УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ Г.И.БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН

На правах рукописи

МУЧНОЙ НИКОЛАЙ ЮРЬЕВИЧ

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В ПРЕЦИЗИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ

01.04.20 - физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

НОВОСИБИРСК-2011

Содержание

ВВЕДЕНИЕ 4

Глава 1. Комптоновское рассеяние 8

§1.1. Кинематика 8

§1.2. Сечения рассеяния 11

§1.3. Свойства рассеянных частиц 12

Глава 2. Лазер как источник монохроматического излучения 22

§2.1. Монохроматичность 22

§2.2. Распространение лазерного излучения 30

§2.3. Интенсивность рассеяния (светимость) 34

§2.4. Энергетическое распределение фотонов на краю спектра . . . 39

Глава 3. Полупроводниковый HPGe детектор 45

§3.1. Обзор 46

§3.2. Калибровка энергетической шкалы 68

Глава 4. Измерение энергии пучка в экспериментах с детектором КЕДР 89

§4.1. Установка РОКК-1М 89

§4.2. Общее описание метода 96

§4.3. Измерение энергии пучка 101

§4.4. Эксперименты с детектором КЕДР 116

Глава 5. Применение методики на других установках 123

§5.1. Измерение энергии пучка на накопителе ВЭПП-3 123

§5.2. Измерение энергии пучка коллайдере ВЕРС-II 128

§5.3. Проект для ВЭПП-2000 133

Глава 6. Калибровка детекторов 149

§6.1. Система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР 149

§6.2. Прототипы LKr и CsI(Tl) калориметров 159

Глава 7. Измерение энергии пучка магнитным спектрометром с лазерной калибровкой 166

§7.1. Поиск новых методов измерения энергии 166

§7.2. Проект эксперимента на ВЭПП-4М 170

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 194

Литература 195

ВВЕДЕНИЕ

В начале 20-го века проводились многочисленные исследования взаимодействия рентгеновских лучей с веществом. Было обнаружено, что пучок рентгеновских лучей способен выбивать из атомов электроны, при этом происходит рассеяние лучей на большие углы, а длина волны рассеянных лучей увеличивается. В классической электродинамике рассеяние электромагнитной волны на заряде (томсоновское рассеяние) не приводит к изменению длины волны. Объяснение экспериментальных наблюдений было найдено и опубликовано Артуром Комптоном в 1923 году [1], на основе квантования электромагнитного поля и кинематических уравнений релятивистской теории. Через несколько месяцев аналогичные результаты были независимо получены и опубликованы Питером Дебаем [2]. В 1929 году Оскар Клейн и Йошио Нишина опубликовали работу [3], в которой рассчитали дифференциальное сечение процесса комптоновского рассеяния в низшем порядке квантовой электродинамики. Формула Клейна-Нишины стала одним из первых практических результатов применения вычислительного аппарата КЭД, который впоследствии был полностью подтверждён экспериментальными работами.

В 1963 году Ф.Р. Арутюняном и В.А. Туманяном [4] и, независимо, Р. Мильбурном [5], было предложено использовать обратное комптоновское рассеяние (ОКР) монохроматического лазерного излучения на релятивистском электронном пучке для получения интенсивных пучков γ-квантов высоких энергий. Первым источником пучка гамма квантов, полученных методом ОКР, являлась созданная в 1978 году установка LADONE на накопительном кольце ADONE во Фраскати [6]. В начале 1980-х гг. было предложено использовать ОКР для получения встречных $e\gamma$ и $\gamma\gamma$ пучков на линейных

коллайдерах [7, 8].

Применение метода ОКР в ИЯФ неразрывно связано с активной деятельностью большого энтузиаста этой методики Гурама Яковлевича Кезерашвили (1952 – 1999). В 1982 году на коллайдере ВЭПП-4 была создана установка «Лазерный поляриметр». На установке был получен пучок высокоэнергетичных γ-квантов от ОКР лазерного света на электронном пучке. Установка была предназначена для измерения степени радиационной поляризации электронного пучка в коллайдере ВЭПП-4 и прецизионного абсолютного измерения энергии электронного пучка методом резонансной деполяризации [9]. Помимо выполнения этих задач на установке проводились также эксперименты по изучению процессов фотоделения ядер [10–12]. Установка получила название РОКК-1 (Рассеянные Обратно Комптоновские Кванты - 1). Далее, в 1987 году, на накопителе ВЭПП-3 была построена установка РОКК-2 [13], предназначенная для дальнейшего исследования физики фотоделения ядер [11, 13].

После принятия решения о модернизации ВЭПП-4 в ВЭПП-4М и строительстве нового детектора КЕДР для изучения семейства Υ-резонансов, появилась идея создания новой установки РОКК-1М [14]. Исходя из накопленного к тому времени значительного опыта работы с пучками ОКР γ-квантов, установка была спроектирована для решения широкого круга задач.

Метод ОКР широко применяется в современной экспериментальной физике на установках по всему миру для решения различных задач, таких как:

- Получение интенсивных пучков монохроматических поляризованных гамма квантов высоких энергий для проведения экспериментов по физике частиц и ядерной физике. Наиболее известными проектами являются установки GRAAL на источнике СИ ESRF в Европе [15, 16], LEPS на кольце SPRING-8 в Японии [17, 18], LEGS на кольце NSLS

в США [19]. Большой средний ток и стабильные пучковые условия, предоставляемые современными источниками СИ, позволяют получать и использовать интенсивные пучки поляризованных гамма квантов для изучения взаимодействия гамма квантов с ядрами, нуклонами и кварками в экспериментах с внешними неподвижными мишенями.

- Измерение степени продольной или поперечной поляризации электронных пучков в коллайдерах. «Комптоновские поляриметры» применялись на установках ВЭПП-4 и ВЭПП-2М (ИЯФ, Новосибирск) [9], HERA (DESY, Германия) [20], LEP и LEP2 (CERN, Швейцария) [21], SLC (SLAC, США) [22].

