

ДЕТЕКТОР КЕДР

*В. В. Анашин^а, В. М. Аульченко^{а,б}, Е. М. Балдин^{а,б},
А. К. Барладян^а, А. Ю. Барняков^а, М. Ю. Барняков^а,
С. Е. Бару^{а,б}, И. Ю. Басок^а, И. В. Бедный^а,
О. Л. Белобородова^{а,б}, А. Е. Блинов^а, В. Е. Блинов^{а,в},
А. В. Бобров^а, В. С. Бобровников^а, А. Е. Бондарь^{а,б},
А. Р. Бузыкаев^а, А. И. Воробьев^а, В. В. Гулевич^а,
Л. В. Днепровский^а, В. Н. Жилич^а, В. В. Жуланов^{а,б},
Г. В. Карпов^а, С. В. Карпов^а, С. А. Кононов^{а,б}, К. Ю. Котов^а,
Е. А. Кравченко^{а,б}, В. Н. Кудрявцев^а, А. С. Кузьмин^а,
В. Ф. Куликов^{а,б}, Э. А. Купер^{а,б}, Е. Б. Левичев^{а,в},
Д. А. Максимов^а, В. М. Малышев^а, А. Л. Масленников^а,
А. С. Медведко^{а,б}, Н. Ю. Мучной^а, С. А. Никитин^а,
И. Б. Николаев^{а,б}, А. П. Онучин^{а,в}, С. Б. Орешкин^а,
И. О. Орлов^{а,б}, А. А. Осипов^а, С. В. Пелеганчук^а,
С. Г. Пивоваров^{а,в}, А. О. Полуэктов^а, Г. Э. Поспелов^а,
В. Г. Присекин^а, В. А. Родякин^а, А. А. Рубан^а, Г. А. Савинов^а,
Ю. И. Сковпень^{а,б}, А. Н. Скринский^а, В. В. Смалюк^а,
Р. Г. Снопков^а, А. В. Соколов^а, А. М. Сухарев^а,
А. А. Тальшев^{а,б}, В. А. Таюрский^а, В. И. Тельнов^{а,б},
Ю. А. Тихонов^{а,б}, К. Ю. Тодышев^а, Ю. В. Усов^а,
Т. А. Харламова^{а,б}, А. Г. Шамов^а, Б. А. Шварц^{а,б},
Л. И. Шехтман^а, А. И. Шушаро^а, А. Н. Юшков^а*

^а Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

^в Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	1264
ВЭПП-4М. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПУЧКА	1266
Измерение энергии методом резонансной деполяризации	1268
Комптоновский монитор энергии и энергетического разброса	1271
МАГНИТНАЯ СИСТЕМА	1274

Основной соленоид	1274
Источник питания основного соленоида	1275
Компенсирющие соленоиды	1276
Ярмо	1276
Контроль магнитного поля	1276
КРИОГЕННАЯ СИСТЕМА	1277
ВАКУУМНАЯ КАМЕРА	1279
ВЕРШИННЫЙ ДЕТЕКТОР	1280
Конструкция	1280
Пространственное разрешение	1282
Электроника	1283
ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА	1283
Конструкция	1283
Выбор ячейки и рабочего газа	1285
Импульсное разрешение	1286
Идентификация частиц	1286
Электроника	1286
Высоковольтное питание	1287
Газовая система и система измерения температуры	1287
ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ АШИФ	1287
Аэрогель	1289
Переизлучатели спектра	1289
Фотоумножители	1290
Электроника	1290
Тестирование счетчика на пучке	1291
Долговременная стабильность счетчиков	1291
Статус системы	1292
ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА	1292
Конструкция	1292
Электроника	1293
Физические параметры системы	1294
ТОРЦЕВОЙ КАЛОРИМЕТР	1295
Кристаллы и счетчики	1297
Фототриоды	1297
Электронный тракт	1297
Калибровки калориметра и достигнутые параметры	1298
ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КАЛОРИМЕТР	1299
Конструкция	1299

Электроника	1301
Шумы электроники и радиоактивность	1302
Калибровка	1303
Параметры калориметра	1303
МЮОННАЯ СИСТЕМА	1304
Конструкция	1306
Технология изготовления	1306
Газовая смесь	1307
Электроника	1308
Калибровка и параметры системы, полученные в эксперименте	1309
МОНИТОР СВЕТИМОСТИ	1310
Введение	1310
Аппаратура монитора светимости	1311
Оперативное измерение светимости	1313
СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ	1315
Введение	1315
Общее описание	1316
Детекторы на основе трехкаскадных ГЭУ	1321
Измерение энергетического разрешения СРРЭ	1324
Физические параметры	1326
ТРИГГЕР	1327
Алгоритм работы триггера	1328
Первичный триггер	1329
Вторичный триггер	1332
Мертвое время триггера	1334
СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ	1335
Схема системы сбора данных	1335
Электроника	1335
Компьютерная инфраструктура	1335
Программное обеспечение	1336
Контроль работы детектора	1337
База данных	1338
МОДЕЛИРОВАНИЕ	1338
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1339
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1339

ДЕТЕКТОР КЕДР

*В. В. Анашин^а, В. М. Аульченко^{а,б}, Е. М. Балдин^{а,б},
А. К. Барладян^а, А. Ю. Барняков^а, М. Ю. Барняков^а,
С. Е. Бару^{а,б}, И. Ю. Басок^а, И. В. Бедный^а,
О. Л. Белобородова^{а,б}, А. Е. Блинов^а, В. Е. Блинов^{а,в},
А. В. Бобров^а, В. С. Бобровников^а, А. Е. Бондарь^{а,б},
А. Р. Бузыкаев^а, А. И. Воробьев^а, В. В. Гулевич^а,
Л. В. Днепровский^а, В. Н. Жилич^а, В. В. Жуланов^{а,б},
Г. В. Карпов^а, С. В. Карпов^а, С. А. Кононов^{а,б}, К. Ю. Котов^а,
Е. А. Кравченко^{а,б}, В. Н. Кудрявцев^а, А. С. Кузьмин^а,
В. Ф. Куликов^{а,б}, Э. А. Купер^{а,б}, Е. Б. Левичев^{а,в},
Д. А. Максимов^а, В. М. Малышев^а, А. Л. Масленников^а,
А. С. Медведко^{а,б}, Н. Ю. Мучной^а, С. А. Никитин^а,
И. Б. Николаев^{а,б}, А. П. Онучин^{а,в}, С. Б. Орешкин^а,
И. О. Орлов^{а,б}, А. А. Осипов^а, С. В. Пелеганчук^а,
С. Г. Пивоваров^{а,в}, А. О. Полуэктов^а, Г. Э. Поспелов^а,
В. Г. Присекин^а, В. А. Родякин^а, А. А. Рубан^а, Г. А. Савинов^а,
Ю. И. Сковпень^{а,б}, А. Н. Скринский^а, В. В. Смалюк^а,
Р. Г. Снопков^а, А. В. Соколов^а, А. М. Сухарев^а,
А. А. Талышев^{а,б}, В. А. Таюрский^а, В. И. Тельнов^{а,б},
Ю. А. Тихонов^{а,б}, К. Ю. Тодышев^а, Ю. В. Усов^а,
Т. А. Харламова^{а,б}, А. Г. Шамов^а, Б. А. Шварц^{а,б},
Л. И. Шехтман^а, А. И. Шушаро^а, А. Н. Юшков^а*

^а Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

^в Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

КЕДР — универсальный магнитный детектор, спроектированный для изучения c - и b -кварков и двухфотонной физики и работающий на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М. Отличительной особенностью экспериментов является измерение абсолютной энергии пучка с использованием двух методов: резонансной деполаризации и более быстрого, но менее точного обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов. Это позволило выполнить большую серию измерений, в которых была улучшена точность таких фундаментальных параметров частиц, как массы, полные и лептонные ширины.

KEDR is a universal magnetic detector designed for a study of c and b quarks and two-photon physics that is operated at the VEPP-4M e^+e^- collider. A specific feature of the experiment is an

absolute beam energy determination using two methods: the resonant depolarization and a faster, but less precise Compton backscattering of laser photons. A large series of measurements based on that have been performed to improve the precision of such fundamental particle parameters as mass, total and leptonic width.

PACS: 29.40.Gs; 29.40.Gx; 29.40.Ka; 29.40.Mc; 29.40.Vj; 29.90.+r

ВВЕДЕНИЕ

Детектор КЕДР (рис. 1) с 2002 г. работает в области энергий $2E = 2-4$ ГэВ на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М в ИЯФ им. Г. И. Будкера в Новосибирске. ВЭПП-4М обладает уникальным для существующих e^+e^- -коллайдеров диапазоном энергий от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс, что позволяет проводить эксперименты как в области низких энергий, где расположено семейство ψ -мезонов и порог рождения τ -лептона, так и в области высоких энергий, где рождаются T -мезоны.

В настоящее время в области низкой энергии работает детектор BES-III на e^+e^- -коллайдере ВЕРС-II ($2E = 2-4,2$ ГэВ) с проектной светимостью

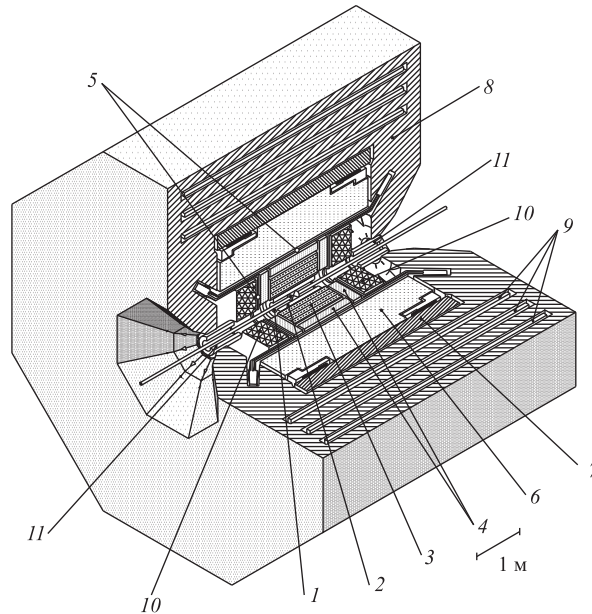


Рис. 1. Центральная часть детектора КЕДР: 1 — вакуумная камера ускорителя; 2 — вершинный детектор; 3 — дрейфовая камера; 4 — аэрогелевые пороговые черенковские счетчики; 5 — времяпролетные счетчики; 6 — баррельный жидкокриптоновый калориметр; 7 — сверхпроводящая катушка; 8 — ярмо; 9 — мюонные камеры; 10 — торцевой CsI-калориметр; 11 — компенсирующая катушка

$10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Работавший в этой области детектор CLEO-с на коллайдере CESR-с с на порядок меньшей светимостью в 2008 г. завершил свою работу.

По своим параметрам детектор КЕДР сравним с детекторами BES-III и CLEO-с, однако светимость коллайдера ВЭПП-4М на 1–2 порядка ниже светимости CESR-с и VEPC-II.

В области высокой энергии ($\sqrt{s} = 10,58 \text{ ГэВ}$) продолжает работу детектор BELLE на В-фабрике в КЕК со светимостью около $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, детектор BABAR на В-фабрике в SLAC в 2008 г. закончил набор данных. На этих детекторах записаны интегралы светимости 500–1000 обратных фемтобарн.

Детектор КЕДР включает следующие системы: вершинный детектор, дрейфовую камеру, аэрогелевые черенковские счетчики, времяпролетные сцинтилляционные счетчики, баррельный электромагнитный калориметр на основе жидкого криптона, торцевой электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI, сверхпроводящую магнитную катушку, мюонную систему (они показаны на рис. 1), а также систему регистрации рассеянных электронов и позитронов (СРРЭ) и монитор светимости.

Физическая программа детектора КЕДР построена таким образом, чтобы использовать ряд наших преимуществ в сравнении с другими машинами и детекторами.

Коллайдер ВЭПП-4М, чего нет нигде в мире, оснащен двумя взаимодополняющими методиками прецизионного измерения и мониторинга энергии пучка: методом резонансной деполяризации с относительной точностью 10^{-6} и методом мониторинга энергии, основанном на измерении положения края энергетического спектра γ -квантов, образующихся при комптоновском рассеянии монохроматического лазерного излучения на электронном пучке (относительная точность $3 \cdot 10^{-5}$). Поэтому большей частью программы является прецизионное измерение масс элементарных частиц, для которого важно знание энергии пучков с высокой точностью. В области низкой энергии это массы J/ψ -, ψ' -, $\psi(3770)$ -, D^0 -, D^\pm -мезонов и τ -лептона. К настоящему времени эта программа в основном выполнена. В области высокой энергии могут быть уточнены значения масс Υ -мезонов и, возможно, измерены массы некоторых других состояний.

Другой важной задачей является измерение величины сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны (величины R) в области энергий $2E = 2\text{--}11 \text{ ГэВ}$ в одном эксперименте с одним детектором, что до настоящего времени не делалось. Наибольший интерес при измерении R представляет область от 5 до 7 ГэВ. Ранее она измерялась в двух экспериментах: MARK-I и Crystal Ball. Однако результаты MARK-I заметно отличаются от более поздних измерений и в настоящее время считаются ошибочными, а результат Crystal Ball не был опубликован в реферируемых журналах. Так что в определенном смысле эта область энергий остается неизученной.

Наличие в детекторе электромагнитного калориметра на основе жидкого криптона, обладающего высоким энергетическим разрешением и возможностью измерения координаты точки конверсии γ -кванта с точностью ~ 1 мм, и системы пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков, дающих возможность разделять π - и K -мезоны в диапазоне импульсов от 600 до 1500 МэВ/с, позволяет выполнить ряд экспериментов по измерению вероятностей распадов частиц ψ - и Υ -семейств, в которых могут быть получены значимые физические результаты.

Детектор КЕДР оснащен уникальной системой регистрации рассеянных электронов и позитронов для изучения двухфотонных процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$. Система позволяет определять инвариантную массу $M_{\gamma\gamma}$ рожденного состояния X с относительной точностью $\lesssim 1\%$ при $M_{\gamma\gamma} = 0,5-4$ ГэВ. Вследствие этого эффективность регистрации двухфотонных процессов возрастает в десятки раз по сравнению с детекторами, не оснащенными подобной системой. Эксперименты по двухфотонной физике планируются проводить в основном при высокой энергии. Здесь нам доступен существенно меньший интеграл светимости по сравнению с В-фабриками. Но благодаря выигрышу в эффективности регистрации двухфотонных процессов и меньшей систематической ошибке измерений ожидается, что мы сможем провести измерения сечений двухфотонных процессов со сравнимой или даже лучшей точностью.

Краткое описание детектора КЕДР было опубликовано в начале экспериментов с ним в 2002 г. [1]. В 2010 г. опубликован препринт с описанием детектора [2]. В настоящей статье, в основном совпадающей с [2], представлено подробное описание конструкции систем детектора КЕДР, их современное состояние. Также описаны методики прецизионного измерения энергии пучков ВЭПП-4М.

1. ВЭПП-4М. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПУЧКА

Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-4М (рис. 2) предназначен для экспериментов по физике высоких энергий, фотоядерных исследований и экспериментов с синхротронным излучением [3–5].

ВЭПП-4М является модернизацией коллайдера ВЭПП-4 с энергией в пучке от 1 до 5,5 ГэВ. Установка работает в режиме 2×2 сгустка. Две пары дипольных магнитов, расположенных в экспериментальном промежутке, и квадрупольные линзы финального фокуса, установленные вблизи места встречи электронного и позитронного пучков, представляют собой жесткофокусирующий спектрометр для СРРЭ детектора КЕДР. На концах экспериментального промежутка симметрично установлены два дипольных вигглера для управления размерами пучка. В техническом промежутке, в местах с нулевой дис-

персией, находятся два градиентных вигглера для управления декрементами затухания.

Основные параметры коллайдера ВЭПП-4М представлены в табл. 1. Расчетные параметры пучка ВЭПП-4М перечислены в табл. 2.

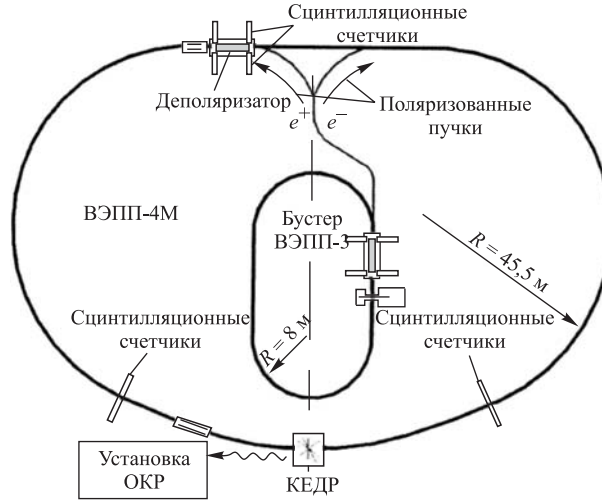


Рис. 2. Схема ВЭПП-4М с оборудованием для измерения энергии пучка

Таблица 1. Основные параметры ВЭПП-4М [5]

Периметр, м	366
Частота обращения, кГц	818,924
Бетатронные частоты, гор./верт.	8,54/7,57
Коэффициент пространственного уплотнения орбит	0,0168
Натуральный хроматизм, гор./верт.	-14,5/-20,3
Апертура в полукольцах, $2A_x \times 2A_y$, мм	60×30
Структурные функции в месте встречи $\beta_x/\beta_y/\eta_x$, см	75/5/80

Таблица 2. Расчетные параметры пучка ВЭПП-4М [5]

Энергия пучка E_b , ГэВ	1,5	1,8	4,0	5,5
Синхротронная частота	0,011	0,012	0,017	0,021
Горизонтальный эмиттанс, нм·рад	17	25	121	230
Энергетический разброс $\sigma_E/E_b \times 10^4$	2,5	2,9	6,6	9
Потери энергии за оборот, кэВ	14	29	713	2550
Длина сгустка, см	5	5	5	5
Времена затухания (гор./верт.), мс	260/130	150/75	13,8/6,8	5,3/2,6

1.1. Измерение энергии пучка методом резонансной деполяризации.

Для прецизионного измерения энергии пучка ВЭПП-4М используется метод резонансной деполяризации (РД), который был предложен и впервые реализован в ИЯФ в 1970-х гг. [6, 7]. С тех пор он широко используется в ИЯФ и в других лабораториях мира. Метод РД, в основе которого лежит прецизионное измерение частоты прецессии спина Ω , является наиболее точным методом абсолютной калибровки энергии пучка в e^+e^- -накопителе. Вкратце его суть в следующем.

В накопителе с плоской орбитой средняя частота прецессии спина вокруг направления ведущего магнитного поля дается выражением

$$\Omega = \omega_0 \left(1 + \gamma \frac{\mu'}{\mu_0} \right), \quad (1)$$

где ω_0 — частота обращения; μ'/μ_0 — отношение аномальной части магнитного момента электрона к нормальной; γ — релятивистский фактор. При введении внешнего электромагнитного поля с частотой Ω_d , удовлетворяющей условию внешнего спинового резонанса

$$\Omega \pm \Omega_d = n\omega_0 \quad (n — \text{любое целое}),$$

происходит деполяризация. Факт деполяризации можно установить, регистрируя подходящий поляризационно-чувствительный процесс. Вводя нормализованную спиновую частоту

$$\nu = \frac{\Omega}{\omega_0} - 1 = \gamma \frac{\mu'}{\mu_0},$$

из (1) получаем выражение для энергии пучка E_b :

$$E_b [\text{МэВ}] = \nu \frac{m_e c^2}{(\mu'/\mu_0)} = (440,648428 \pm 1,1 \cdot 10^{-5})\nu, \quad (2)$$

куда подставлены известные с высокой точностью величины μ'/μ_0 и масса электрона в МэВ [8]: $\mu'/\mu_0 = 1,15965218073 \cdot 10^{-3} \pm 2,8 \cdot 10^{-13}$ и $m_e c^2 = 0,510998910 \pm 1,3 \cdot 10^{-8}$.

Из (2) следует принципиальная возможность найти энергию частицы по измеренной частоте спиновой прецессии с предельной относительной точностью $2,5 \cdot 10^{-8}$. Важно отметить: требуется точно измерять не абсолютное значение частоты Ω , а только ν — ее отношение к частоте ω_0 .

При движении частицы в кольце коллайдера ее магнитный момент прецессирует вокруг направления вектора магнитного поля и составляющая магнитного момента, ортогональная полю, уменьшается за счет магнитодипольного излучения. В результате спин ориентируется вдоль магнитного поля

(эффект Соколова–Тернова). Характерное время поляризации в приближении круговой орбиты радиуса R в однородном магнитном поле равно [9]

$$\tau_{\text{pol}} [\text{c}] = \frac{8\sqrt{3}}{15} \frac{R^3}{\gamma^5 \lambda_e c r_0} \approx \frac{2,8 \cdot 10^{18} R^3 [\text{М}]}{\gamma^5}, \quad (3)$$

где $\lambda_e = 3,86 \cdot 10^{-11}$ см — комптоновская длина волны электрона; $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона; c — скорость света.

В кольце коллайдера ВЭПП-4М на энергии $E = 1,8$ ГэВ $\tau_{\text{pol}} \simeq 100$ ч. Однако наличие бустерного накопителя ВЭПП-3 с существенно меньшим радиусом орбиты R и временем поляризации около получаса на 1,8 ГэВ позволяет получать поляризованные пучки, перепускаемые и используемые затем в ВЭПП-4М.

На ВЭПП-4М в области энергий пучка до 2 ГэВ для регистрации факта деполяризации используется эффект внутрисгусткового рассеяния частиц (эффект Тушека) [10]. Скорость счета рассеянных частиц, зависящая от спина, измеряется тремя парами сцинтилляционных счетчиков [7]. Две пары установлены по краям экспериментального промежутка, а одна — в техническом промежутке (см. рис. 2). Счетчики каждой пары вводятся внутрь апертуры в горизонтальной плоскости с обеих сторон и регистрируют тушек-электроны, рассеянные по периметру кольца. В акте рассеяния два электрона получают одинаковые по величине, но разные по знаку приращения импульса, и в результате начинают двигаться по траекториям, симметрично отклоненным в медианной плоскости от замкнутой орбиты.

Скорость счета рассеянных частиц приближенно равна [11]

$$\dot{N} \approx \frac{\sqrt{\pi} r_0^2 c N_b^2}{\gamma^5 V_b (c \sigma_p / E_b)^3} (a + b \cdot \zeta^2), \quad (4)$$

$$a, b = a, b(\varepsilon_1, \varepsilon_2), \quad \varepsilon_{1,2} = [\Delta p_{1,2} / (\gamma \sigma_p)]^2, \quad \Delta p_1 = \Delta p_1(A), \quad \Delta p_2 = \Delta p_2(A_g).$$

Здесь N_b — число частиц в сгустке; V_b — объем сгустка; σ_p — разброс поперечного импульса в пучке; ζ — степень поляризации пучка; a и b — рассчитываемые функции, зависящие от нижней (Δp_1) и верхней (Δp_2) границ по передаче импульса, причем $b < 0$; A — расстояние от счетчика до орбиты; A_g — геометрическая апертура накопителя по радиусу.

В наших условиях внутрисгустковое рассеяние доминирует над процессами рассеяния на остаточном газе в вакуумной камере ВЭПП-4М. Загрузка счетчиков более чем на 60% состоит из тушековских частиц. Поэтому нет особой необходимости подавлять некоррелированный фон. Кроме того, использование суммарной загрузки счетчиков позволяет уменьшить статистическую ошибку. При токе в банче 1 мА в случае двух пар счетчиков в экспериментальном промежутке загрузка достигает 2 МГц.

В результате деполяризации происходит относительное увеличение скорости счета рассеянных электронов на величину $|b \cdot \zeta^2/a|$ (в поляризованном ступке электрическое отталкивание электронов при рассеянии ослабляется их магнитным взаимодействием, что уменьшает интенсивность выхода тушековских частиц в фиксированном интервале конечных импульсов). Поляризационный вклад в скорость счета пропорционален квадрату степени поляризации. Он падает с увеличением энергии пучка, а также его вертикального размера [11–13]. На ВЭПП-4М изменение скорости счета составляет в различных случаях 1–3 %. Для уменьшения влияния нестабильностей положения пучка, его размеров и времени жизни измеряется отношение скоростей счета рассеянных электронов от поляризованного (W_1) и неполяризованного (W_2) ступков, разделенных во времени на полпериода обращения:

$$\delta = 1 - W_2/W_1.$$

Деполяризация пучка осуществляется с помощью пары согласованных проводящих пластин, разнесенных по вертикали внутри вакуумной камеры. Создается бегущая ТЕМ-волна, распространяющаяся навстречу пучку, который нужно деполяризовать. Частота волны линейно перестраивается в диапазоне, включающем ожидаемое значение частоты внешнего спинового резонанса.

В другом варианте подключения пластин к ВЧ-генератору деполяризатор действует одновременно на электроны и позитроны переменным поперечным магнитным полем, создаваемым протекающим по пластинам током.

Синусоидальный сигнал деполяризатора генерируется разработанным в ИЯФ прецизионным синтезатором [14], с которым достигнуто разрешение по шагу перестройки частоты 10^{-4} Гц. Опорным генератором для синтезатора и одновременно для ВЧ-системы ВЭПП-4М служит рубидиевый стандарт частоты Ч1-69, имеющий точность 10^{-10} . Это обеспечивает стабильность частоты обращения $\Delta\omega_0/\omega_0 \sim 10^{-10}$ и вполне достаточную стабильность энергии пучка в периоды между калибровками методом РД, которая связана со стабильностью $\Delta\omega_0/\omega_0$. Кроме того, привязка частот деполяризатора и частоты обращения в процессе калибровки к единому стандарту исключает разнонаправленный дрейф этих частот и появление соответствующей ошибки в определении энергии.

В методе РД процесс вынужденной резонансной деполяризации занимает много времени по сравнению с периодами орбитального движения. Поэтому ошибка измерения значения средней спиновой частоты $\langle\nu\rangle$ много меньше величины мгновенного разброса спиновых частот ($\sigma_\nu \sim 5 \cdot 10^{-4}$), возникающего вследствие разброса энергии частиц в пучке ($\sigma_E \sim 1$ МэВ). И, следовательно, ошибка измерения средней энергии частиц $\langle E\rangle$, которая соответствует $\langle\nu\rangle$, много меньше энергетического разброса пучка σ_E .

Предельная точность абсолютной калибровки энергии пучка методом РД определяется собственной шириной спиновой линии (ε_ν). Ее величина связана с усреднением спинового движения по синхротронным и бетатронным колебаниям и может быть заметно отлична от нуля из-за квадратичной нелинейности ведущего поля. С учетом секступольной коррекции ведущего поля на ВЭПП-4М величина $\varepsilon_\nu \sim 5 \cdot 10^{-7}$, что соответствует предельной точности калибровки энергии пучка около 1 кэВ [11, 16].

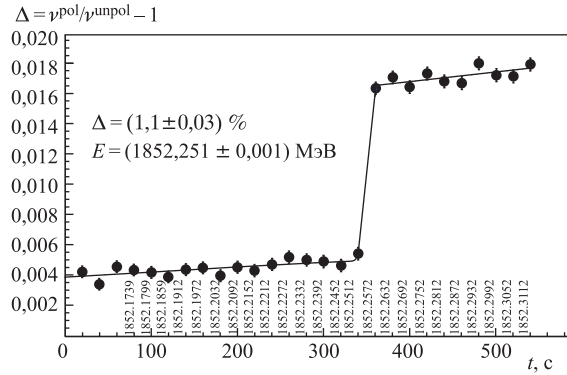


Рис. 3. Резонансная деполаризация. Точность определения энергии составляет $\sim 10^{-6}$. Время измерения 9 мин

На рис. 3 показана типичная временная диаграмма относительной скорости счета тушековских электронов при сканировании частоты деполаризатора. Скорость сканирования в единицах энергии равна 0,3 кэВ/с. Амплитуда сигнала на пластинах — несколько десятков вольт. Расчетное время деполаризации ~ 1 с. Точность определения средней энергии в одном измерении из фитирования деполаризационного скачка составляет $\sim 10^{-6}$ (около 2 кэВ), что существенно лучше относительного разброса энергии в пучке $\sigma_E/E_b \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Так как калибровки проводятся между заходами по набору данных, интерполяция приводит к ошибке 7–30 кэВ в приписываемой экспериментальному заходу средней энергии пучка.

