всем диапазоне интенсивностей до 10^{12} с⁻¹.

Конструкция счётчика и результаты моделирования

Такой детектор был разработан и создан в ИФВЭ на базе черенковского счётчика. Конструкция счётчика показана на рис. 1. Рабочими газами счётчика являются воздух или фреон CF_4 при давлении ~ 1 атм. Для протонов с энергией 50 ГэВ при 20°C и атмосферном давлении 760 Торр пороговое давление и угол черенковского излучения составляют 0.4 атм и 23.4 мрад для фреона и 0.65 атм и 14.1 мрад для воздуха. Излучённый свет отражается от зеркала из тонкого (100 мкм) алюминизированного майлара, расположенного под 45° к пучку и попадает на ФЭУ ХР 2020 (рис. 1). Для улучшения светосбора используется коническое зеркало, также изготовленное из алюминизированного майлара. В интервале длин волн от 0.270 мкм до 0.640 мкм, который соответствует полной ширине спектральной характеристики ХР 2020 [1], в счётчике в среднем излучится 25.6 и 9.3 фотонов при 1 атм фреона и воздуха соответственно.

Расчёты методом Монте-Карло показывают, что при коэффициенте отражения от алюминизированного майлара 0.6 и распределениях частиц в пучке по радиусу и углу по закону Гаусса с $\sigma = 5$ мм и 5 мрад соответственно, входного окна ХР 2020 достигают 53% фотонов из воздуха и 41% из фреона. Лучший светосбор для воздуха связан с меньшим углом излучения: для воздуха почти все фотоны собираются на ФЭУ, минуя коническое зеркало, в то время как для CF_4 заметная доля света попадает на коническое зеркало. Полученный результат слабо зависит от разброса протонов по радиусу и углу. Например, при удвоении указанных выше значений σ эффективность светосбора меняется для воздуха на 10%, а для фреона остается почти на прежнем уровне. При среднем квантовом выходе ХР 2020 0.1 и 100% вероятности регистрации одного фотоэлектрона можно ожидать, что эффективность счётчика составит 0.39 и 0.65 для воздуха и фреона при 1 атм. Погрешность приведённых оценок составляет $\sim 20\%$.

Калибровка счётчика

Диапазон амплитуд $A \sim 10^6$ сложно перекрыть при фиксированных значениях давления P рабочего газа и напряжения HV на ФЭУ. Поэтому необходимо измерить зависимости $A(P)$ и $A(HV)$. Схема измерения $A(HV)$ показана на рис. 2. Генератор импульсов ВНС 8010 "поджигал" 2 светодиода, излучающих свет в зеленом и синем диапазоне. Этот свет по оптическому волокну направлялся на фотокатод ХР 2020. Амплитуда сигнала с ФЭУ

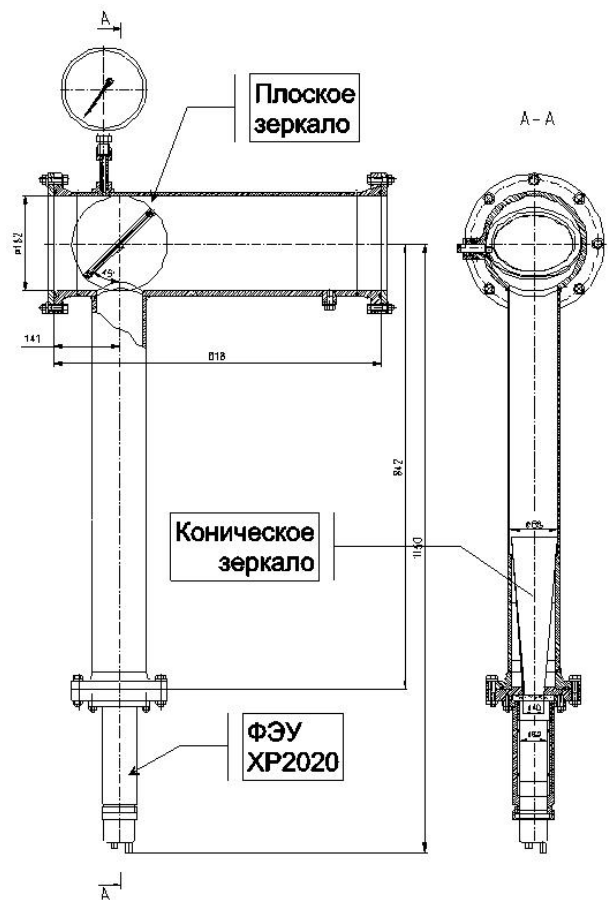


Рис. 1. Конструкция черенковского счётчика.

измерялась при помощи цифрового осциллографа с погрешностью не более 5%.

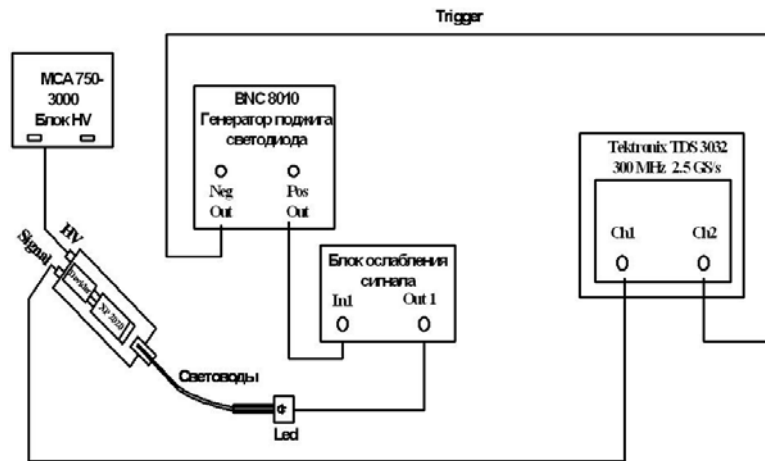


Рис. 2. Схема измерения зависимости амплитуды сигнала с ФЭУ от напряжения.

Измеренные для двух XP 2020 зависимости $A(HV)$ показаны на рис. 3. Как можно было ожидать, они хорошо следуют степенному закону [2] при изменении амплитуды на 5 порядков величины. Показатели степени близки к 10 и слабо зависят от длины волны света (см. таблицу 1).

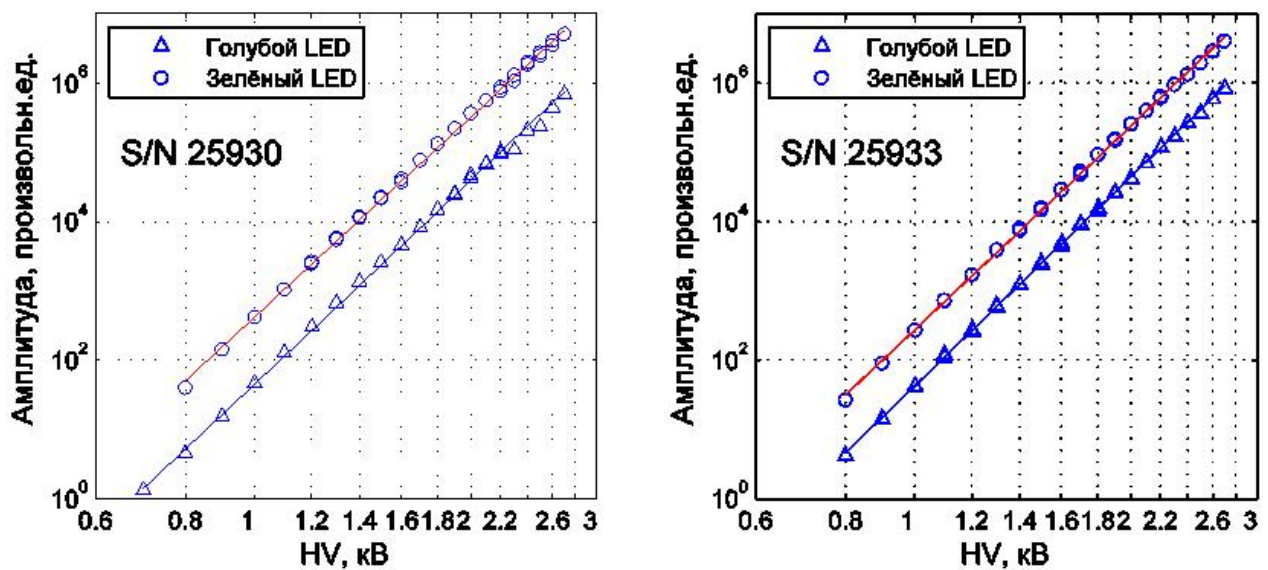


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала с ФЭУ от напряжения. Амплитуда сигнала от зелёного светодиода для наглядности увеличена в 10 раз.

Чтобы связать измеренные амплитуды с сигналом черенковского счётчика от одного протона, был проведен специальный эксперимент на канале №2В ускорителя ИФВЭ. Схема эксперимента показана на рис. 4. Растянутый во времени (небанчиванный) пучок протонов с энергией 50 ГэВ и средней интенсивностью $5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ проходил через 3 триггерных сцинтилляционных счётчика и исследуемый черенковский счётчик. Счётчики S1 и S3 имели размер $2 \times 2 \text{ см}^2$. Они формировали пучок, близкий по своим характеристикам (размер и угловая расходимость) к пучку на канале №23. Счетчик S2 имел диаметр 12 см. Он позволял контролировать полную интенсивность пучка. Триггерный сигнал $T = S1 \cdot S2 \cdot S3$ использовался для запуска системы сбора информации в ПК, а отношение

Номер ФЭУ	25930	25933
Синий светодиод	9.75 ± 0.03	9.99 ± 0.03
Зелёный светодиод	9.59 ± 0.03	9.78 ± 0.03
Пучковые данные	9.82 ± 0.02	9.84 ± 0.03

Таблица 1. Показатель степенной функции, описывающей зависимость амплитуды сигнала с ФЭУ от напряжения.

ТС/Т определяло эффективность черенковского счётчика, где ТС – совпадение сигнала Т с сигналом от черенковского счётчика. Длительность и однородность "растяжки" пучка частиц контролировались при помощи интенсивметра [3].

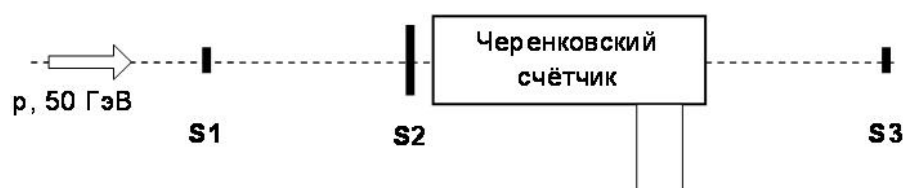


Рис. 4. Схема эксперимента.

Сигналы с ФЭУ черенковского счетчика поступают на преобразователь амплитуда-код (АЦП) LeCroy 2249а, стробируемый сигналом Т длительностью 50 нс. Вероятность того, что за это время через счетчик пройдут 2 протона, была значительно меньше 1%. Система сбора информации позволяла регистрировать до 1500 событий за цикл работы ускорителя. Эксперимент состоял в измерении эффективности черенковского счетчика и амплитудных спектров его сигналов при разных величинах давления рабочего газа и напряжении на ФЭУ. При данных значениях P и HV набиралось ~ 50000 событий.

Результаты калибровки на пучке частиц

Зависимости эффективности счётчика от напряжения на ФЭУ при разных давлениях воздуха показаны на рис. 5. Видно, что при напряжениях > 2.3 кВ они выходят на плато, что указывает на близкую к 1 вероятность регистрации одного фотоэлектрона. Пороговые кривые для одного из фотоумножителей приведены на рис. 6. При условии регистрации каждого фотоэлектрона они описываются зависимостью

$$\varepsilon(P) = \begin{cases} 1 - \exp(-a(P - P_0)), & P \geq P_0, \\ 0, & P < P_0, \end{cases}$$

где P_0 – пороговое давление и $\mu = a(P - P_0)$ – среднее число фотоэлектронов. Результаты фитирования представлены в таблице 2. Видно, что эффективности счётчика при атмосферном давлении воздуха и фреона близки к ожидаемым.

Амплитудные спектры сигналов с черенковского счетчика показаны на рис. 7. Для их описания использовалась следующая модель [4]. Распределение амплитуды сигналов от одного фотоэлектрона можно представить в виде суммы экспоненциального распределе-

ФЭУ	Газ	a	P_0 (атм)	ε (при 1 атм)
25930	Воздух	1.19 ± 0.05	0.666 ± 0.003	0.33 ± 0.02
	CF ₄	1.86 ± 0.03	0.392 ± 0.003	0.68 ± 0.02
25933	Воздух	1.11 ± 0.04	0.668 ± 0.003	0.31 ± 0.02
	CF ₄	1.72 ± 0.03	0.390 ± 0.003	0.65 ± 0.02

Таблица 2. Результаты фита пороговых кривых при HV = 2.6 кВ.

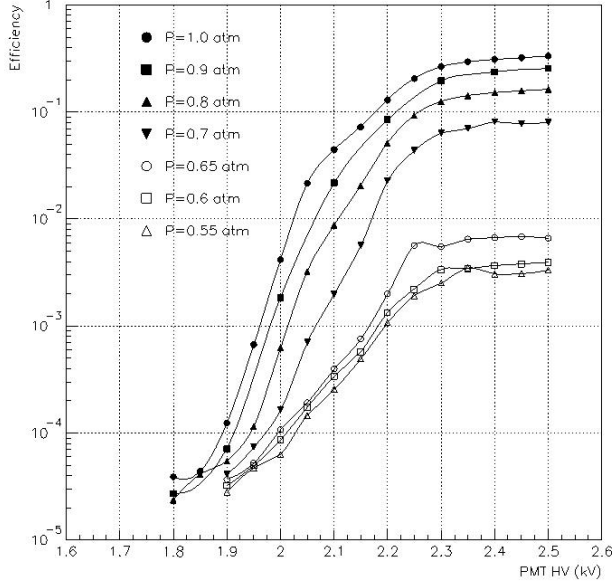


Рис. 5. Зависимости эффективности счётчика от напряжения на ФЭУ.

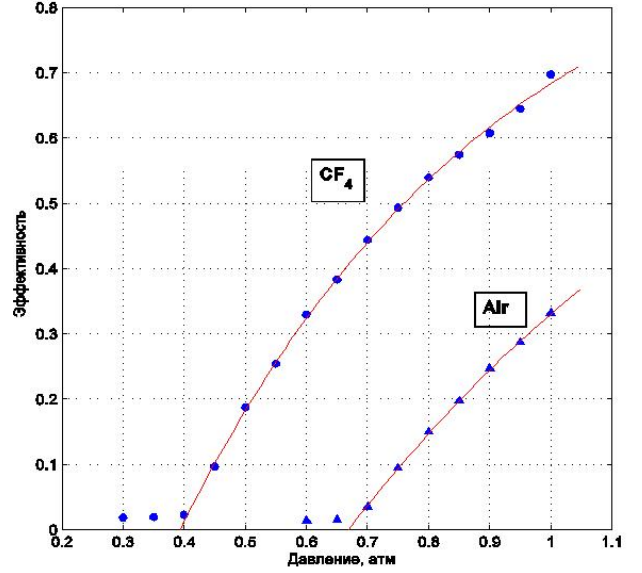


Рис. 6. Пороговые кривые для воздуха и фреона при HV = 2.6 кВ.

ния и распределения Гаусса:

$$\tilde{S}_1(x) = \begin{cases} w\lambda e^{-\lambda x} + \frac{1-w}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(x-x_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) = wE(x) + (1-w)G(x-x_1, \sigma_1^2), & x \geq 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где λ – параметр экспоненциального распределения, x_1 и σ_1 – среднее значение и стандартное отклонение распределения Гаусса, а w – доля событий в экспоненциальной части.

Пренебрегая тем, что в (1) отбрасывается "хвост" распределения Гаусса при $x < 0$, можно вычислить среднее значение Q_1 и дисперсию σ однофотозлектронного отклика:

$$Q_1 \approx \frac{w}{\lambda} + (1-w)x_1, \quad \sigma^2 \approx (1-w)(\sigma_1^2 + Q_1^2) + \frac{2w}{\lambda} - Q_1^2. \quad (2)$$

Распределение амплитуды сигналов от n фотоэлектронов может быть получено как результат n -кратной свёртки однофотозлектронных сигналов:

$$\tilde{S}_n = \underbrace{\tilde{S}_1 \otimes \tilde{S}_1 \otimes \dots \otimes \tilde{S}_1}_n = (wE + (1-w)G)^{(n)}, \quad (3)$$

а свёртка определяется как $f \otimes g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x-y) dy$.

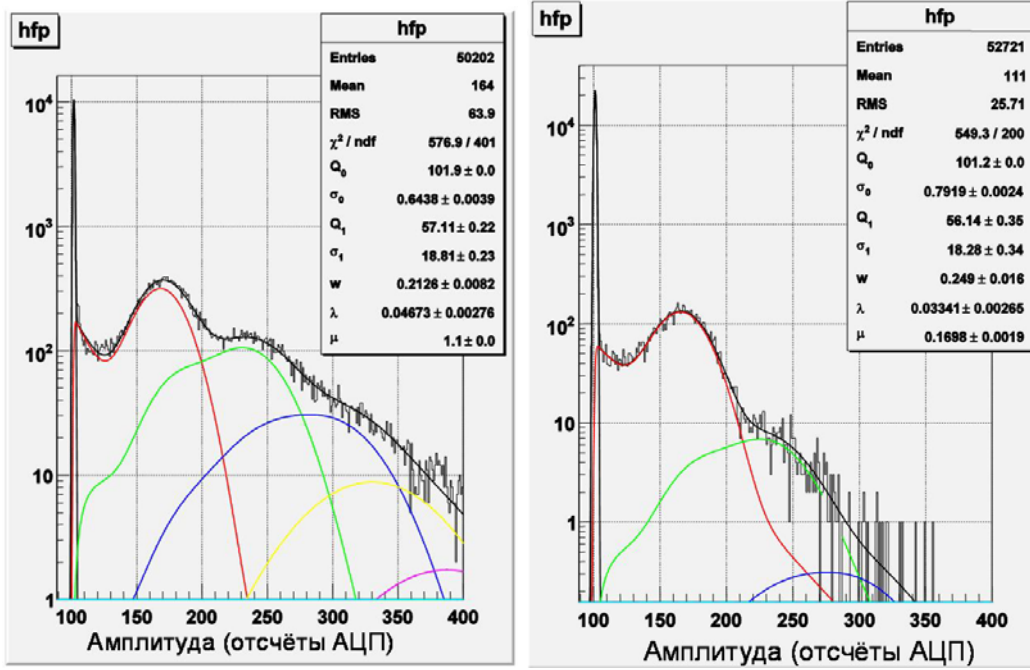


Рис. 7. Амплитудные спектры сигналов с черенковского счётчика при напряжении на ФЭУ 2.6 кВ: а) фреон CF_4 при давлении 0.95 атм, б) воздух при давлении 0.8 атм. Гистограмма – измеренный амплитудный спектр, линии – результат фита и вклады от одного, двух и т.д. фотоэлектронов.