- Диагностика параметров пучка в ускорителях. В частности, на источниках синхротронного излучения BESSY-I,II была продемонстрирована возможность измерения средней энергии пучка с точностью $\Delta E/E \lesssim 10^{-4}$ [23–25].

- Калибровка детекторных систем с использованием рассеянных гамма квантов или электронов.

Настоящая диссертация посвящена использованию края комптоновского спектра как высокоточного энергетического репера, что позволяет проводить прецизионные измерения энергии пучка в циклических и линейных ускорителях с использованием хорошо откалиброванных калориметров либо координатных детекторов. С другой стороны, в случае, когда параметры лазерного излучения и электронного пучка уже известны с необходимой точностью, рассеянные гамма кванты и электроны позволяют производить энергетическую калибровку детекторов в широком диапазоне энергий.

Описанные в диссертации экспериментальные работы проводились в пе-

риод с 1995 по 2010 годы.

На защиту выносятся следующие положения диссертации:

- На установке РОКК-1М развита техника проведения прецизионных экспериментов с использованием обратного комптоновского рассеяния монохроматического лазерного излучения на релятивистском электронном пучке коллайдера ВЭПП-4М.

- Разработана оригинальная методика измерений абсолютных энергий гамма квантов с помощью HPGe детектора в диапазоне 1–10 МэВ.

- Создана система прецизионной калибровки энергии электронного пучка ВЭПП-4М, основанная на измерении максимальной энергии гамма квантов обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения.

- Аналогичные системы были разработаны и запущены на накопительном кольце ВЭПП-3 в ИЯФ и на электрон-позитронном коллайдере BEPC-II в ИФВЭ Академии наук КНР.

- Разработан проект системы измерения энергии пучков для коллайдера ВЭПП-2000 в ИЯФ СО РАН.

- Проведена калибровка энергетической шкалы системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР. Проведены эксперименты по измерению энергетического и пространственного разрешения прототипов жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР и CsI калориметра детектора BELLE.

- Предложен новый метод измерения абсолютной энергии пучка для проекта международного линейного коллайдера.

Глава 1

Комптоновское рассеяние

§1.1. Кинематика

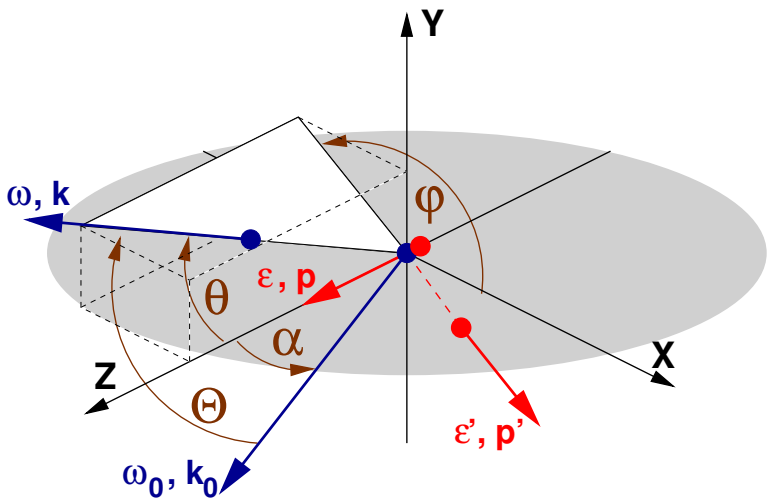


Рис. 1.1. Кинематика комптоновского рассеяния.

Кинематика процесса комптоновского рассеяния [1] определяется законом сохранения энергии и импульса:

$$p + k_0 = p' + k \,, \tag{1.1}$$

где $p = (\varepsilon, \vec{p})$ и $k_0 = (\omega_0, \vec{k_0})$ — четырёхимпульсы электрона и фотона до рассеяния, а $p' = (\varepsilon', \vec{p'})$ и $k = (\omega, \vec{k})$ — после рассеяния.

Перенося k из правой части (1.1) налево и возводя в квадрат получаем:

$$pk_0 - pk - k_0 k = 0 \,, \tag{1.2}$$

или

$$\varepsilon\omega_0 - |\vec{p}|\omega_0 \cos\alpha - \varepsilon\omega + |\vec{p}|\omega\cos\theta - \omega_0\omega(1 - \cos\Theta) = 0 \,. \tag{1.3}$$

Введены следующие обозначения углов (см. Рис. 1.1):

α – угол между импульсами электрона и фотона до рассеяния,

θ – угол между импульсами начального электрона и рассеянного фотона,

Θ – угол между импульсами начального и рассеянного фотонов.

Отсюда можно получить хорошо известное выражение для энергии рассеянного фотона:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos\alpha}{1 - \beta \cos\theta + \dfrac{\omega_0}{\varepsilon}(1 - \cos\Theta)} , \tag{1.4}$$

где β – скорость электрона в единицах c. Вектора импульсов электрона и фотона до рассеяния определяют плоскость рассеяния, разместим в этой плоскости оси координат X и Z так, чтобы ось Z совпадала с направлением импульса начального электрона. Угол Θ можно выразить через α, θ и азимутальный угол φ между осью X и проекцией вектора имульса рассеянного фотона на плоскость XY:

$$\cos\Theta = \cos\alpha\cos\theta + \sin\alpha\sin\theta\cos\varphi . \tag{1.5}$$

Максимальная энергия рассеянного фотона ω_{max} естественным образом соответствует направлению импульса начального электрона ($\theta = 0$; $\Theta = \alpha$):

$$\omega_{max} = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos\alpha}{1 - \beta + \dfrac{\omega_0}{\varepsilon}(1 - \cos\alpha)} . \tag{1.6}$$

В случае рассеяния фотонов малой энергии на ультрарелятивистском электроне ($\varepsilon \gg m \gg \omega_0$) выражение (1.6) может быть переписано как:

$$\omega_{max} \simeq \frac{\varepsilon^2 \sin^2\dfrac{\alpha}{2} + \dfrac{m^2}{4}\cos\alpha}{\varepsilon \sin^2\dfrac{\alpha}{2} + \dfrac{m^2}{4\omega_0}} . \tag{1.7}$$

Здесь m – масса электрона (c=1). Если $\alpha = 0$ (фотон «догоняет» электрон сзади) из выражения (1.7) получаем $\omega_{max} = \omega_0$. Второе слагаемое в числителе формулы (1.7) может быть опущено для относительно больших углов α, в этом случае (1.7) запишется в виде:

$$\omega_{max} \simeq \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon + \dfrac{m^2}{4\omega_0 \sin^2 \dfrac{\alpha}{2}}} = \varepsilon \frac{\lambda}{1+\lambda}\,, \tag{1.8}$$

где $\lambda = \dfrac{4\omega_0 \varepsilon}{m^2} \sin^2 \dfrac{\alpha}{2}$ – безразмерный параметр.