1.2. Комптоновский монитор энергии и энергетического разброса. В дополнение к методу резонансной деполаризации на коллайдере ВЭПП-4М реализован метод непрерывного мониторинга энергии пучка и энергетического разброса в процессе набора статистики, в котором используется процесс обратного комптоновского рассеяния [7, 17, 18].

Принцип действия метода основан на измерении положения и ширины края энергетического спектра комптоновских гамма-квантов, образующихся при рассеянии монохроматического лазерного излучения на электронном пуч-

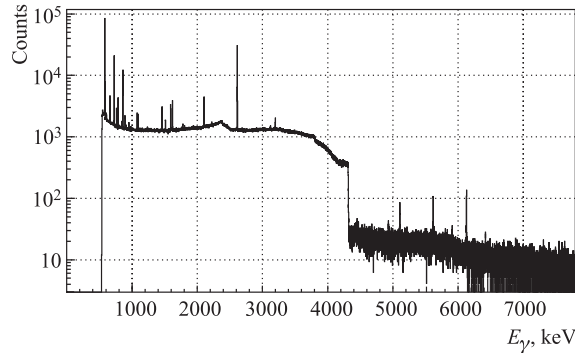


Рис. 4. Спектр комптоновских гамма-квантов, измеренный в 2010 г. HPGe-детектором. Энергия пучка равна 1553,5 МэВ. Время набора 2,5 ч

ке. При рассеянии лазерных фотонов с энергией ω на встречном электронном пучке с энергией E_b рассеянные обратно гамма-кванты формируют энергетический спектр, форма которого проиллюстрирована рис. 4 (узкие пики в спектре связаны с облучением детектора изотопами для калибровки энергетической шкалы). Как видно из рис. 4, рассеянные фотоны с максимальной энергией (ω'_{\max}) образуют резкий край в энергетическом спектре. Энергия электронного пучка связана со значением ω'_{\max} простым соотношением

$$E_b = \frac{\omega'_{\max}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{m_e^2 c^4}{\omega \omega'_{\max}}} \right). \quad (5)$$

Видимая ширина края измеренного спектра обусловлена в основном энергетическим разрешением детектора фотонов и энергетическим разбросом электронов в пучке. Таким образом, измерив энергетический спектр и определив положение края, можно получить энергию электронного пучка. Величина энергетического разброса пучка определяется по измеренной ширине края спектра и величине энергетического разрешения детектора.

В качестве источника монохроматического излучения был выбран инфракрасный CO₂-лазер COHERENT GEM Select 50 с энергией фотона $\omega = 0,117065223$ эВ. При изменении энергии электронного пучка от 1,5 до 2 ГэВ величина ω'_{\max} лежит в диапазоне 4–7 МэВ. Энергетический спектр рассеянных фотонов (рис. 5) измеряется коаксиальным детектором из сверхчистого германия с активным объемом 120 см³ и эффективностью полного поглощения около 5% для гамма-квантов с энергией 6 МэВ.

За одно измерение (в течение 20–40 мин) статистическая точность величины энергии электронного пучка составляет $\simeq 3 \cdot 10^{-5}$, а точность определения энергетического разброса — около 12%. Для приписывания энергии

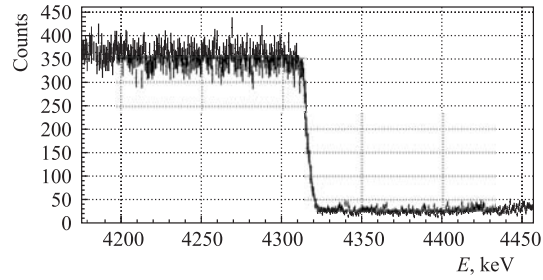


Рис. 5. Фрагмент спектра рис. 4 (вблизи ω_{\max}), линия — результат подгонки. Измеренная энергия пучка равна $(1553,466 \pm 0,018)$ МэВ. Энергетический разброс пучка — (505 ± 25) кэВ

заходу несколько измерений суммируются. Для абсолютной калибровки энергетической шкалы германиевого детектора и его энергетического разрешения одновременно с набором комптоновского спектра ведется набор эталонных линий излучения гамма-активных изотопов с энергией от 0,6 до 6,13 МэВ.

Оценка систематической погрешности метода проводилась путем сравнения результатов измерений с энергией пучка, измеренной методом РД. В течение эксперимента по измерению массы тау-лептона было сделано 153 одновременных измерения энергии двумя методами, гистограмма разности измеренных значений показана на рис. 6. Превышение ширины распределения на рис. 6 (50 кэВ) над средней статистической ошибкой измерения в заходах (30 кэВ) позволяет сделать оценку систематической погрешности метода на уровне 40 кэВ, или $2,5 \cdot 10^{-5}$ от энергии электронного пучка. Основным

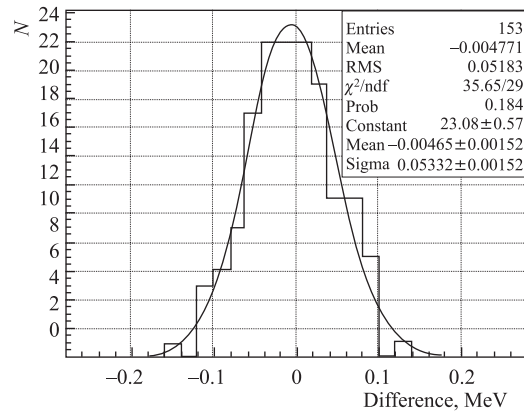


Рис. 6. Гистограмма разности значений энергии, измеренных методом комптоновского рассеяния и РД при энергии пучка 1,7–1,9 ГэВ. $\sigma = (53,3 \pm 1,5)$ кэВ

источником систематической погрешности, вероятнее всего, является нестабильность положения орбиты электронного пучка в зоне взаимодействия с лазерным излучением.

2. МАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Магнитная система состоит из основного и двух одинаковых компенсирующих сверхпроводящих соленоидов (рис. 7 и табл. 2), расположенных внутри железного яра [19].

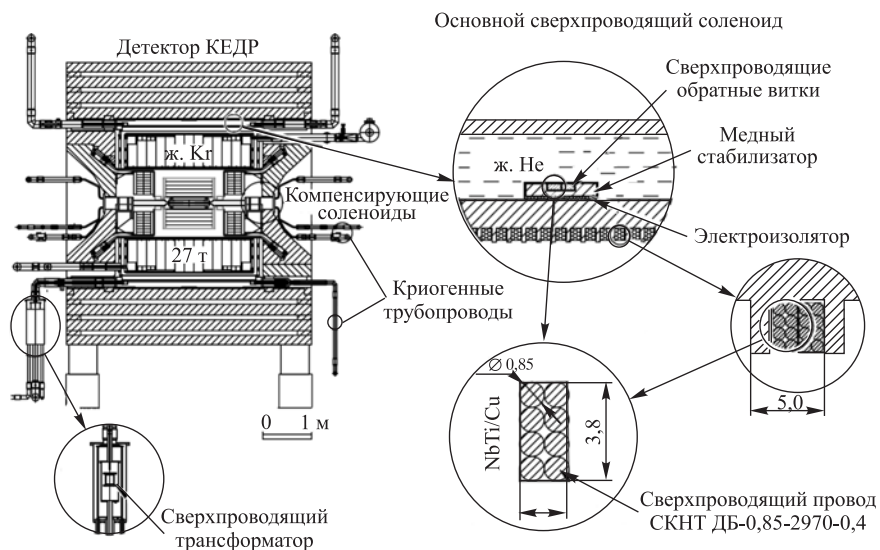


Рис. 7. Конструкция сверхпроводящего соленоида

2.1. Основной соленоид. Постоянное однородное магнитное поле величиной 0,6 Тл вдоль траектории пучков в детекторе создает основной сверхпроводящий (СП) соленоид длиной 2,84 м, внутренним диаметром 3,24 м и толщиной 4,5 мм (14 мм — с учетом бандажа).

СП-обмотка основного соленоида состоит из 568 витков СП-кабеля прямоугольного сечения ($1,6 \times 3,8$ мм). Он сформован из восьми свитых и спаянных по всей длине (в конфигурации 2×4) проводов NbTi/Cu диаметром 0,85 мм с соотношением сверхпроводника к меди 2 : 3, содержащих по 2970 NbTi-жил. Витки попарно уложены в спиральную канавку размером $3,5 \times 4,5$ мм, проточенную с шагом 5 мм снаружи внутренней стенки кольцеобразного гелиевого сосуда из нержавеющей стали, и пропаяны припоем ПОС-61.

Таблица 3. Параметры СП соленоидов детектора КЕДР

Параметр	Центральный соленоид	Компенсирующий соленоид
Магнитное поле (рабочее), Тл	0,6	2,2
Магнитное поле (проект), Тл	1,83	6,55
Соотношение I/I_c	0,56	0,45–0,46
Ток (проект)	8 кА	292 А
Запасенная энергия (проект)	39 МДж	124 кДж
Количество слоев обмотки	1 + 1 (обр. витки)	17
Количество витков	560 + 8 (обр.)	7726
Индуктивность, Гн	1,22	2,9
Толщина обмотки, мм	4,5	15,7
Длина обмотки, м	2,84	0,433
Длина криостата, м	3,16	0,560
Наружный диаметр криостата, м	3,57	0,246
Внутренний диаметр криостата, м	3,12	0,120
Внутренний диаметр СП-обмотки, м	3,24	0,146
Полная масса катушки с криостатом, кг	12000	90
Масса гелиевого сосуда с обмоткой, кг	7000	—
Рад. толщина катушки	$0,95 X_0$	—
E/M (проект), МДж/кг	7,8	—
Индуктивность обратных витков, Гн	$0,28 \cdot 10^{-3}$	—
Сопротивление шунтирования витков, Ом	$6 \cdot 10^{-6}$	—

Металлический корпус гелиевого сосуда является бандажом для обмотки и в то же время обеспечивает распределенное электрическое шунтирование каждого ее витка, защищая при нарушении сверхпроводимости от разрушения запасенной энергией магнитного поля, которая выделяется в виде тепла.

Обратные витки основного СП-соленоида впаяны в массивную медную шину, закрепленную на изоляторах внутри гелиевого сосуда. Эти витки охлаждаются непосредственно жидким гелием, тогда как витки основной обмотки — через 10-мм стенку гелиевого сосуда из нержавеющей стали.

Гелиевый сосуд имеет экранно-вакуумную теплоизоляцию и теплозащитный экран из алюминиевой фольги с припаянной к ней медной трубкой для циркуляции жидкого азота.

2.2. Источник питания основного соленоида. Источник питания основного СП-соленоида состоит из СП-трансформатора и двух СП термоуправляемых ключей, образующих двухполупериодный СП-выпрямитель, управляемый от ЭВМ. Преимущество такой конструкции — компактность, невысокая стоимость, способность обеспечивать ввод, вывод и стабилизацию магнитного поля с относительной точностью 10^{-4} .

По завершении экспериментов при низкой энергии планируется (благодаря использованию новых СП-ключей) увеличить рабочее значение магнитного поля в детекторе КЕДР до 1 Тл, что позволит без потерь в эффективности перейти к экспериментам на более высокой энергии пучков ВЭПП-4М.

2.3. Компенсирующие соленоиды. Назначение компенсирующих соленоидов — зануление интеграла магнитного поля вдоль траектории движения пучков в детекторе.

Магниты расположены в центрах полюсов ярма. Вакуумные теплоизолирующие полости их криостатов сообщаются с вакуумной камерой ВЭПП-4М, обеспечивая ее дополнительную криосорбционную откачку на части поверхности гелиевых сосудов.

Обмотка компенсирующего соленоида состоит из двух одинаковых многослойных катушек, соединенных последовательно. Для намотки катушек использованы провода NbTi/Cu диаметром 1,0 мм (внутренние слои) и 0,7 мм (внешние слои).

Ввод постоянного тока осуществляется через охлаждаемые парами гелия резистивные токовводы трубчатой конструкции, рассчитанные на ток до 300 А. (Аналогичные токовводы используются и для питания основного СП-магнита.)

Компенсирующие соленоиды успешно испытаны до проектного значения 6,55 Тл. В настоящее время они эксплуатируются с рабочим током 98 А, что соответствует полю основного соленоида 0,6 Тл.

2.4. Ярмо. Железное ярмо массой 740 т замыкает магнитный поток основного соленоида, обеспечивая однородность магнитного поля внутри детектора.

Ярмо состоит из восьми секций, окружающих детектор в форме правильной восьмигранной призмы, а также двух цилиндрических полюсов. Секция представляет собой набор параллельных железных плит с воздушными промежутками между ними, предназначенными для размещения мюонных камер.

Таким образом, ярмо служит поддерживающим каркасом для всех компонент детектора и выполняет функцию поглощающего вещества для мюонных камер.

2.5. Контроль магнитного поля. Измерение магнитного поля в детекторе с точностью 10^{-5} осуществляется двумя датчиками ЯМР, расположенными справа и слева от места встречи, вблизи вакуумной камеры ВЭПП-4М [2]. Показания этих датчиков используются для стабилизации магнитного поля в детекторе при проведении эксперимента.

Для измерения магнитного поля в области дрейфовой камеры детектора вблизи нее расположены 12 датчиков Холла, которые измеряют радиальную и продольную компоненты поля с точностью $5 \cdot 10^{-4}$.

Десять датчиков Холла с точностью 10^{-3} отслеживают радиальную и продольную компоненты поля в непосредственной близости от основного соленоида, располагаясь над и под верхней стенкой (снаружи) его криостата.

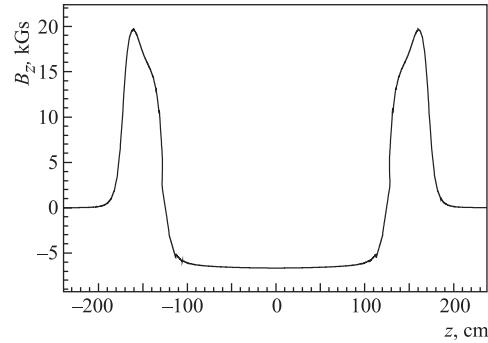


Рис. 8. z -компонента магнитного поля на продольной оси детектора (расчет)

На рис.8 показан результат расчета z -компоненты поля (расчет выполнен с помощью программы Mermaid3d [20], сила тока в компенсирующих соленоидах 105 А).

3. КРИОГЕННАЯ СИСТЕМА

Криогенными компонентами детектора КЕДР являются центральный электромагнитный калориметр, заполненный 27 т жидкого криптона, и СП-соленоиды магнитной системы, охлаждаемые жидким гелием.

Рабочая температура жидкокриптонового калориметра находится вблизи 119,5 К, а СП магнитной системы — 4,5 К. Обе системы работают при нормальном давлении и в бездренажном режиме.

В качестве вспомогательного хладагента используется жидкий азот (рабочая температура 85 К), запас которого (до 101 000 кг) хранится в двух танках и выдается под избыточным давлением до 0,5 МПа.

Жидкий азот в основном используется для охлаждения вакуумных экранов криостатов и азотных теплообменников.

Газообразный азот, прогретый до температуры окружающей среды, используется для обдува снаружи дрейфовой камеры, что существенно улучшает ее характеристики.

Один из двух полностью взаимозаменяемых азотных танков постоянно используется в роли действующего накопителя-раздатчика жидкого и газообразного азота, тогда как другой служит для накопления жидкого азота из транспортных сосудов и последующего его вытеснения в действующий танк по линии выдачи жидкого азота. Такая методика позволяет устранить попадание кислорода из атмосферы в газовый объем действующего танка и, следовательно, избавить дрейфовую камеру от проблем с чистотой азота. Второе ее преимущество — возможность непрерывной выдачи жидкого и газообразного азота потребителям в любом из режимов в азотной системе.

Для накопления, хранения и выдачи жидкого криптона для калориметра оборудованы пять одинаковых хранилищ — три верхних и два нижних (по отношению к калориметру). Они представляют собой криогенные сосуды с рабочим давлением 0,6 МПа и объемом 8 м³ (заполнение жидкостью до 6 м³) каждый. Все хранилища оборудованы азотными теплообменниками для конденсации на них газообразного криптона и испарителями для самонаддува и вытеснения жидкого криптона в раздаточный коллектор.

Кольцеобразный цилиндрический криптоновый сосуд калориметра изготовлен из алюминиевого сплава и рассчитан на рабочее избыточное давление не выше 0,03 МПа. Поэтому жидкий криптон подается в него из верхних хранилищ и эвакуируется в нижние самотеком.

Криптоновая система оборудована регенерируемым блоком очистки газообразного криптона от электроотрицательных примесей (кислорода) [21]. Требуемая чистота — 1 ppm (10⁻⁶).

Термостатирование калориметра обеспечивается периодической подачей жидкого азота в теплообменный змеевик, приваренный на поверхности алюминиевого корпуса криптонового сосуда калориметра.

Рабочее абсолютное давление в калориметре поддерживается в диапазоне 0,105–0,120 МПа, при этом температура меняется в интервале 118,5–120,5 К.

Для термостатирования СП-магнитов применяется спутниковый гелиевый рефрижератор холодопроизводительностью 600 Вт на температурном уровне 4,5 К, работающий по циклу среднего давления (2,5 МПа) с избыточным обратным потоком и подпиткой жидким гелием от стороннего источника в количестве 4–10 % от величины циркуляционного расхода. Гелиевые компрессор рефрижератора и газгольдеры установлены на криогенной станции, удаленной от детектора на 600 м.

Запас жидкого гелия до 2 м³ для СП-магнитов накапливается в специальном гелиевом криостате за счет жидкого гелия, вырабатываемого ожижителями на криогенной станции и доставляемого автотранспортом в дьюарах. Над уровнем жидкого гелия располагаются охлаждаемые его парами токовводы — по два в каждом из каналов, ведущих из этого криостата к СП-магнитам. По каналам жидкий гелий движется самотеком. Для гарантированного охлаждения токовводов пары гелия прокачиваются через них принудительно — за счет откачки эжекторным насосом с индивидуальными регулирующими вентилями вверх каждого канала.

Из криостатов СП-магнитов холодные пары гелия направляются в рефрижератор, где их энтальпия используется для охлаждения входного (прямого) потока газообразного гелия с массовым расходом 80–100 кг/ч. Обратный поток гелия при давлении не более 0,07 МПа и температуре выше 0 °С (273 К) из рефрижератора поступает в газгольдеры криогенной станции, проходит через блоки криогенной очистки и посредством компрессора вновь вовлекается в рабочий цикл.

Суммарное суточное потребление стороннего жидкого гелия в системе составляет до 1100 л при работе рефрижератора в дроссельном режиме. Благодаря использованию поршневого детандера расход понижается до менее 500 л/сут.

Криогенные трубопроводы, танки и оригинальные криостаты имеют экранно-вакуумную теплоизоляцию. Защитный вакуум для криптонового калориметра (не хуже 10^{-3} – 10^{-4} Па) обеспечивается непрерывной работой магниторазрядного насоса на уровне $2 \cdot 10^{-4}$ Па. Для гелиевых объектов вакуум лучше $7 \cdot 10^{-3}$ Па создается с помощью турбомолекулярных насосов и агрегатов.

Управление криогенным обеспечением осуществляется дистанционно, посредством персональной ЭВМ под операционной системой Linux и электроники собственного производства в конструктивах КАМАК и ВИШНЯ. В комплексе задействовано более 300 датчиков (давления, расхода, уровня, температуры, координат, положения и др.) и 100 исполнительных устройств различных типов.

В разработку криогенной системы важный вклад внесли специалисты подмосковного предприятия ОАО «Криогенмаш» (г. Балашиха) [22].

4. ВАКУУМНАЯ КАМЕРА

Вакуумная камера (ВК) ВЭПП-4М в области встречи пучков состоит из двух частей: внутренней камеры, имеющей в сечении прямоугольную форму с закруглениями, и внешней цилиндрической камеры (рис. 9).

Для уменьшения многократного рассеяния обе части камеры сделаны из бериллия. Толщина стенки внутренней камеры составляет 1,76 мм, внешней — 1 мм. Поперечные размеры внутренней камеры 24 × 80 мм, диаметр внешней камеры 117 мм. Длина бериллиевой части внутренней камеры равна 250 мм, внешней — 600 мм.

Внутренняя камера сдвинута относительно внешней в направлении центра кольца ВЭПП-4М на

5 мм. Снаружи вакуумная камера обернута фольгой из нержавеющей стали толщиной 100 мкм, покрытой слоем олова толщиной 10 мкм. Все эти меры служат для уменьшения фона синхротронного излучения.

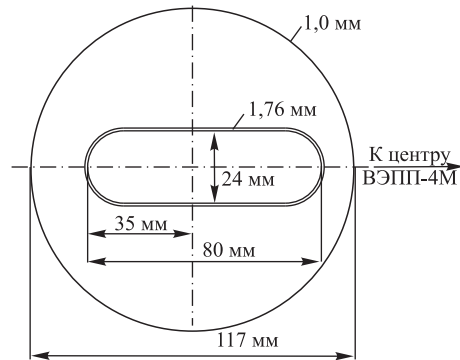


Рис. 9. Схема вакуумной камеры внутри детектора

Такая конструкция ВК предназначена для установки между ее внутренней и внешней частями микровершинного детектора на основе микрополосковых кремниевых пластинок. Для обеспечения достаточного охлаждения микровершинного детектора пространство между внутренней и внешней камерами заполнено воздухом при атмосферном давлении. Впоследствии от установки микровершинного детектора было решено отказаться.

Полная толщина ВК для нормальной частицы составляет $1,4\% X_0$.

5. ВЕРШИННЫЙ ДЕТЕКТОР

5.1. Конструкция. Вершинный детектор (ВД) расположен между вакуумной трубкой накопителя и дрейфовой камерой и перекрывает телесный угол до $98\% \times 4\pi$. Основные геометрические параметры ВД [23–26] приведены в табл. 4. Для увеличения эффективности регистрации треков соседние слои ВД уложены со сдвигом на полшага.

Таблица 4. Основные параметры вершинного детектора

Телесный угол	$0,98 \times 4\pi$
Диаметр трубки, мм	10
Длина чувствительной области, мм	670
Анодная проволока (W), мкм	20
Радиус первого слоя, мм	67,1
Радиус последнего слоя, мм	116,84
Число слоев	6
Полное число трубок	312

Дрейфовая трубка состоит из цилиндрического катода и центральной анодной проволоки, закрепленной в торцевых пробках посредством обжима в пинах. Внутренний объем каждой трубки независимо продувается рабочей газовой смесью. Трубки работают в режиме пропорционального усиления и позволяют измерять расстояние от трека заряженной частицы до центра трубки по времени дрейфа ионизации.

Катод трубки изготовлен из однослойного алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм с толщиной алюминия 0,1 мкм. Особенностью такой конструкции ВД является малое количество вещества на пути частицы. Благодаря тому, что трубки способны самостоятельно выдерживать избыточное давление, отпадает необходимость в дополнительном герметичном объеме, вносящем дополнительное вещество в детектор. Суммарная толщина вещества ВД составляет около $0,2\% X_0$, что значительно меньше толщины вещества вакуумной камеры.

Трубки изготавливаются из алюминизированной лавсановой пленки шириной 5 см, которую навивают на оправку по спирали, а затем герметизируют

стыки с помощью ультразвуковой сварки. Трубка сохраняет герметичность при избыточном давлении до 3 атм. Конструкция дрейфовой трубки ВД показана на рис. 10. Лавсановая трубка крепится к пробкам, которые обеспечивают крепление трубки во фланце ВД. В пробку запрессовываются пины для крепления анодной проволоочки, а также штуцеры для подвода газа. В качестве анода используется позолоченная проволока из вольфрам-рениевого сплава диаметром 20 мкм.

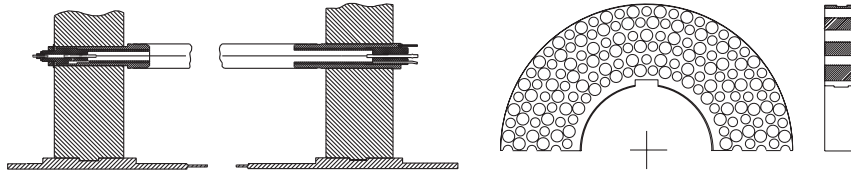


Рис. 10. Конструкция дрейфовой трубки ВД Рис. 11. Фланец вершинного детектора

Конструктивно ВД выполнен в виде двух разъемных полуцилиндров. Трубки крепятся во фланцах в форме полуколоц, которые базируются на вакуумной камере накопителя (рис. 11). Толщина фланцев равна 28 мм, что обеспечивает достаточную глубину посадочных отверстий для пробок и устойчивость к моменту сил, возникающих при натяжении трубок. Все трубки фиксируются во фланцах независимо, газ подается в каждую трубку индивидуально. Конструкция ВД предусматривает возможность индивидуальной замены каждой трубки. Цилиндричность трубок обеспечивается за счет точной посадки пробок во фланцах и посредством дополнительного продольного натяжения трубок. Подвижная фиксация трубок во фланцах позволяет устанавливать требуемое натяжение трубок. Подача высокого напряжения, съем сигнала с анодной проволоочки и заземление также выполнены индивидуально для каждой трубки.

В качестве рабочей газовой смеси в ВД используется аргон с добавлением 30 % углекислоты под избыточным давлением около 0,1 атм. Для этой газовой смеси практически во всем объеме трубки скорость дрейфа электронов ионизации находится в области насыщения и слабо зависит от напряженности электрического поля, температуры и давления. Это устраняет основные источники систематических ошибок в измеряемой координате. Используемая смесь не содержит горючие компоненты, что упрощает газовую систему и облегчает эксплуатацию детектора. Недостатком данной смеси является невозможность достижения пространственного разрешения лучше 100 мкм из-за сильной диффузии.

Для обеспечения устойчивого снабжения ВД газом используется газовая система со смешиванием компонент в потоке. Часть газовой системы, обеспечивающая необходимую концентрацию компонент смеси, состоит из двух магистралей высокого давления (аргоновой и углекислотной), к кото-

рым могут быть подключены до трех 40-литровых баллонов с очищенными компонентами газовой смеси, редукторов, уменьшающих давление до 1–2 атм, контроллеров потока газа фирмы «Bronkhorst», задающих постоянный расход компонент смеси на входе в ВД, и смешивающей емкости. Газовая смесь подается по магистрали на коллекторы, расположенные на внешней поверхности детектора КЕДР. Каждая дрейфовая трубка соединяется с коллектором фторопластовой трубкой длиной 4 м и внутренним диаметром 1 мм. Такая конструкция позволяет в случае необходимости отключать неисправные трубки от газового потока без разборки детектора.

С выхода ВД газовый поток поступает на измеритель потока газа и далее на стабилизатор абсолютного давления, поддерживающий постоянное давление газа в ВД. С выхода стабилизатора газовая смесь выпускается в атмосферу через масляный затвор для исключения попадания кислорода в детектор. Кроме того, части входного и выходного потоков поступают на мониторы газовой смеси для контроля коэффициента газового усиления и качества смеси. Мониторы представляют собой трубки, облучаемые γ -квантами от изотопа ^{55}Fe , аналогичные трубкам, используемым в ВД. По амплитудному спектру сигнала с мониторов измеряется коэффициент газового усиления и контролируется качество смеси.

5.2. Пространственное разрешение. Для реконструкции трека с использованием информации с ВД необходимо знать зависимость расстояния дрейфа от времени дрейфа $R(t)$, а также пьедесталы t_0 для каждого канала, соответствующие нулевому расстоянию дрейфа.