При описании реального амплитудного спектра необходимо также учесть распределение пьедесталов АЦП S_{PED} , которое можно считать гауссовым: $S_{\text{PED}} = G(x - Q_0, \sigma_0^2)$. Тогда распределение амплитуды сигналов от n фотоэлектронов можно записать в виде

$$S_n = \tilde{S}_n \otimes S_{\text{PED}}. \quad (4)$$

Из (1), (3) и (4) получаем:

$$S_n = (wE + (1 - w)G)^{(n)} \otimes S_{\text{PED}} = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} w^{n-k} (1 - w)^k E_{n-k} \otimes G_k,$$

$$E_k = \begin{cases} \delta(x), & k = 0, \\ \frac{\lambda^k x^{k-1} e^{-\lambda x}}{(k-1)!}, & k \geq 1, \end{cases}$$

$$G_k(x) = G(x - Q_0 - kx_1, \sigma_0^2 + k\sigma_1^2), \quad (5)$$

где $\delta(x)$ – функция Дирака, а $\binom{n}{k}$ – биномиальные коэффициенты.

Все свёртки в (5) могут быть вычислены аналитически при помощи табличного интеграла

$$\int_0^{\infty} x^{y-1} e^{-\beta x^2 - \gamma x} dx = (2\beta)^{-y/2} e^{-\gamma^2/8\beta} D_{-\nu} \left(\frac{\gamma}{\sqrt{2\beta}} \right), \quad (6)$$

где D – функция параболического цилиндра [5]. Для большого числа ($n > 3$) фотоэлектронов удобнее использовать приближение

$$S_n(x) \approx G(x - Q_0 - nQ_1, \sigma_0^2 + n\sigma_1^2), \quad n > 3, \quad (7)$$

где Q_1 и σ определены в (2). Аналитические выражения для S_n при $n = 2, 3$ приведены в Приложении.

Т.к. вероятность наложения сигналов от двух протонов за время интегрирования АЦП 50 нс мала (см. выше), можно считать, что количество фотоэлектронов распределено по закону Пуассона, и амплитудный спектр сигналов с черенковского счётчика описывается выражением

$$S(x) = N \sum_{n=0}^{\infty} P(n, \mu) S_n(x) = N \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} S_n(x), \quad (8)$$

где N – количество измерений, а μ – среднее число фотоэлектронов.

На рис. 7 приведены примеры амплитудных спектров, отфитированных функцией (7). Параметрами фита являлись: Q_0 и σ_0 – среднее значение и среднеквадратичное отклонение распределения пьедесталов АЦП; Q_1 – средняя амплитуда однофотоэлектронного сигнала $\tilde{S}_1(x)$; σ_1 , w и λ – параметры $\tilde{S}_1(x)$ из уравнения (1); параметр x_1 вычислялся из уравнения (2); μ – среднее число фотоэлектронов.

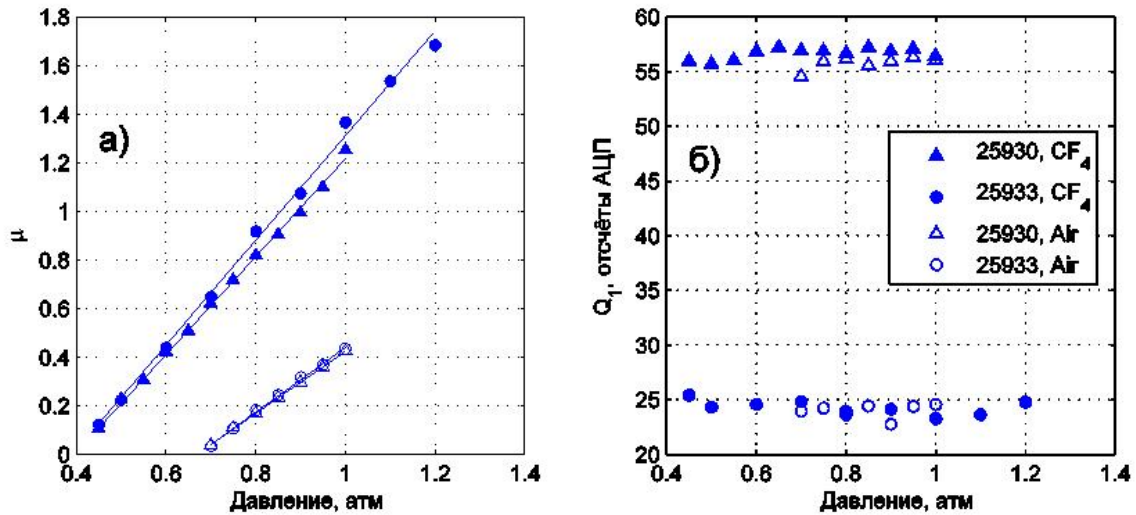


Рис. 8. Зависимость среднего числа фотоэлектронов (а) и средней амплитуды сигнала от одного фотоэлектрона (б) от давления в черенковском счётчике при напряжении на ФЭУ 2.6 кВ.

На рис. 8 приведены значения параметров μ и Q_1 , полученные в результате фита, в зависимости от давления P в черенковском счётчике. Как и следовало ожидать, среднее число фотоэлектронов линейно зависит от давления. Параметры этой линейной зависимости позволяют определить величины пороговых давлений для фреона и воздуха (таблица 3), которые хорошо соответствуют значениям, полученным из пороговых кривых (таблица 2). В то же время средняя амплитуда сигнала от одного фотоэлектрона не зависит от давления и типа газа (рис. 8б). Она определяется только коэффициентом усиления фотоумножителя.

На рис. 9 показаны зависимости Q_1 от высокого напряжения для двух фотоумножителей. Они хорошо следуют степенному закону. Найденные показатели степени приведены

ФЭУ	Газ	P_0 из $\mu(P)$
25930	Воздух	0.658 ± 0.002
	CF ₄	0.392 ± 0.002
25933	Воздух	0.668 ± 0.002
	CF ₄	0.391 ± 0.002

Таблица 3. Величины пороговых давлений.

в таблице 1 (последняя строка). Они хорошо согласуются с полученными в результате измерений при помощи светодиодов (см. раздел 2). Средние значения амплитуд для одного протона, полученные путём определения среднего по спектру, в пределах 1–2% совпадают со значениями μQ_1 .

Полученные в калибровочных опытах данные позволяют определить среднюю амплитуду от одной частицы в широком диапазоне значений высокого напряжения на ФЭУ и давления рабочего газа в счётчике.

Результаты измерений на канале №23

Черенковский счётчик использовался для измерения интенсивности банчей, выводимых из ускорителя в канал №23, в ноябрьском сеансе 2008 г. В измерениях использовалось новое АЦП, специально разработанное для измерения амплитуд с частотой до 6 МГц. Его основные характеристики: динамический диапазон преобразования – 12 бит, максимальный измеряемый заряд – 650 пК, интегральная нелинейность преобразования – менее 0.1%, длительность строб-импульса – 70 нс (формируется внутри модуля), ёмкость внутренней памяти 32 МБ. АЦП изготовлен в модуле 6U VME, который расположен в корзине VME с процессором VP9 (1.4 ГГц Pentium M, ёмкость памяти – 1 ГБ). Модуль имеет входы для сигнала триггера, связывающего регистрируемое событие с банчем, в котором оно произошло, и для 6 МГц частоты ускоряющих станций У-70, которая используется для выработки строб-импульса и синхронизации работы АЦП и ускорителя. В специальном опыте был измерен коэффициент преобразования отсчётов АЦП, использованного при калибровке на канале №2В, к отсчётам нового АЦП. Он оказался равным 1.98.

Амплитудный спектр банчей, измеренный в одном из циклов работы ускорителя, показан на рис. 10. Видно, что число частиц в банчах может отличаться в несколько раз даже в одном цикле.

Сравнение измерений интенсивности протонного пучка при помощи черенковского счётчика и ионизационной камеры ИС в диапазоне 10^8 – 10^{11} протонов/цикл показало, что черенковский счётчик даёт на 20–30% меньшие значения, что находится в пределах точности калибровки ИС в данном сеансе.

Заключение

Разработан, изготовлен и исследован простой черенковский счётчик для измерения числа частиц в банчах выведенного из ускорителя ИФВЭ пучка протонов при частоте банчей до $6 \cdot 10^6$ Гц и интенсивности $> 10^7$ с⁻¹. Погрешность определения числа частиц в банче и интегральной интенсивности протонного пучка/цикл может быть доведена до 2–3%, что значительно лучше других методик.

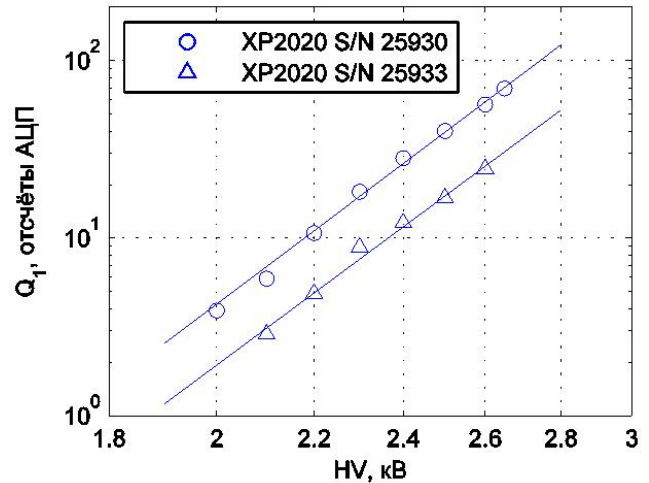


Рис. 9. Зависимость средней амплитуды сигнала от одного фотоэлектрона от напряжения на ФЭУ при давлении газов 1 атм.

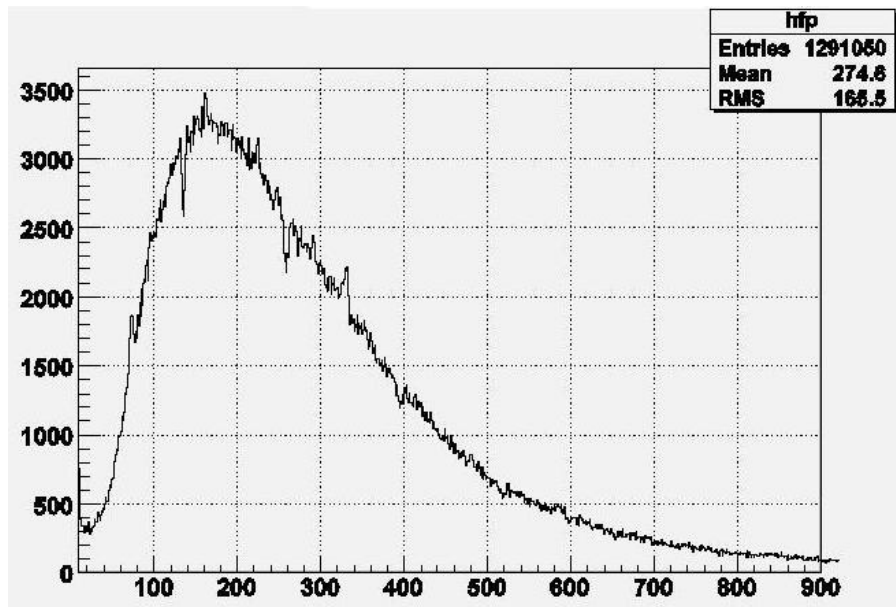


Рис. 10. Спектр амплитуд сигналов в одном из циклов ускорителя при напряжении на ФЭУ 2.1 кВ ($P = 1$ атм, воздух) при интенсивности пучка $6 \cdot 10^8$ протонов/с.

Авторы благодарны П. Шахту, предоставившему ФЭУ XR2020, А.В. Левину, В.И. Суздалеву, И.Н. Белякову, Н.М. Белякову, П.И. Галуху, С.А. Звягинцеву, В.В. Константинову, О.Н. Ромашёву и И.В. Швабовичу за помощь в проектировании, изготовлении, юстировке и монтаже черенковского счётчика на каналах частиц, и Т.З. Гуровой за помощь в подготовке публикации. Данная работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00303-а.

Литература

- [1] <http://www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt/XR2020.pdf>
- [2] S.O. Flyckt, C. Marmonier, "Photomultiplier tubes principles & applications". Photonis, 2002.
- [3] А.В. Козелов, А.А. Лебедев, С.А. Медведь, Ю.В. Михайлов, "Интенсиметр и его применение на КМН". ПТЭ, № 2, 53 (1994).
- [4] R. Dossi, A. Ianni, G. Ranucci, O.Y. Smirnov, "Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers". Nucl. Instrum. Meth. A 451, 623 (2000).
- [5] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик, "Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений". Государственное издательство физико-математической литературы, Москва (1963).

Приложение

Распределение амплитуд сигналов от двух и трёх фотоэлектронов может быть аналитически выражено через экспоненты и функцию ошибок $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$:

$$S_2(x) = w^2 E_2 \otimes G_0 + 2w(1-w)E_1 \otimes G_1 + (1-w)^2 G_2,$$

где

$$\begin{aligned}
E_2 \otimes G_0 &= \lambda^2 \frac{\sigma_0}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \\
&\quad + \frac{\lambda^2}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - Q_0 - \lambda\sigma_0^2}{\sqrt{2}\sigma_0}\right)\right) (x - Q_0 - \lambda\sigma_0^2) \exp\left(-\lambda\left(x - Q_0 - \frac{1}{2}\lambda\sigma_0^2\right)\right), \\
E_1 \otimes G_1 &= \frac{\lambda}{2} \exp\left(-\lambda\left(x - Q_0 - Q_1 - \frac{\lambda}{2}(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)\right)\right) \\
&\quad \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - Q_0 - Q_1 - \lambda(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)}{\sqrt{2(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)}}\right)\right), \\
G_2 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2)}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - 2Q_1)^2}{2(\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2)}\right).
\end{aligned}$$

Также

$$S_3(x) = w^3 E_3 \otimes G_0 + 3w^2(1 - w)E_2 \otimes G_1 + 3w(1 - w)^2 E_1 \otimes G_2 + (1 - w)^3 G_3,$$

где

$$\begin{aligned}
E_3 \otimes G_0 &= \lambda^3 \frac{(x - Q_0)\sigma_0 - \lambda\sigma_0^3}{2\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \\
&\quad + \frac{\lambda^3}{4} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - Q_0 - \lambda\sigma_0^2}{\sqrt{2}\sigma_0}\right)\right) \left((x - Q_0 - \lambda\sigma_0^2)^2 + \sigma_0^2\right) \exp\left(-\lambda\left(x - Q_0 - \frac{1}{2}\lambda\sigma_0^2\right)\right), \\
E_2 \otimes G_1 &= \lambda^2 \sqrt{\frac{\sigma_0^2 + \sigma_1^2}{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - Q_1)^2}{2(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)}\right) \\
&\quad + \frac{\lambda^2}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - Q_0 - Q_1 - \lambda(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)}{\sqrt{2(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)}}\right)\right) \\
&\quad \times \left(x - Q_0 - Q_1 - \lambda(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)\right) \exp\left(-\lambda\left(x - Q_0 - Q_1 - \frac{\lambda}{2}(\sigma_0^2 + \sigma_1^2)\right)\right), \\
E_1 \otimes G_2 &= \frac{\lambda}{2} \exp\left(-\lambda\left(x - Q_0 - 2Q_1 - \frac{\lambda}{2}(\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2)\right)\right) \\
&\quad \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - Q_0 - 2Q_1 - \lambda(\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2)}{\sqrt{2(\sigma_0^2 + 2\sigma_1^2)}}\right)\right), \\
G_3 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_0^2 + 3\sigma_1^2)}} \exp\left(-\frac{(x - Q_0 - 3Q_1)^2}{2(\sigma_0^2 + 3\sigma_1^2)}\right).
\end{aligned}$$

Регистрация космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий в эксперименте ЛОРД (Лунный Орбитальный РадиоДетектор)

*В.А. Рябов, Г.А. Гусев, Б.Н. Ломоносов, Н.Г. Полухина, В.А. Чечин
(ФИАН, Москва)*

Аннотация

В работе рассмотрены проблемы регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий. Показано, что для обнаружения частиц с самыми высокими, существующими в Природе энергиями, наиболее перспективным является радиометод их регистрации. Предложена концепция эксперимента ЛОРД, в котором радиоволновой детектор установлен на борту окололунного спутника. Описана структура и принцип работы этого прибора. На основе аналитического подхода и моделирования методом Монте-Карло продемонстрирован высокий научный потенциал эксперимента ЛОРД, возможности которого при регистрации частиц с предельными энергиями, значительно выше, чем у всех существующих в настоящее время установок.

Введение

Обсуждаются основные возможные источники космических частиц ультравысоких энергий ($E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ), которые могли бы существовать исходя из современных теоретических моделей. Развивая идею использования поверхностного слоя Луны в качестве черенковского радиатора когерентного радиоизлучения в области прозрачности, предложена новая космическая технология регистрации каскадов от космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (КЛУВЭ и НУВЭ).

Показано, что применение радиометода целесообразно при ультравысоких энергиях, поскольку мощность когерентного радиоизлучения растет квадратично с энергией каскада.

Рассчитаны апертуры регистрации КЛУВЭ и НУВЭ, а также ограничения на потоки для различных теоретических моделей источников частиц ультравысоких энергий.