Если $\alpha = \pi$ (лобовое столкновение) ω_{max} достигает максимально возможного значения $\omega_{max} \simeq \varepsilon^2/(\varepsilon + m^2/4\omega_0)$. Рассеяние фотона на встречном релятивистском электроне называется «*Обратным Комптоновским Рассеянием*», этот процесс широко используется в современной физике для получения интенсивных пучков поляризованных гамма квантов высокой энергии. При лобовой встрече $\Theta = \pi - \theta$ и энергия рассеянного фотона жёстко связана с углом рассеяния θ соотношением, которое можно получить из (1.4):

$$\omega(\theta) = \omega_0 \frac{1+\beta}{1 + \dfrac{\omega_0}{\varepsilon} + \cos\theta(\dfrac{\omega_0}{\varepsilon} - \beta)} \simeq \frac{\omega_{max}}{1 + \left(\dfrac{\theta}{\theta_c}\right)^2}\,, \quad \text{где } \theta_c = \frac{m}{\varepsilon}\sqrt{1+\lambda}\,. \tag{1.9}$$

В (1.9) приближение соответствует релятивистскому случаю ($\varepsilon \gg m \gg \omega_0$). Обратная зависимость – зависимость угла рассеяния гамма кванта от его энергии, может быть записана в виде:

$$\theta_\gamma = \theta_c \sqrt{\frac{\omega_{max}}{\omega} - 1}\,. \tag{1.10}$$

Сохранение поперечного импульса определяет угол рассеяния электрона:

$$\theta_e = \theta_\gamma \frac{\omega}{\varepsilon - \omega}\,. \tag{1.11}$$

В выражении 1.11 и далее по тексту подразумевается, что в лабораторной системе отсчёта импульс начального фотона пренебрежимо мал по сравнению как с импульсами электрона (до и после рассеяния), так и импульсом рассеянного фотона. Поэтому вкладом ω_0 в энергетический баланс системы можно пренебречь.

§1.2. Сечения рассеяния

Полное сечение комптоновского рассеяния для неполяризованных частиц определяется выражением:

$$\sigma_c = \frac{2\sigma_0}{\lambda}\left\{\left[1-\frac{4}{\lambda}-\frac{8}{\lambda^2}\right]ln(1+\lambda)+\frac{1}{2}\left[1-\frac{1}{(1+\lambda)^2}\right]+\frac{8}{\lambda}\right\}, \qquad (1.12)$$

где $\sigma_0 = \pi r_e^2$, r_e – классический радиус электрона, ε и ω_0 – энергии начального электрона и фотона. Энергетический спектр рассеянных фотонов:

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \equiv f(\lambda,\omega) = \frac{2\sigma_o}{\varepsilon\lambda}\left\{\frac{1}{1-y}+1-y-\frac{4y}{\lambda(1-y)}+\frac{4y^2}{\lambda^2(1-y)^2}\right\}, \qquad (1.13)$$

где $y = \omega/\varepsilon$, а ω – энергия рассеянного фотона. Энергетический спектр рассеянных электронов получается поддстановкой $\omega = \varepsilon - E$, где E – энергия рассеянного электрона:

$$\frac{d\sigma_c}{dE} = f(\lambda, \varepsilon - E)\ . \qquad (1.14)$$

Дифференциальное угловое сечение рассеяния фотонов определяется формулой Клейна-Нишины [3]:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\theta) = \frac{\omega_{max}}{\varepsilon\pi}\cdot\frac{f(\lambda, y(\theta))}{\theta_c^2(1+(\theta/\theta_c)^2)^2}\ , \qquad (1.15)$$

где

$$y(\theta) = \frac{\omega_{max}}{\varepsilon(1+(\theta/\theta_c)^2)}\ . \qquad (1.16)$$

§1.3. Свойства рассеянных частиц

Резюмируя вышесказанное, отметим, что в результате комптоновского рассеяния фотона на релятивистском электроне электрон может передать значительную долю своего импульса рассеянному фотону. При максимально возможной передаче импульса обе рассеянные частицы строго коллинеарны с импульсом электрона до рассеяния. Сочетание этих обстоятельств привело к появлению большого количества экспериментальных установок, на которых комптоновское рассеяние монохроматического лазерного излучения на релятивистском электронном пучке применяется для решения широкого круга задач современной физики. В самом общем случае подобные установки выглядят так:

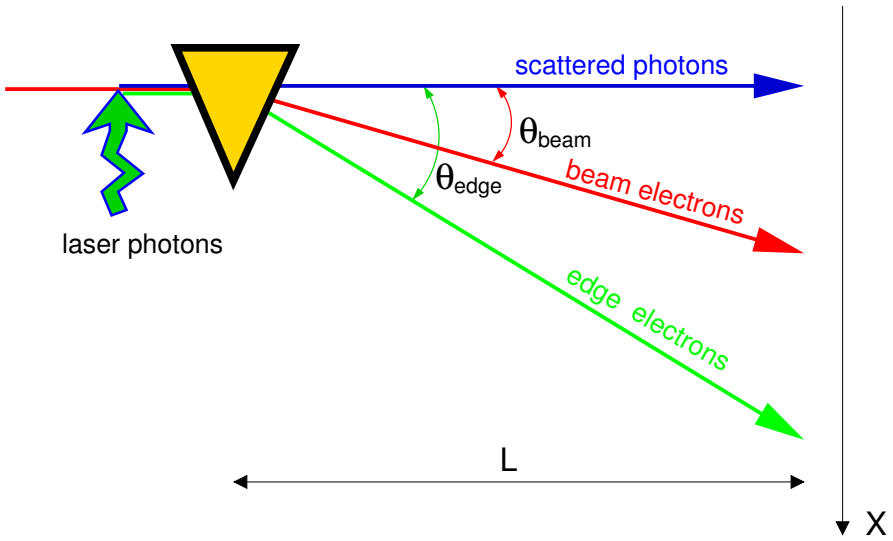


Рис. 1.2. Схема разделения пучков.