Была разработана процедура калибровки, которая может производиться как по набираемым данным с накопителя ВЭПП-4М, так и по специально записываемой статистике космических мюонов.

При работе с космическими треками на ВД было получено пространственное разрешение около 170 мкм (рис. 12) при коэффициенте газового усиления около 10^5 и эффективности срабатывания одиночной трубки $> 99\%$.

При работе в детекторе информация с ВД обрабатывается совместно с данными дрейфовой камеры для восстановления треков заряженных частиц. Кроме того, срабатывание трубочек ВД используется для формирования решения вторичного триггера, что существенно подавляет фон.

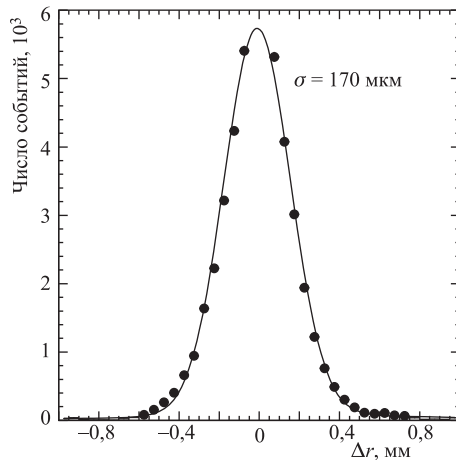


Рис. 12. Пространственное разрешение ВД на космических частицах

5.3. Электроника. Система считывания данных с ВД состоит из камерной электроники, формирующей электроники, выполненной в стандарте ВИШНЯ, оцифровывающей части — в стандарте КЛЮКВА, схем управления и подачи высокого напряжения — в стандарте КАМАК [27]. Каждая анодная проволока подключается к предварительному усилителю, установленному непосредственно на камере. Предусилители объединены в блоки по восемь каналов, каждый блок соединен кабелем длиной 12 м с усилителем-формирователем (УФО). К одному блоку УФО подключается два блока предусилителей. Блок УФО состоит из усилителя и подключенного к его выходу дискриминатора, формирующего логический сигнал. Далее сигнал поступает на оцифровывающую электронику, которая измеряет время между срабатыванием УФО и задержанным сигналом триггера.

6. ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА

Основные требования к дрейфовой камере (ДК) обусловлены физическими задачами, для решения которых создавался детектор КЕДР [1, 28, 29]. Эти требования включают хорошее импульсное разрешение в проектном магнитном поле напряженностью 1,8 Тл при малой измерительной базе ($L = 370$ мм), регистрацию и измерение импульса частиц в большом телесном угле, хорошее разделение частиц по измерению ионизационных потерь в камере, малое количество вещества перед калориметром, минимальное количество каналов электроники.

6.1. Конструкция. Дрейфовая камера детектора КЕДР [30–34] имеет цилиндрическую форму и занимает пространство, ограниченное двумя цилиндрическими обечайками длиной 1100 мм и двумя торцевыми пластинами (рис. 13).

Внутренняя обечайка диаметром 250 мм выполнена из углепластика толщиной 1,5 мм для уменьшения многократного рассеяния при совместном измерении импульса по вершинному детектору и дрейфовой камере. Внешняя обечайка диаметром 1070 мм изготовлена из стеклотекстолита толщиной 5 мм. На внутренние поверхности обечаек наклеен фольгированный стеклотекстолит толщиной 0,1 мм, на который подается высокое напряжение для выравнивания полей в крайних слоях ДК и уменьшения расстояния между последним слоем ячеек и обечайкой. Параметры ДК приведены в табл. 5.

Проволочки натянуты между двумя торцевыми пластинами из стеклотекстолита толщиной 20 мм. Среднеквадратичное отклонение положений проволочек от проектного значения по обеим координатам не превышает 20 мкм. Суммарное натяжение проволочек, приложенное к торцевым пластинам, равно 3,4 т. Максимальный прогиб торцевых пластин под этой нагрузкой равен 1,5 мм, удлинение проволочек того же порядка. После завершения натяжения проволочек в ДК было произведено измерение их натяжения, разброс

не превысил $\pm 5\%$ от номинального значения. Толщина вещества в ДК для нормальной частицы составляет $5,1\% X_0$.

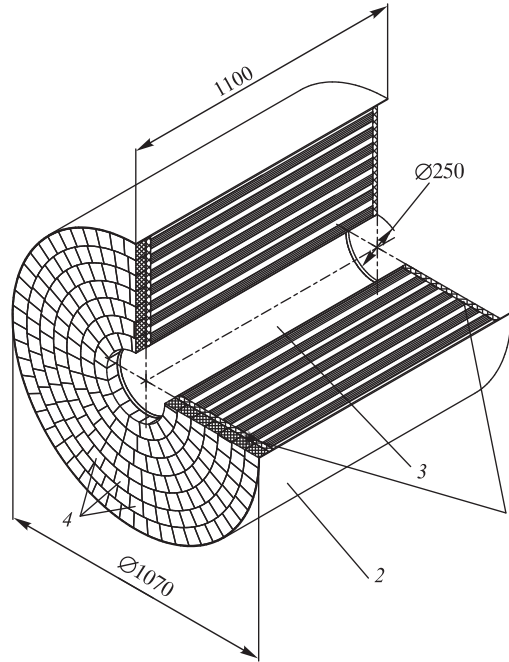


Рис. 13. Схема дрейфовой камеры: 1 — торцевые пластины; 2 — внешняя обечайка; 3 — внутренняя обечайка; 4 — предусилители

Таблица 5. Основные параметры дрейфовой камеры

Телесный угол	$0,72 \times 4\pi$
Внутренний радиус, мм	125
Наружный радиус, мм	535
Длина, мм	1100
Длина проволочек, мм	970
Количество суперслоев:	7
аксиальных	4
стерео	3
Стереоугол, мрад	± 100
Число измерений	42
Число ячеек	252
Число проволочек:	16032
анодных	1512
полевых и фокусирующих	11772
экранных	2748

6.2. Выбор ячейки и рабочего газа. В ДК детектора КЕДР используется ячейка, впервые примененная в дрейфовой камере детектора SLD [35], с некоторыми изменениями. Ячейка содержит восемь анодных проволочек, шесть из которых — чувствительные (рис. 14). Крайние нерабочие анодные проволочки служат для выравнивания полей в ячейке. Радиальное расстояние между анодными проволочками равно 4,5 мм. Анодные проволочки диаметром 28 мкм изготовлены из позолоченного вольфрама и имеют натяжение 100 г. Коэффициент газового усиления определяется потенциалом на фокусирующих проволочках, расположенных на расстоянии $\pm 3,5$ мм от анодных. Распределение потенциалов на полевых проволочках создает однородное поле в дрейфовом промежутке, равное 1,6 кВ/см. Полевые проволочки расположены с шагом около 4,5 мм. Угол Лоренца для магнитного поля 1,8 Тл составляет 3° . Радиальный размер ячейки равен 36 мм, максимальное расстояние дрейфа около 30 мм. В качестве рабочего газа был выбран чистый диметиловый эфир (ДМЭ, C_2H_6O) под давлением 1,06 атм. В ДМЭ при рабочей напряженности поля 1,6 кВ/см скорость дрейфа равна 4,6 мкм/нс, а коэффициент диффузии близок к минимальному значению. Основные параметры ячейки приведены в табл. 6.

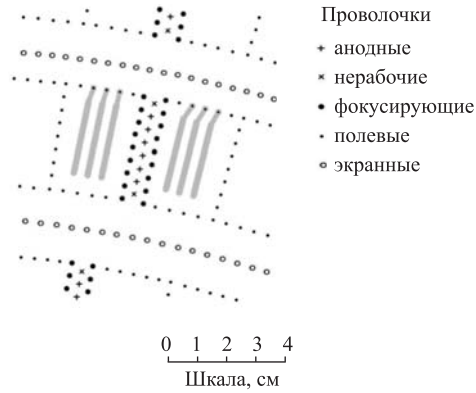


Рис. 14. Ячейка ДК

Таблица 6. Параметры ячейки

Параметр	Значение
Число чувствительных анодных проволочек	6
Диаметр проволочек:	
анодные (W/Au), мкм	28
полевые и фокусирующие (Ti/Au), мкм	150
экранные (Ti/Au), мкм	70
Натяжение проволочек:	
анодные и экранные, г	100
полевые и фокусирующие, г	250
Напряженность поля на поверхности проволочек:	
анодные, кВ/см	360
фокусирующие, кВ/см	8
полевые, кВ/см	15–52
Максимальное напряжение на полевых проволочках, кВ	7,5

6.3. Импульсное разрешение. Импульс в детекторе измеряется по ДК и ВД, при этом измерительная база увеличивается с 370 до 450 мм, а число измерений координаты с 42 до 48. Расчетное импульсное разрешение для проектной напряженности магнитного поля 1,8 Тл в этом случае равно:

$$\left(\frac{\sigma_{p\perp}}{p\perp}\right)^2 = (0,003)^2 + (0,0033p[\text{ГэВ}])^2. \quad (6)$$

В расчете многократного рассеяния учитывалось вещество проволочек и рабочего газа. При вычислении вклада многократного рассеяния на проволочках использовалась траектория с изломом в точке попадания частицы в проволочку, что понижало величину этого вклада в импульсное разрешение в 1,6 раза.

В настоящее время на дрейфовой камере получено пространственное разрешение $\sigma_x = 115$ мкм в аксиальных и $\sigma_x = 220$ мкм в стереослоях. Импульсное разрешение при рабочей напряженности магнитного поля 0,6 Тл составляет

$$\left(\frac{\sigma_{p\perp}}{p\perp}\right)^2 = (0,03)^2 + (0,02p[\text{ГэВ}])^2. \quad (7)$$

6.4. Идентификация частиц. Для идентификации заряженных частиц в дрейфовой камере используется значение dE/dx на треке, вычисленное суммированием потерь по сработавшим проволочкам с помощью модифицированного метода усеченного среднего, основанного на зависимости разрешения от плотности ионизации. Степень разделения частиц в единицах стандартных отклонений равна:

$$S = \frac{|dE_1 - dE_2|}{\sigma}, \quad \text{где } \sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}. \quad (8)$$

Здесь $dE_{1,2}$ — наиболее вероятные ионизационные потери энергии и $\sigma_{1,2}$ — стандартные отклонения потерь энергии для двух частиц. Достигнутое в эксперименте энергетическое разрешение дрейфовой камеры составило 8,5 % для минимально ионизирующих частиц при нормальном падении, что обеспечивает разделение π/K до импульса 670 МэВ/с и разделение K/p до 1200 МэВ/с на уровне 2σ [2].

6.5. Электроника. Используется параллельный съем информации [36]. Электроника, расположенная непосредственно на камере (см. рис. 13), состоит из линейного предусилителя, разработанного и изготовленного в ИЯФ. Основные параметры предусилителя: входное сопротивление 75 Ом, крутизна преобразования 3,5 мВ/мкА, полоса пропускания 20 МГц, потребляемая мощность 92 мВт, выход является парафазным. В схеме предусмотрена возможность калибровки коэффициента усиления.

Регистрирующая электроника состоит из плат ТАМ, выполненных в стандарте КЛЮКВА и предназначенных для измерения времени дрейфа и амплитуды сигнала. Плата ТАМ позволяет производить эти измерения для четырех

частиц в одной ячейке ДК. Для организации вторичного триггера в плате предусмотрено считывание информации о срабатывании проволочек (ДА–НЕТ) в интерфейс вторичного триггера.

Эта информация собирается во входных регистрах коммутатора в течение времени дрейфа электронов в ячейке ДК.

6.6. Высоковольтное питание. Высокое напряжение на камеру подается от двух источников, выполненных в стандарте КАМАК. Один источник номиналом $-2,77$ кВ подает напряжение на фокусирующие проволочки, имеющие одинаковый потенциал во всех суперслоях. Другой источник подает напряжение $-7,5$ кВ на полевые проволочки.

Непосредственно на камере располагаются фильтры и высоковольтные делители. Для повышения надежности каждый суперслой по высокому напряжению разбит на три части, напряжение на которые вводится в детектор отдельно.

6.7. Газовая система и система измерения температуры. Скорость дрейфа электронов в ДМЭ линейно зависит от плотности газа и напряженности электрического поля. Изменения параметров газа $\Delta T = 0,3$ °C, $\Delta p/p = 10^{-3}$, $\Delta E/E = 10^{-3}$ дают вклад в ошибку измерения координаты 10 мкм для 1 см дрейфа. В газовой системе ДК предусмотрена возможность стабилизации плотности газа в камере, которая осуществляется посредством компенсации изменения плотности из-за температурных колебаний соответствующим изменением давления газа.

Внутренний объем внешней трубки трубопровода, газового пульта и пространство между торцевыми пластинами и наружными крышками ДК продувается азотом для устранения возможности накопления газа и появления взрывоопасной концентрации при возникновении утечки ДМЭ из газовой системы. Использование азота позволяет уменьшить натекание кислорода в объем ДК и увеличивает длину поглощения электронов.

Система измерения температуры содержит 32 датчика фирмы «Sensikon». Термодатчики были прокалированы с точностью лучше $0,1$ °C.

7. ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ АШИФ

Система АШИФ детектора КЕДР включает в себя 160 счетчиков: 80 баррельных и 80 торцевых (рис. 15). Счетчики АШИФ (аэрогель, шифтер, фотоумножитель) со сбором света с помощью переизлучателей спектра (шифтеров), которые с конца 1980-х гг. разрабатываются в ИЯФ, позволяют существенно уменьшить число ФЭУ и использовать ФЭУ с меньшей площадью, чем при прямом светосборе [37–39]. Параметры системы даны в табл. 7. Система способна работать в магнитном поле до $1,8$ Тл.

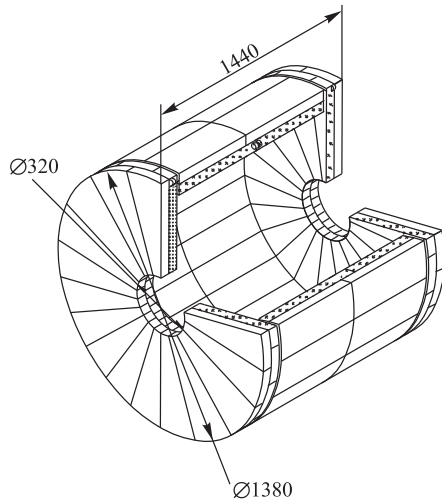


Рис. 15. Схема системы АШИФ детектора КЕДР

Для расчета коэффициента светосбора в счетчике была создана программа моделирования методом Монте-Карло. Входными параметрами явля-

На рис. 16 и 17 представлены конструкции торцевого и баррельного счетчиков. Стенки счетчиков покрыты диффузно-отражающим материалом на основе политетрафторэтилена (ПТФЭ), имеющего коэффициент отражения от слоя толщиной в 750 мкм 97–98 % [40]. Черенковский свет из аэрогеля собирается на шифтер, переизлучается с длиной волны ~ 500 нм и часть его ($\sim 50\%$) оказывается в условиях полного внутреннего отражения. Эта часть переизлученного света как по световоду распространяется к ФЭУ, соединенному оптическим контактом с одним из концов переизлучателя. На противоположном конце установлен отражатель из ПТФЭ.

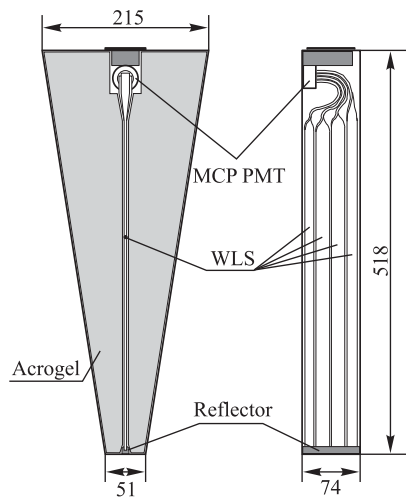


Рис. 16. Торцевой счетчик

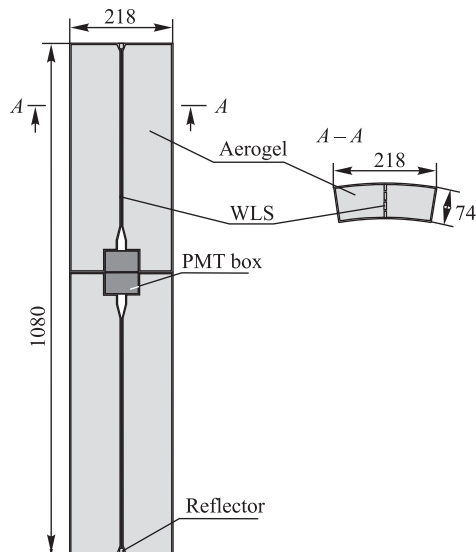


Рис. 17. Два баррельных счетчика в одном корпусе

Таблица 7. Основные параметры системы АШИФ

Телесный угол системы	$0,96 \times 4\pi$
Число слоев	2
Число счетчиков в слое	80
Показатель преломления аэрогеля	1,05
Диапазон импульсов π/K -разделения, ГэВ/с	0,6–1,5
Количество вещества для нормальной частицы	$0,24X_0$
Объем аэрогеля, л	1000

ются измеренные спектральные характеристики аэрогеля, переизлучателя, ФЭУ и ПТФЭ [38].

Важной особенностью всей системы счетчиков является ее двухслойная конструкция. Счетчики располагаются таким образом, чтобы летящая из точки взаимодействия пучков частица с импульсом выше 0,6 ГэВ/с не пролетала одновременно через шифтеры счетчиков в двух слоях. Вероятность частице с импульсом 0,6 ГэВ/с попасть в шифтер в одном слое равна 10%, для импульса 1,5 ГэВ/с — 5%. Это значит, что для большей части частиц для идентификации можно будет использовать информацию с двух слоев, что значительно улучшает качество идентификации.

7.1. Аэрогель. С 1986 г. в Новосибирске ведутся совместные работы по производству аэрогеля Институтом катализа им. Г. К. Борескова СО РАН и ИЯФ. Освоено производство аэрогелей с показателем преломления $n = 1,008–1,13$ [41]. По оптическим параметрам этот аэрогель является одним из лучших в мире. Для аэрогеля, используемого в детекторе КЕДР, данные по длине поглощения приведены на рис. 18. Аэрогель обладает способностью абсорбировать воду из окружающей среды. Большое количество поглощенной воды приводит к механическому разрушению аэрогеля, поэтому все счетчики при производстве герметизируются.

7.2. Переизлучатели спектра. Разработка переизлучателей производилась совместно НИИ полимеров им. В. А. Каргина (Дзержинск) и ИЯФ. Переизлучатель на основе полиметилметакрилата (ПММА) с добавкой ВВQ (benzo(de)benzo(4,5)imidazo

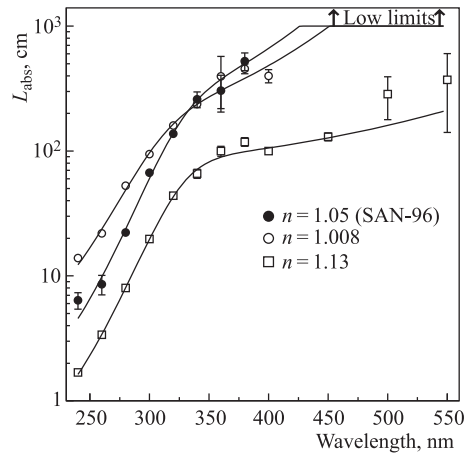


Рис. 18. Измеренная зависимость длины поглощения в аэрогеле от длины волны света для разных аэрогелей

(2,1-a)isoquinolin-7-one) (150 мг ВВQ на 1 кг ПММА) производится в виде листов толщиной 3 мм. Резка, полировка, придание необходимой формы и контроль качества шифтеров выполняются в ИЯФ. Переизлучатель с ВВQ имеет спектр поглощения от 280 до 450 нм. При толщине 3 мм фотоны из данного диапазона длин волн переизлучаются с вероятностью, близкой к 100 %. ВВQ переизлучает свет в узкий пик с максимумом на длине волны 500 нм.

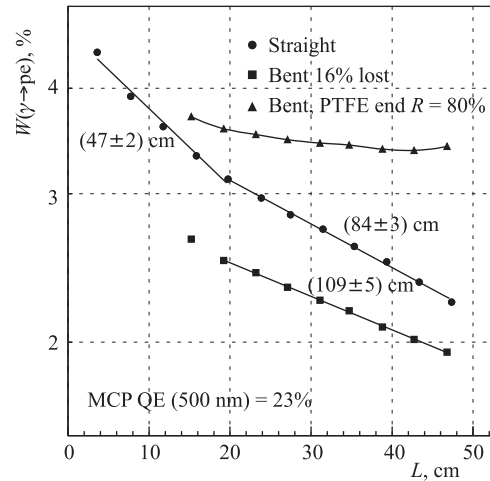


Рис. 19. Измеренная вероятность преобразования фотона в фотоэлектрон ($W(\gamma \rightarrow \text{ре})$) шифтера в зависимости от расстояния до фотоприемника и длина ослабления (число рядом с кривой)

На рис. 19 показаны вероятности преобразования фотона в фотоэлектрон в зависимости от расстояния от точки поглощения фотона до фотоприемника и длина ослабления для образца переизлучателя сечением 3×17 мм на различных стадиях производства [38, 42].

7.3. Фотоумножители. В качестве фотонного детектора для системы АШИФ выбран ФЭУ на основе микроканальных пластин (МКП) с мультищелочным фотокатодом. Данные приборы производятся в Новосибирске предприятиями ОАО «Катод» и ЗАО «Экран ФЭП». Мультищелочной фотокатод имеет максимальную квантовую чувствительность в максимуме спектра излучения ВВQ. Другими достоинствами данного прибора являются малые габариты (высота 17 мм, диаметр 31 мм), коэффициент усиления 10^6 , слабая чувствительность к магнитному полю (усиление уменьшается в 3–5 раза в поле 1,8 Тл) и сравнительно низкая стоимость [38, 42–44].

7.4. Электроника. Заряд с анода ФЭУ преобразуется зарядово-чувствительным предусилителем в парафазный сигнал, который выводится из детек-

тора и подается на вход плат оцифровывающей электроники по длинному кабелю (~ 40 м).

Для оцифровки сигнала была разработана специальная электронная плата А6 в стандарте КЛЮКВА, работающая в режиме *pipe-line*. Основными элементами схемы являются 10-разрядный АЦП и сдвиговый регистр. АЦП измеряет мгновенное значение напряжения с периодом 50 нс. Сдвиговый регистр служит для сохранения информации на время решения триггера. Для каждого импульса считываются пять значений напряжения, по ним восстанавливаются амплитуда и время прихода импульса. Для контроля за собственными шумами фотоумножителей в схеме есть дискриминатор.

7.5. Тестирование счетчика на пучке. В 2000 г. было измерено качество π/K -разделения торцевого счетчика АШИФ на вторичных пучках протонного синхротрона в ОИЯИ (Дубна) [45]. Неоднородность светосбора была измерена на пучке пионов с импульсом 0,86 ГэВ/с по всей площади счетчика. Неоднородность сигнала составила $\pm 15\%$.

На рис. 20 показаны вероятности ложной идентификации каонов и пионов в зависимости от порога на амплитуду сигнала. Для импульса 0,86 ГэВ/с при пороге 0,05 фотоэлектрона коэффициент подавления пионов равен 900 при эффективности регистрации каонов 94% (разделение $4,7\sigma$). При импульсе 1,2 ГэВ/с коэффициент подавления пионов равен 1300 при эффективности регистрации каонов 90% ($4,5\sigma$).

Временное разрешение счетчика АШИФ на пионах с импульсом 0,86 ГэВ/с составило $\sigma_\tau = 2$ нс [39].

7.6. Долговременная стабильность счетчиков. Исследование долговременной стабильности было проведено на 20 торцевых счетчиках, собранных в 1999–2000 гг. Счетчики находились внутри детектора с 2000 до 2003 г. Периодически на них подавалось высокое напряжение, измерялись шумы ФЭУ, записывались амплитудные спектры. Все счетчики тестировались на космических частицах до постановки в детектор и после снятия с детектора. Зависимость числа фотоэлектронов от времени для одного из счетчиков представлена на рис. 21. Падение сигнала от времени стабилизировалось на плато на уровне 66% от первоначального, число фотоэлектронов не менялось (в пределах $\sim 10\%$) в течение последних пяти лет.

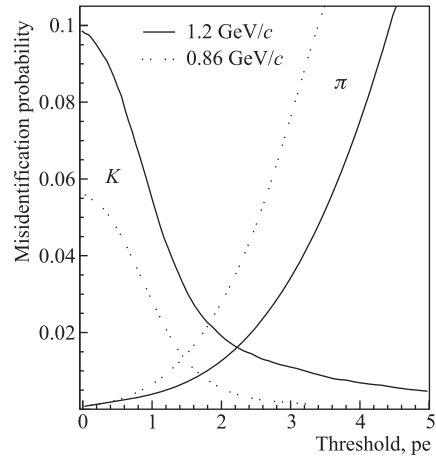


Рис. 20. Измеренная зависимость ложной идентификации пионов и каонов от амплитуды для импульсов $P = 0,86$ ГэВ/с и $P = 1,2$ ГэВ/с

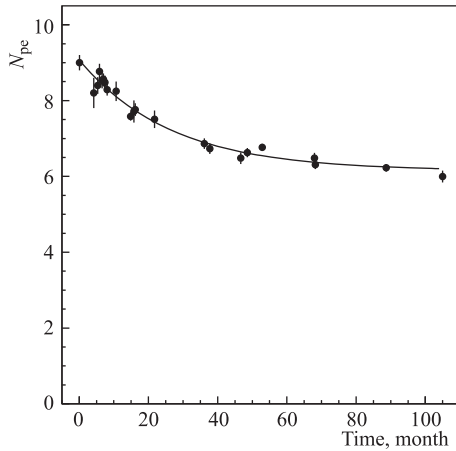


Рис. 21. Амплитуда сигнала (число фотоэлектронов) от космических мюонов как функция времени

Было разобрано 13 счетчиков и изучено ухудшение параметров аэрогеля, ФЭУ, переизлучателя и отражателя по отдельности. Среднее уменьшение числа фотоэлектронов в счетчиках за три года составило 38 %. Ухудшение оптической прозрачности аэрогеля в среднем приводит к уменьшению числа фотоэлектронов на 18 %. Падение квантовой эффективности ФЭУ составило 17 %. Было установлено, что при отжиге (~ 5 ч при температуре 500–600 °С) оптические свойства аэрогеля восстанавливаются [41].

7.7. Статус системы. Один слой системы АШИФ (80 счетчиков)

с 2003 г. работает в детекторе КЕДР. В течение эксперимента информация о работоспособности системы получается по завершении каждого захода (каждые 1–3 ч). В 2005 г. средняя эффективность срабатывания для событий e^+e^- -рассеяния по торцевым счетчикам составила 99 %, по баррельным счетчикам — 88 %. Аналогичная эффективность в 2010 г. составила 97 % для торцевых и 78 % для баррельных счетчиков.

Во время остановки эксперимента в 2011–2013 г. будет установлен второй слой (80 счетчиков) и выполнен ремонт счетчиков первого слоя.

8. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА

К задачам, которые решает в эксперименте времяпролетная система, относятся запуск первичного триггера от заряженных частиц, подавление космического фона, идентификация частиц по времени пролета, измерение потерь энергии в материале счетчика.

8.1. Конструкция. Времяпролетная система детектора КЕДР (рис. 22) состоит из продольной и торцевой частей. Ее основные параметры представлены в табл. 8.

В качестве материала для времяпролетных счетчиков используется пластический сцинтиллятор Bicron-408. Для регистрации сцинтилляционного света в системе применяются ФЭУ XR2262. Установленные на световодах ФЭУ помещены внутрь магнитных экранов.