1. Проблемы регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий

Изучение природы и спектров космических частиц с предельными, существующими во Вселенной энергиями, является одной из наиболее актуальных задач современной науки. Информация природе таких частиц важна для решения фундаментальных проблем астрофизики и физики элементарных частиц [1], касающихся источников и механизмов ускорения космических лучей, природы темной материи [2], и возможно, нарушения основополагающих принципов теории относительности.

Основная трудность при регистрации космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ) связана с редкостью этих событий. Если при энергии $E_{CR} \geq 10^{19}$ эВ интегральный поток КЛУВЭ равен $\sim 1 \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1}$, то при $E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ этот поток может составлять всего одну частицу на 1 км^2 в столетие. Поэтому для регистрации КЛУВЭ необходимы детекторы с огромными площадями, в которых регистрируется не первичное космическое излучение, а вторичные частицы, входящие в состав широкого атмосферного ливня

(ШАЛ). В настоящее время уже работают детекторы КЛУВЭ нового поколения с очень большой апертурой. Среди них недавно введенная в строй установка AUGER [3] и Telescope Array [4]. Площадь покрытия детекторами в двух массивах установки AUGER составляет $6 \times 10^3 \text{ км}^2$, а в установке Telescope Array – около 10^3 км^2 . Однако, эти детекторы, по-видимому, близки к пределу по площади обзора, достижимой для наземных детекторов.

Несмотря на прогресс в создании современных установок, позволяющих регистрировать КЛУВЭ, имеется неоднозначность в интерпретации данных экспериментов, в которых восстановленная энергия частицы превышает энергию обрезания спектра космических лучей $E_{\text{CR}} \approx 7 \cdot 10^{19} \text{ эВ}$ (рис. 1).

Следующий шаг на пути регистрации частиц с предельно высокими энергиями связан с выходом в космическое пространство. В европейском проекте EUSO предполагается установить детектор на Международной Космической станции [5], который из космоса будет регистрировать флуоресцентный и черенковский свет в атмосфере Земли. В американском проекте OWL предусматривается использование детекторов на двух спутниках, работающих как стереопара [6]. Эффективная апертура этих детекторов составит около $10^5 \text{ км}^2 \text{ стер}$.

Может оказаться, что апертуры установок AUGER, Telescope Array и даже EUSO будут недостаточно велики, чтобы надежно регистрировать КЛУВЭ с энергиями $E_{\text{CR}} \geq 10^{20} \text{ эВ}$ (если такие существуют в Природе).

Одним из возможных кандидатов на первичную частицу, которая могла бы породить события взаимодействия КЛУВЭ, является нейтрино ультравысоких энергий (НУВЭ) [1, 7]. До настоящего времени нейтрино астрофизического происхождения регистрировалось только от двух низкоэнергичных источников: Солнца и сверхновой SN 1987A. Однако имеются серьезные основания предполагать существование различных астрофизических и космологических источников нейтрино с энергиями, различающимися более чем на 10 порядков – от нескольких единиц 10^{12} эВ до $10^{22} - 10^{24} \text{ эВ}$. Наиболее энергичными астрофизическими источниками, в которых протоны или ядра могут быть ускорены до энергий $\sim 10^{20} \text{ эВ}$, являются гамма-всплески (ГВ) [8] и активные ядра галактик (АЯГ) [9]. В таких "космических ускорителях" в результате pp - и $p\gamma$ -взаимодействий должны рождаться заряженные пионы, распады которых должны приводить к образованию потоков нейтрино с энергиями, достигающими $E_\nu \approx 10^{19} \text{ эВ}$ [10]. Нейтринные потоки могут возникать и при распадах или аннигиляции сверхмассивных частиц, которые образовались на ранней стадии эволюции Вселенной и дожили до наших дней [11]. Максимальные энергии нейтрино в этих сценариях зависят от массы распадающихся тяжелых частиц и могут простираются до $E_\nu \approx 10^{24} \text{ эВ}$. "Гарантированным" источником нейтрино сверхвысоких энергий являются реакции взаимодействия распространяющихся КЛУВЭ во Вселенной с космическим микроволновым фоном. Распады пионов, образованных в ре-

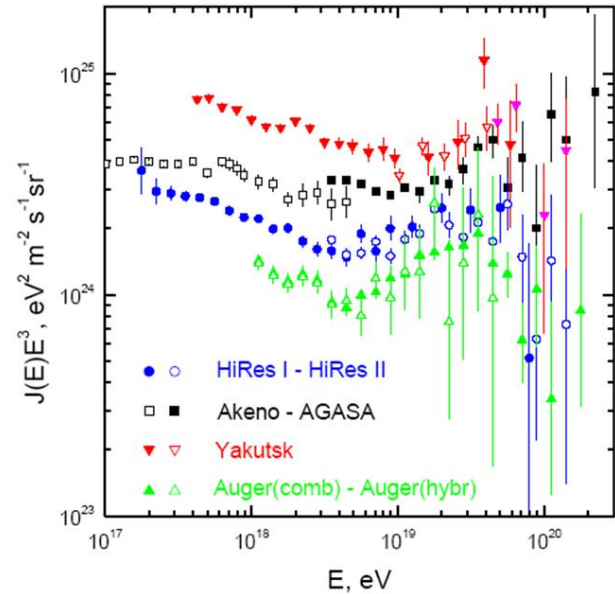


Рис. 1. Спектр КЛУВЭ, измеренный на установках Якутск, AGASA, HiRes и Auger.

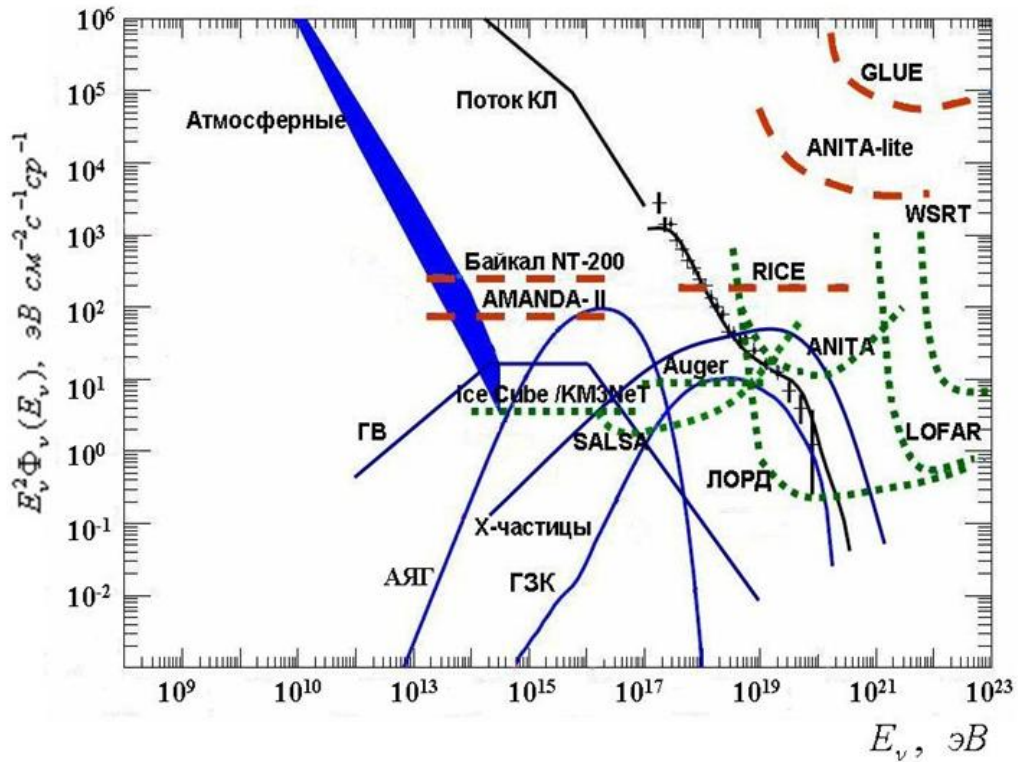


Рис. 2. Нейтринные потоки, рассчитанные для различных моделей: ГВ [13], АЯГ [14], "top-down"-сценария [15], космогенные (ГЗК) [12], атмосферные [16]. Также показаны ограничения на потоки, полученные в экспериментах Байкал [17], AMANDA [18], FORTE [19], RICE [20], GLUE [21] и ожидаемые ограничения в начинающихся и запланированных на ближайшее будущее исследованиях – KM3NeT [35], IceCube [36], AUGER [3], LOFAR [22], ANITA [23], SALSa [24], WSRT [25], ЛОРД [26–28]. Для сравнения с нейтринными потоками приведен измеренный поток космических лучей (КЛ).

акциях фоторождения, приводят к потоку так называемых "космогенных" нейтрино [12]. Энергетический спектр космогенного потока имеет максимум при энергиях $E_\nu \approx 10^{19}$ эВ, однако величина этого потока неоднозначна из-за неопределенностей, связанных с видом исходного спектра протонов в источнике, распределением источников протонов по красным смещениям и их эволюцией. Возможность измерения потока космогенных нейтрино обычно служит отправной точкой при оптимизации апертур проектируемых нейтринных детекторов. Нейтринные потоки, рассчитанные для различных моделей, представлены на рис. 2.

Для регистрации НУВЭ с энергиями $E \geq 10^{19}$ эВ необходимы нейтринные детекторы с объемом больше 1 км^3 [7]. В таких детекторах используются природные объемы чистой воды или льда, которые служат одновременно мишенью для взаимодействий нейтрино и радиатором для генерации черенковского излучения вторичными частицами, образующимися в результате нейтринных взаимодействий. В настоящее время ведется сооружение нейтринных телескопов в Средиземном море (ANTARES [29], NESTOR [30], NEMO [31], KM3NeT [32]) и в Антарктиде (IceCube [33]) с просматриваемыми объемами воды и льда более 1 км^3 .

Если потоки космических нейтрино окажутся меньше, чем предсказывается в наиболее распространенных моделях, то объемов воды и льда $\sim 1 \text{ км}^3$, просматриваемых в нейтринных телескопах нового поколения, будет недостаточно для их обнаружения.

2. Радиометод регистрации космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий

Для обнаружения космических лучей и нейтрино с энергиями $E \geq 10^{20}$ эВ требуется создание установок, работающих на новых принципах и методах регистрации. В первую очередь надежды связаны с экспериментами, в которых регистрируется (или предполагается регистрироваться) когерентное радиоизлучение от каскадов, инициированных взаимодействиями нейтрино в таких радиопрозрачных природных средах, как атмосфера (LOFAR [22]), ледяные щиты Гренландии (FORTE [19]) и Антарктиды (RICE [20], ARIANNA [34], ANITA [23]) и соляные месторождения (SALSA [24]). В ряде проектов в качестве мишени для регистрации космических лучей и нейтрино предлагается использовать радиопрозрачный приповерхностный слой лунного грунта (реголит) и наблюдать радиоизлучение от каскадов с помощью наземных радиотелескопов (Parces [35], GLUE [21], WSRT [25], SKA [36]) или радиоприемных устройств на окололунных спутниках (ЛОПД [26, 27]). Потенциал этих экспериментов по регистрации космических лучей и нейтринных потоков показан на рис. 2.

Радиометод регистрации космических лучей и нейтрино был впервые предложен Г.А. Аскарьяном еще в начале 60-х годов [37, 38]. Как известно, при движении заряженной частицы в среде со скоростью ν , превышающей фазовую скорость света в этой среде ($\nu > c/n$, где n – коэффициент преломления для данной среды), возникает черенковское излучение электромагнитных волн. Это излучение в оптической области широко используется в экспериментальной практике для регистрации как одиночных релятивистских частиц, так и каскадов частиц. Поскольку процессы рождения пар и тормозного излучения в кулоновском поле атомных ядер, которые определяют развитие каскадов при высоких энергиях ливневых частиц, симметричны по зарядам, то в первом приближении (учитывающем только энергичные ливневые частицы) ливень является электрически нейтральным. Когда длина волны излучения становится больше расстояния между частицами в ливне, деструктивная интерференция должна приводить к взаимному сокращению излучения от положительно и отрицательно заряженных частиц. Поэтому можно ожидать, что ливень не должен излучать в радиодиапазоне. Однако, как было впервые замечено Г.А. Аскарьяном [37, 38], значительное число ливневых частиц имеют энергии порядка 30 МэВ и ниже, при которых существенно не только взаимодействие с ядрами, но также взаимодействие с атомными электронами:

$$\gamma + e_{\text{at}}^- \rightarrow \gamma + e^-, \quad e^+ + e_{\text{at}}^- \rightarrow e^+ + e^-, \quad e^- + e_{\text{at}}^- \rightarrow e^- + e^-.$$

Это взаимодействие приводит к "вытягиванию" электронов из окружающего вещества в ливень и к возникновению зарядовой асимметрии ШАЛ – избытку отрицательных зарядов в ливневом диске. В целом, как следует из вычислений, этот избыток составляет порядка 20–30% от полного числа электронов. Быстрые электроны этого избытка, имеющие энергии, которые превышают порог черенковского излучения, излучают электромагнитные волны за счет черенковского механизма при движении в среде с $n \neq 1$.

Важнейшим преимуществом радиометода является возможность использования очень большой длины распространения радиоволн, что позволяет обеспечить просмотр огромных объемов атмосферы или других прозрачных для радиоизлучения сред, и регистрировать с высокой статистической обеспеченностью редкие события при ультравысоких энергиях. Применение радиометода особенно целесообразно при ультравысоких энергиях, поскольку мощность когерентного радиосигнала растет квадратично с энергией ливня, и при высоких энергиях мощность излучения в радиодиапазоне превосходит мощность излучения в оптической области.

К настоящему времени радиометод регистрации нейтрино ультравысоких энергий был апробирован в экспериментах FORTE [19] и ANITA [23]. В первом эксперименте просматривался ледяной массив Гренландии со спутника с околоземной орбиты. Во втором эксперименте при пролете аэростата над массивом Антарктиды на высоте ~ 40 км эффективный объем просматриваемой ледяной мишени составлял $\sim 9 \cdot 10^5$ км². В такой постановке эксперимента возможно регистрировать только каскады, инициированные нейтрино сверхвысоких энергий, так как космические лучи (протоны и ядра) не достигают ледяной мишени, начиная взаимодействовать уже в верхних слоях атмосферы Земли.

В ледяных щитах Антарктиды и Гренландии длина поглощения радиоизлучения в частотном диапазоне 0.1–1 ГГц превышает 1 км. Однако чувствительность регистрации радиоимпульсов ограничивает тепловой шум, величина которого для полярного льда в Антарктиде составляет ~ 240 К. Это приводит к необходимости использования сверхчувствительных антенных систем и малошумящих усилителей.

3. Радиодетектор ЛОРД – инструмент для регистрации частиц ультравысоких энергий

Идея использовать Луну как мишень для регистрации нейтрино (и космических лучей) радиометодом с помощью приемников, расположенных на лунной поверхности, впервые была высказана Г.А. Аскарьяном [38]. Затем она была заново проанализирована Р.Д. Дагкесаманским и И.М. Железных [39] в рамках проекта RAMHAND, где предлагалось использовать для регистрации радиоимпульсов радиотелескопы, размещенные на Земле.

В лунных экспериментах по регистрации частиц радиометодом средой, в которой происходит рождение каскадов и генерация радиоизлучения, является реголит, состоящий из мелких частиц и небольших камней, выброшенных при ударах метеоритов о поверхность Луны. Толщина реголита обычно составляет 10–30 м (местами до 100 м), эффективный объем $V \sim 2 \cdot 10^5$ (км в.э.)³, диэлектрическая постоянная $\epsilon = 3$, средняя плотность $\rho = 1.7$ г/см³. Длина поглощения радиоволн гигагерцового диапазона в реголите составляет $\Lambda(f) \approx 15$ м/ f (ГГц). Под слоем реголита находится более плотная порода, похожая на земной базальт, с диэлектрической постоянной $\epsilon = 6–9$.

Радиоизлучение генерируется каскадом от высокоэнергичной частицы в области углов вблизи черенковского конуса и в широком частотном диапазоне (частотные спектры радиосигналов простираются от десятков кГц до нескольких ГГц). При отсутствии плотной базальтовой подложки имеется когерентное поле излучения каскадов в реголите только от верхней части черенковского конуса. Часть этого излучения после преломления на границе "реголит-вакуум" выходит из лунного грунта и может быть зарегистрирована в окололунном пространстве (рис. 3). Радиоизлучение такого типа в дальнейшем будем называть прямым радиоизлучением. В работах [40, 41] наряду с прямым радиоизлучением мы указали на необходимость учета излучения, направленного вглубь Луны. В этом случае радиоизлучение после отражения на границе "реголит-подложка" и преломления на границе "реголит-вакуум" также будет выходить в окололунное пространство (рис. 3). Каскад от высокоэнергичной частицы, который зарождается на небольшой (0.5–1 м) глубине, порождает прямое радиоизлучение и – с некоторой временной задержкой – отраженный от подложки запаздывающий радиосигнал.