Излучение лазера вводится в вакуумную камеру ускорителя, где рассеивается на электронном пучке. Угол встречи, как правило, близок к 2π, что позволяет осуществить максимально возможную передачу импульса в соответствии с выражением (1.8) на странице 10. Применение импульсных лазеров позволяет локализовать область электрон-фотонного взаимодействия

на коротком прямолинейном участке траектории электронного пучка. На Рис. 1.2 также изображён магнит, который осуществляет пространственное разделение заряженных и нейтральных частиц.

Таким образом, в результате взаимодействия с лазерным излучением, после прохождения магнита, имеется три класса частиц:

- рассеянные фотоны, распространяющиеся вдоль направления импульса электронного пучка до рассеяния,
- нерассеянный пучок электронов, который поворачивается магнитом на угол θ_{beam} и продолжает своё движение в ускорителе,
- рассеянные электроны, которые, отдавая часть своего импульса фотонам, поворачиваются в магнитном поле на бóльший угол. Максимальный угол поворота θ_{edge} – у электронов, потерявших больше всего энергии.

1.3.1. Край спектра рассеянных фотонов

Свойства пучка рассеянных фотонов определяются их энергетическим спектром, пространственным распределением и корреляцией между углом рассеяния и энергией (здесь мы не рассматриваем поляризационные характеристики).

Энергетический спектр рассеянных фотонов – непрерывный в диапазоне от 0 до ω_{max} (Рис. 1.3). Фотоны с энергией ω_{max} образуют резкий край в спектре, на котором сечение (1.13) падает от максимального значения до 0. Собственная ширина края энергетического спектра может быть оценена путём учёта радиационных поправок к комптоновскому рассеянию. Такие расчёты, применительно к различным условиям проведения экспери-

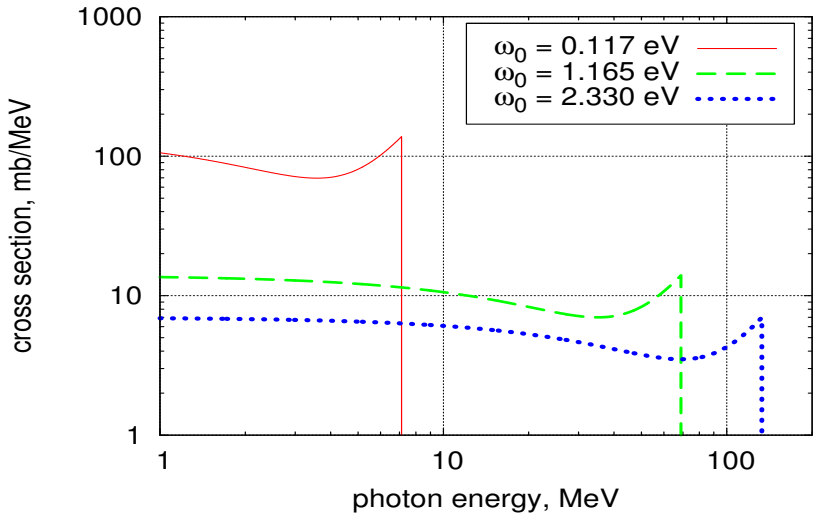


Рис. 1.3. Дифференциальное сечение рассеяния фотонов с энергиями $\omega_0 = 0.117$ эВ, 1.165 эВ, 2.33 эВ на электроне с энергией $\varepsilon = 2$ ГэВ ($\alpha = \pi$).

мента, были проделаны в работе [26]. Показано, что радиационные поправки изменяют поведение сечения на расстоянии $\delta\omega \simeq \varepsilon e^{-137}$ от края спектра ($\delta\omega \equiv \omega_{max} - \omega$), т.е. с практической точки зрения этими поправками всегда можно пренебречь и считать, что собственной ширины у края спектра нет.

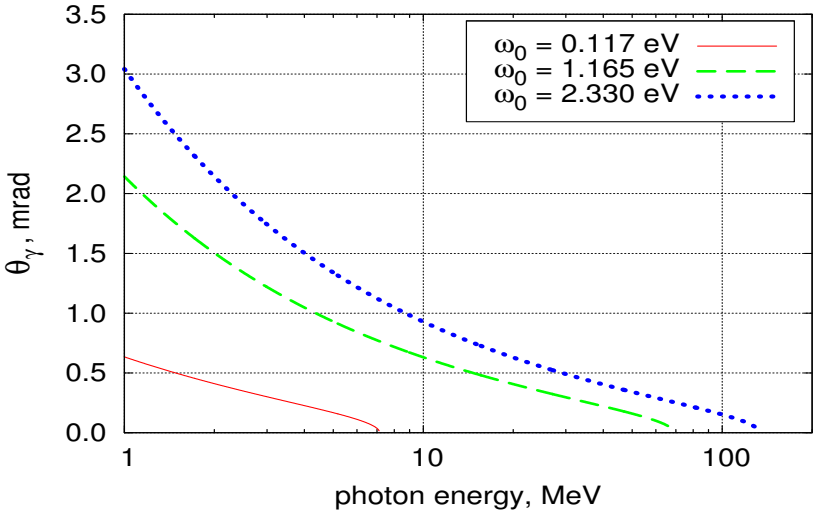


Рис. 1.4. Зависимость угла рассеяния фотонов с энергиями $\omega_0 = 0.117$ эВ, 1.165 эВ, 2.33 эВ на электроне с энергией $\varepsilon = 2$ ГэВ ($\alpha = \pi$).