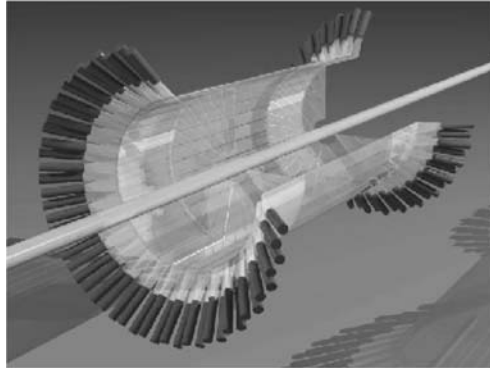


Рис. 22. Времяпролетная система

Таблица 8. Основные параметры времяпролетной системы

Продольные счетчики:	
телесный угол	$0,71 \times 4\pi$
число счетчиков	32
длина чувствительной части, мм	1640
толщина сцинтиллятора, мм	10
расстояние от оси, мм	715
число ФЭУ на счетчик	2
Торцевые счетчики:	
телесный угол	$0,26 \times 4\pi$
число счетчиков	$2 \times 32 = 64$
толщина сцинтиллятора, мм	20
расстояние от центра м. в. вдоль оси, мм	735
число ФЭУ на счетчик	1

8.2. Электроника. Каждый ФЭУ имеет два канала оцифровывающей электроники: амплитудный и временной, кроме того, сигналы с фотоумножителей поступают на первичный триггер и служат аргументами для формирования запуска считывания данных детектора.

Канал электроники времяпролетной системы включает в себя временную и амплитудную части (рис. 23). В амплитудном канале измеряется и оцифровывается амплитуда сигнала с ФЭУ, во временном — время между срабатыванием ФЭУ и сигналом первичного триггера. В состав канала электроники входят разветвитель-дискриминатор (РД), линия задержки аналогового сигнала (ЛЗС), линия задержки логического сигнала (ЛЗЛ), преобразователь заряд–время (QT) и временной экспандер (TAD). Логические сигналы с выхо-

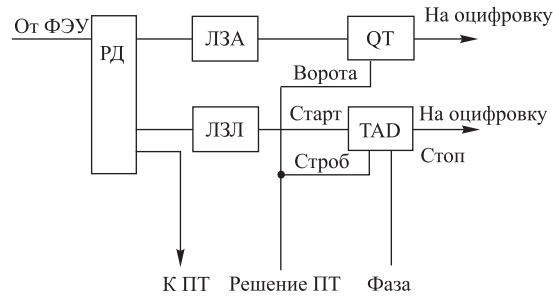


Рис. 23. Канал электроники времяпролетной системы

дов QT и TAD по витой паре поступают на оцифровывающую электронику, выполненную в стандарте КЛЮКВА. Полное количество каналов равно 256: 128 временных и 128 амплитудных.

8.3. Физические параметры системы. Для калибровки системы используются экспериментальные события упругого e^+e^- -рассеяния. Для них разрешение по времени пролета составляет 300 пс для торцевых счетчиков и 360 пс для продольных счетчиков. Такое разрешение позволяет разделять

каоны и пионы на уровне 2σ вплоть до импульсов 600 МэВ/с, а также достаточно эффективно подавлять частицы космического излучения. На рис. 24 представлена зависимость обратной скорости частиц (параметр $1/\beta$) от импульса для экспериментальных многоадронных событий. Теоретические кривые соответствуют различным массовым гипотезам: π^\pm (нижняя кривая), K^\pm (средняя), p, \bar{p} (верхняя).

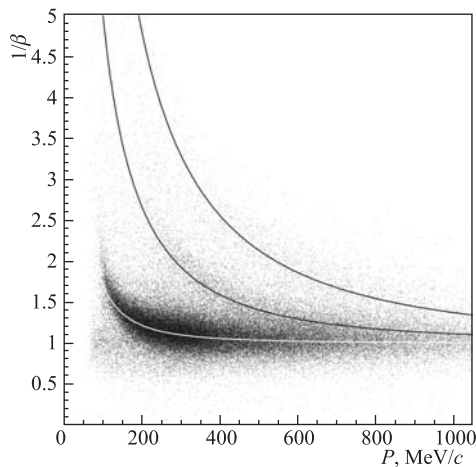


Рис. 24. Разделение частиц по ТоF (эксперимент)

ные спектры инвариантных масс двух частиц разного заряда с общей вершиной в предположении, что все частицы K^\pm . После отбора по ТоF хорошо виден пик от $\phi \rightarrow K^+K^-$, уровень фона уменьшается примерно в 60 раз.

Рис. 25 и 26 иллюстрируют использование идентификации частиц по времени пролета при обработке экспериментальных данных, набранных на ψ' -мезоне. На рис. 25 показаны экспериментальные

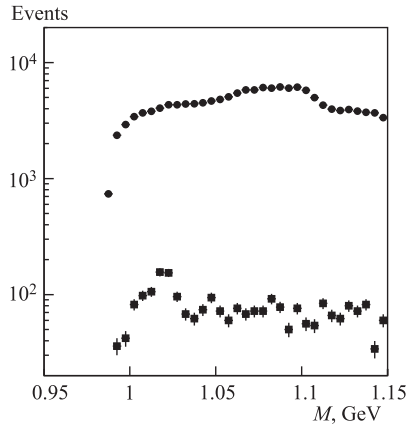


Рис. 25. Эксперимент. Выделение событий, содержащих ϕ -мезон, по распаду $\phi \rightarrow K^+K^-$. Вверху — все частицы; внизу — то же после отбора по времени пролета

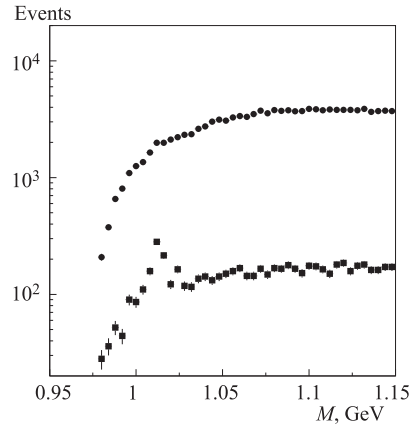


Рис. 26. Эксперимент. Выделение событий с Λ и $\bar{\Lambda}$ по распадам $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Вверху — все частицы; внизу — то же после отбора по времени пролета

На рис. 26 показаны аналогичные спектры в предположении, что все частицы p и π^- или \bar{p} и π^+ . После отбора по ТоФ хорошо виден пик от событий процесса $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$.

9. ТОРЦЕВОЙ КАЛОРИМЕТР

Торцевой калориметр детектора КЕДР создан на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Na) с регистрацией света вакуумными фототриодами (ФТ). Основные свойства кристаллов CsI(Na) [8,46]: плотность $\rho = 4,51 \text{ г/см}^3$, $dE/dx = 5,6 \text{ МэВ/см}$, $X_0 = 1,86 \text{ см}$, мольеровский радиус $3,57 \text{ см}$, слабая гигроскопичность, максимум люминесценции при $\lambda_{\text{max}} = 420 \text{ нм}$, показатель преломления для λ_{max} равен $1,84$, время высвечивания 630 нс , световой выход $40 \cdot 10^3 \text{ фотонов/МэВ}$.

Торцевой калориметр (см. рис. 1) состоит из двух частей, расположенных вокруг вакуумной камеры симметрично относительно области взаимодействия e^+e^- -пучков. Каждая часть включает в себя четыре модуля и внутреннюю систему, состоящую из отдельных счетчиков (рис. 27). Основные параметры торцевого калориметра представлены в табл. 9.

Модуль собран из 74 блоков. Блок модуля торцевого калориметра состоит из двух кристаллов CsI(Na) с размерами $60 \times 60 \times 150 \text{ мм}$, его полная длина составляет 300 мм или $16,1X_0$. Схема блока показана на рис. 28. Система

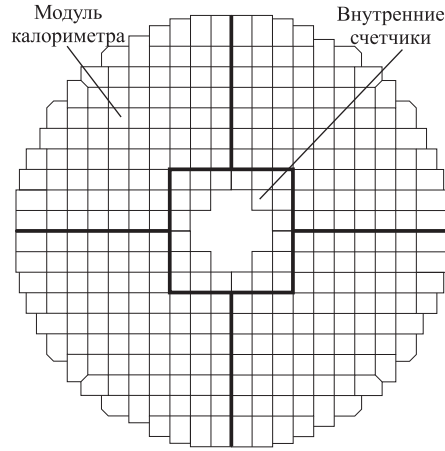
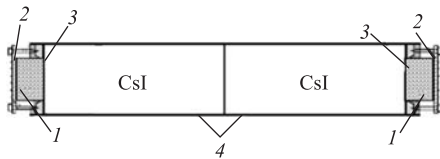


Рис. 27. Схема торцевого калориметра детектора КЕДР

Таблица 9. Основные характеристики торцевого калориметра

Телесный угол	$0,21 \times 4\pi$
Полярный угол, °	6–38 и 142–174
Число кристаллов	1232
Размер кристаллов, мм	$60 \times 60 \times 150$, $60 \times 60 \times 300$
Длина блока, мм	300 ($16,1X_0$)
Внешний радиус калориметра, мм	665
Масса, т	3,2
Энергетическое разрешение (проектное), %	3,5 при 150 МэВ 2 при 1000 МэВ
Пространственное разрешение, мм	6–12

Рис. 28. Блок модуля торцевого калориметра детектора КЕДР с двумя кристаллами CsI размером $60 \times 60 \times 150$ мм. 1 — фототриод; 2 — предусилитель; 3 — карбоновый фланец; 4 — контейнер из алюминизированного лавсана

внутренних счетчиков, находящаяся вблизи вакуумной камеры накопителя, содержит 24 кристалла длиной 300 мм. Всего в калориметре 1232 кристалла. Конструкция блоков и их характеристики более подробно описаны в [47]. Результаты, полученные с прототипом детектора, представлены в [48]. Предельные возможности данной схемы исследованы в [49].

9.1. Кристаллы и счетчики. В торцевом калориметре детектора КЕДР используются кристаллы CsI(Na), произведенные НПО «Монокристаллреактив» (Харьков). Кристаллы обернуты диффузным отражателем из пленки пористого тефлона марки СКЛ толщиной 70 мкм и упакованы в контейнер из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм. На торцах кристаллов установлены капролоновые фланцы, которые служат для крепления лавсанового контейнера и фотоприемников. Между поверхностью кристалла и окном фототриода обеспечивается оптический контакт при помощи оптической силиконовой смазки. Световыход счетчиков с учетом коэффициента светосбора составляет около 10^4 фотонов на 1 МэВ выделенной в кристалле энергии, неоднородность светосбора по длине кристалла не превышает 10 %.

9.2. Фототриоды. В торцевом калориметре детектора КЕДР в качестве фотоприемников используются вакуумные фототриоды, способные работать в присутствии сильных магнитных полей (до 2 Тл). ФТ были изготовлены на новосибирском заводе «Экран» [50]. Они имеют полупрозрачный бищелочной фотокатод, плоский электрод — пластину, являющуюся динодом, и анод-сетку между фотокатодом и динодом. Диаметр фототриодов составляет 50–52 мм, высота 45–50 мм. Диаметр чувствительной области фотокатода 48 мм. Квантовая эффективность 10–15 %, неоднородность квантовой эффективности по площади фотокатода около 10 %. Коэффициент усиления динода равен 10–15. При работе в магнитном поле 0,6–1 Тл коэффициент усиления фототриодов уменьшается приблизительно в два раза.

Следует отметить, что за время, прошедшее после изготовления фототриодов (они были изготовлены более 20 лет назад, при этом около 10 лет эксплуатировались в калориметре), вышли из строя или существенно ухудшили свои параметры около 19 % ФТ.

9.3. Электронный тракт. Схема электронного тракта калориметра детектора КЕДР представлена на рис. 29.

Заряд с анода фототриода поступает на вход зарядочувствительного предусилителя. Коэффициент передачи предусилителя составляет 0,22 В/пКл. Затем сигнал формируется в плате усилителей-формирователей Ф15, после чего оцифровывается АЦП с пиковым детектором А32 [51], выполненным в стандарте КЛЮКВА [52]. Время формирования сигнала составляет 3 мкс.

В каждой плате Ф15 производится аналоговое суммирование всех сигналов, поступающих на вход платы. Этот просуммированный сигнал также поступает на АЦП. Кроме того, просуммированный сигнал используется для организации нейтрального триггера детектора, для чего производится его дополнительное формирование. Фронт данного сигнала после формирования составляет 300 нс. После формирования сигнал поступает на компаратор. Если его амплитуда превышает заданное опорное напряжение, то формируется логический сигнал, который используется в триггере детектора. Для кон-

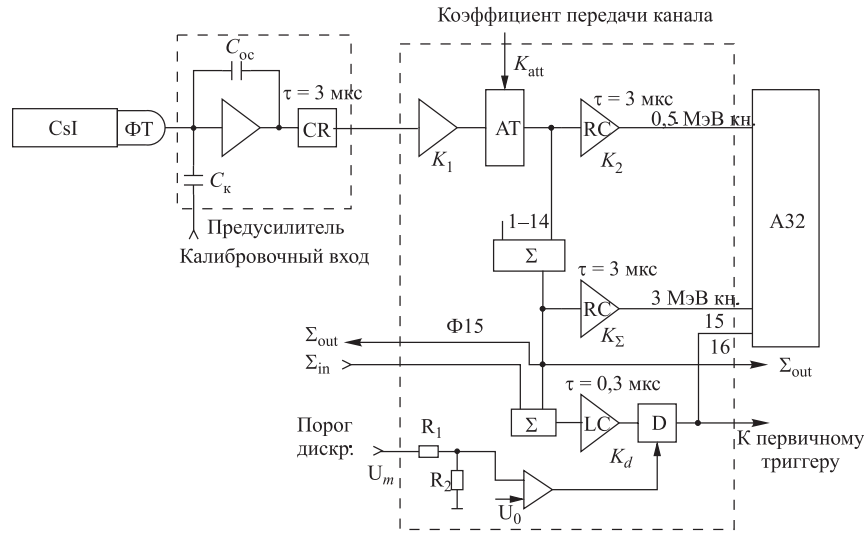


Рис. 29. Электронный тракт торцевого калориметра: фототриод, предусилитель, усилитель-формирователь Ф15 и АЦП А32

троля за работой описанной выше схемы логический сигнал с компаратора также подается на АЦП.

Для проведения калибровки электронного тракта торцевого калориметра и проверки его работоспособности в каждом предусилителе калориметра предусмотрен специальный (калибровочный) вход.

9.4. Калибровки калориметра и достигнутые параметры. Калибровки калориметра включают следующие процедуры: измерения пьедесталов АЦП — ежедневно; калибровка электронного тракта с помощью генератора импульсов — ежедневно; калибровка калориметра с использованием космических частиц — 1–2 раза в неделю; абсолютная калибровка энергии с использованием событий упругого e^+e^- -рассеяния — по мере набора необходимой статистики.

Получены следующие данные. Стабильность пьедесталов между измерениями — лучше одного канала АЦП, что эквивалентно 0,5 МэВ выделенной в кристаллах энергии. Стабильность электронного тракта — 0,3–0,4 %. Интегральная нелинейность не превышает 1 % во всем измерительном диапазоне. Полные шумы электронного тракта эквивалентны 0,4 МэВ выделенной в кристалле энергии, доля когерентных шумов не превышает 20 %.

При проведении космической калибровки (1–2 раза в неделю) точность измерения положения космического спектра составляет 3–4 %. Получен-

ные данные позволяют утверждать, что временной дрейф коэффициентов передачи измерительных каналов калориметра мал. Так, при сравнении космических калибровок, проведенных с разницей по времени в 2–4 недели, разница полученных калибровочных коэффициентов определяется точностью измерения положения космического спектра. Из имеющихся данных делаем вывод о том, что в среднем стабильность каналов торцевого калориметра в течение интервала времени между космическими калибровками лучше 2%.

Энергетическое разрешение калориметра, полученное по событиям упругого e^+e^- -рассеяния, составляет 3,5% при энергии частиц 1,5 ГэВ. Пространственное разрешение калориметра при этой энергии составляет $\simeq 8$ мм и соответствует проектному. Полученное энергетическое разрешение хуже проектного (табл. 9), что в основном обусловлено неточностью калибровочных коэффициентов и, возможно, неоднородностью светосбора кристаллов. Ведутся работы по усовершенствованию процедур калибровки калориметра для получения его проектных параметров.

10. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КАЛОРИМЕТР

В качестве цилиндрической части электромагнитного калориметра детектора КЕДР используется ионизационный калориметр на основе жидкого криптона [53–55].

10.1. Конструкция. На рис. 30 изображена конструкция жидкокриптонового (ЛКг) калориметра детектора КЕДР. Его основные параметры сведены в табл. 10.

ЛКг-калориметр представляет собой набор цилиндрических ионизационных камер. Electroды камер изготовлены из листов стеклотекстолита (G10) толщиной 0,5 мм, покрытого с двух сторон медной фольгой толщиной 18 мкм. Всего в калориметре 35 слоев электродов. Зазор между электродами, равный 19,5 мм, задается с помощью конструкции из тонких кольцевых шпангоутов и пересекающих их по оси калориметра ребер. Помимо сохранения зазора между электродами камер шпангоуты предназначены для фиксации электродов от слоя к слою. Система электродов собирается в криостате с экранно-вакуумной термоизоляцией, внутренний объем которого изготовлен из алюминия, а внешний — из нержавеющей стали. Внутри криостата, на внешнем радиусе фланцев, для экономии криптона монтируются алюминиевые кольца-вытеснители. В холодном и теплом фланцах сварены стеклянные разъемы для вывода сигналов из калориметра. Для термостабилизации с внешней стороны алюминиевого объема приварены трубки, через которые по мере необходимости может продуваться жидкий азот.

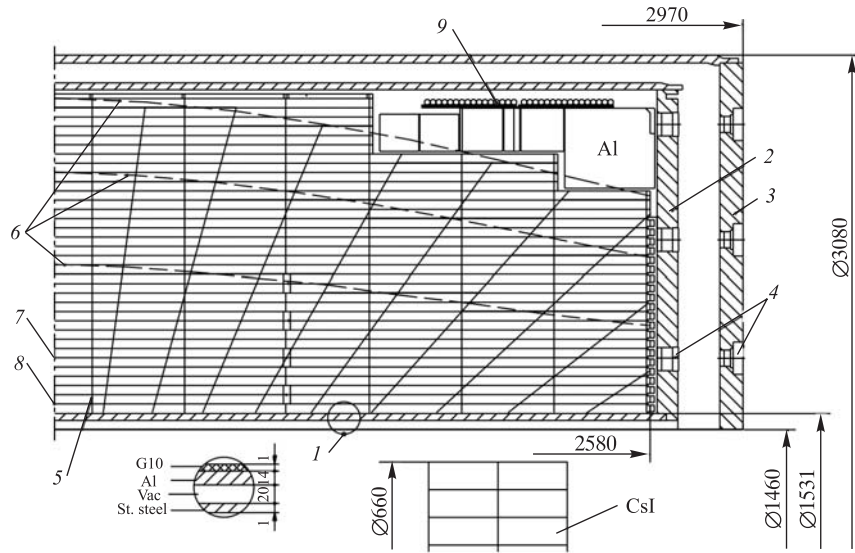


Рис. 30. Схема ЛКг-калориметра: 1 — входная стенка; 2 — холодный фланец; 3 — теплый фланец; 4 — разъемы; 5 — проставки; 6 — линии равной толщины; 7 — координатные электроды; 8 — высоковольтные электроды; 9 — платы разводки высокого напряжения и разделительных емкостей

Таблица 10. Основные параметры ЛКг-калориметра

Телесный угол	$0,79 \times 4\pi$
Полярный угол, °	38–142
Внутренний радиус, см	75
Толщина, см	68 ($14,8X_0$)
Масса ЛКг, т	27
Энергетическое разрешение на 1,8 ГэВ (проект), %	2,4
Энергетическое разрешение на 1,8 ГэВ (получено), %	3,0
Разрешение по массе π^0 , МэВ	8
Пространственное разрешение, мм	1

На рис. 31 схематично изображена система электродов калориметра. Съем сигнала для измерения энергии осуществляется с высоковольтных электродов, которые разбиты на прямоугольники, соединенные между собой по радиусу так, что образуют ячейки («башни») калориметра, ориентированные на место встречи.

На ближнем к пучку радиусе ячейки имеют поперечный размер 10×10 см, который по мере удаления от пучка увеличивается. По радиусу калориметр имеет три слоя таких ячеек. Заземленные электроды первого слоя разбиты

на полоски для измерения координат. Всего имеется четыре плоскости для измерения z -координаты и четыре плоскости для измерения угла ϕ , которые чередуются друг с другом. Ширина ячеек и полосок увеличивается вдоль z по мере удаления от центра калориметра, чтобы обеспечить одинаковое разрешение по полярному углу.

10.2. Электроника. В состав электроники ЛКг-калориметра входят следующие компоненты: платы с разделительными емкостями, установленные внутри криостата калориметра, предназначенные для съема сигнала с высоковольтных электродов; камерная электроника, установленная снаружи на торцевых фланцах калориметра; система коммутации каналов калориметра — блоки «Путаница»; система калибровки электроники калориметра; платы суммирования каналов для первичного триггера детектора; промежуточная электроника с платами формирующих RC–2CR фильтров (одно интегрирующее и два дифференцирующих звена); оцифровывающая электроника.

Общее число каналов регистрирующей электроники калориметра равно 7240, из них 2304 канала предназначены для измерения энергии и 4936 — для измерения координат. Так как для измерения энергии сигнал снимается с высоковольтных электродов, то необходима разделительная емкость между камерой и измерительной электроникой. В калориметре для этого установлено 48 плат с конденсаторами по 48 каналов в каждой. Номинальное значение разделительной емкости для одного канала равно 28 нФ. Эти же платы служат для разводки высокого напряжения по калориметру.

К камерной электронике относятся зарядочувствительные предусилители на полевом транзисторе SNJ1800D [56, 57], которые размещаются на торцах криостата в металлических коробках по 48 шт. в каждой. Помимо предусилителей в коробке находятся фильтры питания предусилителей и калибровочные емкости. Парафазные сигналы с предусилителей выводятся через 96-контактные разъемы типа PANDUIT (по два на одну коробку). Через эти же разъемы подается питание для предусилителей (± 12 В) и сигналы от калибровочного генератора.

Зарядочувствительный предусилитель воспринимает токовый импульс с камер калориметра и интегрирует его на емкости обратной связи (номиналь-

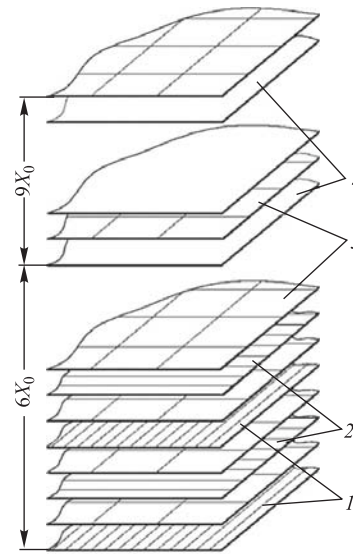


Рис. 31. Схема электродной структуры калориметра: 1 — ϕ -полоски; 2 — z -полоски; 3 — высоковольтные электроды; 4 — заземленные электроды

ное значение 5 пФ). Сопротивление обратной связи, поддерживающее режим по постоянному току, имеет значение 100 МОм. Таким образом, постоянная времени интегрирования равна 500 мкс.

Сигналы от предусилителей передаются по экранированным витым парам в блоки системы коммутации, которые расположены в зале детектора. В этих же блоках расположены специальные калибровочные генераторы, создающие через калибровочные емкости каналов ток, по форме близкий к току от частицы. Один калибровочный генератор работает на четыре коробки предусилителей. Помимо этого для спектрометрических каналов в блоках системы коммутации установлены платы суммирования, которые суммируют сигналы восьми соседних каналов в двух первых слоях и результат передают первичному триггеру детектора.

Платы Ф32 с фильтрами RC–2CR располагаются в пультовой детектора в крейгах КЛЮКВА [36]. В системе сбора данных калориметра присутствуют платы двух типов: Ф32Б (с постоянной времени 1,5 мкс) предназначен для работы со спектрометрическими каналами калориметра и Ф32П (с постоянной времени 4,2 мкс) — для работы с координатными каналами. Для увеличения динамического диапазона платы Ф32Б имеют дополнительные каскады десятикратного усиления. Поэтому на выходе этих плат есть 32 сформированных сигнала плюс еще 32 сформированных сигнала с дополнительным усилением. Общее количество плат Ф32Б равно 72, а Ф32П — 155.

Сформированные сигналы с калориметра оцифровываются пиковыми 12-разрядными АЦП, которые изготовлены в стандарте КЛЮКВА по 32 каналам на плате [51]. Диапазон оцифровки составляет от 0 до 2 В, время оцифровки — 100 мкс. Максимальная интегральная нелинейность ± 3 канала.

10.3. Шумы электроники и радиоактивность. Выпускаемый промышленностью криптон содержит примесь β -радиоактивного изотопа ^{85}Kr с периодом полураспада 10,5 лет и граничной энергией спектра 0,67 МэВ. Электроны от β -распада создают точечную ионизацию в зазоре ионизационной камеры калориметра. Токовые сигналы от событий β -распада случайным образом накладываются на полезный сигнал в калориметре и являются источником дополнительного шума.

На рис. 32, 33 изображены распределения по измеренным шумам для всех каналов калориметра в случае, когда подано высокое напряжение на камеры калориметра и когда оно выключено. В первом случае в шум канала дает вклад как собственный шум электроники калориметра, так и шум от радиоактивности криптона, во втором — только шум электроники. Как видно из этих распределений, практически все спектрометрические каналы имеют шумы меньше 1 МэВ, а координатные — меньше 0,6 МэВ. Квадратично вычитая значения шумов, измеренные без высокого напряжения, из значения

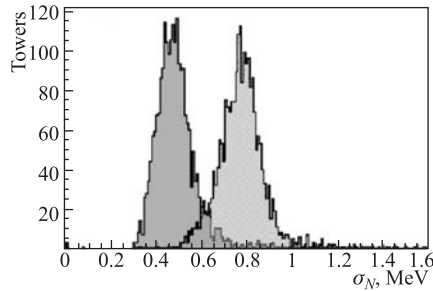


Рис. 32. Распределения по измеренным шумам всех спектрометрических (башенных) каналов калориметра. Левая гистограмма — нет высокого напряжения на камерах калориметра, правая — высокое напряжение подано

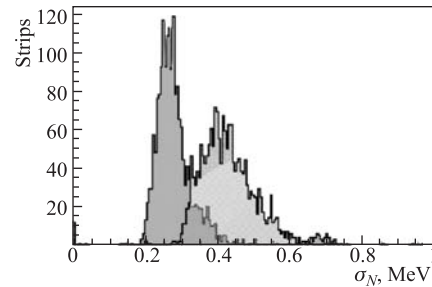


Рис. 33. Распределения по измеренным шумам всех координатных (стриповых) каналов калориметра. Левая гистограмма — нет высокого напряжения на камерах калориметра, правая — высокое напряжение подано

шумов при поданном высоком напряжении, получаем вклад в шум от радиоактивности криптона. Для башен имеем в среднем 0,6 МэВ, для полосок — 0,3 МэВ.

10.4. Калибровка. Отсутствие внутреннего усиления в калориметре позволяет с приемлемой точностью проводить относительную калибровку каналов с помощью специальных генераторов, имитирующих на входе усилителей токовый сигнал от частиц. В результате калибровки определяются пьедестал АЦП и коэффициент усиления каналов. Генераторная калибровка проводится два раза в неделю. Измеренная временная стабильность пьедесталов составляет $\pm 0,3$ канала АЦП (0,3 МэВ в энергетических единицах), а относительная стабильность коэффициентов усиления равна 10^{-3} .

Помимо генераторной калибровки проводится также калибровка по записанным событиям с космическими мюонами. Основная цель космической калибровки — это отслеживание изменения амплитуды сигнала калориметра со временем, которое происходит в результате медленного загрязнения криптона электроотрицательными примесями. Темп уменьшения амплитуды сигнала калориметра со временем приблизительно равен 1% в месяц. Космическая калибровка позволяет также проверить работоспособность всех каналов калориметра и сделать грубую абсолютную калибровку.