Уровень шумов при регистрации с окололунного спутника существенно ниже, чем в экспериментах, использующих в качестве мишени ледяные щиты Антарктиды и Гренландии. Поскольку у Луны отсутствует атмосфера, то в лунном эксперименте можно регистрировать события, связанные с взаимодействием с лунным грунтом как КЛУВЭ, так и НУВЭ. При регистрации КЛУВЭ и НУВЭ радиосигналы от каскадов приходят в радиоде-

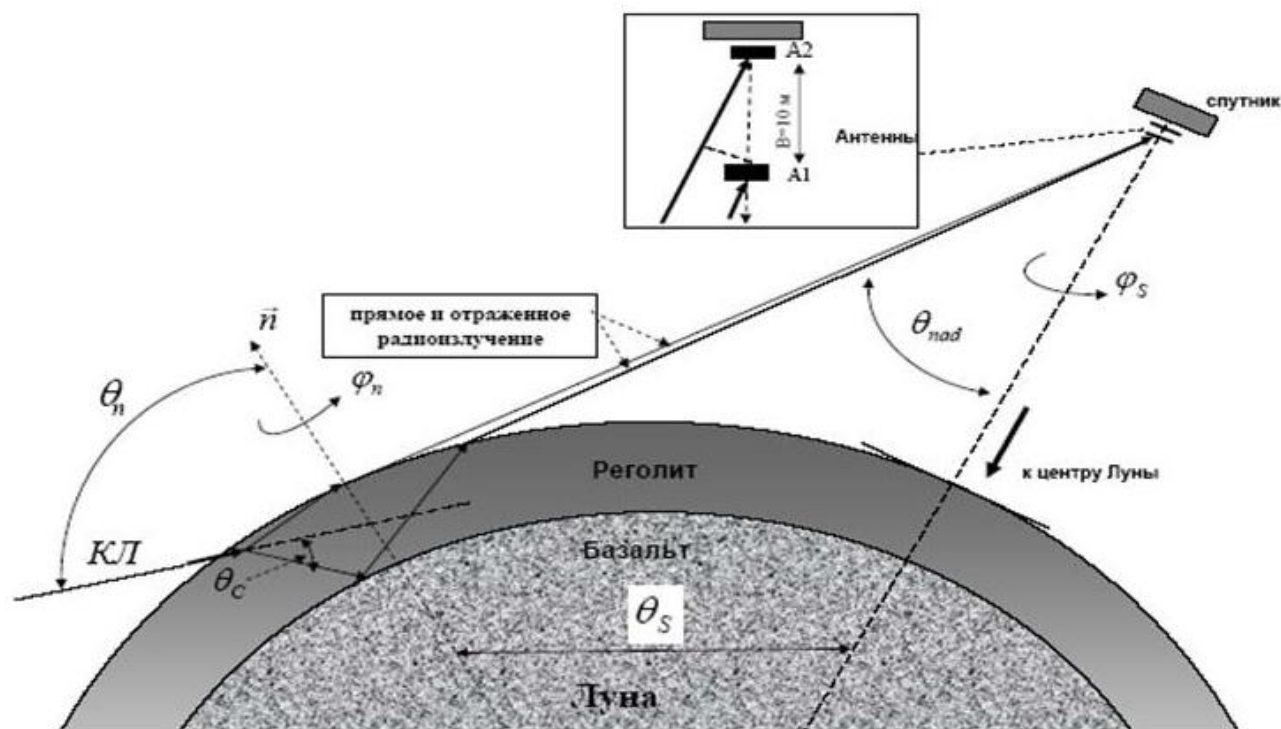


Рис. 3. Схема регистрации прямого и отраженного радиоизлучения в эксперименте ЛОРД.

тектор из области, просматриваемой антенной системой. Таким образом, радиодетектор позволяет регистрировать космические частицы, падающие на всю огромную площадь поверхности Луны. Поэтому, несмотря на чрезвычайно малые потоки частиц, ожидаемая скорость счета событий может быть значительной.

Исходя из этих соображений была разработана концепция эксперимента ЛОРД (Лунный Орбитальный Радиодетектор), в котором Луна используется в качестве мишени для взаимодействия КЛУВЭ и НУВЭ. Предполагается, что система радиоантенн дециметрового диапазона будет помещена на искусственном спутнике Луны. Антенны просматривают лунную поверхность в пределах прямой видимости и регистрируют наносекундные радиоимпульсы, излучаемые адронными и электромагнитными каскадами.

Структура радиоволнового детектора показана на рис. 4 и включает в себя следующие устройства: антенную систему с малошумящими усилителями, радиочастотный тракт, систему формирования триггера, систему цифровой регистрации сигналов и бортовой компьютер. Антенная система предназначена для приема радиоизлучения, предварительного

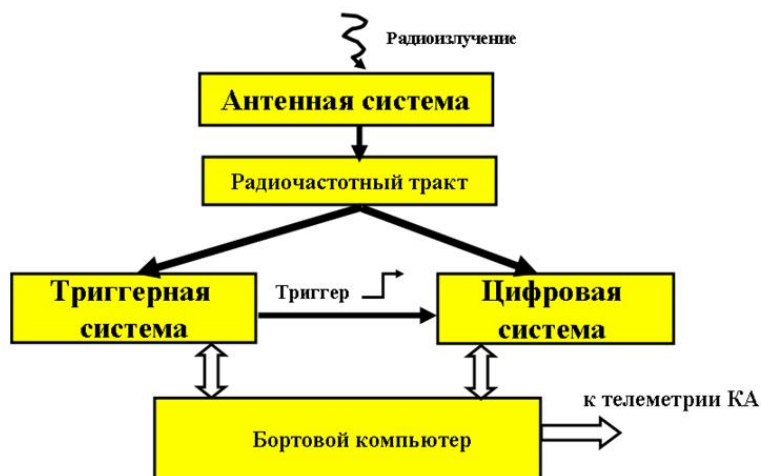


Рис. 4. Структурная схема радиодетектора ЛОРД.

усиления и передачи радиосигналов по кабелям в систему регистрации. Радиочастотный тракт осуществляет фильтрацию и программно управляемое усиление сигналов для последующей оцифровки (дискретизации и квантования). Триггерная система предназначена для обнаружения выполнения заданного условия отбора и формирования триггерного сигнала. Цифровая система предназначена для преобразования аналоговых сигналов в непрерывный поток цифровых данных для записи в конвейерную память и передачи их в память бортового компьютера. Бортовой компьютер реализует алгоритмы управления радиодетектором, анализирует уровень шумов и устанавливает пороги детектирования, обеспечивает сбор цифровых данных и их передачу по каналу телеметрии КА.

Принцип работы радиодетектора состоит в следующем. Импульс электромагнитного излучения на фоне шумов (речь идет о тепловых шумах антенны), достигая антенны на спутнике, индуцирует (наводит) импульс напряжения (э.д.с.), который после усиления в рабочей полосе частот антенны оцифровывается (т.е. дискретизируется по времени и квантуется по амплитуде), создавая непрерывный поток цифровых данных в буферную память. Параллельно триггерная система решает задачу обнаружения по заданным критериям отбора кандидата на полезное событие. При выполнении условия отбора (превышения сигналов над порогами, совпадение во временном окне и т.д.) формируется сигнал триггера. По триггеру цифровая система завершает запись в память, блокируется и делает запрос на передачу данных в бортовой компьютер, который читает данные в память компьютера. Процесс регистрации продолжается по сигналу от компьютера. Передача данных на землю осуществляется по запросу телеметрического канала или бортового компьютера.

Размещение радиодетектора ЛОРД на борту космического аппарата показано на рис. 5.

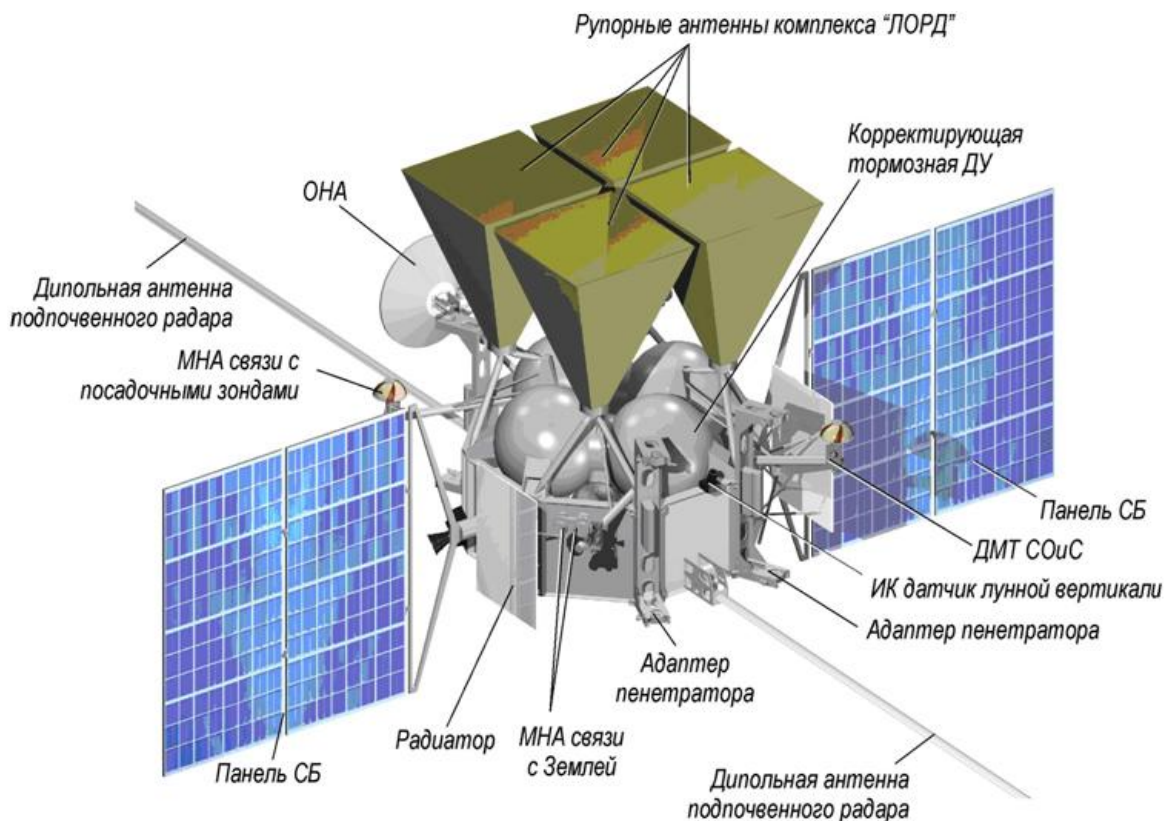


Рис. 5. Радиодетектор ЛОРД на борту космического аппарата.

4. Потенциал эксперимента ЛОРД по регистрации космических лучей и нейтрино сверхвысоких энергий

Для оценки скорости счета радиосигналов от КЛУВЭ и НУВЭ задавались следующие величины.

- *Параметры детектора:* h (м) – высота орбиты над поверхностью Луны; E_{th} (мкВ/м/МГц) – пороговое значение напряженности принимаемого радиосигнала, которое определяется уровнем шума и выбранным отношением "сигнал/шум"; триггер – одновременное превышение пороговой напряженности радиосигнала в рабочем диапазоне антенны Δf .

- *Параметры радиоимпульса, генерируемого высокоэнергичным каскадом в лунном грунте.* Согласно расчетам методом Монте-Карло радиоизлучения электромагнитных и адронных каскадов [42–45] частотно-угловую зависимость Фурье-компоненты напряженности поля излучения E_f в плотной среде вблизи черенковского угла θ_C (где сосредоточена большая часть излучения) можно аппроксимировать выражением

$$|E_f(E, R, \theta)| = N \frac{E}{R} \frac{f}{f_0} \frac{\exp[-\alpha(\cos \theta_C - \cos \theta)^2]}{1 + (f/f_0)^b} \frac{\sin \theta}{\sin \theta_C}.$$

Здесь E – энергия каскада, R – расстояние от каскада до точки наблюдения, а параметры (или функции энергии и частоты) N , f_0 , b и α определяются свойствами вещества и характером каскада.

- *Взаимодействие космических нейтрино с веществом* определяется сечением $\sigma_{\nu N}$ (см²) нейтрино-нуклонного взаимодействия и распределением по относительной доле y энергии нейтрино, передаваемой в адронный каскад. Распределение νN -взаимодействий по параметру y легко учесть [46], но здесь для простоты положим, что энергия E адронного каскада пропорциональна энергии нейтрино E_ν : $E = \langle y \rangle E_\nu$, где $\langle y \rangle$ – среднее по распределению значение параметра y . Сечение $\sigma_{\nu N}$ в области энергий 10^{16} эВ $\leq E_\nu \leq 10^{21}$ эВ известно только из теоретических моделей и с достаточно большой неопределенностью. В расчетах νN -сечений для этой энергетической области использована аппроксимация [46]

$$\sigma_i^j(E_\nu) = K_i^j \times 10^{-36} \text{ см}^2 \left(\frac{E_\nu}{\text{ГэВ}} \right)^{0.363},$$

где индекс i соответствует взаимодействиям нейтрино ($i = \nu N$) и антинейтрино ($i = \bar{\nu} N$) с нуклоном, а j – полному сечению взаимодействия ($j = \text{tot}$) и сечениям в реакциях заряженного ($j = \text{CC}$) и нейтрального ($j = \text{NC}$) токов, так что $K_{\nu N}^{\text{tot}} = 7.84$; $K_{\nu N}^{\text{CC}} = 5.53$; $K_{\nu N}^{\text{NC}} = 2.31$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{tot}} = 7.80$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{CC}} = 5.52$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{NC}} = 2.29$. Соответственно, длина νN -взаимодействия $L_{\nu N} = L_{18} (10^{18}/E_\nu)^{0.363}$, где L_{18} (км) – длина νN -взаимодействия при $E_\nu = 10^{18}$ эВ. Для космических нейтрино Луна представляет собой объемную мишень, поэтому число регистрируемых радиосигналов от каскадов пропорционально отношению $\lambda_{\text{abs}}/L_{\nu N}$.

- *Взаимодействие космических лучей ультравысоких энергий с веществом:* длина взаимодействия L_{CR} не превышает 1 м лунного грунта, так что отношение $\lambda_{\text{abs}}/L_{\text{CR}}$ много больше единицы. Следовательно, все каскады инициируются космическими лучами настолько близко к лунной поверхности, что поглощением излучаемых радиоволн можно пренебречь ("поверхностная мишень"). Энергетическая зависимость спектра КЛУВЭ принималась в виде $J(E)_{\text{CR}} \propto E^{-3}$.

Возможности регистрации КЛУВЭ и НУВЭ в эксперименте ЛОРД на основе аналитического подхода рассмотрен нами в работах [26, 27]. В работе [28] была разработана математическая модель, в которой потенциал обнаружения и статистика взаимодействий

КЛУВЭ и НУВЭ в эксперименте ЛОРД определены методом Монте-Карло. Вклады отраженных сигналов рассмотрены в работах [40, 41].

На рис. 2 показаны ограничения на потоки КЛУВЭ и НУВЭ, которые можно получить в течении трех лет наблюдений в эксперименте ЛОРД на окололунной орбите. Эти ограничения существенно превосходят возможности наиболее амбициозных экспериментов AUGER и ANITA, проводимых в настоящее время.

Такой высокий потенциал регистрации КЛУВЭ и НУВЭ обусловлен большими апертурами радиодетектора ЛОРД. Для космических лучей с энергиями $E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ полная апертура ЛОРД составляет $2 \cdot 10^5$ км² ср, что почти на два порядка величины превышает апертуру эксперимента AUGER. Число зарегистрированных событий в интервалах энергии (за один год экспозиции) от КЛУВЭ приведено на рис. 6. Из этого рисунка видно, что регистрация отраженных радиосигналов от КЛУВЭ с энергиями $E \geq 10^{20}$ эВ увеличивает суммарное число регистрируемых полезных событий в несколько раз.

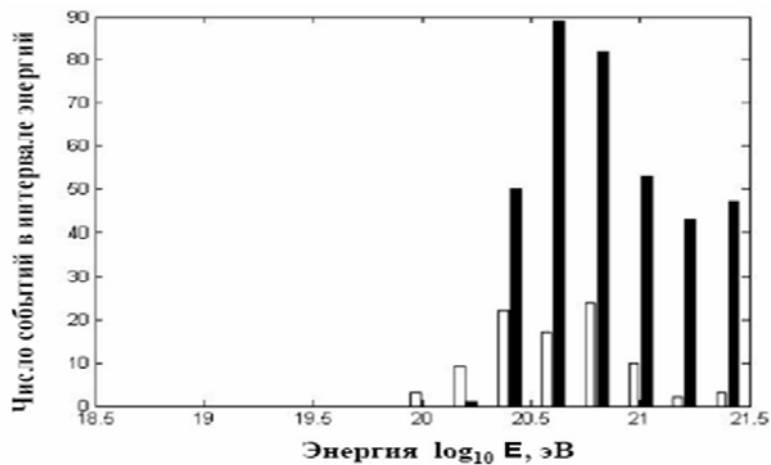


Рис. 6. Количество зарегистрированных в эксперименте ЛОРД событий КЛУВЭ за один год. Белые столбики соответствуют событиям от прямых радиосигналов, черные столбики – событиям от отраженных радиосигналов.

Сравнительной величиной, характеризующий потенциал различных экспериментов по регистрации НУВЭ, является произведение апертуры детектора A , телесного угла $\Delta\Omega$ и времени экспозиции Δt . Эта величина показана на рис. 7, из которого следует, что возможности регистрации нейтрино с энергиями $E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ в радиодетекторе ЛОРД почти на порядок превышают возможности прибора ANITA.

Заключение

Проработана концепция эксперимента по регистрации КЛУВЭ и НУВЭ с окололунной орбиты. Предложена архитектура радиодетектора ЛОРД.

Исходя из особенностей структуры приповерхностного слоя Луны, показана принципиальная возможность регистрации отраженных сигналов от границы реголит-базальт, что увеличивает статистику регистрируемых событий.

Высокий научный потенциал эксперимента ЛОРД послужил основанием для его включения в Федеральную космическую программу России в рамках миссии "Луна-Глоб". В настоящее время ведется работа по разработке комплекса научной аппаратуры. Выведение спутника на окололунную орбиту запланировано на 2012 г.

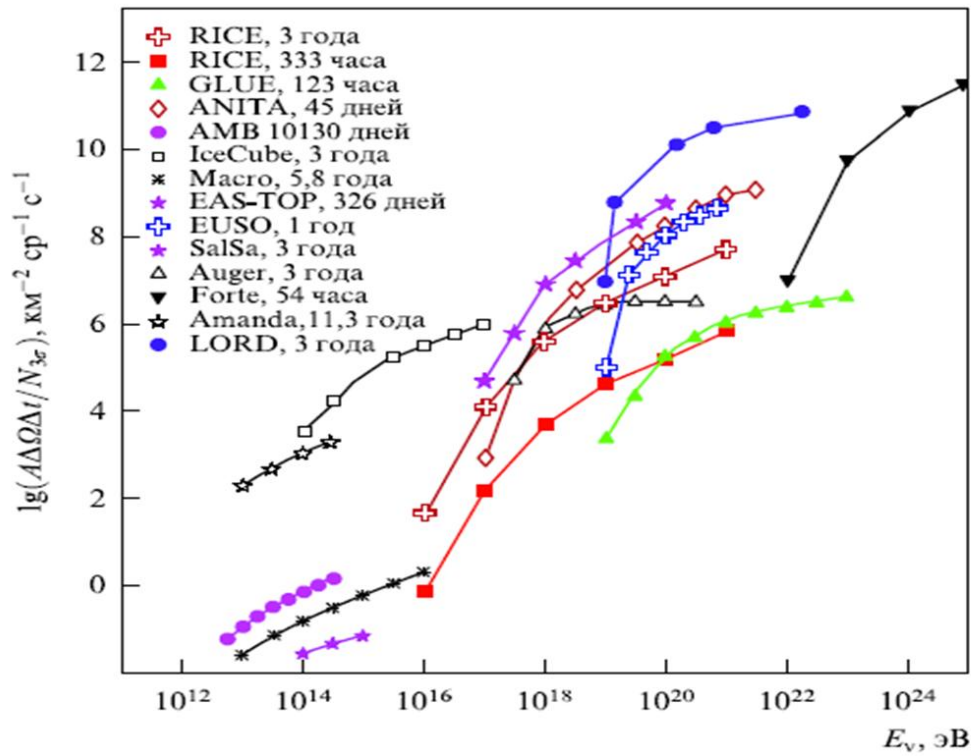


Рис. 7. Произведение апертуры детектора A , телесного угла $\Delta\Omega$ и времени экспозиции Δt для различных экспериментов по регистрации НУВЭ в зависимости от энергии.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 08-02-00515 и программой РАН "Нейтронная физика".