Фотоны с энергией ω_{max} распространяются строго вдоль направления

импульса электрона ($\theta = 0$), как это видно из Рис. 1.4. Наличие резкого края у комптоновского спектра рассеянных фотонов имеет как минимум два полезных, с точки зрения экспериментатора, следствия:

- Во-первых, в случае если абсолютная энергия начальных электронов хорошо известна, а энергетический спектр измеряется каким-либо детектором (калориметром), край спектра может быть использован для проведения абсолютной калибровки энергетической шкалы этого детектора в соответствии с выражением (1.8) на странице 10.

- Во-вторых, в случае если имеется хорошо откалиброванный детектор (калориметр), измеренное значение края спектра ω_{max} может быть использовано для проведения абсолютной калибровки энергии начальных электронов:

$$\varepsilon = \frac{\omega_{max}}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{\omega_0 \omega_{max} \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}\right) \simeq \frac{m}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \sqrt{\frac{\omega_{max}}{\omega_0}} \,. \qquad (1.17)$$

В обоих случаях подразумевается, что ω_0 - хорошо известная константа.

Распределение рассеянных фотонов по углу θ_X получаем интегрированием вдоль оси Y (Рис. 1.5):

$$\frac{d\sigma_c}{d\theta_X} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\sigma_c}{d\Omega}\left(\theta = \sqrt{\theta_X^2 + \theta_Y^2}\right) d\theta_Y \,. \qquad (1.18)$$

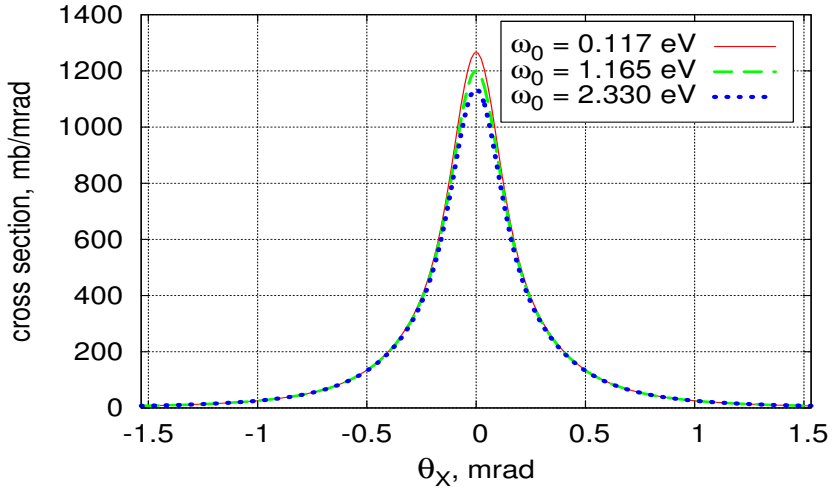


Рис. 1.5. $\frac{d\sigma_c}{d\theta_X}$ для $\omega_0 = 0.117$ эВ, 1.165 эВ, 2.33 эВ. Энергия электрона $\varepsilon = 2$ ГэВ ($\alpha = \pi$).

1.3.2. Край спектра рассеянных электронов

Что касается рассеянных электронов, то их энергетический спектр определяется преобразованием (1.14) на странице 11 и является зеркальной копией спектра рассеянных фотонов. Максимальной энергии рассеянного фотона ω_{max} соответствует минимальная энергия электрона E_{edge}:

$$E_{edge} = \varepsilon - \omega_{max} = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{4\omega_0\varepsilon}{m^2}\sin^2\frac{\alpha}{2}} = \varepsilon\frac{1}{1+\lambda}\,. \tag{1.19}$$

Энергетические спектры рассеянных электронов показаны на Рис. 1.6.

Рассмотрим подробнее рассеяние лазерного излучения на релятивистском электронном пучке, происходящее в соответствии со схемой на Рис. 1.2. В случае, когда полная вероятность рассеяния электрона мала, а само число электронов велико, после рассеяния мы по-прежнему имеем пучок нерассеявшихся частиц (много) плюс некоторое количество рассеянных (мало). Пусть энергия электронов в пучке равна E_{beam}. Тогда после прохождения магнита пучок повернётся на угол