10.5. Параметры калориметра. Энергетическое разрешение калориметра в области больших энергий было измерено на событиях упругого e^+e^- -рассеяния.

На рис. 34 показано распределение по измеренной в калориметре энергии для этих событий. Разрешение на энергии 1,8 ГэВ равно $(3,0 \pm 0,1)\%$. Ожидаемое из моделирования калориметра разрешение для этой энергии составляет 2,4%. Отличие, по-видимому, связано с недостаточной точностью отно-

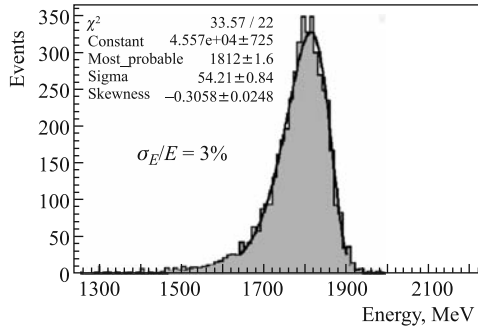


Рис. 34. Распределение по измеренному энергосодержанию в калориметре для событий e^+e^- -рассеяния при энергии $2E = 3,6$ ГэВ. $\sigma_E/E = (3,0 \pm 0,1) \%$

координат только по амплитудам спектрометрических каналов разрешение по инвариантной массе двух фотонов от распадов π^0 -мезона составляет $(9,6 \pm 0,2)$ МэВ. Наличие полосок в электродной структуре позволяет улучшить разрешение до $(8,4 \pm 0,2)$ МэВ [2].

Очевидно, что координатное разрешение становится особенно важным для реконструкции частиц с большой энергией. Для энергии π^0 -мезона больше 400 МэВ получены следующие данные по разрешению по массе π^0 -мезона: если не использовать данные с полосок калориметра, то $\sigma_m = (10,2 \pm 0,2)$ МэВ, а при реконструкции с использованием этой информации $\sigma_m = (7,6 \pm 0,2)$ МэВ. Таким образом, хорошее пространственное разрешение калориметра для фотонов заметно улучшает характеристики детектора.

Непосредственно само пространственное разрешение калориметра было измерено для минимально ионизирующих частиц на событиях с космическими мюонами [58]. Для перпендикулярного полоске падения мюона разрешение составило $(0,62 \pm 0,1)$ мм (для слоя с шириной полосок 6,9 мм), что хорошо согласуется с разрешением, полученным в моделировании. Пространственное разрешение для фотонов различной энергии ранее было измерено с прототипом калориметра [59]. Полученное в этом эксперименте значение для разрешения практически во всем энергетическом диапазоне лучше 1 мм.

11. МЮОННАЯ СИСТЕМА

Мюонная (пробежная) система предназначена для идентификации и разделения мюонов и пионов по отличию длины пробега в веществе детектора [60–62].

Блоки мюонной системы расположены в три слоя внутри ярма магнита детектора (см. рис. 1).

сительной калибровки каналов калориметра. Энергетическое разрешение калориметра в области малых измеряемых энергий определяет разрешение детектора по восстановленной инвариантной массе π^0 -мезона.

Энергетическое разрешение изучалось по распределениям по инвариантной массе зарегистрированных в калориметре пар фотонов из распада ψ' -мезона. Координаты фотонов определялись методом центра тяжести. Было получено, что при определении

Система построена на основе цилиндрических газовых проволочных камер, работающих в самогасящемся стримерном (СГС) режиме [63], — так называемых стримерных трубок.

Основные параметры мюонной системы приведены в табл. 11.

На рис. 35 и 36 представлен результат расчета с помощью KEDRSIM (см. разд. 16) вероятности срабатывания слоев мюонной системы от μ^\pm - и

Таблица 11. Основные параметры мюонной системы

Телесный угол	$0,67 \times 4\pi$
Число слоев	3
Количество стримерных трубок	2208
Длина трубки, м	4,5
Диаметр трубки, см	4
Толщина яра перед слоем, см	23 (1,4 яд. длин)
Среднее разрешение по координате вдоль трубки, см	Около 4

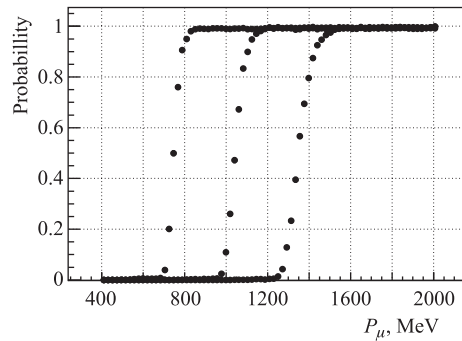


Рис. 35. Вероятность срабатывания первого (левые точки), второго и третьего слоев мюонной системы для μ^\pm в зависимости от импульса (расчет)

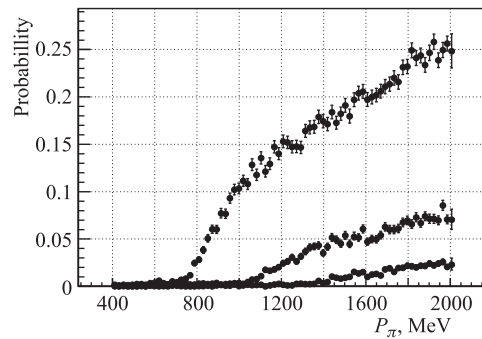


Рис. 36. Вероятность срабатывания первого (левые точки), второго и третьего слоев мюонной системы для π^\pm в зависимости от импульса (расчет)

π^\pm -мезона, вылетевшего из места встречи под углом $(90 \pm 5)^\circ$ к оси пучков с равномерным распределением по углу ϕ .

11.1. Конструкция. Система состоит из 2208 стримерных трубок. Каждая трубка изготовлена из нержавеющей стали толщиной 300 мкм и имеет длину 4,5 м и диаметр 4 см. По оси трубки натянут анод — проволочка диаметром 100 мкм из позолоченного молибдена. Торцы трубки закрыты изолирующими пробками из капронита, герметично фиксирующими анод и имеющими отверстия для продувки рабочей газовой смеси.

Трубки объединяются в блоки (рис. 37). В каждом блоке трубки фиксируются с помощью четырех дюралюминиевых матриц, две из которых расположены у концов трубок, а две других — на расстоянии $1/3$ длины трубок от концов. На торцевых матрицах установлены платы камерной электроники и разводки высокого напряжения, закрытые защитными кожухами. Блок имеет разъемы для подачи питания, высокого напряжения, калибровочных сигналов, управления порогом дискриминаторов, выходной сигнальный разъем и трубки для подвода и отвода рабочей газовой смеси.



Рис. 37. Блок мюонной системы на стенде. Защитный кожух снят

Чтобы уменьшить вред от выхода отдельного канала из строя, трубки в блоке размещены в два слоя со сдвигом на радиус трубки. Для уменьшения числа каналов электроники анодные проволочки трубок соединены последовательно по четыре (в некоторых каналах — по шесть). Трубки соединяются, как правило, через одну, чтобы уменьшить вероятность срабатывания нескольких трубок одного канала от одной частицы.

Блоки системы установлены в зазорах яма магнита детектора в три слоя. В соответствии с восьмигранной формой яма блоки сгруппированы в октанты.

11.2. Технология изготовления. Механическая сборка блока производится по следующей технологии: на специальном столе закрепляются матрицы, в которые помещаются трубки; трубки тщательно промываются из-

нутри водой, а затем спиртом; далее анодная проволока пропускается внутри трубки, продевается сквозь отверстия в пробках, в которые вставляются пины; пробки вдавливаются в торцы трубки специальным поршнем. Пробки предварительно бракуются по току поверхностного разряда при высоком напряжении. На внешней поверхности пробки выдавливается круговой бортик высотой 0,3 мм, а непосредственно перед вдавливанием края пробки смазываются силиконовым (кремний-органическим) клеем КС-5. Такая технология обеспечивает надежную герметизацию соединения, которая не нарушается при изменении температуры в широких пределах, а также закрепляет трубки в матрицах, создавая надежный электрический контакт. Анодная проволока натягивается с усилием 300 г и закрепляется в пробках с помощью пинов. Пины изготавливаются из луженой капиллярной трубки из отожженной меди с внешним диаметром 1,6 мм и внутренним диаметром 220 мкм. После натяжения всех проволочек в блоке к пинам припаиваются изолированные проводники. Место установки пина в пробку также герметизируется клеем КС-5. Газовые отверстия пробок соединяются полихлорвиниловой трубкой.

После механической сборки проверяются герметичность блока и натяжение проволочек. Для проверки герметичности блок надувается воздухом до избыточного давления 0,2 атм, при этом течь не должна превышать 0,02 л/ч. Поскольку характерный поток газовой смеси через блок равен 0,1 л/мин и перепад давления практически отсутствует, реальная течь оказывается значительно меньше измеренной при тестировании. Натяжение проволоки измеряется резонансным методом. Проволочки, у которых измеренное натяжение меньше 100 г, заменяются.

На следующем этапе производятся монтаж плат разводки высокого напряжения и калибровочного сигнала, камерной электроники, распайка кабелей, настройка камерной электроники. Затем блок продувается воздухом и подвергается тренировке обратным высоким напряжением. После этого блок продувается рабочей газовой смесью, измеряются счетные характеристики и распределения шумов по анодным проволочкам.

11.3. Газовая смесь. В ИЯФ изучались различные газовые смеси для СГС-режима [60,61]. В мюонной системе детектора КЕДР используется смесь аргон + углекислый газ + н-пентан. В различные периоды работы соотношение компонент несколько менялось: (63 : 30 : 7), (68 : 25 : 7), (60 : 32 : 8). При таких концентрациях пентана эта смесь взрывобезопасна.

Для получения рабочей газовой смеси углекислый газ продувается через н-пентан, находящийся в термо- и баростабилизированном сосуде. Концентрация пентана в смеси определяется давлением насыщенных паров пентана при данной температуре, поэтому температура стабилизируется с точностью $\pm 0,1$ °С. Затем к смеси добавляется требуемое количество аргона. Потoki аргона и углекислого газа управляются контроллерами Bronkhorst.

Готовая газовая смесь подается параллельно на октанты системы. Внутри октанта продувка идет последовательно по блокам от внутреннего слоя ко внешнему. Трубки каждого блока продуваются последовательно.

Поскольку блоки системы изготовлены более 20 лет назад, их герметичность часто оставляет желать лучшего. В этих условиях требования к непрерывности продувки рабочего газа через мюонную систему резко возрастают. На практике максимальный срок остановки продувки без существенного ухудшения параметров системы составляет на конец сезона 2009–2010 гг. около 1 сут, после чего в системе образуются пробки испорченного газа, на удаление которых может уходить до нескольких недель.

Качество газовой смеси — необходимое условие высокой эффективности регистрации. К сожалению, сбои продувки неоднократно имели место во время экспериментальных сезонов.

11.4. Электроника. Камерная электроника обеспечивает определение продольной координаты пролета частицы по разности времен прихода сигналов на концы цепочки трубок. Блок-схема канала электроники показана на рис. 38. Сигналы с концов проволоочек

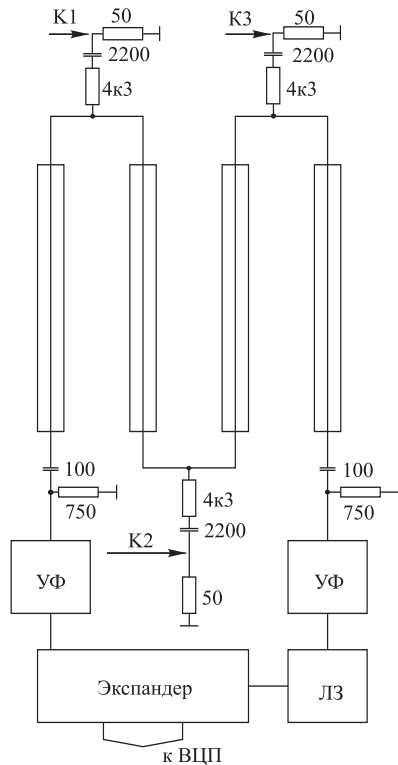


Рис. 38. Схема канала электроники мюонных камер

через высоковольтную развязку поступают на усилители-формирователи (УФ). Когда входной сигнал превышает заданный порог, формирователь генерирует логический сигнал заданной длительности. Входные пороги дискриминаторов УФ могут индивидуально регулироваться подстроечными резисторами в диапазоне примерно 5–50 мВ; кроме того, пороги всех УФ одного блока могут быть одновременно смещены внешним управляющим напряжением. Порог УФ «старт» устанавливается равным примерно 25 мВ, «стоп» — 20 мВ; таким образом, если сработал «старт», то сработал и «стоп».

Сигнал УФ «старт» отправляется непосредственно на вход экспандера, в то время как сигнал «стоп» идет на экспандер через линию задержки. Линия задержки сделана из витой пары, ее длина подбирается таким образом, чтобы сигнал «стоп» всегда приходил на экспандер позже сигнала «старт». Длительность

сигнала «старт» выбирается такой, чтобы до его окончания сигнал «стоп» всегда успевал прийти на экспандер. Амплитуда сигнала «стоп» увеличена, чтобы компенсировать ослабление в линии задержки.

Экспандер формирует на выходе парафазный логический сигнал, длительность которого в несколько десятков раз больше времени между передними фронтами «старта» и «стопа». Параметры линии задержки и экспандера подбираются таким образом, чтобы диапазон длительностей выходного сигнала был примерно 2–8 мкс. Выходной сигнал передается по кабелю из экранированной витой пары на времяцифровой преобразователь — ТП-плату стандарта КЛЮКВА [64]. Измерение длительности сигнала производится методом прямого счета с дискретностью 2,5 нс.

Номер сработавшей трубки в связке и продольная координата срабатывания определяются по времени ВЦП. На рис. 39 показано распределение числа каналов мюонной системы по разрешению в каналах. Поперечная координата определяется положением сработавшей трубки. Более точное измерение поперечной координаты не требуется из-за многократного рассеяния частиц в веществе детектора.

Высокое напряжение, необходимое для работы камер в СГС-режиме, подается независимо на каждый октант системы и далее распределяется между блоками параллельно. Величина рабочего напряжения 4200 В, ширина плато около 400 В.

Неисправности камерной электроники и пробой в высоковольтных кабелях являются основными причинами снижения эффективности мюонной системы. На конец сезона 2009–2010 гг. были неисправны примерно 5 % каналов системы, еще около 5 % исправны частично (не измеряли координаты срабатывания).

11.5. Калибровка и параметры системы, полученные в эксперименте.

Калибровка системы заключается в определении времен ВЦП, соответствующих концам трубок. Она может производиться с помощью генератора и по временным спектрам, набранным с космическими частицами.

Генераторная калибровка используется в основном для контроля работоспособности электроники. Калибровочные константы получаются из подгонки временных спектров, записанных в специальных заходах. Затем они уточняются по экспериментальным заходам. Продольное координатное разрешение измеряется по прямым трекам, восстановленным в мюонной системе.

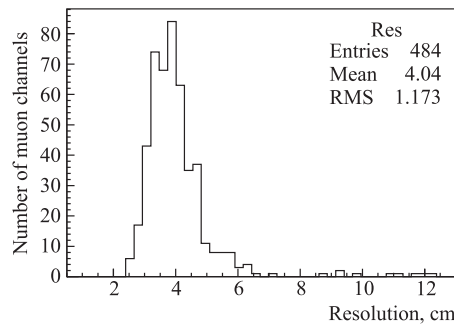


Рис. 39. Продольное координатное разрешение каналов мюонной системы (эксперимент, май 2010 г.)

Среднее разрешение каналов мюонной системы в детекторе составляет около 4 см (см. рис. 39).

Эффективность системы измеряется по экспериментальным заходам. Отбираются события, в которых восстановлены треки в мюонной системе. Слои системы используются для перекрестного таггирования; так, например, для измерения эффективности среднего слоя используются треки, у которых есть срабатывания во внутреннем и внешнем слоях. Измеренная эффективность сохраняется в базе данных и используется при анализе экспериментальных данных. Например, в мае 2010 г. средняя эффективность первого слоя составила 97,6 %, второго — 98,3 %, третьего — 90,5 % [2].

12. МОНИТОР СВЕТИМОСТИ

12.1. Введение. Светимость коллайдера определяет частоту наблюдения физических процессов как

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma_{\text{vis}},$$

где \mathcal{L} — светимость, а σ_{vis} — видимое (эффективное) сечение, учитывающее кинематику процесса, геометрию и эффективность детектирующей системы.

Оперативная (on-line) светимость ВЭПП-4М измеряется по хорошо известному процессу однократного тормозного излучения (ОТИ) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Сечение процесса было впервые рассчитано в 1960-х гг. в работах [65, 66]. Спектр фотонов ОТИ имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dx} = 4\alpha r_0^2 \frac{1}{x} \left[\frac{4}{3}(1-x) + x^2 \right] \left(L - \frac{1}{2} \right), \quad (9)$$

где $\alpha = 1/137$, $x = \omega/E_b$, ω — энергия фотона, E_b — энергия пучка, $L = \ln(4E_b^2(1-x)/m_e^2c^4x)$.

В этом процессе одна из частиц пучка теряет часть энергии, излучая фотон, а встречная частица практически не меняет своего движения. Излученные фотоны летят в узком конусе вдоль направления исходной частицы с углом $\theta \sim m_e/E_b = 1/\gamma$. Определение скорости счета от электронного и позитронного пучков дает два независимых измерения светимости. Энергетический спектр излученных фотонов при $\omega < E_b$ имеет вид $dN_\gamma/d\omega \sim 1/\omega$. Край спектра ОТИ, соответствующий $\omega \simeq E_b$, используется для амплитудной калибровки и измерения разрешения монитора светимости.

В 1980-х гг. выполненные в ИЯФ более точные измерения и расчеты [67, 68] показали заметное влияние на механизм излучения таких макроскопических параметров, как размер пучка и прицельный параметр столкновения пучков. В результате дифференциальное сечение излучения мягких фотонов уменьшается по сравнению с (9) (при наших условиях поправка больше 5 %

для $\omega < 100$ МэВ). А полное сечение для регистрируемых монитором светимости фотонов (с $\omega > \omega_{\min}$) с учетом размера пучка уменьшается в области энергий ψ -мезонов на 1–2% [69].

Сечение регистрации ОТИ аппроксимируется следующей формулой:

$$\sigma_{\text{vis}} = C \left(\ln \frac{1}{T} - \frac{3}{8} T^2 + T - \frac{5}{8} \right), \quad (10)$$

где $T = \omega_{\min}/E_b$. Выражение в скобках представляет собой интеграл от формулы (9) в приближении $L = \text{const}$. Коэффициент C , рассчитанный численным интегрированием сечения (9) с учетом поправки [68], при изменении энергии от $E_b = 1,5$ до $E_b = 5,5$ ГэВ плавно меняется от $C = 0,52 \cdot 10^{-25}$ см² до $C = 0,63 \cdot 10^{-25}$ см² и хорошо аппроксимируется полиномом. При фиксированной энергии пучка C слабо зависит от величины порога: в интервале $\omega_{\min} = (300 \pm 50)$ МэВ изменение не превышает 1%. Для диапазона энергий пучка 1,5–5,5 ГэВ и порога $\omega_{\min} = 300$ МэВ сечение регистрации ОТИ меняется в пределах $(0,6-1,5) \cdot 10^{-25}$ см². Таким образом, при светимости 10^{30} см⁻² · с⁻¹ скорость счета составляет около 100 кГц, что достаточно для оперативного измерения светимости.

12.2. Аппаратура монитора светимости. Монитор светимости детектора КЕДР представляет собой два электромагнитных калориметра, расположенных на оси сталкивающихся пучков с обеих сторон от места встречи на расстоянии около 18 м (см. рис. 45). При выборе конструкции калориметра принимались во внимание следующие факторы.

- Для рассеянного в процессе ОТИ электрона и тормозного фотона с высокой точностью выполняется соотношение $E'_e + \omega = E_b$. Точное измерение энергии тормозного фотона ω позволит пометить частицы ОТИ, попавшие в СРРЭ (см. п. 13), что дает возможность уменьшить фон при изучении двухфотонных процессов.

- При работе в области высоких энергий (5 ГэВ) светимость ВЭПП-4М составит (неск. единиц) $\times 10^{31}$ см⁻² · с⁻¹. При этом загрузка от фотонов с энергией больше 100 МэВ достигает 5 МГц, а радиационная нагрузка может составить 1000 Гр за 1 год работы.

Доступные кристаллические сцинтилляторы (NaI, CsI) не могут работать при таких условиях. В качестве калориметра был выбран «сэндвич», состоящий из чередующихся пластин сцинтилляционной пластмассы (время высвечивания ≈ 3 нс) и свинца. Конструкция калориметра была оптимизирована для получения хорошего энергетического разрешения. Устройство «сэндвича» показано на рис. 40.

Каждый калориметр состоит из четырех одинаковых блоков. Блок содержит 25 слоев свинца (толщиной 1 мм) и сцинтилляционной пластмассы (толщиной 5 мм). К пластинам сцинтиллятора с обеих сторон приклеены

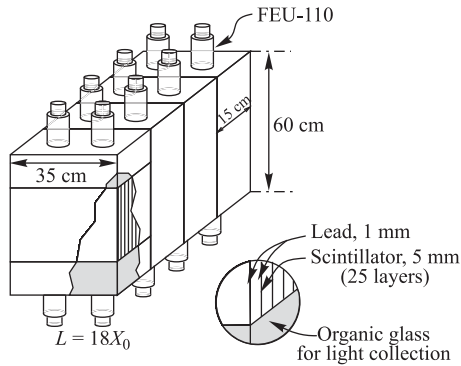


Рис. 40. Устройство сцинтиляционных «сэндвичей» монитора светимости e^+e^- -коллайдера ВЭПП-4М

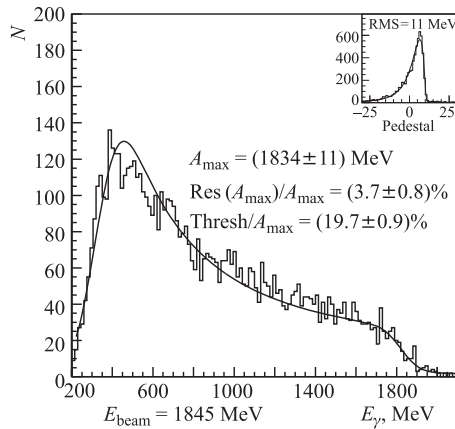


Рис. 41. Спектр ОТИ, используемый для измерения порога срабатывания

совпадения γ -квантов с одного оборота. По виду спектра можно оперативно контролировать исправность монитора и стабильность порога $T = \omega_{\min}/E_b$ (10).

Расчетное разрешение «сэндвича» $\sigma(\omega)/\omega$ определяется следующими вкладками: сэмплинг-флуктуации — $4,2/\sqrt{\omega}$ [%], продольные утечки — $1,0/\sqrt[4]{\omega}$ [%] и статистика фотоэлектронов — $3,0/\sqrt{\omega}$ [%], где ω — энергия фотона в ГэВ. При $\omega = 1$ ГэВ ожидаемое разрешение составляет 5,3 %. Реальное разрешение «сэндвича» было измерено по событиям ОТИ с использованием СРРЭ (см. п. 13). При попадании рассеянных частиц в СРРЭ энергия фотонов определялась по формуле $\omega = E_b - E'_e$ с точностью лучше 1 %. Ре-

световоды в виде прямоугольных блоков оргстекла. Каждый блок «сэндвича» просматривается четырьмя ФЭУ, чтобы обеспечить хороший светосбор. В световоды вклеены светодиоды, которые служат для проверки работоспособности ФЭУ. Полная длина «сэндвича» равна $18X_0$.

Для измерения светимости суммируются сигналы с четырех блоков, и этот сигнал, пропорциональный энергии фотона, подается на дискриминатор с фиксированным порогом. По частоте срабатывания дискриминатора вычисляется светимость. Измерения с электронной и позитронной сторон дают статистически независимые результаты.

Для записи информации осуществляется преобразование амплитудных сигналов в логические, длина которых пропорциональна входному заряду. Длины всех сигналов измеряются ТП-платами в стандарте КЛЮКВА [64]. Типичный спектр сигналов ОТИ при $E_b = 1845$ МэВ приведен на рис. 41. Ширина и форма пьедестала определяются наложением «хвостов» предыдущих сигналов. Правый край спектра уширяется из-за со-

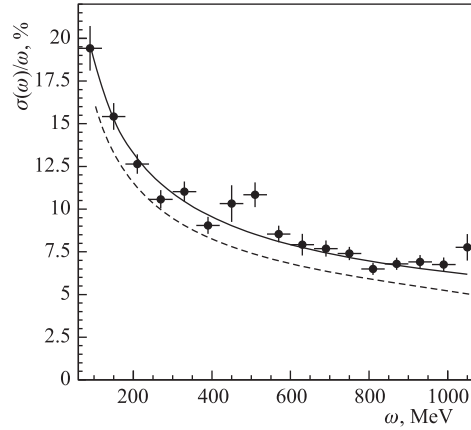


Рис. 42. Разрешение монитора светимости для фотонов ОТИ. Точки — экспериментальные данные; сплошная линия — их подгонка $\sigma(\omega)/\omega[\%] = \sqrt{5,8^2/\omega(\text{ГэВ}) + 2,4^2}$; штриховая — расчетное разрешение

зультаты показаны на рис. 42. Несколько худшее по сравнению с расчетным разрешение обусловлено неточностью калибровки, наложением сигналов и нестабильностью ФЭУ при изменении загрузки.

12.3. Оперативное измерение светимости. Светимость коллайдера в эксперименте определяется по формуле

$$\mathcal{L} = \frac{(f - f_{\text{bg}})}{\sigma_{\text{vis}}}(1 + \delta),$$

где f — частота срабатывания монитора; f_{bg} — фон ОТИ на остаточном газе; σ_{vis} — расчетное сечение регистрации ОТИ (10); δ — экспериментально определяемый корректирующий фактор, связанный с потерями фотонов.

Для настройки параметров ускорителя желательно измерять светимость с периодом ~ 10 с при относительной точности лучше 5%. Основные факторы, влияющие на точность измерения, перечислены ниже.

1. Фотоны ОТИ выводятся из вакуумной камеры ВЭПП-4М через окно в вольфрамовом приемнике синхротронного излучения. При $E_b \leq 2$ ГэВ размер окна всего в 3–4 раза превышает размер пятна ОТИ ($\sim 1/\gamma$). При центральном положении пятна это приводит к потерям $\sim 10\%$ фотонов на краях окна. В реальности из-за смещения орбиты в месте встречи потери могут возрастать до 20–30%. Из-за трудностей с измерением положения орбиты в режиме встречных сгустков была возможна только частичная компенсация этого эффекта.

2. Величину порога T (10) можно с хорошей точностью измерять в каждом заходе, см. рис. 41. Из-за нелинейности отклика «сэндвича» абсолютная точность измерения порога $\Delta T/T$ оценивается в 10%. Вклад ошибки порога в систематическую точность измерения светимости составляет около 5%.

3. При светимости выше $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ становится значительной вероятность одновременного попадания в «сэндвич» нескольких фотонов. В зависимости от соотношения T и \mathcal{L} происходит падение частоты срабатывания (два фотона считаются за один) или увеличение частоты (два «мягких» фотона вызывают срабатывание). В нашем случае средняя поправка за счет обоих эффектов составляет $\Delta \mathcal{L} \simeq -(2-3)\mathcal{L} [\%]$.

4. Фон ОТИ на остаточном газе f_{bg} меняется в зависимости от тока, энергии, состояния вакуумной системы и составляет 3–5%. Периодические измерения скорости счета с разведенными пучками коллайдера ($\mathcal{L} = 0$) позволяют удерживать его вклад в ошибку светимости на уровне 0,5%.