Литература

- [1] Рябов В.А. // Успехи физических наук, 2006, т. 176, № 9, с. 931–963.
- [2] Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М. // Успехи физических наук, 2008, т. 178, № 11, с. 1129–1164.
- [3] Abraham J., Abreu P., Aglianta M. et al. // Phys. Rev. Lett., 2008, v. 101. p. 061101; (arXiv: astro-ph/0806.4302).
- [4] Sasaki M., Asaoka Y., Jobashi M. et al. // Astropart. Phys., 2003, v. 19, p. 37; (arXiv: astro-ph/0204167).
- [5] Gorodetzky P. et al. // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 2006, v. 151, p. 401; (arXiv: astro-ph/0502187).
- [6] Stecker F.W., Krizmanic J.F., Barbier L.M. et al. // Nucl. Phys. B, 2004, v. 136C, p. 433 (arXiv: astro-ph/0408162).
- [7] Рябов В.А. // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2009, т. 40, вып. 1, с. 5–62.
- [8] Piran T. // Rev. Mod. Phys., 2004, v. 76, p. 1143; (arXiv: astro-ph/0405503).

- [9] Maraschi L., Tavecchio F. // *Astrophys. J.*, 2003, v. 593, p. 667; (arXiv: astro-ph/0205252).
- [10] Rachen J., Meszaros P. // *Phys. Rev. D*, 1998, v. 58, p. 123005; (arXiv: hep-ph/9802280).
- [11] Bhattacharjee P., Hill C., Schramm D. // *Phys. Rev. Lett.* 1992, v. 69, p. 567.
- [12] Engel R., Seckel D., Stanev T. // *Phys. Rev. D*, 2001, v. 64, p. 093010; (arXiv: astro-ph/0101216).
- [13] Razzaque S., Meszaros P., Waxman E. // *Phys. Rev. Lett.* 2003, v. 90, p. 241103; (arXiv: astro-ph/0212536).
- [14] Semikoz D., Sigl G. // *JCAP*, 2004, v. 0404, p. 003; (arXiv: hep-ph/0309328).
- [15] Barbot C., Drees M., Halzen F., Hooper D. // *Phys. Lett. B*, 2003, v. 555, p. 22; (arXiv: hep-ph/0205230).
- [16] Beacom J., Candia J. // *JCAP*, 2004, v. 0411, p. 009; (arXiv: hep-ph/0409046).
- [17] Balkanov V., Belolaptikov I., Bezrukov L. et al. // *ЯФ*, 2000, т. 63, № 6, с. 1027; (arXiv: astro-ph/0001151).
- [18] Ahrens J., Bai X, Barwick S.W. et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 2003, v. 90, p. 251101; (arXiv: astro-ph/0309585).
- [19] Lehtinen N., Gorham P., Jacobson A., Roussel-Dupre R. // *Phys. Rev. D*, 2004, v. 69, p. 013008; (arXiv: astro-ph/0309656).
- [20] Kravchenko I., Frichter G., Seckel D. et al. // *Astropart. Phys.*, 2003, v. 19, p. 15 (arXiv: astro-ph/0112372).
- [21] Gorham P., Hebert C., Liewer K. et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 2004, v. 93, p. 041101 (arXiv: astro-ph/0310232).
- [22] Falcke H., van Haarlem M.P., de Bruyn A.G. et al. // *Highlights of Astronomy*, v. 14, p. 119; (arXiv: astro-ph/0610652).
- [23] Barwick S.W., Beatty J.J., Besson D.Z. et al. // *Phys. Rev. Lett.*, 2006, v. 96, p. 171101; (arXiv: astro-ph/0512265).
- [24] Gorham P., Saltzberg D., Odian A. et al. // *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2002, v. 490, p. 476; (arXiv: hep-ex/0108027).
- [25] Scholten O., Bacelar J., Braun R. et al. // *Astropart. Phys.*, 2006, v. 26, p. 219 (arXiv: astro-ph/0609179).
- [26] Гусев Г.А., Ломоносов Б.Н., Пичхадзе К.М. и др. // *Космические Исследования*, 2006, т. 44, № 1, с. 1.
- [27] Гусев Г.А., Ломоносов Б.Н., Пичхадзе К.М. и др. // *ДАН*, 2006, т. 406, № 3, с. 327.
- [28] Гусев Г.А., Ломоносов Б.Н., Полухина Н.Г. и др. // *Математическое моделирование*, 2008, т. 20, № 6, с. 67–78.
- [29] Aguilar J.A., Albert A., Amram P. et al. // *Astroparticle Physics*, 2005, v. 23, p. 131; (arXiv: astro-ph/0412126).

- [30] Aggouras G., Anassontzis E.G., Ball A.E. et al. // *Astropart. Phys.*, 2005, v. 23, p. 377.
- [31] Amore I., Aiello S., Ambriola M. et al. // *IJMPA*, 2007, v. 22, No. 21, p. 3509; (arXiv:0709.3991).
- [32] Katz U.F. // *Nucl. Instrum. Meth. A*, 2006, v. 567, p. 457; (arXiv: astro-ph/0606068).
- [33] Ahrens J., Bahcall J.N., Bay X. et al. // *Astropart. Phys.*, 2004, v. 20, p. 507; (arXiv: astro-ph/0305196).
- [34] Barwick S.W. // in *Proc. of the 30th Int. Cosmic Ray Conf.*, 2007, Merida, Mexico; (1163).
- [35] Hankins T.H., Ekers R.D., O'Sullivan J.D. // *MN-RAS*, 1996, v. 283, p. 1027.
- [36] Falcke H., Gorham P., Protheroe R.J. // *New Astron. Rev.*, 2004, v. 48, p. 1487; (arXiv: astro-ph/0409229).
- [37] Аскарьян Г.А. // *ЖЭТФ*, 1961. т. 41, с. 616.
- [38] Аскарьян Г.А. // *ЖЭТФ*, 1965. т. 48, с. 988.
- [39] Дагкесаманский Р.Д., Железных И.М. // *Письма в ЖЭТФ*. т.50, вып.5, с.233.
- [40] Gusev G.A., Chechin V.A., Lomonosov B.N. et al. // *ARENA 2008*, Roma, Italia, 23-25 June 2008.
- [41] Ryabov V.A., Chechin V.A., Gusev G.A. et al. // *XV International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (ISVHECRI 2008)*, Paris, France, 1- 6 September 2008.
- [42] E. Zas, F. Halsen, T. Stanev // *Phys. Rev. D*, 1992, v. 45, p. 362.
- [43] J. Alvarez-Muñiz, R. V'azquez, E. Zas // *Phys.Rev. D*, 2000, v. 62, p. 063001.
- [44] J. Alvarez-Muñiz, E. Zas // *AIP Conf. Proc.*, 2001, v. 579, p. 128.
- [45] J. Alvarez-Muñiz, R. V'azquez, E. Zas // *Proceedings of the 28 ICRC*, Tsukuba, Japan, 2003, p. 1521.
- [46] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic // *Phys. Rev. D.*, 1998, v. 58, p. 093009.

Новые методы исследования взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами*

А.С. Игнатов, А.Н. Мушкаренков, В.Г. Недорезов[†]
(ИЯИ, Москва)

В последние годы фотоядерные исследования в области нуклонных резонансов (от порога рождения мезонов до 2 ГэВ) вышли на качественно новый уровень. Во-первых, это связано с высоким качеством пучка (монохроматические поляризованные фотоны с низким уровнем фона). Во-вторых, благодаря большому телесному углу, близкому к 4π , и высокому разрешению детекторов стало возможным однозначно идентифицировать различные каналы реакции. В результате стали возможны новые методы исследований процессов фоторождения мезонов в ядрах. Первый метод касается изучения взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами ("Меченые мезоны"). Второй позволяет выполнить безмодельный учет ферми-движения нуклонов в ядре при измерении сечений фоторождения мезонов. Разумеется, влияние ядерной среды на фоторождение мезонов исследовалось и ранее. Однако это сводилось, как правило, к учету остаточных взаимодействий в конечном состоянии. Новые методы позволяют изучать как упругие, так и неупругие каналы взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами, когда в конечном состоянии могут образовываться разные частицы, что принципиально расширяет возможности исследований.

В настоящем докладе приведены результаты эксперимента и моделирования, полученные в рамках указанной тематики в коллаборации GRAAL [1] на дейтронной мишени. При этом использовался пучок гамма-квантов, полученный методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на накопителе электронов ESRF в Гренобле (Франция). Хотя дейтерий является слишком легким ядром для изучения влияния ядерной среды на характер элементарных процессов типа фоторождения мезонов, он является хорошим объектом для отработки метода, особенно для учета ферми-движения нуклонов в ядрах.

В качестве примера на рис. 1 показано влияние ферми-движения нуклонов на импульсные распределения нуклонов отдачи для реакции фоторождения η -мезонов на дейтроне. Вычисление эффективной энергии E_γ^* налетающего фотона производится по энергии и импульсу продуктов реакции, что автоматически и безмодельно учитывает Ферми движение нуклонов в ядре:

$$W^2 = (E_\eta + E_N)^2 - (\vec{p}_\eta + \vec{p}_N)^2, \quad E_\gamma^* = \frac{W^2 - m_N^2}{2m_N}.$$

Наличие спектатора практически не влияет на вычисление эффективной энергии налетающего фотона.

В этой связи следует отметить проблему поиска экзотических узких нуклонных резонансов (дибарионов и пентакварков). Для ее решения необходим корректный учет ферми-движения, которое размывает резонансы по ширине. Следует отметить, что ферми-эффекты не являются тривиальными хотя бы потому, что с ростом энергии резонанса, даже в полных сечения фотопоглощения, они растут с ростом энергии фотонов, хотя отношение энергии Ферми к энергии фотона уменьшается (см., например, обзор [2]).

Более общей проблемой является в этой связи изучение взаимодействия нестабильных мезонов с ядрами. Особенно это касается η - и ω -мезонов, у которых время жизни достаточно велико, благодаря чему средняя длина свободного пробега превышает межнуклонное расстояние.

*По результатам эксперимента GRAAL.

[†]Для GRAAL коллаборации.

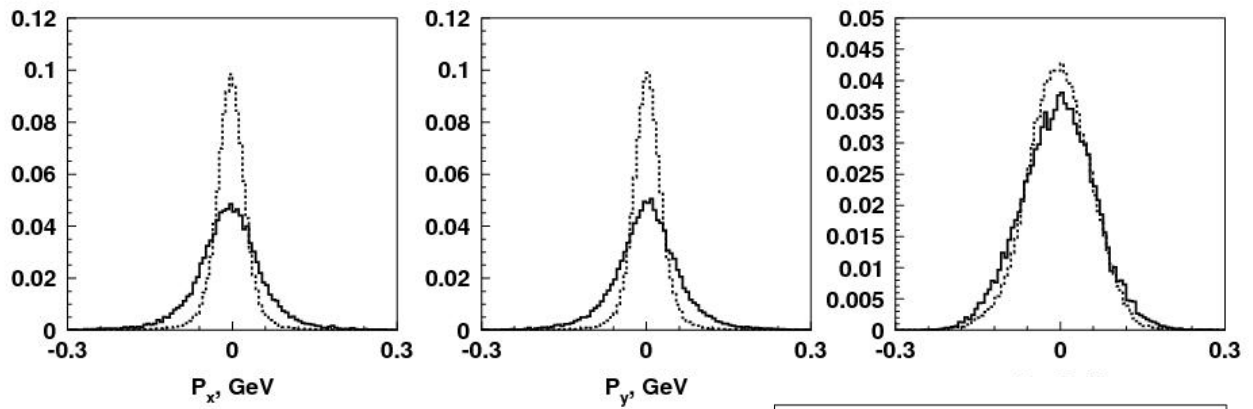
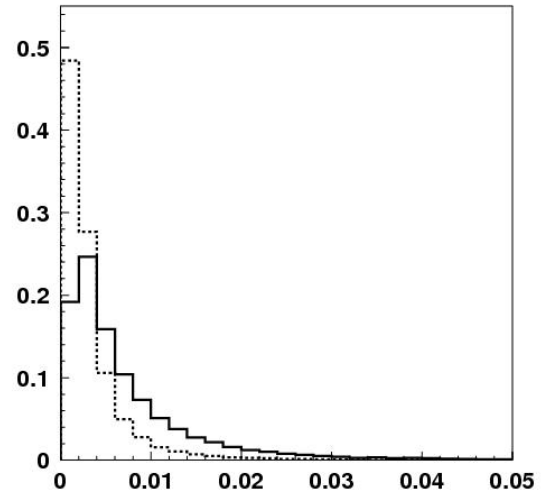


Рис. 1. Вверху: изменение импульса нуклона отдачи (по X, Y, Z) за счет ферми-импульса нуклона мишени. Внизу справа: энергетический спектр нуклона-спектратора. Сплошные и пунктирные линии соответствуют связанному и свободному нуклону, соответственно.



Поскольку нельзя сделать пучки нестабильных мезонов, то важным результатом следует считать разработку нового метода "меченых мезонов" [3], позволяющего подойти к решению этой проблемы. Идея этого метода основана на том, что различие в массах π , η и более тяжелых мезонов существенно больше, чем кинематическая неопределенность их образования. Под кинематической неопределенностью здесь понимаются как физические факторы, главным из которых является Ферми-движение нуклонов в ядре, так и методические (экспериментальное разрешение и др.). Благодаря этому нуклоны отдачи могут служить меткой, по которой можно определить тип образующегося мезона без его регистрации в конечном состоянии, например, если он в результате взаимодействия с ядром превратился в другую частицу.

Каскадная модель позволяет определить вероятность вторичных процессов, когда мезон или нуклон отдачи взаимодействует с нуклонами ядра [3]. В этой работе показано, что вероятность вылета нуклонов отдачи вперед, когда им передается большая часть импульса налетающей частицы, близка к 100%. При этом вероятность вторичных взаимодействий нуклона отдачи с ядром при этих кинематических условиях довольно мала, следовательно, этот нуклон несет однозначную информацию о типе происшедшей реакции.

Результаты моделирования по модели внутриядерного каскада в сравнении с результатами эксперимента GRAAL, выполненного на дейтроне [4], для кинематических переменных (угол вылета – импульс нуклона) для дейтрона показаны на рис. 2. Видно, что кинематические области отчетливо разделяются для разного типа образующихся мезонов. Аналогичные результаты можно получить и для других кинематических переменных.

Предварительные результаты по отбору событий, когда на квазисвободном протоне образуется η -мезон, который затем конвертируется в π^0 , показывают, что в экспериментальном спектре таких событий примерно в 2 раза больше, чем в моделированном, который

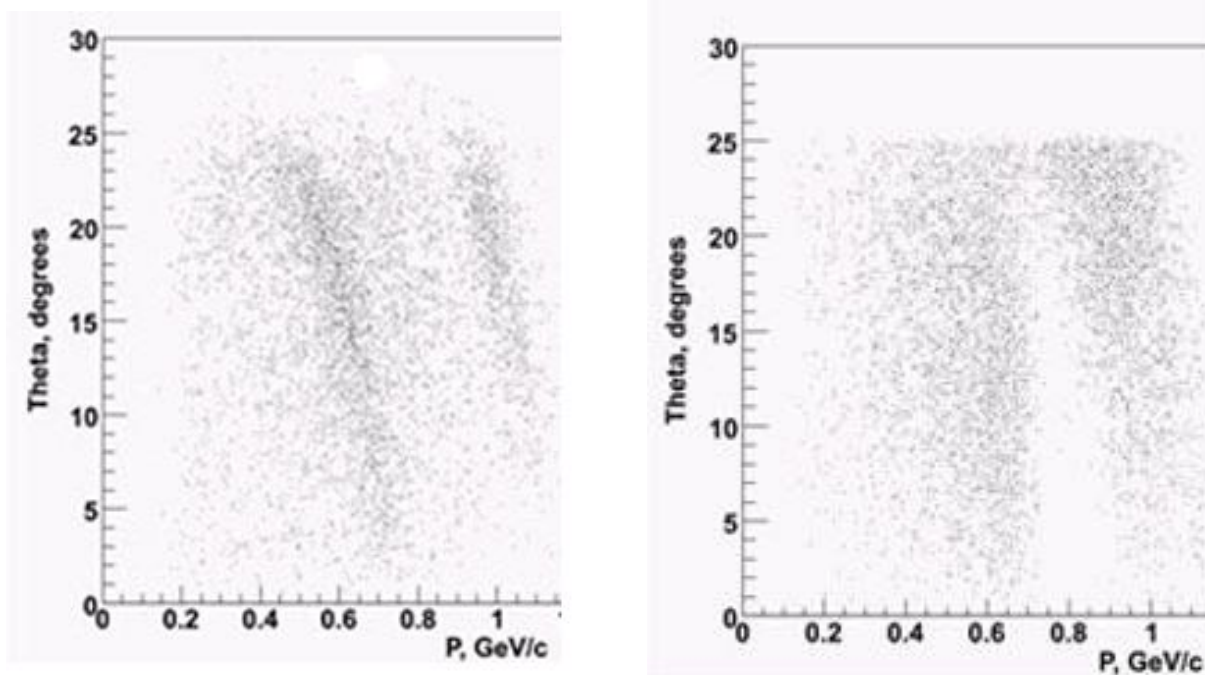


Рис. 2. Корреляция между углом и импульсом нуклона отдачи при энергии фотона 710 МэВ (слева - моделирование, справа - эксперимент).