$$\theta_{beam} = ec \cdot \frac{\int Bdl}{E_{beam}}\,. \tag{1.20}$$

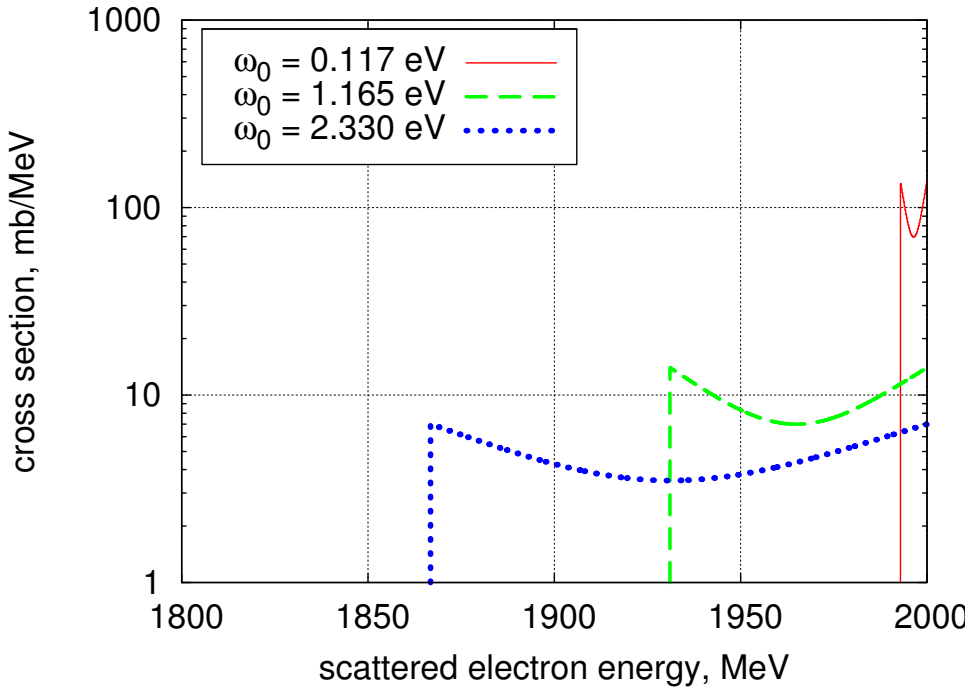


Рис. 1.6. Дифференциальное сечение рассеяния фотонов с энергиями $\omega_0 = 0.117$ эВ, 1.165 эВ, 2.33 эВ на электроне с энергией $\varepsilon = 2$ ГэВ ($\alpha = \pi$).

Если энергию электронов измерять в мега-электронвольтах, магнитное поле B – в Тесла, а длину – в сантиметрах, тогда:

$$\theta_{beam} = 2.99792458 \int Bdl \cdot \frac{1}{E_{beam}} \; ; \tag{1.21}$$

где $\int Bdl$ – интеграл магнитного поля вдоль траектории электрона. Обозначив произведение $2.99792458 \cdot \int Bdl$ символом A, перепишем (1.21) более компактно:

$$\theta_{beam} = \frac{A}{E_{beam}} \; ; \tag{1.22}$$

Теперь посмотрим, что будет с электронами, потерявшими максимально возможную энергию при рассеянии на лазерном излучении. С учётом формулы (1.19), угол поворота электронов с энергией E_{edge} составит:

$$\theta_{edge} = \frac{A}{E_{edge}} = A\Big[\frac{1}{E_{beam}} + \frac{4\omega_0}{m^2}\Big] \; . \tag{1.23}$$

легко заметить, что:

$$\theta_{edge} = \theta_{beam} + A \cdot \frac{4\omega_0}{m^2} \ . \tag{1.24}$$

Последнее, однако, верно только в том случае, когда интеграл магнитного поля $\int Bdl$ одинаков для электронов пучка с энергией E_{beam} и электронов края спектра с энергией E_{edge}. С учётом этого важного замечания, мы всё же можем сделать не менее важное заключение:

Разница углов поворота $\theta_{edge} - \theta_{beam}$ не зависит от энергии электронного пучка.

Параметр A имеет размерность энергии и характеризует силу магнита (интеграл магнитного поля) $A = E_{beam} \cdot \theta_{beam}$. Будем использовать обозначение θ_X для угла поворота рассеянного электрона произвольной энергии (в диапазоне $[E_{edge}, E_{beam}]$) в плоскости Рисунка 1.2 на странице 12. Угол поворота электрона θ_X связан с его энергией E соотношением:

$$\theta_X = \frac{A}{E} \ ; \tag{1.25}$$

причём эта связь строго выполняется для электронов с энергией E_{edge}, а для рассеянных электронов других энергий – только при усреднении по ансамблю частиц, т.к. при рассеянии на лазерном фотоне направление импульса электрона меняется в соответствии с формулой (1.11) на странице 10 (см. также Рис. 1.7).

С учётом последнего замечания, можно установить связь между энергией рассеянного фотона и углом поворота соответствующего рассеянного электрона в магнитном поле:

$$\omega(\theta_X) = (1 - \frac{\theta_{beam}}{\theta_X}) E_{beam} \ . \tag{1.26}$$

Используя полученные выше соотношения, нетрудно вывести диффе-

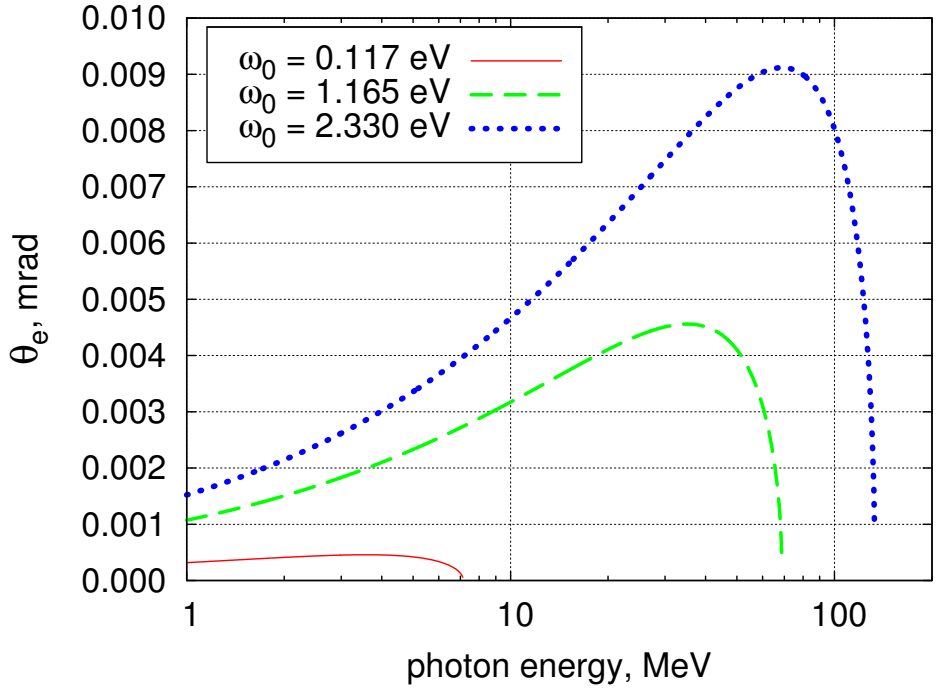


Рис. 1.7. Зависимость угла рассеянного электрона от энергии рассеянного фотона. Фотоны с энергиями $\omega_0 = 0.117$ эВ, 1.165 эВ, 2.33 эВ рассеиваются на электроне с энергией $\varepsilon = 2$ ГэВ ($\alpha = \pi$).