Чтобы обеспечить независимость измерений светимости от основного детектора, все поправки к \mathcal{L} определялись только по информации с монитора светимости и СРРЭ. Относительную точность измерения светимости можно оценить, сравнивая измерения с электронной и позитронной сторон $R = \mathcal{L}^-/\mathcal{L}^+ - 1$. По результатам 1,5 лет набора статистики величина $R = \mathcal{L}^-/\mathcal{L}^+ - 1$ имела среднее -3% и разброс около 3%. Для относительно коротких экспериментов (порядка месяца) разброс R мог уменьшаться до 1%. Таким образом, достаточно консервативно точность одного измерения \mathcal{L}^- или \mathcal{L}^+ можно оценить как 3%. Статистическая ошибка при этом

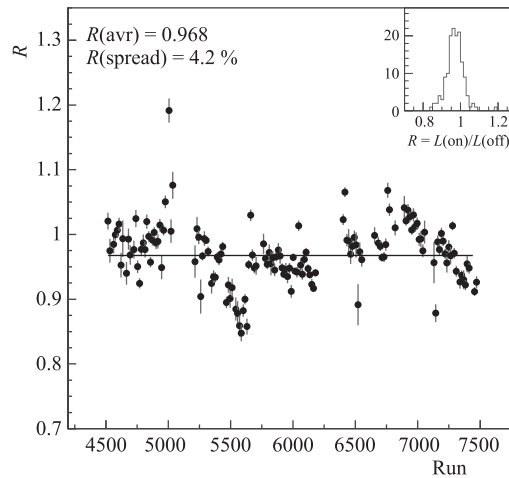


Рис. 43. Отношение интегральной светимости по оперативным измерениям и по бабасобытиям в зависимости от номера захода за 1,5 года набора статистики

составляет $< 1\%$ за 1 с. Этой точности вполне достаточно для настройки коллайдера.

Независимая оценка абсолютной точности измерения светимости была проведена путем сравнения интегральной светимости, определенной по мониторам, со светимостью, измеренной по числу бабá-событий в торцевом калориметре детектора КЕДР. Результаты сравнения показаны на рис. 43. Величина $R = \mathcal{L}/\mathcal{L}(\text{Bhabha}) - 1$ имеет среднее $-3,2\%$ и разброс $4,2\%$. «Выпавшие» точки появляются при значительном отклонении угла в месте встречи от оптимального. Принимая во внимание собственную ошибку в определении светимости по бабá-событиям $2-3\%$, можно сделать заключение, что для большей части заходов точность измерения светимости по ОТИ составляет $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} \simeq 3\%$.

13. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

13.1. Введение. Наряду с процессами однофотонной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X$ (рис. 44, а) значительный интерес представляют двухфотонные процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, идущие через канал с двумя виртуальными фотонами $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ (рис. 44, б). Эти процессы позволяют изучать на e^+e^- -коллайдерах C -четные конечные состояния, которые не рождаются в однофотонном канале. Обзоры теоретических положений и современного состояния двухфотонной физики можно найти в публикациях [70–72].

Выражение для дифференциального сечения процесса (рис. 44, б) содержит в знаменателе массы виртуальных фотонов q_i^2 (11). При q_i^2 , близких к 0, оно максимально. Поэтому основное сечение процесса характеризуется малыми поперечными импульсами участвующих частиц и рожденной системы. В частности, рассеянные электроны летят в основном вдоль пучка до ближайшего магнитного элемента структуры ускорителя.

Существует два основных подхода к изучению этих процессов. В первом случае параметры рожденной системы восстанавливают только по продуктам

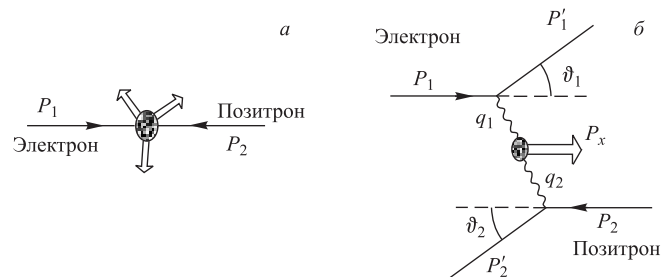


Рис. 44. а) Аннигиляция электрона и позитрона. б) Двухфотонное взаимодействие электрона и позитрона

реакции, зарегистрированным в центральной части детектора. Малость поперечного импульса системы является основным параметром для выделения таких событий. Это так называемый *po-tag*-метод, применяемый на большинстве детекторов. Он достаточно хорошо работает при изучении малочастичных конечных состояний рожденной системы X .

Если детектор может регистрировать обе рассеянные частицы пучков (для краткости будем называть их РЭ — рассеянными электронами), то параметры рожденной системы можно определить независимо от центральной части. Это так называемый метод *double-tag*. Инвариантная масса рожденной системы $M_{\gamma\gamma}$ и квадраты масс виртуальных фотонов q_i^2 при малых углах рассеяния РЭ выражаются простыми формулами

$$\begin{aligned} M_{\gamma\gamma}^2 &\approx 4\omega_1\omega_2 = 4(E_b - E_{e^-})(E_b - E_{e^+}), \\ q_i^2 &\approx -E_b(E_b - \omega_i)\vartheta_i^2, \quad i = 1, 2, \end{aligned} \quad (11)$$

где ω_i — энергии виртуальных фотонов; E_{e^+,e^-} — энергии РЭ; ϑ_i — углы РЭ; E_b — энергия пучка.

В промежуточном случае регистрация одного РЭ (метод *single-tag*) дает дополнительную информацию для кинематической реконструкции в центральной части детектора и помогает подавлению фона.

Большинство детекторов могут регистрировать РЭ, когда угол рассеяния $\gtrsim 10^\circ$. При этом эффективность регистрации не превышает нескольких процентов, а разрешение по энергии фотона $\sigma(\omega)/E_b \sim 1-5\%$. Эффективность можно существенно повысить с помощью специальной системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ), которая может измерять энергию РЭ, вылетающих из места встречи вдоль оси пучков.

В 1984–1985 гг. подобная система работала на детекторе МД-1 на коллайдере ВЭПП-4. Описание системы и результаты работы можно найти в [73]. Новая система регистрации РЭ, разработанная для детектора КЕДР, имеет заметно бóльшую эффективность и на порядок лучшее разрешение по инвариантной массе. Физические принципы проекта СРРЭ опубликованы в [74, 75]. Подробное описание системы приведено ниже.

13.2. Общее описание. *13.2.1. Принцип работы.* С использованием дублета квадрупольных линз, предназначенного для получения малой β -функции в месте встречи, и поворотных магнитов был спроектирован двухплечевой фокусирующий магнитный спектрометр для измерения энергии РЭ (рис. 45). Электроны и позитроны, потерявшие часть энергии, выводятся с равновесной орбиты пучка поперечным полем поворотных магнитов. В фокусирующем спектрометре частицы с определенной энергией независимо от угла вылета попадают в определенную точку на кривой фокусировки. Эта идея лежит в основе конструкции СРРЭ детектора КЕДР. Оптическая аналогия системы регистрации показана на рис. 46.

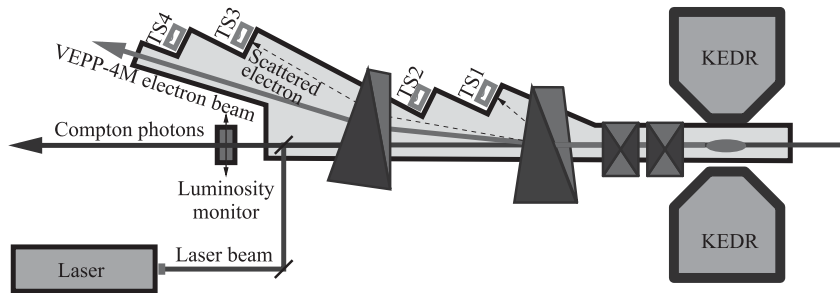


Рис. 45. Схема экспериментального прожектора ВЭПП-4М для электронного направления (вид сверху). После детектора РЭ проходят фокусирующие линзы и поворотные магниты, за которыми расположены блоки СРРЭ (TS1–TS4). Слева показан монитор светимости (LM) и схема заведения лазерного луча для получения комptonовских фотонов

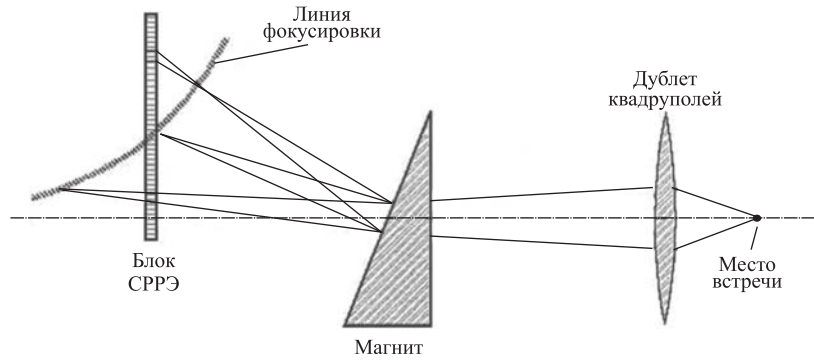


Рис. 46. Оптическая аналогия, поясняющая принцип работы СРРЭ

Чтобы отслеживать смещение фокуса, система регистрации разбита на четыре отдельных блока, которые размещены вдоль вакуумной камеры на удалении 9–17 м от места встречи, как показано на рис. 45. Для каждого блока имеется своя энергия фокусировки E_f — характерная энергия РЭ, где компенсация углового разброса оптимальна, см. табл. 12. Вклад углового разброса пучка в энергетическое разрешение минимален около центра и возрастает на краях блока (рис. 47).

За каждым блоком имеется сцинтилляционный счетчик, срабатывающий от РЭ. Сигналы с этих счетчиков используются в триггере для формирования аргументов SE1 и SE2 (см. разд. 14).

Энергия РЭ, далее обозначаемая E_S , восстанавливается по измеренной в СРРЭ координате трека. Угол используется для выделения хороших треков

Таблица 12. Проектные параметры блоков СРРЭ

Блок	Рабочая область, см	Диапазон E_S/E_b	E_f/E_b	$\langle\sigma(E_S)/E_b\rangle$ для 90 % РЭ, %	$\langle\sigma(\omega)/\omega\rangle$ для 90 % фотонов, %
TS1	7,7	0,39–0,59	0,59	0,996	1,29
TS2	4,3	0,60–0,72	0,66	0,245	0,64
TS3	8,9	0,73–0,85	0,79	0,141	0,67
TS4	15,8	0,87–0,98	0,89	0,114	0,81

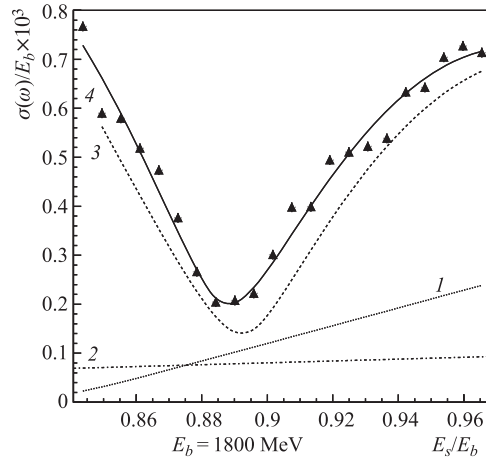


Рис. 47. Расчетное разрешение $\sigma(\omega)/E_b$ для TS4 (точки и линия 4). Показаны вклады: 1 — энергетического разброса в пучке; 2 — измерения координаты трека с точностью 0,1 мм; 3 — углового разброса в пучке

на фоне ливней. Ошибка измерения энергии РЭ определяется координатным разрешением блока, размером места встречи, остаточным вкладом углового разброса и рассеянием на выходном окне и стенках трубок. Расчетное разрешение по энергии излученных фотонов с учетом всех факторов показано на рис. 47. Линия 2 соответствует модифицированной СРРЭ с использованием ГЭУ (см. ниже).

13.2.2. *Конструкция координатных блоков.* Система состоит из двух наборов по четыре блока, расположенных по обе стороны от места встречи. Каждый координатный блок сконструирован в виде единого жесткого модуля. Три блока имеют ширину около 90 мм и один блок 180 мм. Вертикальный размер системы 200 мм заведомо избыточен, поскольку большинство рассеянных электронов лежит в полосе ± 10 мм от плоскости орбиты. СРРЭ проектировалась для работы в условиях большого фона однократного тормозного излучения (до нескольких МГц). Она должна была обеспечить высокую

радиационную стойкость и многотрековое восстановление. Был выбран годоскоп из дрейфовых трубок, представляющих собой независимые, быстрые и надежные детекторы.

Схематический чертеж блока показан на рис. 48. Каждый блок содержит шесть двойных слоев вертикальных дрейфовых трубок, измеряющих отлет РЭ от оси пучка в плоскости орбиты. Каждый слой состоит из двух рядов трубок из нержавеющей стали с толщиной стенки 90 мкм и радиусом 3 мм, расположенных с шагом 8 мм. Трубки фиксируются в отверстиях фланцев из стеклотекстолита. Расстояние между слоями 48 мм. Стенки трубок обеспечивают достаточную защиту от мягкого синхротронного излучения, их вклад в координатное разрешение за счет многократного рассеяния составляет около 0,1 мм для энергии 1800 МэВ.

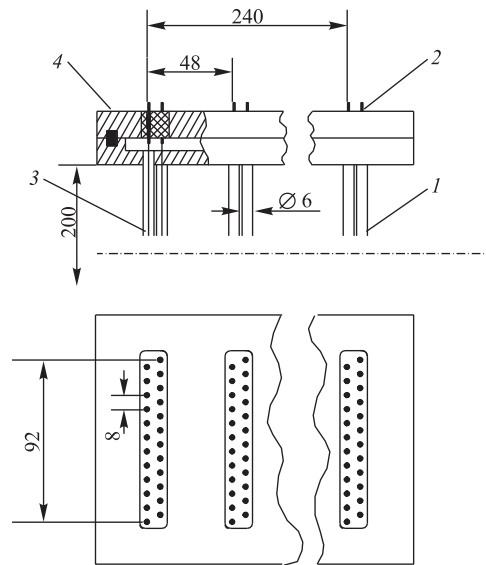


Рис. 48. Годоскоп дрейфовых трубок. 1 — дрейфовая трубка; 2 — анодный пин; 3 — анодная проволочка; 4 — фланец. Координатное разрешение трека по центру блока составляет 0,25–0,35 мм

Анодные проволочки изготавливаются из позолоченной вольфрамовой проволоки диаметром 28 мкм и закрепляются в пинах с натяжением 70 г. Пины выступают из стеклотекстолитовых фланцев и соединяются с камерной электроникой. Вклад механической точности изготовления блока в координатное разрешение составляет около 50 мкм. Анодные проволочки смещены относительно центра трубок на 300 мкм, причем знак смещения в соседних двойных слоях разный. Это позволяет устранить неопределенность «лево-право» при восстановлении трека. Выбранная конструкция обеспечивает от 6

до 12 измерений координаты РЭ, что вполне достаточно для реконструкции сложных событий.

13.2.3. Газовая смесь. Все трубки в координатном блоке составляют единый газовый объем. Для этого верхний и нижний фланцы системы сделаны двойными. В отверстия нижней части с помощью проводящего клея вклеены трубки, в верхнюю часть вклеены стеклотекстолитовые вставки с отверстиями для пинов. В герметизированный промежуток между фланцами подается газовая смесь.

СРРЭ работает в условиях высокой загрузки от выбывающих частиц пучка и синхротронного излучения. При светимости $10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в наиболее загруженных местах суммарный заряд может достигать 1–2 Кл/см за год работы, что может приводить к радиационному старению. Поэтому для использования в системе была выбрана смесь $\text{CF}_4 + 10\% \text{ iC}_4\text{H}_{10}$, известная своей радиационной стойкостью. Кроме того, электроника была настроена на низкий коэффициент газового усиления — около 10^5 . На прототипе системы была достигнута доза 7 Кл/см без заметного снижения коэффициента газового усиления. Это гарантирует 4–5 лет надежной работы при максимальной светимости. Также для уменьшения эффектов старения предусмотрена возможность вертикального смещения блоков.

13.2.4. Регистрация сигналов. Высокое напряжение подается на анодные проволочки через сопротивления 0,3 МОм для развязки по сигналам от частиц. Сигнал проволочки на вход предусилителя подается через разделительный конденсатор 0,6 нФ, который пропускает полезные сигналы без искажений. Каждый блок запитывается от отдельного высоковольтного источника. Рабочее напряжение подбирается для каждого блока индивидуально до получения хорошей эффективности к треку и составляет 1,9–2,2 кВ.

Камерная электроника выполнена в виде стандартных механически защищенных модулей, которые надеваются контактными гнездами на анодные пины и крепятся к фланцам СРРЭ. Каждый модуль камерной электроники содержит 12 независимых каналов. Сигнал с проволочки усиливается с помощью низкошумящего предусилителя и далее подается на усилитель-формирователь, порог которого регулируется внешним напряжением. Длительность сигнала после предусилителя составляет около 30 нс, мертвое время после срабатывания — около 60 нс, минимальный порог позволяет срабатывание от одного начального электрона. Полное число каналов системы равно 1440.

Выходной логический сигнал подается в пульттовую для измерения времени дрейфа. Время измеряется с помощью Т-платы [64] с дискретностью 2 нс, при максимальном времени дрейфа около 30 нс. Счет в каждом канале начинается по приходу сигнала и продолжается до общего сигнала «стоп» от триггера. Если «стоп» не приходит после 512 отсчетов (время обращения пучка), то производится «сброс», после чего канал снова готов к приему

следующего сигнала. Вклад электроники в координатное разрешение составляет 0,12 мм. Эффективность большинства трубочек 95–100 %. В основном потеря эффективности происходит от неисправностей электроники и (при больших нагрузках) наводок от соседних каналов. Даже при 90 % эффективности всех трубок вероятность потери трека не превышает 1 %. Разрешение одной трубки составляет 0,2–0,5 мм в зависимости от напряжения. Результирующее разрешение для координаты трека в середине блока составляет 0,25–0,35 мм для условий низкой загрузки. В условиях реального эксперимента разрешение составляет около 0,4 мм из-за наводок и наложения сигналов. Разрешение по углу трека составляет около 3 мрад.

13.3. Детекторы на основе трехкаскадных ГЭУ. Для модернизации системы регистрации было решено оборудовать каждый модуль двухкоординатным детектором высокого разрешения, расположенным перед годоскопом из дрейфовых трубок. Для этого был выбран сравнительно новый тип детектора на основе многокаскадных газовых электронных умножителей ГЭУ* [76]. Это позволяет улучшить координатное и энергетическое разрешение СРРЭ. Разрешение по вертикальному углу РЭ заметно меньше, чем естественный разброс РЭ, поэтому вертикальную координату РЭ можно использовать для подавления фона однократного тормозного излучения.

Детекторы на основе газовых электронных умножителей для СРРЭ (ГЭУ-СРРЭ) включают в себя каскад из трех ГЭУ, расположенных на расстоянии 1,5 мм друг от друга, как показано на рис. 49.

Каждый ГЭУ имеет гексагональную структуру из отверстий диаметром 80 мкм, расположенных на расстоянии 140 мкм друг от друга. Расстояние между нижним ГЭУ и считывающей полосковой структурой равно 2 мм, расстояние от верхнего ГЭУ до высоковольтного дрейфового электрода составляет 3 мм. Для минимизации вреда от пробоев и закороток электроды каждого ГЭУ разделены на вертикальные сегменты шириной 10 мм со сдвижкой на 5 мм для верхней и нижней (согласно рис. 49) сторон ГЭУ. Каждый сегмент подключен к высоковольтному делителю через последовательный резистор 0,5 МОм.

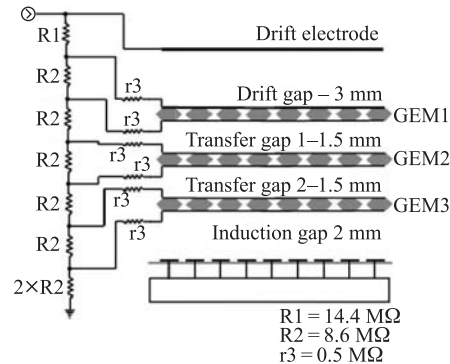


Рис. 49. Схема детектора ГЭУ-СРРЭ с высоковольтным делителем. Рабочее напряжение на детекторе составляет 3,3–3,6 кВ

* Англоязычное название прибора GEM — gas electron multiplier.

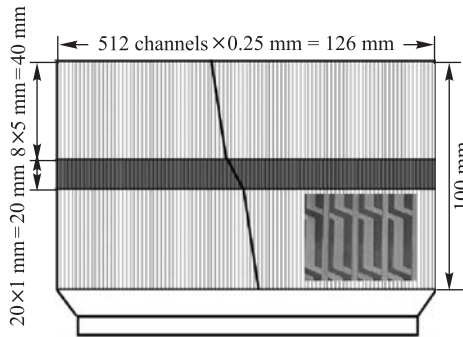


Рис. 50. Устройство считывающей платы с переменным углом наклона полосок. На вставке показана увеличенная схема двухслойной считывающей структуры. Прямые полоски — основные каналы, изогнутые — стерео

Полосковая структура (рис. 50) обеспечивает двухкоординатное считывание сигнала, при котором каналы в плоскости орбиты ускорителя расположены с шагом 0,5 мм, а каналы в перпендикулярном направлении расположены с шагом 1 мм в центральной части детектора (± 10 мм вокруг плоскости орбиты) и с шагом 5 мм вне центральной части. Вертикальная координата определяется по разнице номеров каналов в прямом и стереослоях. Такая схема обеспечивает хорошее разрешение по вертикали вблизи горизонта, сохраняя хорошее многотрековое распознавание.

Так же, как и блоки СРРЭ на основе дрейфовых трубок, было изготовлено два типа детекторов на основе ГЭУ. Станции TS4 (см. рис. 45) на обоих направлениях оборудованы детекторами с размером чувствительной области 256×100 мм, станции TS1–TS3 оборудованы детекторами размером 128×100 мм. Большие детекторы имеют по 512 каналов в каждом слое, детекторы TS1–TS3 — по 256 каналов. Детекторы работают с газовой смесью $\text{Ar} + 25\% \text{CO}_2$.

Каждая полоска считывающей структуры присоединена ко входу бескорпусного чипа, содержащего 128 аналоговых каналов, включающих в себя малошумящий усилитель-формирователь, а также аналоговый мультиплексор, позволяющий последовательно вычитывать содержимое всех каналов с частотой 1 МГц. Электроника детекторов содержит четыре или восемь таких чипов, в зависимости от количества каналов. При каждом столкновении электронов и позитронов выходной сигнал усилителей-формирователей во всех каналах запоминается. В том случае, если после этого приходит сигнал от первичного триггера (ПТ), запускается процесс вычитывания и оцифровки.

Вычитывание и оцифровка происходит под управлением двух контрольных блоков, по одному на электронную и позитронную сторону. Считанные и оцифрованные данные из памяти контрольного блока передаются в компьютер по линиям Ethernet со скоростью 100 Мбит/с. После того как событие считано из детекторов, оцифровано и передано в компьютер, управляющий работой системы, из данных вычитываются пьедесталы, удаляются каналы, не содержащие информации (подавление нулей), и оставшаяся полезная часть данных передается в центральный компьютер системы сбора данных. Общее

время на обработку события без учета времени, затрачиваемого на передачу данных в систему сбора данных, составляет не более 2 мс. Более подробное описание устройства детекторов ГЭУ-СРРЭ и системы управления и сбора данных представлено в [77–79].

Основные характеристики детекторов ГЭУ-СРРЭ были измерены на специальном стенде на космических частицах [78]. Стенд состоял из трех одинаковых детекторов ГЭУ-СРРЭ и двух запускающих сцинтилляционных счетчиков. Два детектора использовались для локализации трека, а средний детектор — для исследования характеристик. На рис. 51 показано распределение разности измеренной

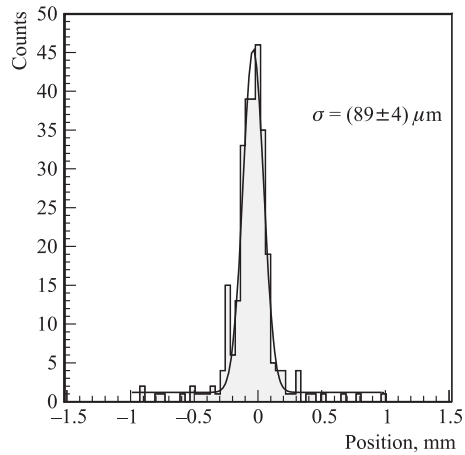


Рис. 51. Распределение разности измеренной и интерполированной координат трека в среднем из трех исследуемых детекторов ГЭУ-СРРЭ. Пространственное разрешение одного детектора $\simeq 73$ мкм

координаты события в исследуемом детекторе и вычисленной координаты точки пересечения трека и плоскости детектора. Ширина распределения составляет $\sigma_{\text{meas}} = 89$ мкм, что соответствует разрешению одной камеры $\sigma_{\text{det}} \simeq \sigma_{\text{meas}} / \sqrt{3/2} \simeq 73$ мкм в плоскости орбиты. Измеренное аналогичным образом разрешение в вертикальном направлении составляет 220 мкм для центральной зоны. Эффективность детекторов ГЭУ при рабочем напряжении составляет 95–98 %.

Новые детекторы используются для уточнения параметров треков. Трек из СРРЭ продолжается до ГЭУ-СРРЭ, к нему привязывается ближайшая двумерная отметка и производится переподгонка трека с учетом добавленной информации. При этом плоскость измерения поперечной координаты X смещается из центра блока СРРЭ в плоскость ГЭУ-СРРЭ. Это (помимо улучшения координатного разрешения от 0,3 до 0,1 мм) значительно уменьшает вклад от многократного рассеяния в выходном окне вакуумной камеры и в трубочках. Результаты совместного использования годоскопа и ГЭУ-СРРЭ показаны на рис. 52. Сравнивается старая координата трека $X(\text{TS})$ и новая $X(\text{GEM})$. По разнице координат ΔX 90 % событий лежат внутри распределения Гаусса с $\sigma = 0,33$ мм (увеличивается до 0,45 мм при большой загрузке). Систематическая разница для большей части детектора не превышает 0,1 мм. В некоторых локальных областях (край детектора и границы высоковольтных сегментов) систематика может увеличиваться до 0,5 мм. Это, в частности, проявляется в периодических с шагом 5 мм провалах в наблюдаемых спек-

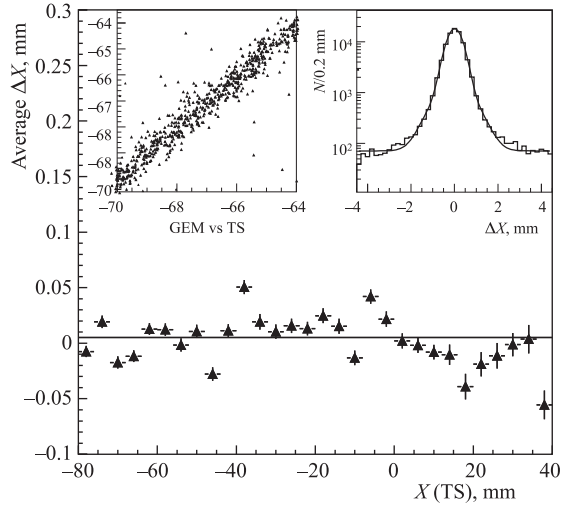


Рис. 52. Сравнение старой и уточненной координат трека (основной рисунок). На вставках показаны корреляция обоих измерений X и их разность. В распределении по ΔX 90 % событий лежит внутри распределения Гаусса с $\sigma = 0,33$ мм

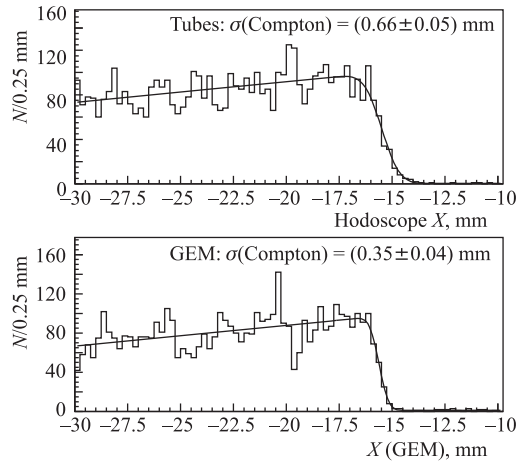


Рис. 53. Распределение по измеренной в СРРЭ координате $X_{\text{тр}}$. Использование ГЭУ-СРРЭ значительно улучшает разрешение. Ширина края 0,35 мм соответствует энергетическому разрешению $\sigma(E_S)/E_b = 0,25 \cdot 10^{-3}$

трах (см. рис. 53, б). В настоящее время продолжается работа по улучшению алгоритма реконструкции трека.