учитывает распад только свободного η -мезона.

Авторы выражают благодарность А.И.Львову и Г.А.Соколу за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-02-00648-а.

Литература

- [1] O. Bartalini et al., Phys. Atom. Nucl. 71 (2008) 75–82; Yad. Fiz. 71 (2008) 76–83.
- [2] В.Г.Недорезов и др., УФН 174, вып. 4 (2004) 353.
- [3] V.G. Nedorezov et al., Proc. IX Int. Seminar EMIN-2000, Moscow (2000), p. 170.
- [4] A. Ignatov et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 61 (2008) 253–259.

Черенковские спектрометры полного поглощения: создание и применение в физике высоких энергий

А.С. Белоусов, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков
(ФИАН, Москва)

В Физическом институте им.П.Н. Лебедева РАН, начиная с 60-ых годов, разрабатывались различные методики, основывающиеся на применении эффекта Черенкова в качестве физического процесса для регистрации электронов и фотонов высоких энергий. В докладе внимание сфокусировано на результатах работ по созданию черенковских спектрометров полного поглощения, которые успешно использовались в исследованиях на ускорителях С25-Р (ФИАН, Троицк, Московская область), У-70 (ИФВЭ, Протвино, Московская область) и ГЕРА (ДЕЗИ, Гамбург, Германия) в широком спектре экспериментов по физике высоких энергий. В ряде случаев их выбор оказался решающим в получении положительных научных результатов.

Характерные особенности этих приборов состоят в следующем:

1. Высокая эффективность регистрации электронов и фотонов, достигающая практически 100%.
2. Возможность измерения энергий регистрируемых частиц. Энергетическое разрешение при этом лежит в диапазоне от 30% до 2% при энергиях от 100 МэВ до 50 ГэВ.
3. Линейная зависимость амплитуды сигнала на выходе спектрометра от энергии регистрируемых частиц.
4. Высокая селективность в отборе ливнеобразующих частиц.
5. Пороговые свойства при регистрации нерелятивистских частиц.
6. Значительно меньшие размеры и вес по сравнению со спектрометрами аналогичного назначения других типов.
7. Высокая светосила прибора, практически совпадающая с его входной апертурой. Это позволяет создавать многоканальные годоскопические системы, состоящие из модулей – черенковских спектрометров.
8. Короткая продолжительность вспышки черенковского излучения (\sim нсек), позволяющая использовать черенковские спектрометры в схемах быстрой электроники и временной селекции.

Принцип работы схематически показан на рис. 1. Энергия регистрируемой частицы (фотон с энергией E_0) благодаря развитию электромагнитного каскада в веществе радиатора распределяется между частицами ливня. Заряженные частицы ливня (электроны и позитроны) при энергии выше порога излучения испускают фотоны черенковского излучения. При соблюдении необходимых методических ухищрений (отсутствие утечки ливня, равномерность светосбора по всему объему радиатора, линейность тракта регистрации и т.д.) наблюдается пропорциональность в цепочке: энергия регистрируемой частицы — суммарная длина пробега вторичных заряженных частиц — заряд на выходе фотоэлектронного умножителя.

Выбор материала радиатора для черенковского счетчика определяется требованиями конкретного эксперимента. В случае спектрометров полного поглощения помимо естественного условия его прозрачности в пределах спектра черенковского излучения необходимым является наличие полного поглощения энергии регистрируемых частиц, а при

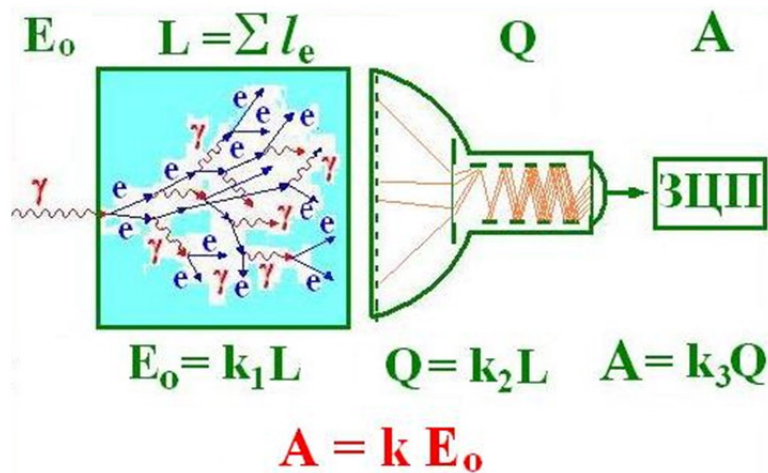


Рис. 1. Принцип работы черенковского спектрометра полного поглощения.

проведении экспериментов на мощных ускорителях дополнительно требуется высокая радиационная стойкость материала радиатора. В середине прошлого столетия промышленность выпускала свинцовые стекла, содержащие порядка 50% окиси свинца и имеющие при этом хорошую прозрачность в диапазоне длин волн света, совпадающем с областью максимума чувствительности фотоумножителей. Радиационная длина X_0 в таких стеклах была порядка 2.5 см. Результаты работ по созданию авторами спектрометров различных конструкций с радиаторами из свинцового стекла ТФ-1 описаны в [1–3].

В начале 70-х годов велись исследования, целью которых было создание пучка электронов с энергией до 40 ГэВ на Серпуховском ускорителе для проведения исследований по физике электромагнитных взаимодействий. Необходимым требованием работ было измерение энергии электронов с высокой точностью при максимально возможном подавлении фона адронов. Успешное решение этой задачи стало возможным только благодаря применению черенковских спектрометров полного поглощения, созданных в ФИАН для этого эксперимента [4]. Основным элементом установки был составной черенковский спектрометр, представляющий собой комбинацию двух спектрометров: спектрометра с радиатором из стекла ТФ-1 диаметром 300 мм и толщиной 260 мм и стоящего перед ним спектрометра с радиатором из кристалла КРС-6 диаметром 150 мм и толщиной 110 мм. Такая комбинация позволила обеспечить полное поглощение энергии регистрируемых частиц в широком диапазоне энергий (до 45 ГэВ) и получить энергетическое разрешение на уровне нескольких процентов [5].

На рис. 2 приведены энергетические спектры отдельных элементов и суммарный спектр составного спектрометра. Конструкция же спектрометра с монорадиатором из стекла ТФ-1, достаточным для поглощения ливней с энергией ~ 40 ГэВ (300×520 мм²), показала ухудшение энергетического разрешения из-за поглощения черенковских фотонов в веществе радиатора. В работе [6] представлены результаты первого эксперимента по измерению полного поперечного сечения адронного поглощения фотонов. В работах [7–8] описаны другие эксперименты, выполненные на электронном пучке, в том числе исследование фоторождения ρ^0 мезонов с использованием системы мечения фотонов, в котором "мечение" фотонов по энергии осуществлялось системой черенковских спектрометров полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла высокой прозрачности [9]. Применение этих детекторов позволило подавить интенсивный фон мюонов, затруднявший проведение измерений, и получить пучок "меченых" фотонов высокой интенсивности.

В работах, проведенных совместно с сотрудниками МИФИ, было выполнено модели-

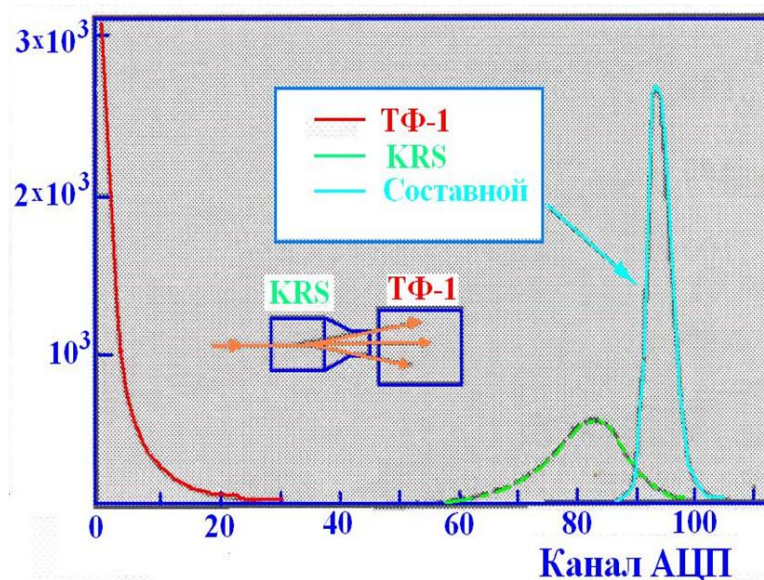


Рис. 2. Энергетические спектры различных элементов составного спектрометра при регистрации пучка электронов с энергией 31 ГэВ.

рование основных характеристик ливневых черенковских спектрометров, проведены расчеты развития электромагнитных ливней в материалах, используемых для изготовления радиаторов черенковских спектрометров полного поглощения – стеклах марки ТФ-1 и ТФ-5, в монокристаллах ТlСl и КРС. Полученные результаты [10–15] в значительной степени явились теоретическим фундаментом для дальнейшего конструирования подобных приборов.

Область применений черенковских спектрометров с радиаторами из свинцового стекла, изготовленных в ФИАН, была расширена их применением в составе широкоапертурного бесфильмового спектрометра универсального типа БИС-2, предназначенного для работы в нейтральном канале Серпуховского ускорителя. Исследования осуществлялись Международным научным сотрудничеством ОИЯИ – ЦИФИ (Венгрия) – ФИЧСАН (Чехословакия) – ИЯИЭ (Болгария) – ТГУ (Тбилиси) – ФИАН. Сотрудничество ставило своей целью поиск новых частиц с ненулевым квантовым числом очарование (charm). Черенковский спектрометр в установке БИС-2 содержал 140 идентичных элементов детекторов, характеристики которых приведены в работе [16]. Основные характеристики годоскопа показаны на рис. 3 и подробно описаны в работе [17].

Для проведения исследований фоторождения нейтральных мезонов на синхротроне ФИАН в Троицке в конце 70-х годов была создана установка ГАММА с двумя широкоапертурными черенковскими спектрометрами полного поглощения, описанными в работе [18]. Физические результаты, полученные на этой установке, опубликованы в ряде статей (см., например, [19]). В дальнейшем для расширения экспериментальных возможностей по исследованию фоторождения нейтральных мезонов (π^0 , η) на тормозном пучке синхротрона "Пахра" была создана экспериментальная установка, основным элементом которой является двухплечевой годоскоп черенковских ливневых счетчиков с радиатором из свинцового стекла Ф-8 (50 каналов). Экспериментально измеренные значения параметров черенковских счетчиков (энергетическое и пространственное разрешение) и всей установки в целом даны в работе [20]:

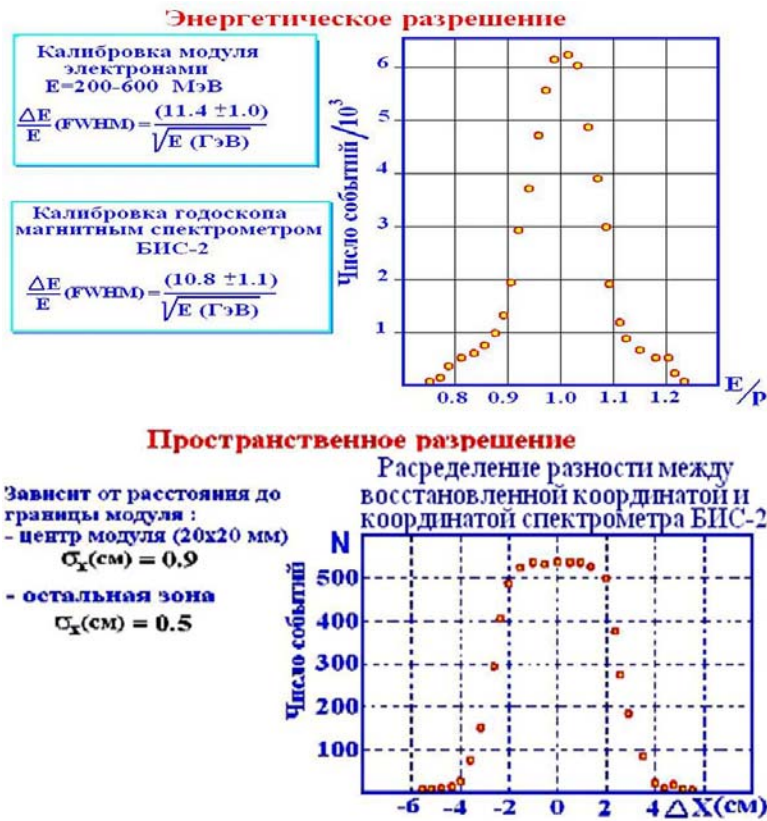


Рис. 3. Основные характеристики электромагнитного калориметра установки БИС-2.

- энергетическое разрешение

$$\frac{\sigma}{E} (\%) = a + \frac{b}{\sqrt{E}}, \quad \text{где } a = 0.7 \quad \text{и} \quad \begin{array}{l} b = 6.1 \text{ для модуля,} \\ b = 4.7 \text{ для годоскопа,} \end{array}$$

- пространственное разрешение

$$z = \frac{d}{2} - b \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{A_i}{A_{i+1}} \right) \right], \quad \sigma_z = \left(1.2 + \frac{1.3}{\sqrt{E}} \right) \exp \left(\frac{0.77d}{R_M} \right), \quad R_M = 21.2 \frac{X_0}{\epsilon} = 3.5 \text{ см.}$$

В 1992 году был запущен крупнейший в Европе ускоритель – коллайдер ГЕРА (Лаборатория ДЕЗИ, Гамбург, Германия). Он обеспечивал столкновение пучков протонов с энергией 820 ГэВ и электронов с энергией 27 ГэВ. Авторами была предложена методика измерения светимости этого ускорителя, основанная на регистрации процесса тормозного излучения, возникающего при $e p$ -столкновениях. Регистрацию тормозных фотонов и рассеянных электронов предлагалось осуществлять двумя годоскопами черенковских счетчиков полного поглощения [21]. В качестве материала радиаторов этих счетчиков был использован монокристалл КРС-15, ранее хорошо изученный группой и обладающий повышенной радиационной стойкостью. К моменту запуска ускорителя ГЕРА группой ФИАН был смонтирован и отлажен комплекс аппаратуры монитора светимости детектора Н1, включавший 74 модуля черенковских счетчиков полного поглощения, систему контроля стабильности их работы, аппаратуру вывода с предварительной обработкой данных и систему соответствующих программ для вычисления светимости $e p$ -соударений и юстировки пространственного положения пучка электронов в точке соударения с протонами. Основные характеристики детекторов: энергетическое разрешение $\sim 10\%/\sqrt{E}$, координатное $\sim 1 \text{ мм}$, быстродействие $\sim 10 \text{ МГц}$, радиационная стойкость 10^6 Грей . В процессе запуска ускорителя оперативное получение данных о характеристике процесса столкновений

было жизненно необходимым для настройки работы ускорителя [22]. На рис. 4 показан фрагмент открытки Bundespost, выпущенной в честь запуска коллайдера ГЕРА.

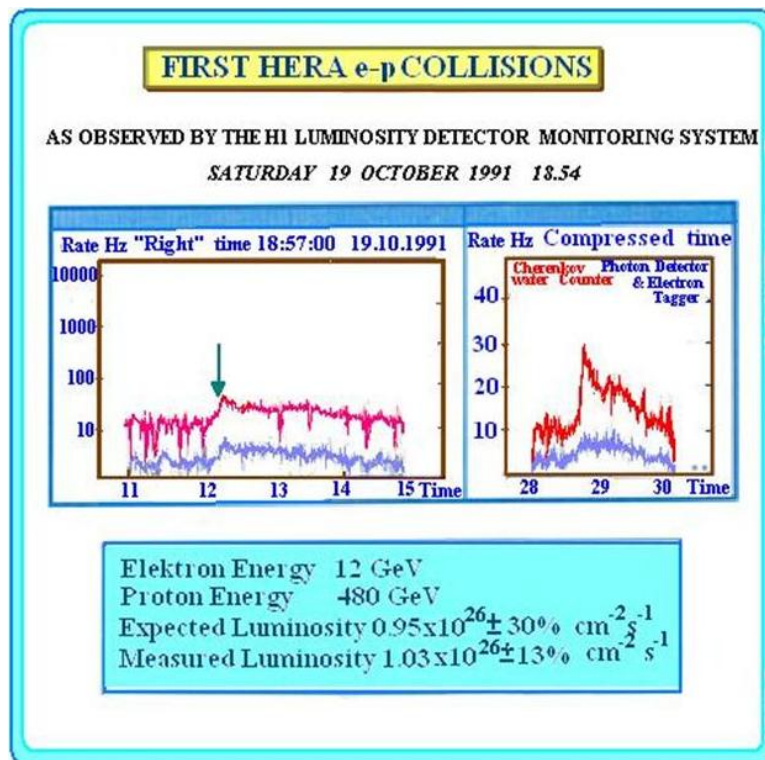


Рис. 4. Открытка, выпущенная в Германии по случаю наблюдения первого столкновения пучков на коллайдере ГЕРА, с изображением временной зависимости показаний Монитора светимости Н1 в момент регистрации первых ер-соударений в коллайдере ГЕРА.

Итоги работы монитора светимости детектора Н1 на ускорителе ГЕРА опубликованы в работе [23]. Величина светимости измерялась с точностью 1.5% в процессе мониторинга и 1.2% – после введения поправок в процессе off-line обработки. За период 1993–2007 годы сотрудничеством Н1 опубликовано 140 работ, выполненных на ускорителе ГЕРА при непосредственном участии группы ФИАН – см., например, [24–26]. При развитии указанного типа спектрометров повышенное внимание уделялось не только традиционным параметрам (энергетическое и пространственное разрешение, быстродействие), но и радиационной стойкости как различных радиаторов черенковского излучения, так и стойкости материалов и компонент, применяемых при конструировании спектрометров [27–28].