ренциальное (по углу поворота) сечение для рассеянных электронов:

$$\frac{d\sigma_c}{d\theta_X} = f\left(\lambda, (1 - \frac{\theta_{beam}}{\theta_X})E_{beam}\right) \cdot \frac{E_{beam}\theta_{beam}}{\theta_X^2} \ , \qquad (1.27)$$

где $f = d\sigma_c/d\omega$ – функция определённая выражением (1.13) на странице 11.

Аналогично предыдущему параграфу, перечислим «полезные», с экспериментальной точки зрения, свойства рассеянных электронов:

- Из выражений (1.22) и (1.24) легко получить, что:

$$E_{beam} = \frac{m^2}{4\omega_0}\left(\frac{\theta_{edge}}{\theta_{beam}} - 1\right) \ , \qquad (1.28)$$

т.е. по отношению углов поворота электронов пучка и рассеянных электронов края спектра можно измерять энергию электронного пучка. Звучит заманчиво, т.к. в таком подходе измеряемой величиной являет-

ся величина по-сути геометрическая, для которой процедура абсолютной калибровки шкалы может быть универсальна при любой измеряемой энергии.

- Формула (1.26) устанавливает связь между углом поворота рассеянного электрона и энергией излучённого им гамма кванта (реального или виртуального – не важно). На существовании такой связи основан метод *мечения* гамма квантов – т.е. косвенного определения энергии каждого гамма кванта по электрону отдачи.

- При применении метода мечения, комптоновское рассеяние лазерного излучения может быть использовано для проведения абсолютной калибровки энергетической шкалы спектрометра рассеянных электронов.

На Рис. 1.8 показано поведение дифференциального сечения комптоновского рассеяния по углу разворота электрона в магнитном поле. Угол поворота пучка в обоих случаях одинаков θ_{beam}=10 мрад, а энергия электронного пучка – различна: $E_{beam} = 2$ ГэВ, и $E_{beam} = 200$ ГэВ. (Для циклических ускорителей угол поворота пучка в магните является константой, не зависящей от энергии пучка и определяемый геометрией установки).

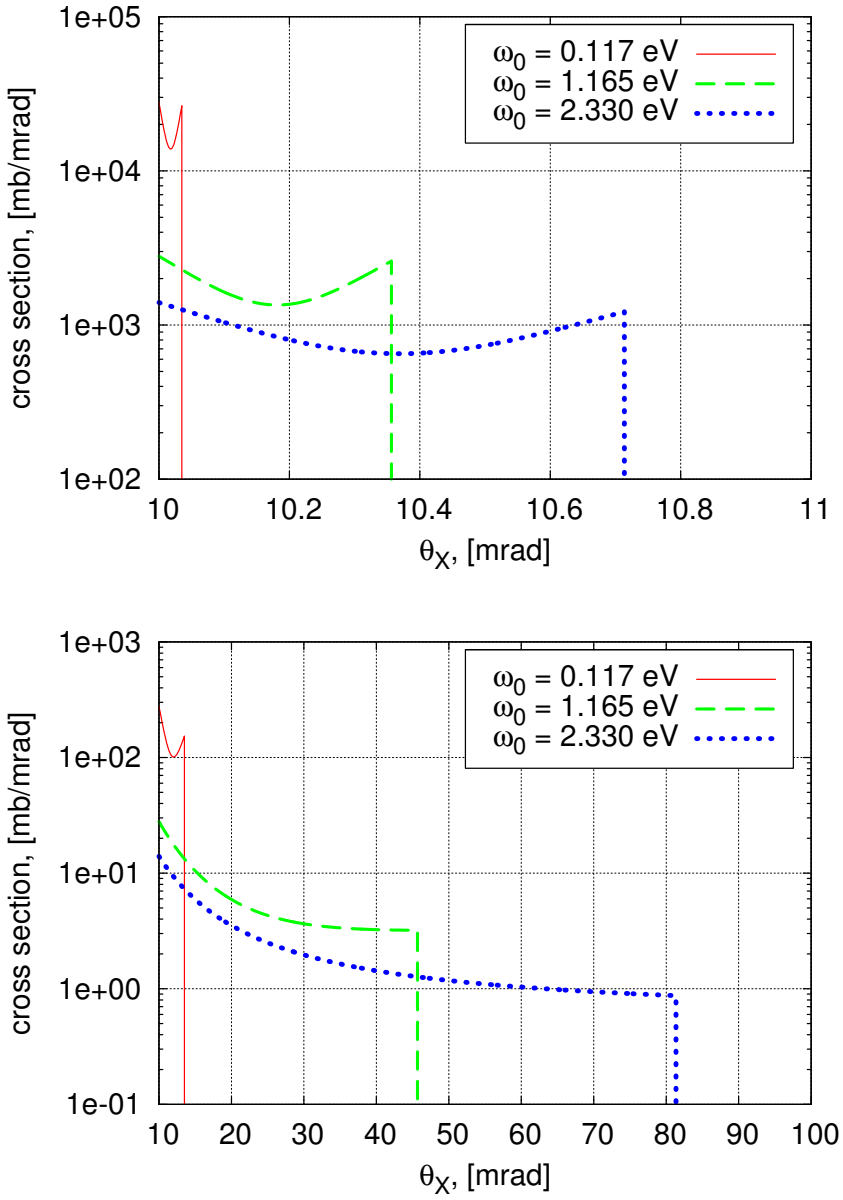


Рис. 1.8. Сечения комптоновского рассеяния $d\sigma_c/d\theta_X$ рассчитанные по формуле (1.27). Фотоны с энергиями $\omega_0 = 0.117$ эВ, 1.165 эВ, 2.33 эВ рассеиваются ($\alpha = \pi$) на электроне с энергией $\varepsilon = 2$ ГэВ (вверху) и $\varepsilon = 200$ ГэВ (внизу). Угол поворота пучка в обоих случаях θ_{beam}=10 мрад.