13.4. Измерение энергетического разрешения СРРЭ. Для того чтобы реализовать высокое энергетическое разрешение СРРЭ, необходимо знать всю

геометрию системы с точностью около 0,1 мм. Между тем при перестройке энергии коллайдера орбита пучка может смещаться на величину около 1 мм. Для точной калибровки СРРЭ в эксперименте была использована специальная система на основе процесса обратного (на 180°) комптоновского рассеяния монохроматических лазерных фотонов на электронах пучка. Данная система позволяет непосредственно откалибровать зависимость координаты РЭ от его энергии и, кроме того, измерить энергетическое разрешение.

Спектр рассеянных фотонов представляет собой относительно плоское плато с резким краем при максимальной энергии (при лобовом столкновении)

$$\omega_{\max} = \frac{4\gamma^2\omega_0}{1 + 4\gamma\omega_0/m_e}, \quad (12)$$

где ω_0 — энергия начального фотона; m_e — масса электрона; $\gamma = E_b/m_e$ — релятивистский фактор пучка. Таким образом, используя оптические лазеры с $\omega_0 = 1\text{--}2$ эВ, мы получаем фотоны с $\omega_{\max} = 40\text{--}800$ МэВ при $E_b = 1,5\text{--}5,0$ ГэВ.

Энергия рассеянных электронов лежит в пределах от $(E_b - \omega_{\max})$ до E_b . Распределение по измеренной в СРРЭ координате РЭ (в плоскости орбиты) показано на рис. 53.

Поскольку энергия лазерных фотонов известна с точностью $\sigma(\omega_0)/\omega_0 \sim 10^{-7}$, а энергия пучка может быть определена с точностью лучше 10^{-4} , мы получаем возможность точной калибровки зависимости координата-энергия. Размытие края спектра около энергии $(E_b - \omega_{\max})$ полностью определяется энергетическим разрешением СРРЭ. Впервые параметры СРРЭ были измерены таким методом во время тестовых заходов на прототипах калориметра для детектора BELLE в 1996–1999 гг. [80–82]. Однако с тех пор магнитная система ВЭПП-4М вблизи места встречи была значительно переделана, поэтому потребовалась новая энергетическая калибровка.

Новая система лазерной калибровки была собрана и запущена в 2010 г. Использовались два лазера, производящие фотоны с энергией 1,165 и 2,33 эВ. Изменяя энергию пучка в пределах $E_b = 1,8\text{--}4,0$ ГэВ, мы измерили разрешение СРРЭ в десяти точках, отвечающих энергиям рассеян-

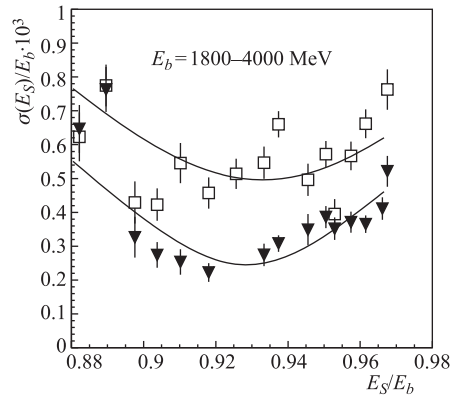


Рис. 54. Энергетическое разрешение $\sigma(E_S)/E_b$, измеренное по краю комптоновского спектра при различных энергиях пучка. Квадраты — данные получены при использовании только трубочек, треугольники — с применением ГЭУ

ных лазерных фотонов от 50 до 500 МэВ. На рис. 54 приведены измерения разрешения, сделанные только с годоскопом (квадраты), и с использованием ГЭУ-СРРЭ (треугольники). Видно заметное улучшение разрешения для модернизированной системы. Выпадение точек объясняется локальными ошибками измерения координаты РЭ и влиянием ливней.

13.5. Физические параметры. Параметры системы регистрации довольно сложным образом зависят от магнитной структуры ВЭПП-4М, параметров пучка в ускорителе и энергии рассеянного электрона. Для энергии пучка 1,8 ГэВ результаты расчета энергетического разрешения для РЭ представлены на рис. 55, точки показывают измеренное разрешение. Отличие измерений от расчетной кривой указывает, что используемая виртуальная модель коллайдера несколько отлична от реальной. Необходима подстройка используемых в расчетах параметров магнитной системы, что планируется сделать после дополнительных измерений в новом сезоне.

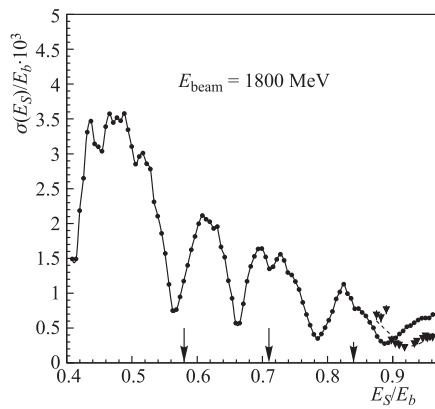


Рис. 55. Энергетическое разрешение СРРЭ для рассеянного электрона при $E_b=1,8$ ГэВ. Точки показывают измеренное в эксперименте разрешение. Стрелками отмечены границы блоков СРРЭ

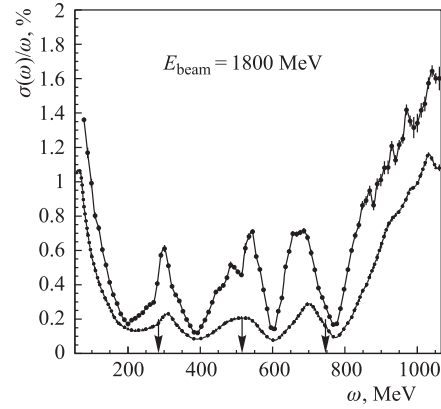


Рис. 56. Энергетическое разрешение $\sigma(\omega)/\omega$ для излученного фотона. 1 — для виртуальных фотонов в двухфотонных событиях; 2 — для реальных фотонов в событиях ОТИ

На рис. 56 показано ожидаемое разрешение по энергии фотона. Верхняя кривая характеризует разрешение для двухфотонных процессов, а нижняя — для реальных фотонов ОТИ. Разрешение для реальных фотонов значительно лучше, чем для виртуальных, из-за меньшего углового разброса излученных фотонов. Как видно из рисунка, можно получать меченные фотоны с разрешением около 0,3% в широкой области энергий. Такие фотоны можно использовать для калибровки калориметров [59, 81] и для физических экспериментов [83, 84].

Для энергии 5 ГэВ относительное разрешение ухудшается в 1,5–2,0 раза, поскольку угловой и энергетический разбросы в пучке растут пропорционально квадрату энергии.

Расчетное энергетическое разрешение по инвариантной массе $M_{\gamma\gamma}$ для событий с регистрацией двух РЭ показано на рис. 57. Из-за наличия негауссовых хвостов разрешение определялось по ширине распределения $\Delta M = M_{\gamma\gamma} - M_{MC}$ как $\sigma = \text{FWHM}/2,36$. Здесь $M_{\gamma\gamma}$ вычисляется по формуле (11), M_{MC} — инвариантная масса $\gamma\gamma$ -системы в моделировании. Ожидаемое разрешение на порядок лучше разрешения других подобных систем.

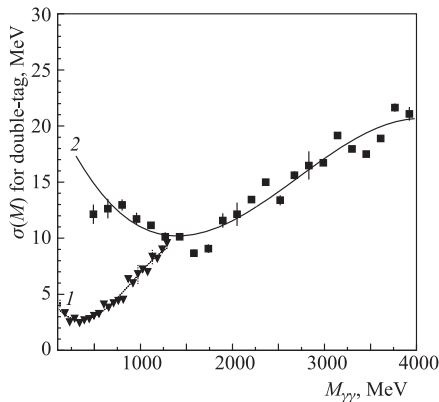


Рис. 57. Ожидаемое разрешение по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -системы в эксперименте double-tag. 1 — для $E_b = 1,8$ ГэВ; 2 — для $E_b = 5$ ГэВ

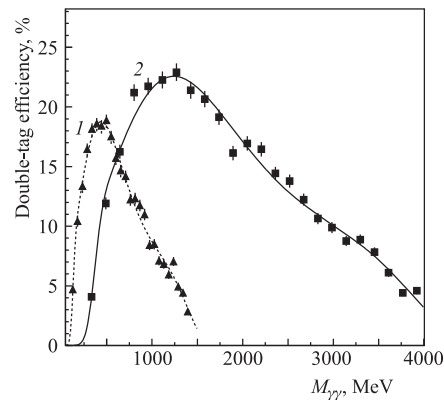


Рис. 58. Вероятность double-tag-реконструкции $\gamma\gamma$ -события при $E_b = 1,8$ ГэВ (1); при $E_b = 5,0$ ГэВ (2)

На рис. 58 показана эффективность регистрации $\gamma\gamma$ -события с хорошим измерением энергии ($\Delta M < 2,5\sigma$) для энергии пучка 1,8 и 5 ГэВ в зависимости от инвариантной массы рожденной $\gamma\gamma$ -системы.

14. ТРИГГЕР

Задача триггера — отбор из всей массы событий только тех, которые соответствуют изучаемым процессам. Все остальные события являются фоновыми и должны быть по возможности отброшены, а загрузка на выходе триггера — приемлемой для обработки потока данных на компьютерах и последующей записи на диск.

Аппаратный триггер детектора КЕДР [85] имеет двухуровневую структуру. Он включает в себя первичный (ПТ) и вторичный (ВТ) триггеры. Тре-

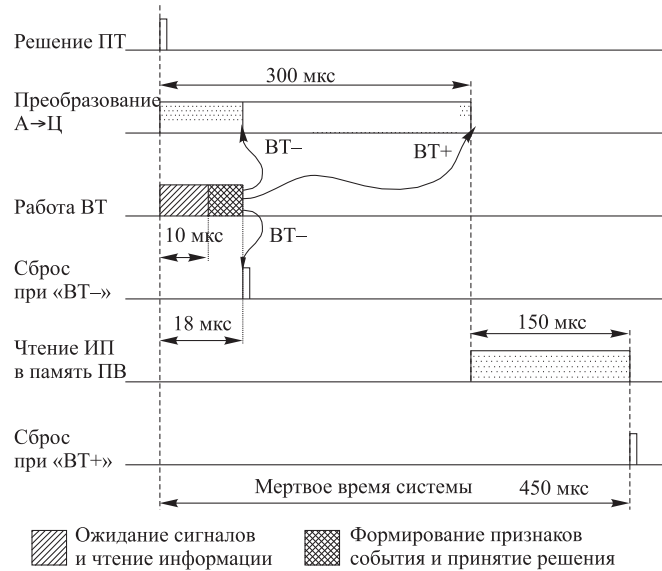


Рис. 59. Временная диаграмма связи работы триггера и системы сбора данных детектора КЕДР

тичный триггер является программным. Временная диаграмма работы триггера показана на рис. 59.

14.1. Алгоритм работы триггера. Первичный триггер детектора КЕДР принимает решение за 450 нс (рис. 59). Это время меньше, чем интервал между столкновениями пучков в кольце ВЭПП-4М (620 нс), поэтому ПТ не имеет мертвого времени.

У первичного триггера детектора КЕДР есть только один сигнал — «Решение ПТ» («ПТ»). Он появляется, если текущее событие соответствует требованиям отбора. Импульс «ПТ» синхронизирован с ВЧ-сигналом ускорителя «Фаза» и является временной отметкой, относительно которой измеряются времена прихода сигналов от каналов детекторов. Импульс «ПТ» также является сигналом к началу работы вторичного триггера (см. рис. 59), который имеет гораздо больше времени на принятие решения и использует информацию от всех трековых подсистем детектора КЕДР и калориметров. Время полной работы ВТ составляет 18 мкс.

Вторичный триггер детектора КЕДР имеет два решения: «ВТ+» и «ВТ-» (см. рис. 59). Если ВТ не находит в событии требуемых признаков, то через 18 мкс после прихода импульса «ПТ» он выдает сигнал «ВТ-». В ответ на это в системе сбора данных (ССД) вырабатывается импульс «Сброс», по которому сбрасываются данные во всех информационных платах (ИП), ПТ

и сам ВТ. Начавшиеся измерения времен и амплитуд прерываются, и ССД вместе с триггерами вновь готовы к приему и обработке нового события. Если ВТ классифицирует данное событие как полезное, то он выдает сигнал «ВТ+», но не сразу, а задерживает его на 300 мкс, чтобы дать время оцифровывающим блокам электроники закончить измерения времен и амплитуд. По сигналу «ВТ+» запускается процесс чтения информации в память процессоров вывода. После того как данные из всех ИП прочитаны, вырабатывается сигнал «Сброс» и система готовится к принятию нового события от детектора.

14.2. Первичный триггер. Блоки электроники ПТ (рис. 60) располагаются вблизи детектора. Это оптимально с точки зрения времени получения сигнала «Решение ПТ». Они выполнены в стандарте КАМАК и занимают два с половиной крейга.

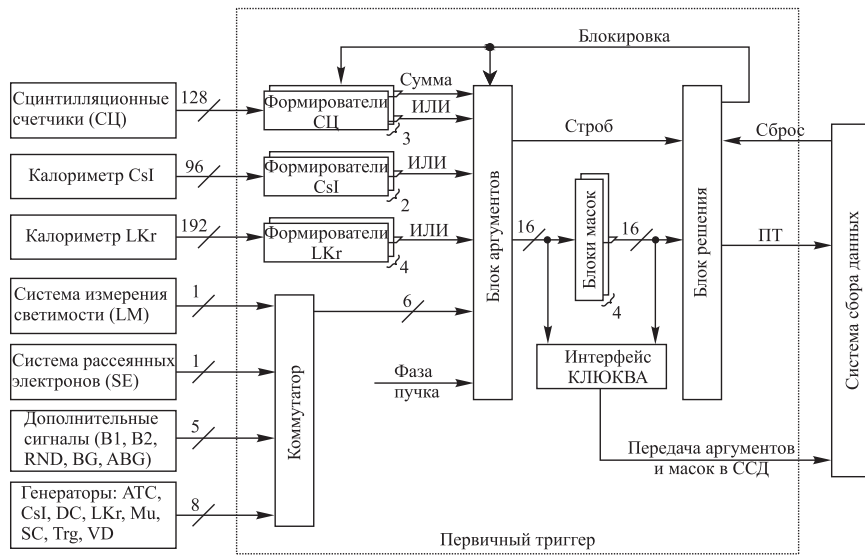


Рис. 60. Блок-схема первичного триггера

Источниками сигналов для ПТ являются три подсистемы детектора КЕДР: времяпролетная система на основе сцинтилляционных счетчиков (СЦ), торцевой калориметр на основе кристаллов йодистого цезия (CsI) и цилиндрический калориметр, заполненный жидким криптоном (LKг).

Из сигналов от СЦ блоки ПТ формируют три суммы количества сработавших счетчиков — одна для цилиндрической части и две для торцевых — и импульс длительностью 470 нс из логического ИЛИ всех каналов. Причем, если для цилиндрической части подсчитывается просто сумма всех входов, на которых появился сигнал, то для торцевых счетчиков вычисляются суммы не-

смежных сработавших каналов. Это связано с малым геометрическим размером торцевых СЦ вблизи пучка и, как следствие, повышенной вероятностью срабатывания двух соседних счетчиков от одной пролетевшей заряженной частицы.

Размер триггерного канала в калориметре должен соответствовать размеру развивающегося в детекторе ливня частиц. Поэтому отдельные кристаллы CsI объединены в группы, содержащие от 24 до 28 кристаллов CsI, которые называются супербашнями (СБ). Всего имеется 48 СБ — по 24 в каждом торце. Аналоговые импульсы от отдельных кристаллов суммируются, чтобы сформировать сигнал от СБ. Далее он разветвляется на два сигнала. Один из них используется в ВТ, а другой подается на дискриминатор с регулируемым порогом для ПТ. Фоновая загрузка кристаллов CsI сильно зависит от расстояния до оси пучка. Поэтому все СБ разделены на три группы в виде колец разного радиуса, и на каждое кольцо подается свой порог для дискриминаторов ПТ. В ПТ используются два сигнала от CsI — по одному от каждого из торцов, которые представляют собой логическое ИЛИ всех дискриминаторов.

В цилиндрическом электромагнитном LKг-калориметре башни первых двух слоев объединяются в супербашни для использования в триггере. Всего имеется 192 СБ, каждая из которых состоит из восьми башен LKг — $2 \times 2 \times 2$ по всем трем координатам (r , ϕ , z). Сигналы от них, сформированные со временем 1 мкс, поступают на дискриминаторы с регулируемым порогом. Такое большое время формирования выбрано с целью уменьшения шумов дискриминаторов. Но, так как это время больше, чем время регистрации сигналов в ПТ (350 нс), сигналы с малой амплитудой от СБ LKг не попадают в ПТ. Поэтому порог LKг в ПТ определяется не порогом дискриминаторов, а временем, и равен примерно 300 МэВ. В ПТ есть только один сигнал от LKг-калориметра — ИЛИ всех дискриминаторов супербашен.

Всего в ПТ поступает 128 сигналов от СЦ, 48 от CsI-калориметра, 192 от LKг-калориметра, 7 сигналов от прочих систем детектора и 8 от генераторов. По ним происходит формирование признаков события, называемых аргументами, по которым отбираются полезные события. В табл. 13 приведены аргументы, которые предусмотрены в ПТ.

Электроника ПТ может работать одновременно только с 16 аргументами. Поэтому первые десять описанных выше аргументов постоянно присутствуют в триггере, а остальные 15 являются коммутируемыми, т. е. из них в триггере одновременно могут использоваться только шесть.

Сформированные аргументы сравниваются с заранее установленными масками. Маска — это слово, состоящее из 0 и 1, в котором каждый бит соответствует одному из аргументов. Для срабатывания маски необходимо наличие всех аргументов, которым в маске соответствует 1. Таким образом, маска — это, по сути, логическое произведение аргументов. Наличие лиш-

Таблица 13. Аргументы первичного триггера

№	Аргумент	Расшифровка аргумента
1	CSI1	ИЛИ сигналов СБ левого торца CsI-калориметра
2	CSI2	ИЛИ сигналов СБ правого торца CsI-калориметра
3	LKR	ИЛИ сигналов СБ LKr-калориметра
4	SC1	ИЛИ сигналов сцинтиляционных счетчиков
5	SCB1	ИЛИ сигналов СЦ в цилиндрической части
6	SCE1	ИЛИ сигналов СЦ в торцах
7	SCE2	≥ 2 СЦ в одном или разных торцах
8	SC2	≥ 2 СЦ во всем детекторе
9	SC3	≥ 3 СЦ во всем детекторе
10	SC4	≥ 4 СЦ во всем детекторе
11	LM	Срабатывание монитора светимости ускорителя
12	SE	Срабатывание системы рассеянных электронов
13	ABG	Anti background – нет срабатывания ближайших к пучку супербашен CsI
14	BG	Инверсия предыдущего сигнала
15	B1	Признак первого сгустка частиц
16	B2	Признак второго сгустка частиц
17	RND	Случайный аргумент — сигнал с частотой ~ 3 Гц
18–25	GEN...	8 генераторных аргументов для систем детектора, служащих для проверки электроники регистрации

них, не входящих в маску, аргументов допустимо. Маска может иметь вид $SC2 \times CSI1 \times ABG$. Это означает, что триггер будет отбирать только те события, в которых одновременно сработали два СЦ (SC2), хотя бы одна супербашня в левой части CsI-калориметра (CSI1) и не было срабатываний ближайших к пучку кристаллов CsI (ABG).

Результаты сравнения аргументов с масками объединяются по ИЛИ, иначе говоря, маски образуют логическую сумму (формулу ПТ). В настоящий момент при наборе статистики от пучков используется формула

$$B1 \times B2 + SC2 + CSI1 \times SC1 \times ABG + CSI2 \times SC1 \times ABG + \\ + CSI1 \times CSI2 + LKR + RND + LM + SE \times CSI1 + SE \times CSI2 + SE \times SC1.$$

Для выработки положительного решения ПТ необходимо срабатывание хотя бы одного произведения (одной маски) в формуле. Максимальное количество масок в ПТ равно 16. Сравнение масок и аргументов происходит в «Блоках масок». Результаты сравнения передаются в «Блок решения», который и формирует сигнал «ПТ».

Информация о срабатывании аргументов и масок ПТ передается в ССД КЛЮКВА, чтобы иметь возможность считывать эти данные вместе с информацией о событии.

14.3. Вторичный триггер. Вторичный триггер (рис. 61) располагается в аппаратном зале КЕДР, где сосредоточена вся оцифровывающая электроника детектора. Он занимает пять крейтов КАМАК, и еще несколько десятков интерфейсных блоков распределены по крейтам КЛЮКВА. ВТ получает сигналы от всех подсистем детектора КЕДР, за исключением аэрогелевых черенковских счетчиков.

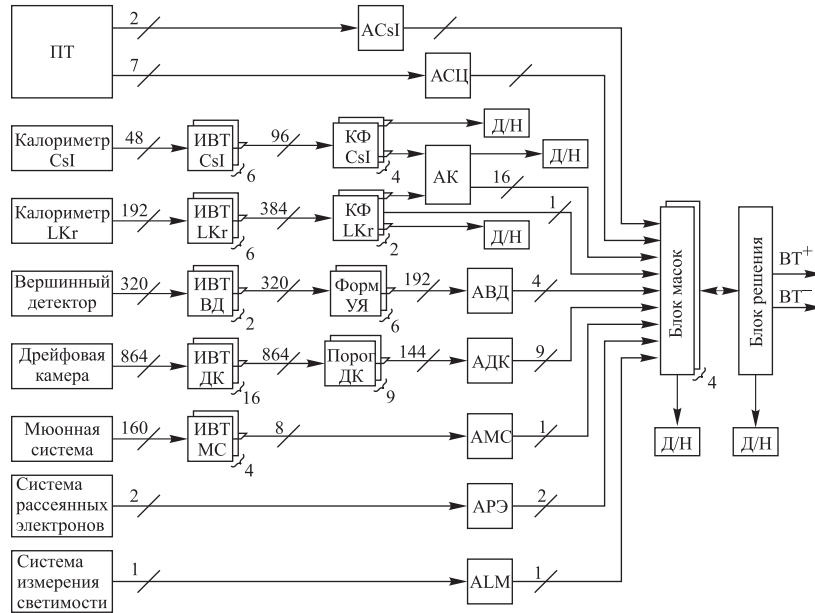


Рис. 61. Блок-схема вторичного триггера

Из 312 дрейфовых трубок вершинного детектора (ВД) формируются 192 универсальные ячейки (УЯ) триггера, собранные в три суперслоя. Блок аргументов вершинного детектора (АВД) определяет количество несмежных УЯ в каждом суперслое ВД. Потом вычисляется полная сумма и при помощи мажоритарной логики вырабатываются аргументы VD2, VD3, VD4 и VD5. Они означают, что в ВД сработало не менее двух, трех, четырех или пяти УЯ соответственно.

Из дрейфовой камеры (ДК) в ВТ поступает информация только от аксиальных слоев. В настоящий момент используются только три из них — первый, третий и пятый слой ДК. Блоки цифровых дискриминаторов ДК

(ДДК) считают количество сработавших проволочек в каждой ячейке ДК и сравнивают его с установленным порогом. Ячейка считается сработавшей, если в ней есть сигнал от двух и более проволочек. Сигналы о срабатывании ячеек ДК поступают в блок аргументов ДК (АДК), который определяет количество сработавших несмежных ячеек в каждом слое. Далее мажоритарная логика вырабатывает аргументы DC11, DC12, DC13, DC21, DC22, DC23, DC31, DC32, DC33. Первая цифра в названии означает номер слоя, а вторая — минимальное гарантированное число сработавших несмежных ячеек. Например, аргумент DC22 означает, что во втором слое сработало не менее двух несмежных ячеек.

Аргументы сцинтилляционных счетчиков в ВТ формируются блоком аргументов СЦ (АСЦ). Предусмотрено шесть признаков события для этой системы. Для формирования аргументов используются промежуточные сигналы из ПТ. Во-первых, это признаки числа сработавших каналов СЦ: SC2, SC3 и SC4. Они используются как в самом первичном триггере, так и во вторичном. Также в ВТ формируются следующие аргументы.

- ASCB — признак того, что в течение 500 нс после момента встречи *не* сработал ни один сцинтилляционный счетчик в цилиндрической (баррельной) части. Этот аргумент необходим для антисовпадения при срабатывании сигнала GEOM в цилиндрическом калориметре.

- ASCE — то же самое для торцевых СЦ. Этот аргумент необходим для антисовпадений при срабатывании торцевого калориметра.

- SC1F — признак совпадения сигналов СЦ с фазой пучка с разрешающим временем 60 нс. Так как период между столкновениями пучков составляет 620 нс, то использование этого аргумента позволяет подавить космику более чем в 10 раз.

Из аналоговых сигналов от 48 СБ CsI-калориметра для ВТ формируются логические сигналы о превышении двух порогов — П1 и П2. Для каждого из торцов калориметра и каждого из порогов в блоках кластерфайндеров (КФ) подсчитывается количество сработавших кластеров.

Для LKг-калориметра 192 сигнала от СБ также сравниваются с двумя порогом. Результаты работы дискриминаторов используются в КФ LKг. Также в КФ LKг вычисляется аргумент GEOM. Если в любом угле 240° по ϕ есть хотя бы одна сработавшая ячейка, то аргумент GEOM становится равным 1.

Шесть чисел, которые являются суммами пятен от четырех КФ CsI и двух КФ LKг, поступают в блок аргументов калориметров (АК). Здесь для каждого из порогов из них получаются суммы количества кластеров — отдельно в торцевом калориметре и в обоих калориметрах вместе. Далее из полученной информации формируются аргументы ST11, ST12, ST13, ST14, SE11, SE12, SB11, SB12, ST21, SE21, SB21, ST22, SB22. Вторая буква в названии этих аргументов указывает на систему: «Т» — весь калориметр, «Е» — только торцевой, «В» — только цилиндрический. Первая цифра — порог П1 или П2.

Вторая цифра — количество кластеров. Еще один аргумент STEE появляется, если в обоих торцах есть СБ с порогом П2.

В мюонной системе в ВТ используются данные только от одного слоя, из которых формируется простой аргумент — логическое ИЛИ ячеек слоя.

Для системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) в ВТ формируются два аргумента — SE1 и SE2. Первый появляется, если сработал хотя бы один сцинтилляционный счетчик СРРЭ с любой стороны, а второй — если сработали счетчики с обеих сторон.

Система измерения светимости передает в ВТ только один аргумент LM — это логическое ИЛИ сигналов от левой и правой частей монитора светимости.

Всего ВТ имеет 64 аргумента, которые формируются соответствующими блоками. В настоящий момент из них используется 43, остальные зарезервированы для будущего использования. Количество масок, заложенное в электронику ВТ, равно 48, но в данный момент для сокращения времени работы проверяется только 39 из них.