Литература

- [1] Эффективность черенковского счетчика с радиатором из свинцового стекла. ПТЭ № 6, 127 (1962).
- [2] A.S. Belousov. The characteristics of the total absorption Cherenkov spectrometers. Proc. Int. Symp on Nuclear Electronics, Versailles, v. 2, 160 (1968).
- [3] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, В.В. Самедов. Черенковские спектрометры полного поглощения. Препринт ФИАН № 100 (1973).

- [4] А.И. Алиханян, Г.Л. Баятян, А.С. Белоусов, Н.П. Буданов, С.С. Герштейн, Б.Б. Говорков, С.Г. Князян и др. Пучок электронов с импульсами до 46 ГэВ/с на Серпуховском ускорителе. Атомная энергия 35, 181 (1973); NIM 112, 477 (1973).
- [5] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, Е.И. Тамм. Составной черенковский спектрометр полного поглощения. ПТЭ № 6, 33 (1973).
- [6] А.С. Белоусов, Н.П. Буданов, Я.А. Ваздик, Б.Б. Говорков, А.И. Лебедев, Е.И. Малиновский, Е.В. Минарик, С.В. Русаков, В.И. Сергиенко, Е.И. Тамм, П.А. Черенков. Полное поперечное сечение адронного поглощения фотонов высоких энергий нуклонами. ЯФ, т. 21, вып. 3, стр. 556–566 (1975).
- [7] Ю.А. Александров, А.С. Белоусов, Н.П. Буданов, Я.А. Ваздик, Б.Б. Говорков, В.В. Ким, В.А. Козлов, А.И. Лебедев, Е.И. Малиновский, В.В. Павловская, В.И. Сергиенко. Фоторождение ρ^0 -мезонов на водороде при энергиях γ -квантов 15–30 ГэВ. Ядерная физика, т. 32, вып. 3, 653 (1979).
- [8] А.С. Белоусов, Н.П. Буданов, Я.А. Ваздик, Б.Б. Говорков, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, В.И. Сергиенко, Ю.В. Соловьев, Е.И. Тамм, А. М. Фролов. Экспериментальное исследование электродинамических процессов Труды ФИАН, т. 143, стр. 100–111 (1983).
- [9] Ю.А. Александров, А.С. Белоусов, Н.П. Буданов, Я.А. Ваздик, Б.Б. Говорков, В.В. Ким, В.А. Козлов, А.И. Лебедев, Е.И. Малиновский, В.В. Павловская, В.И. Сергиенко. Система мечения фотонов тормозного излучения с подавлением мюонного фона. ПТЭ № 4, 39–41 (1981).
- [10] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Д.Ф. Китаев, Е.И. Малиновский, В.В. Самедов, Ю.В. Соловьев, Е.Л. Столярова. "Гамма" – программа для расчета светособирания в радиаторах спектрометров. Препринт ФИАН № 144, 1980.
- [11] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Д.Ф. Китаев, Е.И. Малиновский, В.В. Самедов, Ю.В. Соловьев, Е.Л. Столярова. Ковариации пробега заряженных частиц электронно-фотонных ливней в свинцовом стекле ТФ-1. Препринт ФИАН № 83 (1981).
- [12] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Д.Ф. Китаев, Е.И. Малиновский, В.В. Самедов, Ю.В. Соловьев, Е.Л. Столярова. Исследование влияния светосбора на разрешение ливневых спектрометров. Прикл. ядерная спектроскопия, Вып. 13, Энергоатомиздат, Ленинград (1984).
- [13] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Д.Ф. Китаев, Е.И. Малиновский, В.В. Самедов, Ю.В. Соловьев, Е.Л. Столярова. Характеристики электромагнитных ливней в стекле ТФ-5. Препринт ФИАН № 180 (1981).
- [14] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Д.Ф. Китаев, Е.И. Малиновский, В.В. Самедов, Ю.В. Соловьев, Е.Л. Столярова. Характеристики электромагнитных ливней в кристалле TlCl. Препринт ФИАН № 179 (1982).
- [15] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Д.Ф. Китаев, Е.И. Малиновский, В.В. Самедов, Ю.В. Соловьев, Е.Л. Столярова. "Каскад" – программа для моделирования электронно-фотонных ливней в веществе. Препринт ФИАН № 62 (1981).

- [16] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, Ю.В. Соловьев, П.А. Шарейко, А.М. Фоменко, Л.В. Сильвестров. Характеристики элемента черенковского калориметра для электронов, позитронов и γ -квантов высоких энергий. Препринт ФИАН № 148 (1976).
- [17] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, Ю.В. Соловьев, А. М. Фоменко, А.Н. Алев, В.А. Арефьев, В.П. Баландин, Т.С. Григалашвили. Годоскоп черенковских спектрометров полного поглощения. Препринт ФИАН № 226 (1982).
- [18] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, П.А. Смирнов, Ю.В. Соловьев, А.М. Фоменко. Создание и исследование характеристик широкоапертурного черенковского гамма-спектрометра полного поглощения. Труды ФИАН, т. 186, стр. 146–149 (1988).
- [19] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, П.А. Смирнов, Ю.В. Соловьев, А.Р. Теркулов, А.П. Усик, А.М. Фоменко. Фоторождение π^0 -мезонов на ядрах под малыми углами в районе Δ_{33} резонанса. Труды ФИАН, т. 186, 143 (1988).
- [20] А.С. Белоусов, Я.А. Ваздик, В.Г. Зверев, Е.И. Малиновский, И.Е. Малиновский, П.А. Смирнов, Ю.В. Соловьев, А.Р. Теркулов. Годоскопический черенковский ливневой спектрометр для регистрации фотонов промежуточных энергий. Препринт ФИАН № 23 (1995).
- [21] В.Ф. Андреев, П.С. Баранов, А.С. Белоусов, А.И. Лебедев, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, П.А. Смирнов, Ю.В. Соловьев, А.П. Усик, А.М. Фоменко, И.П. Шевяков. Детекторы электронов и фотонов монитора светимости установки Н1. Препринт ФИАН № 32 (1992).
- [22] В.Ф. Андреев, А.С. Белоусов, А.И. Лебедев, С.В. Левонян, Е.И. Малиновский, С.В. Русаков, П.А. Смирнов, Ю.В. Соловьев, А.П. Усик, А.М. Фоменко, И.П. Шевяков. Измерение светимости ускорителя ГЕРА монитором светимости установки Н1. Препринт ФИАН № 28 (1993).
- [23] H1 Collaboration. The H1 Detector at HERA. NIM A 386, 310–347 (1997).
- [24] H1 Collaboration. Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA. Z. Phys. C 66, 599 (1995).
- [25] H1 Collaboration. Total photoproduction cross section measurement at HERA energies. Phys. Letters B 299, 374–384 (1993).
- [26] H1 Collaboration. Low Q^2 jet production at HERA and virtual photon structure. Phys. Letters B 415, 418–434 (1997).
- [27] P.S. Baranov, A.S. Belousov, A.I. Lebedev, E.I. Malinovski. Radiation Resistance of Material used in Scintillation and Cherenkov Counters. Preprint LPI, N 53 (1996).
- [28] P.S. Baranov, A.S. Belousov, A.I. Lebedev, E.I. Malinovski, S.V. Rusakov. Radiation hardness of heavy monocrystals KRS, NBW, PWO. Preprint LPI N 53 (1999).

Излучение релятивистских сгустков электронов в круглом диафрагмированном волноводе

*А.П. Кулаго, И.С. Щедрин** (МИФИ, Москва)

Аннотация

Рассмотрен круглый диафрагмированный волновод (КДВ) однородный по длине. Получены выражения для определения нагруженной добротности ячейки с потерями (Q_{H1}), без потерь (Q_{H1}^0) и нагруженной добротности Q_H секции длиной l . Получено выражение для определения электрической амплитуды поля излучения, создаваемого релятивистским сгустком с зарядом q , движущимся по оси круглого диафрагмированного волновода с последовательным сопротивлением R_{Π} . Рассмотрен переходный процесс полей излучения релятивистских сгустков электронов в КДВ и получено выражение для нахождения поля излучения при пролете сгустков в стационарном режиме. Рассмотрено ускорение релятивистских электронных сгустков в однородном КДВ. В основу положена суперпозиция полей, создаваемых питающим генератором E_{Γ} , и полей излучения последовательной цепочкой релятивистских сгустков электронов, движущихся с интервалом T – периодом колебаний СВЧ поля в КДВ. Определены сумма полей, энергия, приобретенная каждым сгустком при пролете однородной ускоряющей секции, мощность пучка и электронный КПД ускоряющей системы.

1. Несколько слов о черенковском излучении в круглом диафрагмированном волноводе. В гладком круглом волноводе фазовая скорость равна

$$\nu_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2}}, \quad (1)$$

где $\lambda_{\text{кр}} = 2.613b$ – критическая длина волны, b – радиус волновода. Эта фазовая скорость всегда больше скорости света: $\nu_{\phi} > c$.

В КДВ фазовая скорость в среднем равна скорости ускоряемого электрона, и в релятивистском случае $\nu_{\phi} = c$. Однако сдвиг фазы поля по длине КДВ носит переменный характер (рис. 1):

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda\beta_{\phi}} \Delta z, \quad (2)$$

где $\beta_{\phi} = \nu_{\phi}/c$ – относительная фазовая скорость, равная

$$\beta_{\phi} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dz}{d\varphi}. \quad (3)$$

Или

$$\nu_{\phi} = \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{dz}{d\varphi} = \omega \frac{dz}{d\varphi}. \quad (4)$$

Таким образом, фазовая скорость волны $\nu_{\phi} > c$ для середины кольца КДВ и $\nu_{\phi} < c$ для середины диафрагмы. Условие для возникновения излучения П.А. Черенкова выполняется только в районе каждой диафрагмы. Для основной гармоники электромагнитного поля условие для возникновения черенковского излучения не выполняется, т.к. тогда $\nu_{\phi} = c$.

*Email: Kulago_ne@mail.ru, Alexander.Kulago@siemens.com

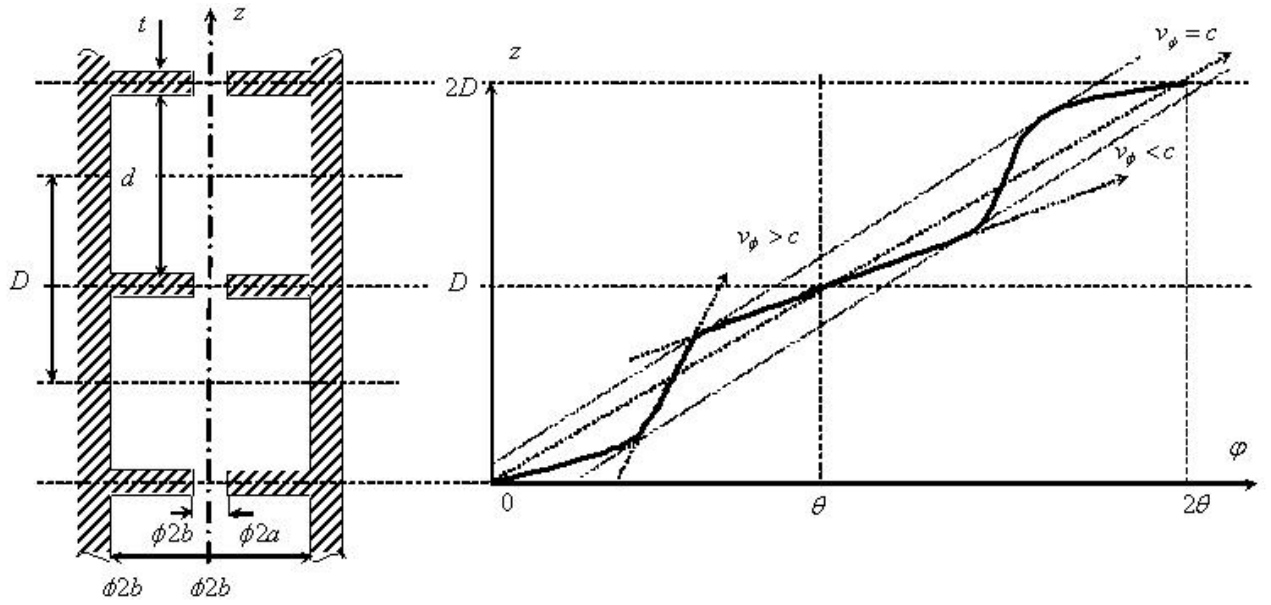


Рис. 1. Сдвиг фазы поля на оси КДВ от z .

2. Рассмотрим иной подход к излучению релятивистских сгустков электронов в КДВ. Релятивистский сгусток электронов с зарядом q движется по оси КДВ со скоростью близкой к скорости света: $\beta = 1$ ($\beta = v/c$). Согласно теореме Вильсона [1, 2] энергия, теряемая движущимся сгустком с зарядом q , равна половине произведения заряда на наведенное им напряжение: $W = \frac{1}{2} qU$. Будем считать, что прирост напряжения на длине Δx равен произведению наведенного зарядом q тока I на эквивалентное сопротивление отрезка КДВ длиной Δx : $\Delta U = I \Delta R$. Согласно теореме Рамо [3] наведенный ток равен

$$I = \frac{qc}{\Delta x}. \quad (5)$$

Будем определять сопротивление отрезка КДВ длины Δx через последовательное сопротивление КДВ R_{π} :

$$\Delta R = R_{\pi} (\Delta x)^2, \quad (6)$$

где

$$R_{\pi} = \frac{E^2}{2P}. \quad (7)$$

Здесь E – напряженность электрической составляющей на оси электромагнитного поля КДВ, P – мощность.

Используя соотношения для W , I и ΔR , получим прирост теряемой энергии сгустком:

$$\Delta W = \frac{1}{2} q \Delta U = \frac{1}{2} q^2 c R_{\pi} \Delta x. \quad (8)$$

Мощность, излучаемая сгустком, равна

$$P = \frac{\Delta W}{\Delta t} = \frac{1}{2} q^2 c R_{\pi} \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (9)$$

В нашем случае $\Delta x/\Delta t = c$. Имеем с учетом (9):

$$P = \frac{1}{2} q^2 c^2 R_{\pi} = \frac{E_q^2}{2R_{\pi}} \quad \text{или} \quad E_q = qcR_{\pi}. \quad (10)$$

Отметим, что аналогичное соотношение получено в работе [11].

Таким образом, поле E_q , излучаемое релятивистским сгустком с зарядом q , определяется зарядом, скоростью и последовательным сопротивлением КДВ. Подобное выражение справедливо и для скорости сгустка $\nu < c$. В общем виде

$$E_q = q\nu R_{\text{п}}. \quad (11)$$

3. Волновое сопротивление КДВ Z_0 рассчитано для сечения посредине кольца между двумя диафрагмами [4]. Рассмотрим отрезок КДВ в виде двух полуколец и с диафрагмой посредине – одну ячейку КДВ. На виде колебаний $\theta = \pi/2$ это будет четвертьволновый резонатор, а на виде колебаний $\theta = 2\pi/3$ – третьволновый резонатор. Таким образом, КДВ на виде колебаний $\theta = \pi/2$ представляет собой цепочку четвертьволновых проходных резонаторов, а КДВ на виде колебаний $\theta = 2\pi/3$ – цепочку третьволновых проходных резонаторов. Эквивалентная схема одноячеечного резонатора приведена на рис. 2.

Нагруженная добротность подобного резонатора с двумя связями равна $Q_{H1} = Q_0/(1 + \beta_1 + \beta_2)$, где $\beta_1 = \beta_2 = Z_0/r_D$ – коэффициент связи с КДВ слева и справа, r_D – эквивалентное омическое сопротивление, отражающее потери в стенках резонатора длины D ; Q_{H1} обозначает нагруженную добротность одноячеечного резонатора, Q_0 – собственная добротность КДВ. Тогда нагруженная добротность резонатора с длиной, равной длине волны λ , будет равна

$$Q_{H\lambda} = Q_{H1} \frac{2\pi}{\theta}. \quad (12)$$

При этих предположениях секция длиной l будет представлять собой проходной резонатор с нагруженной добротностью Q_H , равной

$$Q_H = Q_{H\lambda} \frac{l}{\lambda} = Q_{H1} \frac{2\pi}{\theta} \frac{l}{\lambda}, \quad (13)$$

где l – длина секции КДВ, λ – рабочая длина волны.

Вернемся к выражению для Q_{H1} . По определению собственная добротность КДВ Q_0 , как следует из эквивалентной схемы (рис. 2), равна

$$Q_0 = \frac{\omega L}{r_D}, \quad (14)$$

$$Q_{H1} = \frac{\omega L}{r_D + 2Z_0}. \quad (15)$$

Эта формула записана для резонатора, у которого присутствуют потери в его стенках. Если потерь нет или они чрезвычайно малы (сверхпроводящий вариант), то $r_D = 0$ и

$$Q_{H1}^0 = \frac{\omega L}{2Z_0}. \quad (16)$$

Сравнивая выражения (15) и (16), получим соотношение $(r_D + 2Z_0)Q_{H1} = 2Z_0Q_{H1}^0$.

Отметим, что на практике КДВ изготавливают из меди, и величина $r_D \ll 2Z_0$, так что нагруженная добротность КДВ без потерь слабо отличается от нагруженной добротности с потерями в случае использования меди.

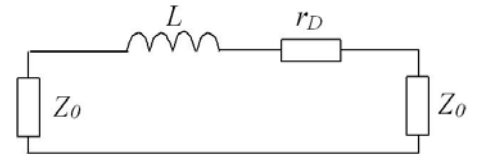


Рис. 2. Эквивалентная схема резонатора-ячейки КДВ.