В процессе работы ВТ формирует большое количество промежуточной информации, которую необходимо считывать вместе с событием. Это 64 аргумента, 48 масок, суммы пятен из шести КФ, 384 бита о срабатывании СБ с порогами П1 и П2 в ЛКг-калориметре и 96 битов из КФ CsI. Эти данные нужны для проверки работы триггера, электроники, поставляющей сигналы детекторов, измерения частоты срабатывания каналов.

14.4. Мертвое время триггера. Время работы ПТ детектора КЕДР меньше периода столкновения пучков, поэтому он обрабатывает каждое пучковое событие и не имеет мертвого времени. Его вклад в потери событий (просчеты), возникающие из-за мертвого времени, равен нулю.

Величина просчетов ССД и триггера детектора КЕДР вычисляется по формуле

$$\text{Просчеты} = \tau_{\text{ВТ}} \cdot F_{\text{ПТ}} + \tau_{\text{ИП}} \cdot F_{\text{ВТ}}.$$

Здесь $F_{\text{ПТ}}$ и $F_{\text{ВТ}}$ — частоты срабатывания ПТ и ВТ соответственно; $\tau_{\text{ВТ}}$ — мертвое время ВТ; $\tau_{\text{ИП}}$ — мертвое время информационной платы, в которое входит время оцифровки и чтения данных в процессоре вывода.

Загрузки ПТ и ВТ при фиксированных формулах зависят от энергии, токов пучков и фоновой ситуации на ускорителе. В ходе сканирования ψ' и $\psi(3770)$ загрузка детектора от фоновых событий равнялась 50 кГц. При этом средние частоты срабатывания ПТ и ВТ составляли 3,5 кГц и 50 Гц. Это означает, что две ступени триггеров подавляли фон в 1000 раз. При этом просчеты ВТ равны 6,3 %, просчеты ССД — 2,3 %. Таким образом, общие потери ССД равны 8,6 %, а КПД — 91,5 %.

Эффективность выделения полезных событий триггером зависит от типа события. Для изучаемых на детекторе КЕДР физических процессов она составляет 98–99 %.

15. СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ

15.1. Схема системы сбора данных. Электроника системы сбора данных на детекторе КЕДР основана на разработанном в институте стандарте КЛЮКВА. Число каналов электроники без системы ГЭУ составляет около 15 тыс., система ГЭУ содержит 5120 аналоговых каналов медленного контроля. События записываются с частотой 50–100 Гц. Средний размер записи события составляет 2–4 кбайт, из них на ГЭУ приходится около 160 байт. Поток данных делится на отдельные файлы («заходы»), содержащие примерно по 300 тыс. событий (около 1 Гбайт).

После записи файлы заходов сжимаются с помощью стандартного архиватора *bzip2* [86], что позволяет уменьшить их размер примерно в два раза. Первичные данные хранятся в трех экземплярах на независимых носителях информации. Общий объем одной копии сжатых «сырых» данных, полученных к лету 2012 г., составляет 3,8 Тбайт.

15.2. Электроника. Электронная аппаратура системы сбора данных может быть разделена на камерную, регистрирующую и обрабатывающую.

Камерная электроника располагается на минимальном расстоянии от детектора и служит для усиления первичных сигналов и их формирования. Регистрирующая аппаратура принимает сигналы от камерной электроники, преобразует их в цифровой вид, отбирает полезную информацию и запоминает ее. В обрабатывающей аппаратуре происходит полная или частичная обработка поступающей из регистрирующей электроники информации и ее накопление на долговременных носителях (диски, ленты).

Система сбора данных детектора основана на спецкрейтах стандарта КЛЮКВА, разработанных в ИЯФ СО РАН специально для детекторов КМД-2, КЕДР, СНД [36, 51, 52]. В каждом спецкрейте могут быть размещены 16 информационных плат (ИП), предназначенных для оцифровки поступающей информации, и служебные платы — интерфейс ВТ, размножитель служебных сигналов (РСС) и процессор вывода (ПВ).

Синхронизация и управление системой из нескольких спецкрейтов осуществляется специальным КАМАК-модулем (ЦСУ), сигналы от которого поступают в модули КЛЮКВА через платы РСС.

15.3. Компьютерная инфраструктура. Сбор данных, а также криогенный и медленный контроль на детекторе КЕДР обеспечивают 17 компьютеров под управлением ОС GNU/Linux и два компьютера VAX/VMS.

При отсутствии доступа к внешним ресурсам под анализ и обработку данных непосредственно на территории пультной детектора КЕДР и в ее окрестностях размещены 20 компьютеров под управлением GNU/Linux.

Часть машин выделена исключительно для выполнения заданий в пакетном режиме. В качестве системы управления пакетными заданиями используется программное обеспечение Sun Grid Engine [87].

Все компьютеры, используемые для сбора данных, собраны в выделенную Ethernet сеть с пропускной способностью 100 Мбит/с.

Для обеспечения доступа к данным дисковых серверов повсеместно используется сетевая файловая система NFS. Пользовательские директории с файлами монтируются ко всем компьютерам, выделенным под анализ. Также в рамках инфраструктуры детектора КЕДР по NFS доступно примерно 13 Тбайт дискового пространства, разделенного между четырьмя файловыми серверами, на которых хранятся «сырые» данные, файлы моделирования, а также файлы, полученные в результате анализа.

Кроме общедоступных ресурсов есть выделенные серверы, предназначенные исключительно для бэкапа данных (7 Тбайт) и для базы данных детектора КЕДР.

15.4. Программное обеспечение. Схема программного обеспечения эксперимента с детектором КЕДР приведена на рис. 62.

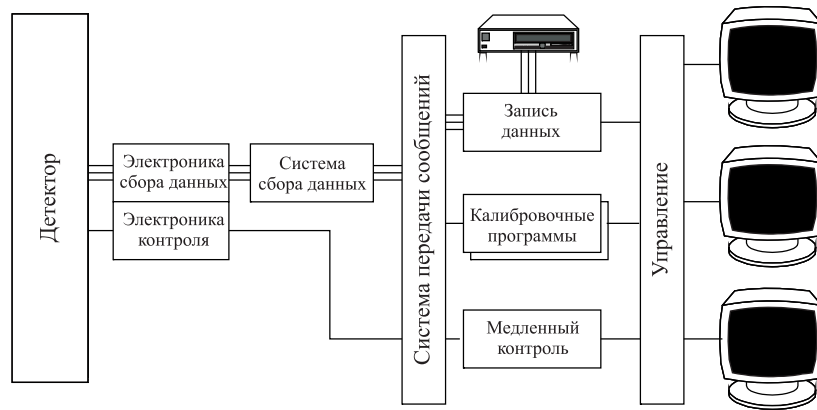


Рис. 62. Схема программного обеспечения эксперимента

Программное обеспечение эксперимента делится на несколько слоев:

- низкоуровневые процессы, исполняющиеся в режиме реального времени и напрямую взаимодействующие с аппаратурой детектора;
- система сбора, фильтрации и записи данных;
- прикладные программы калибровки и контроля;
- система управления, связывающая все задачи прикладного уровня.

Системный уровень ПО состоит из нескольких составных частей:

- система управления прикладными задачами, обеспечивающая запуск задач прикладного уровня, поддержание их в рабочем состоянии, доступ оператора к их данным и функциям;

— средства межзадачного взаимодействия (система передачи сообщений), обеспечивающая обмен данными и управляющими сигналами между задачами, в том числе и на разных компьютерах комплекса;

— средства программно-аппаратного сопряжения (система сбора данных, система медленного контроля).

Поток экспериментальных данных с аппаратуры детектора после предварительного аппаратного отбора достигает 1 Мбит/с. Требование исполнения в режиме реального времени накладывается только на задачи, непосредственно взаимодействующие с аппаратурой детектора. При реализации задач прикладного уровня учитываются возможные задержки передачи данных через локальную сеть и используются дополнительные механизмы для гарантии того, что ПО высокого уровня не мешает работе «привилегированных» процессов, связанных с набором данных.

Работа всех программных средств мониторинга и контроля эксперимента координируется при помощи специальной системы управления процессами. Система позволяет оператору с любого компьютера комплекса получить доступ к данным любого запущенного процесса, передавать и принимать данные, запускать и останавливать задачи. Оператор получает доступ к системе посредством специальной программы PILOT. В системе управления процессами зарегистрировано порядка 40 прикладных программ различного назначения.

На основе записанных данных ведется журнал набора статистики, автоматически генерируются суточные, недельные и сезонные отчеты. В отчетах указывается набранная и записанная интегральная светимость, КПД детектора, средняя мгновенная светимость ускорительного комплекса, доля времени, потраченного на различные процессы комплекса (калибровка энергии, калибровка систем детектора, профилактика, набор статистики), а также зарегистрированные неисправности систем детектора и ускорителя.

15.5. Контроль работы детектора. Контроль за состоянием систем детектора ведется при помощи набора мониторирующих программ, запущенных на различных компьютерах экспериментального комплекса. При возникновении нештатной ситуации, например, перегрузке источников питания или выходе какого-либо параметра из заданного диапазона, мониторирующие программы посылают сообщение системе ALARM. Последняя записывает информацию о возникшем событии в журнал в базе данных и воспроизводит соответствующий событию звуковой сигнал. Сигнализация о неисправностях конкретной системы может быть выключена оператором (например, когда система детектора отключена).

Контроль за исправностью аппаратуры систем детектора и изменением параметров систем, важных для обработки данных, осуществляется с помощью специального пакета калибровочных программ. В течение эксперимента калибровка систем проводится 1–2 раза в неделю в перерывах между набором

статистики. Результаты калибровки сохраняются в базе данных и используются при реконструкции набранной статистики.

15.6. База данных. В качестве СУБД для базы данных детектора КЕДР [88] используется PostgreSQL [89]. Выбор стандартной неспециализированной реляционной СУБД общего назначения для хранения данных эксперимента полностью оправдал себя. СУБД PostgreSQL оказалась достаточно гибкой и эффективной, чтобы удовлетворить имеющиеся запросы. Наличие готового решения сэкономило время, которое при другом выборе было бы потрачено на реализацию специализированной СУБД, а ее открытая архитектура, в частности, позволила легко перенести на VAX/VMS библиотеку, реализующую интерфейс доступа к БД.

К лету 2012 г. физический объем базы данных составлял 31 Гбайт, а размер сжатой резервной копии был равен 6,6 Гбайт. Всего за время существования базы данных детектора КЕДР было сделано свыше 10 млн записей, что соответствует примерно 2 млрд чисел. Ключом к стандартной записи является время, что позволяет соотнести ее с номером захода, информация о котором также заносится в базу данных одновременно с записью файла. Данные медленного контроля визуализируются через WEB-интерфейс.

Кроме числовой информации в базе данных эксперимента КЕДР можно сохранять также бинарные и текстовые объекты.

16. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования работы детектора КЕДР был разработан пакет программ моделирования KEDRSIM. Он написан на основе пакета GEANT 3.21 [90] и содержит подробное описание вещества детектора, а также подпрограммы оцифровки сигналов с учетом особенностей работы системы сбора данных для каждой из подсистем детектора. Результатом работы пакета являются данные в том же формате, что и в эксперименте. Кроме того, пакет позволяет записывать дополнительную информацию о взаимодействии рождающихся в детекторе частиц с веществом, что помогает при анализе экспериментальных данных.

Первичное моделирование (генераторы событий) в настоящее время включает более 50 различных генераторов: множественного рождения адронов, распадов J/ψ , ψ' , $\psi(3770)$, бабá-рассеяния, рождения пар $\tau^+\tau^-$, двухфотонного рождения лептонов и адронов и ряда других.

Для эффективного использования моделирования в анализе экспериментальных данных большое количество событий моделирования основных процессов записано в архив моделирования в формате «сырых» данных КЕДР.

На основе библиотеки классов ROOT [91] разработана среда анализа данных эксперимента и моделирования, а также написана программа просмотра событий при наборе экспериментальных данных и их последующей обработке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детектор КЕДР с 2002 г. ведет регулярный набор данных на коллайдере ВЭПП-4М. За прошедшее время выполнена большая серия прецизионных измерений, заметно улучшивших точность параметров элементарных частиц в таблицах PDG. К ним относятся измерение масс, полных и лептонных ширины ψ -мезонов [92, 94, 97, 98], измерение массы τ -лептона [93], измерение масс заряженного и нейтрального D -мезонов [95], а также поиск узких резонансов в области $2E = 2,85-3,1$ ГэВ [96].

Мы благодарны многим сотрудникам ИЯФ, оказавшим помощь в проектировании, создании детектора КЕДР и в обеспечении многолетней успешной работы детектора. Мы признательны итальянским физикам из лабораторий INFN (Национального института ядерной физики), базирующихся на физическом факультете Миланского университета, на физическом факультете Болонского университета, а также на кафедре электроники Университета г. Павии, за участие в разработке и изготовлении уникального жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, СО РАН (интеграционные проекты № 100 и 103), РФФИ (гранты 10-02-00871-а, 10-02-00904-а, 11-02-00558-а, 11-02-01064-а, 11-02-01422-а, 12-02-00023-а), а также поддержана грантами Президента РФ для ведущих научных школ (НШ-6943.2010.2 и НШ-5320.2012.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anashin V. V. *et al.* Status of the KEDR Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 420–425.
2. Анашин В.В. и др. Детектор КЕДР. Препринт ИЯФ 2010-40. Новосибирск 2010; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
3. Petrov V. *for the VEPP-4 Team.* Status of the VEPP-4M Electron–Positron Collider // 4th Asian Particle Accelerator Conf., Indore, India, 2007. P. 112–114; <http://cern.ch/AccelConf/a07/PAPERS/TUPMA008.PDF>.
4. Smaluk V. *for the VEPP-4 Team.* Status of VEPP-4M Collider at BINP // Proc. of XXI Russian Particle Accelerator Conf., Zvenigorod, Russia, 2008. P. 79–81; <http://cern.ch/AccelConf/r08/papers/МОВАU03.pdf>.
5. Алешаев А. Н. и др. Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ 2011-20. Новосибирск, 2011; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.

6. *Bukin A. D. et al.* Absolute Calibration of Beam Energy in the Storage Ring. Phi-Meson Mass Measurement // Proc. of V Intern. Symp. on High Energy Physics and Elementary Particle Physics, Warsaw, 1975. P. 138–162.
7. *Blinov V. E. et al.* Review of Beam Energy Measurements at VEPP-4M Collider KEDR/VEPP-4M // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 23–30.
8. *Nakamura N. et al.* The Review of Particle Physics // J. Phys. G. 2010. V. 37. P. 075021.
9. *Соколов А. А., Тернов И. М.* О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения // Докл. АН СССР. 1963. Т. 153. С. 1052–1054.
10. *Bondar A. E. et al.* Polarization Measurement in Storage Rings of the Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk) // Proc. of the 12th Intern. Conf. High Energy Accelerators, 1983. P. 240–243.
11. *Анчугов О. В. и др.* Применение методов ускорительной физики в экспериментах по прецизионному измерению масс частиц на комплексе ВЭПП-4 с детектором КЕДР // ПТЭ. 2010. Т. 1. С. 20.
12. *Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.* О влиянии поляризации на эффекты внутреннего рассеяния электронов в накопителях // Докл. АН СССР. 1978. Т. 241. С. 797–800.
13. *Никитин С. А., Николаев И. Б.* Расчет интенсивности тушековских электронов в накопителе ВЭПП-4М. Препринт ИЯФ 2010-42. Новосибирск, 2010; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
14. *Зиневич Н. И., Шубин Е. И.* Синтезатор частоты в стандарте КАМАК. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-11. Новосибирск, 1984.
15. *Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Skrinsky A. N.* Radiative Polarization at Ultra-High Energies // Part. Accel. 1979. V. 9. P. 247–265.
16. *Никитин С. А.* Расчет деполаризатора с поперечным полем для прецизионных экспериментов на ВЭПП-4М. Препринт ИЯФ 2005-54. Новосибирск, 2005; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
17. *Klein R. et al.* Measurement of the BESSY II Electron Beam Energy by Compton-Backscattering of Laser Photons // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 486. P. 545–551.
18. *Muchnoi N. Yu. et al.* Fast and Precise Beam Energy Monitor Based on the Compton Backscattering at the VEPP-4M Collider // Proc. of the 10th Eur. Part. Accel. Conf. (EPAC 06), Edinburgh, 2006. P. 1181–1183.
19. *Пивоваров С. Г.* Сверхпроводящая магнитная система и жидкокриптоновый калориметр детектора КЕДР. Канд. дис. по специальности 01.04.16. ИЯФ. Новосибирск, 2001.
20. *Dubrovin A.* Mermaid User's Guide. Novosibirsk, 1994.
21. *Евтушенко П. Н., Rogozin A. И., Тихонов Ю. А.* Простой метод измерения скорости дрейфа и времени жизни электронов в газообразном и конденсированном криптоне. Препринт ИЯФ 99-3. Новосибирск, 1999; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.

22. Система криогенного обеспечения детектора КЕДР СТАГ-1200/120-120/4,5. Техническое описание 2082 364215 1017 00 2 ТО. НПО Криогенмаш, 1991.
23. *Aulchenko V. M. et al.* Vertex chamber for the KEDR detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 283. P. 528–531.
24. *Нагаслаев В. П.* Вершинная камера детектора КЕДР. Канд. дис. по специальности 01.04.16. ИЯФ. Новосибирск, 1997.
25. *Байбусинов Б. О. и др.* Первые результаты испытаний ВД для КЕДР. Препринт ИЯФ 97-68. Новосибирск, 1997;
<http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
26. *Балдин Е. М. и др.* Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР. Препринт ИЯФ 2000-005. Новосибирск, 2000;
<http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
27. *Aulchenko V. M. et al.* Data Acquisition Systems and Triggers for the Detectors in INP // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 409. P. 639–642.
28. *Анашин В. В. и др.* Проект детектора КЕДР // Тр. междунар. симп. по координатным детекторам в физике высоких энергий, Дубна, 22–25 сент. 1987 г. Дубна, 1988. С. 58–66.
29. *Anashin V. V. et al.* KEDR Status Report. RX-1308. Novosibirsk, 1990.
30. *Baru S. E. et al.* The KEDR Drift Chamber // Proc. of Fifth Intern. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, USSR, March 15–21, 1990. Novosibirsk, 1990. P. 41–52.
31. *Baru S. E. et al.* The KEDR Drift Chamber // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 323. P. 151–156.
32. *Baru S. E. et al.* Status of the KEDR Drift Chamber // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 379. P. 417–420.
33. *Baru S. E. et al.* The KEDR Drift Chamber Based on Dimethyl Ether // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 409. P. 23–25.
34. *Baru S. E. et al.* Status of the KEDR Drift Chamber // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 251–254.
35. SLD Design Report. SLAC-Report-273. 1984 and updates;
Atwood W. B. et al. Performance of the SLD Central Drift Chamber Prototype // Nucl. Instr. Meth. A. 1986. V. 252. P. 295.
36. *Аульченко В. М., Бару С. Е., Савинов Г. А.* Электроника новых детекторов ИЯФ. Препринт ИЯФ 88-29. Новосибирск, 1988.
37. *Onuchin A. P. et al.* The Aerogel Cherenkov Counters with Wavelength Shifters and Phototubes // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 315. P. 517–520.
38. *Barnyakov M. Yu. et al.* Aerogel Cherenkov Counters for the KEDR Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 453. P. 326–332.
39. *Barnyakov A. Yu. et al.* The Status of the KEDR ASHIPH System // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 518. P. 597–601.

40. *Buzykaev A. R. et al.* Project of Aerogel Cherenkov Counters for KEDR // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 379. P. 453.
41. *Danilyuk A. F. et al.* Recent Results on Aerogel Development for Use in Cherenkov Counters // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 491–494.
42. *Barnykov M. Yu. et al.* Development of Aerogel Cherenkov Counters with Wavelength Shifters and Phototubes // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 419. P. 584–589.
43. *Barnyakov A. Yu. et al.* R&D of Microchannel Plate Phototubes // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 567. P. 17–20.
44. *Buzykaev A. R. et al.* Aerogel Cherenkov Counters with Wavelength Shifters and Micro-Channel Plate Photo-Tubes // J. Non-Crystalline Solids. 1998. V. 225. P. 381–384.
45. *Barnyakov A. Yu. et al.* Test of Aerogel Counters for the KEDR Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2002 V. 478. P. 353–356.
46. *Глобус М. Е., Гринев Б. В.* Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы. Харьков: Акта, 2000.
47. *Aulchenko V. M. et al.* Experience with CsI(Na) Crystals for Calorimetry // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 379. P. 502–504.
48. *Aulchenko V. M. et al.* CsI Calorimeters for KEDR and CMD-2 Detectors // Proc. of the 5th Intern. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, 1990, March 15–21, 1990. Novosibirsk, 1990. P. 318–330.
49. *Grigoriev D. N. et al.* Study of a Calorimeter Elements Consisting of a CsI(Na) Crystal and Phototriode // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 353–355.
50. *Bes'chastnov M. P. et al.* The Results of Vacuum Phototriodes Tests // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 342. P. 477–482.
51. *Аульченко В. М., Леонтьев Л. А., Усов Ю. В.* Информационная плата А32 системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ 88-30. Новосибирск, 1988.
52. *Бару С. Е. и др.* Служебные блоки системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ 88-26. Новосибирск, 1988.
53. *Aulchenko V. M. et al.* Investigation of the Electromagnetic Calorimeter Based on Liquid Krypton // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 289. P. 468–474.
54. *Aulchenko V. M. et al.* Liquid Krypton Calorimeter for KEDR Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 316. P. 8–13.
55. *Aulchenko V. M. et al.* Liquid Krypton Electromagnetic Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 327. P. 194–198.
56. *Aulchenko V. M. et al.* Development of the Liquid Krypton EM Calorimeter of KEDR Detector // Proc. of «Calorimetry in High Energy Physics», Batavia, IL, USA, Oct. 29–Nov. 1, 1990. Batavia, 1990. P. 233–242.
57. *Cantoni P. et al.* Space and Energy Resolutions in a Liquid Krypton EM Calorimeter // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 315. P. 491–493.

58. Аульченко В.М. и др. Пространственное разрешение калориметра на жидком криптоне детектора КЕДР. Препринт ИЯФ 2004-29. Новосибирск, 2004; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
59. Aulchenko V. M. et al. The Test of the LKr Calorimeter Prototype at the Tagged Photon Beam // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 394. P. 35–45.
60. Аульченко В.М. и др. Стримерные трубки: измерение поперечной и продольной координат. Препринт ИЯФ 85-122. Новосибирск, 1985; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
61. Aulchenko V. M. et al. Muon System Based on Streamer Tubes with Time Difference Readout // Nucl. Instr. Meth. A. 1988. V. 265. P. 137–140.
62. Аульченко В.М. и др. Мюонная система детектора КЕДР. Препринт ИЯФ 2000-48. Новосибирск, 2000; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
63. Алексеев Г.Д., Круглов В.В., Хазинс Д.М. Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13, вып. 3. С. 701.
64. Аульченко В.М., Байбусинов Б.О., Титов В.М. Информационные платы ТП, ΔT и Т2А системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ 88-22. Новосибирск, 1988.
65. Altareli G., Buchella F. Single Photon Emission in High-Energy e^+e^- Collisions // Nuovo Cim. 1964. V. 34, No. 5. P. 1337–1346.
66. Байер В.Н., Фадин В.С., Хозе В.А. О тормозном излучении фотонов при столкновении электронов больших энергий // ЖЭТФ. 1966. Т. 51, №4. С. 1135–1142.
67. Blinov A. E. et al. Large Impact Parameters Cut-Off in the Process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ // Phys. Lett. B. 1982. V. 113. P. 432.
68. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Роль геометрических факторов в процессе тормозного излучения на встречных e^+e^- -пучках // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 163.
69. Таюрский В.А. МС генератор тормозного излучения. Препринт ИЯФ 2008-35. Новосибирск, 2008; <http://www.inp.nsk.su/activity/preprints/index.ru.shtml>.
70. Budnev V. M. et al. The Two-Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation // Phys. Rep. 1975. V. 15. P. 181–282.
71. Brodsky S. J. Exclusive Photon–Photon Processes // Proc. of XI Intern. Workshop on Gamma–Gamma Collisions, Egmond aan Zee, Netherlands, May 10–15, 1997. P. 197; hep-ph/9707444.
72. Urner D. Review of Two Photon Interactions // AIP Conf. Proc. 2004. V. 698. P. 566–570; hep-ex/0309045.
73. Baru S. E. et al. Experiments with the MD-1 Detector at the e^+e^- Collider VEPP-4 in the Energy Region of Υ Mesons // Phys. Rep. 1996. V. 267. P. 71–159.
74. Аульченко В.М. и др. Система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР для изучения двухфотонных процессов. Препринт ИЯФ 91-49. Новосибирск, 1991.

75. Бондарь А. Е. Система регистрации рассеянных электронов детекторов МД-1 и КЕДР. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. ИЯФ. Новосибирск, 1994.
76. Sauli F. GEM: A New Concept for Electron Amplification in Gas Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 386. P. 531–534.
77. Aulchenko V. M. et al. Upgrade of the KEDR Tagging System // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 241–245.
78. Aulchenko V. M. et al. Triple-GEM Detectors for KEDR Tagging System // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 112–115.
79. Aulchenko V. M. et al. Operation of the Triple-GEM Detectors in the Tagging System of the KEDR Experiment on the VEPP-4M Collider // J. of Instr. 2011. V. 6. P. 07001.
80. Aulchenko V. M. et al. Study of the BELLE CsI Calorimeter Prototype with the BINP Tagged Photon Beam // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 379. P. 491–494.
81. Ahn H. S. et al. Study of Characteristics of the BELLE CsI Calorimeter Prototype with a BINP Tagged Photon Beam // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 410. P. 179–194.
82. Ikeda H. et al. A Detailed Test of the CsI(TL) Calorimeter for BELLE with Photon Beams of Energy between 20 MeV and 5.4 GeV // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 441. P. 401–426.
83. Akhmadaliev Sh. Zh. et al. Delbruck Scattering at Energies of 140–450 MeV // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2844–2850.
84. Akhmadaliev Sh. Zh. et al. Experimental Investigation of High-Energy Photon Splitting in Atomic Fields // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 061802; hep-ex/0111084.
85. Бару С. Е. и др. Триггер детектора КЕДР // ПТЭ. 2011. Т. 3. С. 46–61.
86. bzip2. <http://bzip.org>
87. Oracle Grid Engine. <http://www.oracle.com/us/products/tools/oracle-grid-engine-075549.html>.
88. Балдин Е. М. Измерение произведения электронной ширины J/ψ -мезона на вероятность распада в лептоны. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. ИЯФ. Новосибирск, 2010.
89. PostgreSQL. <http://www.postgresql.org/>
90. Brun R. et al. GEANT 3.21, Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013. Geneva: CERN, 1993.
91. Brun R., Rademakers F. ROOT: An Object Oriented Data Analysis Frame Work // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 389. P. 81–86.
92. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Results on J/ψ , $\psi(2S)$, $\psi(3770)$ from KEDR // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2008. V. 181–182. P. 353–357.
93. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Tau Mass Measurement at KEDR // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2009. V. 189. P. 21–23.
94. Anashin V. V. et al. (KEDR Collab.). Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi) B(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ and $\Gamma_{ee}(J/\psi) B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ // Phys. Lett. B. 2010. V. 685. P. 134–140.

-
95. Anashin V. V. et al. (*KEDR Collab.*). Measurement of D^0 and D^+ Meson Masses with the KEDR Detector // *Ibid.* V. 686. P. 84–90.
 96. Anashin V. V. et al. (*KEDR Collab.*). Search for Narrow Resonances in e^+e^- Annihilation between 1.85 and 3.1 GeV with the KEDR Detector // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 703. P. 543–546.
 97. Anashin V. V. et al. (*KEDR Collab.*). Measurement of Main Parameters of the $\psi(2S)$ Resonance // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 711. P. 280–291.
 98. Anashin V. V. et al. (*KEDR Collab.*). Measurement of $\psi(3770)$ Parameters // *Ibid.* P. 292–300.