4. Определим эквивалентное сопротивление r_D . Оно состоит из сопротивления r_d торцевой поверхности диафрагмы, сопротивления r_b поверхности отрезка круглого волновода радиуса b и сопротивления r_a цилиндрической поверхности отверстия в диафрагме радиуса a . Сопротивление r_d состоит из сопротивлений двух стенок радиуса от a до b , а сопротивление одной стенки равно r_{d1} , где

$$r_d = 2r_{d1} = 2 \frac{\rho}{2\pi\delta} \int_a^b \frac{dr}{r} = 2 \frac{\rho}{2\pi\delta} \ln \frac{b}{a}, \quad (17)$$

$$r_b = \frac{\rho}{2\pi\delta} \frac{d}{b}, \quad (18)$$

$$r_a = \frac{\rho}{2\pi\delta} \frac{t}{a}. \quad (19)$$

Здесь ρ – удельное сопротивление материала, из которого изготовлен КДВ, δ – глубина скин-слоя, $d = \lambda\beta_{\Phi}\theta/(2\pi) - t = D - t$, D – длина ячейки, t – толщина диафрагмы. Сопротивление ячейки КДВ r_D есть сумма величин (17), (18), (19):

$$r_D = r_d + r_b + r_a = \frac{\rho}{2\pi\delta} \left[2 \ln \frac{b}{a} + \frac{d}{b} + \frac{t}{a} \right]. \quad (20)$$

Для задачи ускорения больших токов в КДВ интерес представляют значения a/b в пределах от 0.4 до 0.5. Для таких a/b логарифм может быть представлен в виде

$$\ln(b/a) \simeq 0.433b/a - 0.167 \quad (21)$$

с погрешностью не более $-0.25\% \div +0.35\%$. Учитывая это обстоятельство, окончательно получаем (20) в виде

$$r_D = \frac{\rho}{2\pi\delta} \left[0.867 \frac{b}{a} - 0.333 + \left(\frac{\theta}{2\pi} - \frac{t}{\lambda} \right) \frac{a/b}{a/\lambda} + \frac{t/\lambda}{a/\lambda} \right]. \quad (22)$$

Значения собственной добротности Q_0 и волнового сопротивления КДВ Z_0 даны в справочнике [4]. Нагруженная добротность ячейки может быть определена по выражению для Q_{H1} . Например, для $\theta = \pi/2$, $\lambda = 16.5$ см, $a/\lambda = 0.20$, $a/b = 0.47$ получаем $Q_{H1} = 0.792$, а нагруженная добротность секции КДВ длиной $l = 2$ м равна $Q_H = 38$.

5. Релятивистский электронный сгусток, двигаясь по оси однородного круглого диафрагмированного волновода, излучает поле с амплитудой электрической составляющей E_q , определенной по формуле $E_q = qcR_{\pi}$. Секция представляет собой проходной резонатор с нагруженной добротностью Q_H . Амплитуда поля E за движущимся релятивистским сгустком электронов будет спадать по экспоненциальному закону:

$$E = E_q \exp \left(-\frac{\omega t}{2Q_H} \right). \quad (23)$$

Здесь $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, t – текущее время.

Выберем произвольное начальное сечение в КДВ. Поле от пролета первого сгустка на рабочей частоте $f = 1/T$ СВЧ колебаний в КДВ уменьшится к моменту прилета второго сгустка как

$$E = E_q \exp \left(-\frac{\omega T}{2Q_H} \right) = E_q \exp \left(-\frac{\pi}{Q_H} \right). \quad (24)$$

При влете N -го сгустка в выбранном сечении КДВ суммарное поле будет определяться выражением

$$E_N = E_q \sum_{i=1}^N \exp\left(- (i-1) \frac{\pi}{Q_H}\right). \quad (25)$$

Выражение под знаком суммы является геометрической прогрессией, сумма которой равна

$$\sum_{i=1}^N \exp\left(- (i-1) \frac{\pi}{Q_H}\right) = \left[1 - \exp\left(-N \frac{\pi}{Q_H}\right)\right] / \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi}{Q_H}\right)\right]. \quad (26)$$

Таким образом, поле при пролете N сгустков будет равно

$$E_N = E_q \left[1 - \exp\left(-N \frac{\pi}{Q_H}\right)\right] / \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi}{Q_H}\right)\right]. \quad (27)$$

Для стационарного режима, когда $N \rightarrow \infty$, выражение (27) имеет вид

$$E_\infty = E_q \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi}{Q_H}\right)\right]^{-1}. \quad (28)$$

Отметим, что для однородного КДВ суммарное поле излучения релятивистских сгустков после завершения переходного процесса будет постоянным по величине и не зависит от продольной координаты z , т.к. выражение (28) получено для произвольно выбранного сечения. После прохождения последнего сгустка поле будет уменьшаться в выбранном сечении по экспоненциальному закону в соответствии с выражением (23), где время отсчитывают с момента пролета последним сгустком выбранного сечения.

6. Рассмотрим ускоряющую секцию линейного ускорителя электронов (ЛУЭ) на примере круглого диафрагмированного волновода (КДВ) с постоянными по длине l размерами, с относительной фазовой скоростью $\beta_\Phi = 1$ и $t/\lambda = 0.0382$. Рабочими видами колебаний являются, как правило, $\theta = \pi/2$ и $\theta = 2\pi/3$. Электромагнитные поля создаются двумя источниками. СВЧ генератор, питающий ускоряющую секцию, создает электромагнитное поле с напряженностью электрической составляющей на оси КДВ, равной [6, 7]

$$E_\Gamma = E_{\Gamma_0} e^{-\alpha z}, \quad (29)$$

где E_{Γ_0} – напряженность ускоряющего поля, создаваемое СВЧ генератором на входе ускоряющей секции, α – коэффициент затухания КДВ, z – текущая продольная координата секции.

Вторым источником излучения электрического поля является ускоряемый электронный пучок. Суммарное поле E_Π , излучаемое последовательной цепочкой точечных сгустков, имеющих заряд q , после окончания переходного процесса будет равно

$$E_\Pi = E_q (1 - e^{-\pi/Q_H})^{-1}. \quad (30)$$

Мы рассматриваем идеализированный случай, когда каждый сгусток находится в максимуме суммарного поля торможения всех сгустков и максимуме ускоряющего поля генератора:

$$E = E_{\Gamma_0} e^{-\alpha z} - E_q (1 - e^{-\pi/Q_H})^{-1}. \quad (31)$$

Энергия, приобретаемая каждым сгустком электронов на выходе ускоряющей секции длиной l , равна в вольтах

$$U = E_{\Gamma_0} l \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha l} - \frac{E_q l}{1 - e^{-\pi/Q_H}}. \quad (32)$$

Поскольку импульсный ток пучка можно записать в виде

$$I_0 = \frac{qc}{\lambda}, \quad (33)$$

то выражение для E_q принимает следующий вид:

$$E_q = I_0 R_{\pi} \lambda. \quad (34)$$

Мощность пучка ускоренных электронов равна

$$P = I_0 E_{\Gamma_0} l \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha l} - \frac{I_0^2 R_{\pi} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}}. \quad (35)$$

Электронный КПД ускоряющей секции соответственно равен

$$\eta = \frac{1}{P_0} \left[I_0 E_{\Gamma_0} l \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha l} - I_0^2 \frac{R_{\pi} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}} \right]. \quad (36)$$

7. Представляет интерес случай, когда мощность пучка максимальна и, соответственно, максимальное значение приобретает электронный КПД. Определим значение ускоряемого тока, при котором $P = P_{\max}$. Приравняем к нулю производную dP/dI_0 . Используя уравнение (35), получаем значение тока I_0 , при котором $P = P_{\max}$:

$$I_0 = \frac{1}{2} \frac{E_{\Gamma_0}}{R_{\pi} \lambda} \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha l} (1 - e^{-\pi/Q_H}), \quad (37)$$

$$P_{\max} = \frac{1}{2} P_0 \frac{l}{\lambda} \left(\frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha l} \right)^2 (1 - e^{-\pi/Q_H}). \quad (38)$$

Соответственно значение максимального электронного КПД равно

$$\eta_{\max} = \frac{1}{2} \frac{l}{\lambda} \left(\frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha l} \right)^2 (1 - e^{-\pi/Q_H}). \quad (39)$$

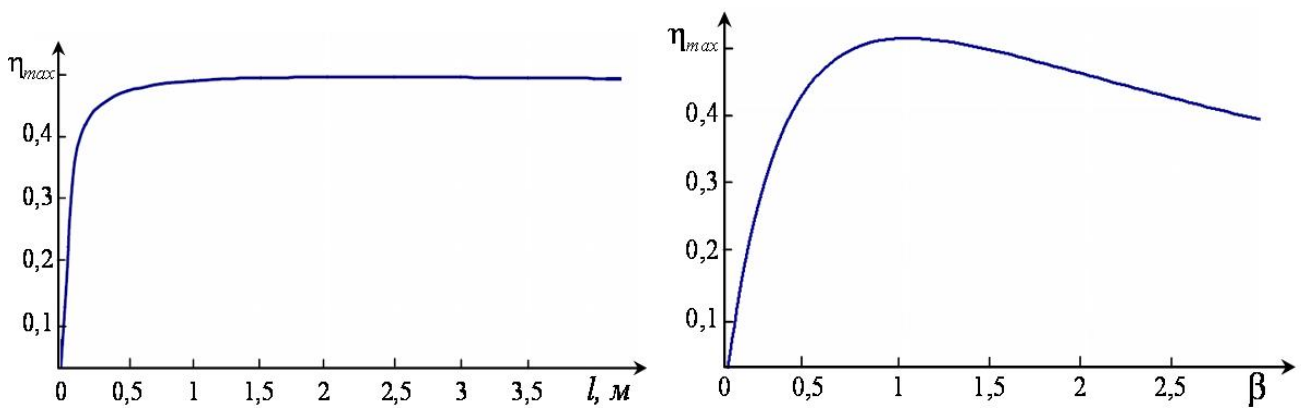


Рис. 3. Слева: зависимость электронного КПД от длины секции КДВ. Справа: зависимость электронного КПД от коэффициента связи для БЗС.

На рис. 3 приведены графики зависимости максимального КПД для секции с параметрами: $\theta = \pi/2$, диафрагмы без скруглений, $\lambda = 16.5$ см, $a/\lambda = 0.20$, $\alpha = 0.01492$ м⁻¹ (медь), $Q_{H\lambda} = 3.1672$, $t/\lambda = 0.0382$.

Следует отметить, что для выбранных параметров волновода секцию для достижения максимального КПД не следует выбирать больше $l = 1$ м, т.к. при такой длине $\eta = 0.45$, тогда как максимальное значение $\eta = 0.46$ достигается при длине 3 м. Кроме того заметим, что если потерь в стенках КДВ нет, то КПД с увеличением длины секции плавно стремится к $\eta_{\max} = 0.50$, однако, выигрыш не велик: при $l = 1$ м $\eta = 0.456$, а при $l \rightarrow \infty$ $\eta = 0.50$.

8. Представляет интерес оценка электронного КПД для секций ускорителей, работающих на стоячей волне с бипериодическими структурами [5]. Используем данные в работе [4].

Мощность пучка в ускоряющей ячейке получается равной

$$P = I_0 U = \frac{1}{1 + \beta_0} \left(I_0 \sqrt{\frac{8P_{\Gamma}\beta_0 R_y}{N_y(1 + \beta_0)}} - I_0^2 R_y \right). \quad (40)$$

Здесь P_{Γ} – мощность СВЧ генератора, R_y – шунтовое сопротивление ячейки, N_y – число ячеек в секции, β_0 – коэффициент связи секции с подводящим волноводом.

Ток, при котором максимальная мощность передается пучку, равен

$$I_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8P_{\Gamma}\beta_0}{N_y R_y (1 + \beta_0)}}. \quad (41)$$

Соответственно максимальное значение КПД для бипериодической структуры равно

$$\eta_{\max} = \frac{2\beta_0}{(1 + \beta_0)^2}. \quad (42)$$

Для случая, когда секция согласована с подводящим прямоугольным волноводом, $\beta_0 = 1$ и $\eta_{\max} = 0.50$. Если секция пересвязана до коэффициента связи $\beta_0 = 1.5$, то $\eta_{\max} = 0.48$.

9. Рассмотрим ускорение релятивистскими сгруппированными сгустками заряда q_1 релятивистского сгруппированного пучка с меньшим зарядом в сгустках q_2 . На первом этапе рассмотрим ускорение в КДВ. Естественно, сгустки следуют с одной рабочей частотой для выбранного вида колебаний $\theta = \pi/2$ в круглом диафрагмированном волноводе (КДВ).

Поля, излучаемые сгустками, равны следующим величинам:

$$E_{q_1} = q_1 c R_{\pi} = I_1 R_{\pi} \lambda, \quad E_{q_2} = q_2 c R_{\pi} = I_2 R_{\pi} \lambda, \quad (43)$$

где q_1, q_2 – заряды сгустков двух пучков, R_{π} – последовательное сопротивление КДВ, c – скорость света. Сгустки ускоряемого пучка сдвинуты по фазе от поля излучения ускоряющего пучка.

Рассмотрим случай установившихся полей, т.е. стационарный режим, когда переходные режимы излучения пучков окончились. Определим поле излучения. Согласно работе [8] они равны

$$E_1 = \frac{I_1 R_{\pi} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}}, \quad E_2 = \frac{I_2 R_{\pi} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}}. \quad (44)$$

Суммарное поле, действующее на ускоренный пучок, можно записать в следующем виде:

$$E = E_1 e^{-\pi/2Q_H} - E_2 = (I_1 e^{-\pi/2Q_H} - I_2) \frac{R_{\pi} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}}. \quad (45)$$

Коэффициент $e^{-\pi/2Q_H}$ в первом слагаемом выражения (45) обусловлен тем, что за генерирующим сгустком q_1 ускоряющего пучка поле спадает по закону $e^{-\omega t/2Q_H}$, и за время $t = T/2$ поле уменьшается на эту величину.

Найдем величину энергии в вольтах, приобретаемую ускоренным пучком-2 при пролете сгустком секции КДВ длиной l :

$$U = El = (I_1 e^{-\pi/2Q_H} - I_2) \frac{R_{\text{п}} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}}. \quad (46)$$

Мощность, переданная ускоряемому пучку, равна

$$P_2 = (I_2 I_1 e^{-\pi/2Q_H} - I_2^2) \frac{R_{\text{п}} \lambda}{1 - e^{-\pi/Q_H}}. \quad (47)$$

Максимальное значение мощности будет равно

$$P_{\text{max}} = \frac{1}{4} \frac{I_1^2 R_{\text{п}} \lambda e^{-\pi/Q_H}}{1 - e^{-\pi/Q_H}} = \frac{1}{2} P_1 \frac{l}{\lambda} (1 - e^{-\pi/Q_H}) e^{-\pi/Q_H}. \quad (48)$$

Принимая во внимание, что мощность, передаваемая ускоряющим пучком в секцию КДВ, равна

$$P_1 = \frac{E_1^2}{2R_{\text{п}}} = \frac{1}{2} I_1^2 \lambda^2 \frac{R_{\text{п}}}{(1 - e^{-\pi/Q_H})^2}, \quad (49)$$

получаем выражение для максимального КПД, которое достигается в секции при передаче мощности ускоренному пучку:

$$\eta_{\text{max}} = \frac{P_{\text{max}}}{P_1} = \frac{1}{2} \frac{l}{\lambda} (1 - e^{-\pi/Q_H}) e^{-\pi/Q_H}. \quad (50)$$

Таким образом, максимальный КПД не может превышать 50%. Максимальное значение КПД достигает своей величины с увеличением Q_H и с ростом длины секции l . В пределе Q_H стремится к Q_0 – собственной добротности КДВ [4] и поэтому

$$\eta_{\text{max lim}} = \frac{1}{2}. \quad (51)$$

Впервые данная задача рассмотрена в работе [2] и получен аналогичный количественный результат 48%. Однако подходы к решению данной задачи значительно отличаются.

10. Рассмотрим случай ускорения пучка пучком в ЛУЭ на стоячей волне с бипериодической замедляющей системой (БЗС). Излучение в БЗС ускоряющего и ускоряемого пучков в вольтах можно описать следующими выражениями:

$$U_1 = \frac{I_1 R_{\text{ш}}}{1 + \beta}, \quad U_2 = \frac{I_2 R_{\text{ш}}}{1 + \beta}. \quad (52)$$

Энергия, переданная ускоренному пучку в вольтах, получается равной

$$U = \frac{R_{\text{ш}}}{1 + \beta} \left(I_1 e^{-\pi(1+\beta)/2Q_H} - I_2 \right). \quad (53)$$

Максимальная мощность ускоренного пучка

$$P_{\text{max}} = \frac{R_{\text{ш}}}{1 + \beta} \frac{1}{4} I_1^2 e^{-\pi(1+\beta)/Q_H} = \frac{1}{2} P_1 e^{-\pi(1+\beta)/Q_H}, \quad (54)$$

т.к. мощность излучения в БЗС ускоряющего пучка равна

$$P_1 = \frac{1}{2} \frac{U_1^2}{R_{\text{ш}}/(1 + \beta)} = \frac{1}{2} \frac{I_1^2 R_{\text{ш}}}{1 + \beta}. \quad (55)$$

Поэтому вычисленный максимальный КПД будет равен

$$\eta_{\text{max}} = \frac{1}{2} e^{-\pi(1+\beta)/Q_H}. \quad (56)$$

Литература

- [1] J.W. Wang. Stanford University. Dissertation. SLAC-Report-39, 1989.
- [2] Э.С. Масунов. Электронная нагрузка током в ускорителях заряженных частиц. – М.: МИФИ, 1999, с. 16.
- [3] S. Ramo. Currents Induced by Electron Motion. Proceedings of the IRE, September 1939, v. 27, pp. 584–585.
- [4] О.А. Вальднер, Н.П. Собенин, Б.В. Зверев, И.С. Щедрин. Диафрагмированные волноводы. Справочник – 3-е издание, переработанное и доп. – М.: ЭАИ, 1991. 280 с.
- [5] В.В. Степнов. Диссертация, к.т.н., МИФИ, 1986.
- [6] А.Н. Лебедев, А.В. Шальнов. Основы физики и техники ускорителей. Учебное пособие для вузов. – 2-ое издание, М.: Энергоатомиздат, 1991. 528 с.
- [7] О.А. Вальднер, А.Н. Диденко, А.В. Шальнов. Ускоряющие волноводы. Атомиздат, 1973. 216 с.
- [8] И.С. Щедрин. Поле излучения релятивистского сгустка электронов в КДВ. Аннотации докладов НС-МИФИ-2009, т. 1, с. 205.
- [9] М.С. Нейман. Обобщение теории цепей на волновые системы. Госэнергоиздат, 1955.
- [10] А.П. Кулаго, И.С. Щедрин. Энергия, мощность пучка электронов и электронный КПД. Аннотации докладов НС-МИФИ-2009, т. 1, с. 206.
- [11] В.А. Буц, А.Н. Лебедев. Когерентное излучение интенсивных электронных пучков. М.: ФИАН, 2006, с. 48.