Глава 2

Лазер как источник монохроматического излучения

§2.1. Монохроматичность

Кинематика комптоновского рассеяния (1.8) определяет однозначную связь между величинами ω_0, ε и ω_{max}. Это обстоятельство можно использовать для измерения, например, энергии электрона $\varepsilon = f(\omega_0, \omega_{max})$. Если же энергия электрона известна, то можно определить $\omega_{max} = f(\omega_0, \varepsilon)$. В каждом из этих случаев было бы удобно, с экспериментальной точки зрения, считать энергию лазерного фотона ω_0 хорошо известной константой. В этом разделе мы кратко рассмотрим основные принципы устройства лазеров на примере молекулярного газового лазера на диоксиде углерода. Прежде всего нас будут интересовать такие свойства лазерного излучения, как степень его монохроматичности, т.е. с какой точностью можно считать константой энергию лазерного фотона? Пространственные свойства лазерного луча, определяющие эффективность его взаимодействия с пучком электронов, будут рассмотрены в следующем разделе.

Для использования в эксперименте по измерению энергии пучка на ВЭПП-4М была выбрана лазерная система производства фирмы Coherent Radiation Inc. Лазерная система GEM Select 50 характеризуется применением передовых технологий в серийном приборе, а именно: отпаянной газоразрядной трубкой, в которой возбуждение молекул CO_2 достигается за счет высокочастотного электромагнитного разряда. При мощности ВЧ разряда около 1 кВт выходная мощность излучения составляет 60 Вт, возбуждение

высокочастотным полем обеспечивает увеличение срока службы трубки в 2-3 раза по сравнению с разрядом на постоянном токе.

В газоразрядной трубке лазера находится смесь газов CO_2, N_2, He и H_2. Наличие в газовой смеси молекул азота существенно повышает КПД работы лазера за счет резонасной передачи энергии молекулам CO_2 и поддержания высокой заселённости верхнего лазерного уровня. Высокая теплопроводность присутствующего в газовой смеси гелия способствует охлаждению углекислого газа за счет отвода тепла к стенкам газоразрядной трубки и обеднению нижнего уровня лазерного перехода. Добавление водорода способствует регенерации CO_2 из образующегося в ходе химической реакции CO ($CO + OH \rightarrow CO_2 + H$, кислород образуется в процессе диссоциации молекул CO_2).

Генерация излучения в лазере на диоксиде углерода происходит между двумя колебательно-вращательными уровнями молекулы CO_2. Молекула CO_2 имеет форму прямой цепочки вида $O - C - O$, для нее существует три моды колебаний, как показано на Рис. 2.1.

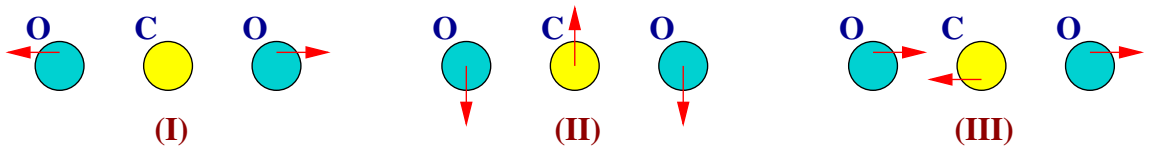


Рис. 2.1. Моды колебаний молекулы CO_2: (I) – симметричная валентная мода, (II) – деформационная мода (двукратно вырождена), (III) – асимметричная валентная мода.

Колебания молекулы CO_2 описываются тремя квантовыми числами n_1, n_2 и n_3, которые определяют число квантов в каждой колебательной моде. Каждая колебательная мода вырождена и имеет несколько подуровней, связанных с вращением молекулы CO_2, которые обозначаются квантовым числом J. Генерация излучения с длиной волны $\lambda \simeq 10.6$ мкм происходит на переходе между уровнями 001 и 100, при этом по правилам отбора разре-

шены только переходы, в которых J меняется на ± 1. Из соображений симметрии, для уровня 001 могут быть заселены только подуровни с нечетным J (у симметричной молекулы не должно быть результирующего дипольного момента), а для уровня 100 – только подуровни с четным J. Переходы с $\Delta J = 1$ называются P-ветвью, а переходы с $\Delta J = -1$ – R-ветвью (см. Рис. 2.2).

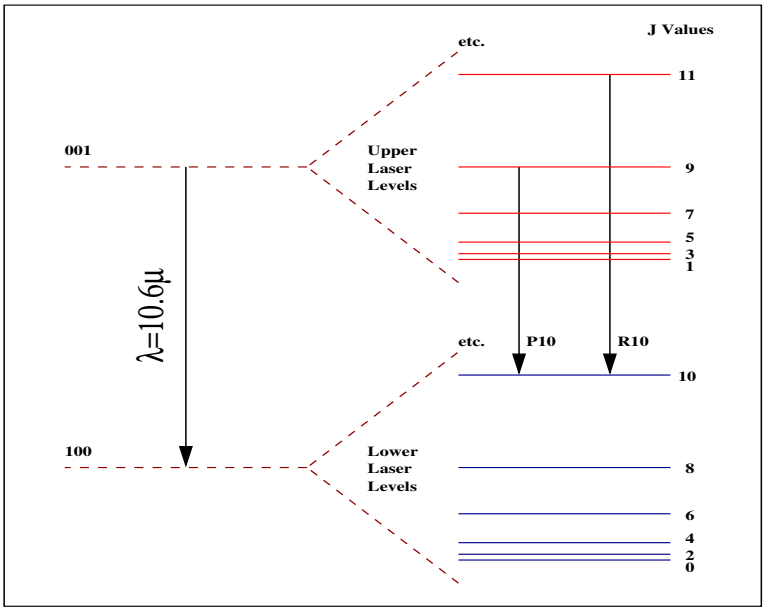


Рис. 2.2. Расщепление колебательных уровней молекулы CO_2 на вращательные подуровни.

Относительная заселённость вращательных подуровней описывается распределением Больцмана, таким образом лазерный переход состоит из двух наборов узких линий ($10P$-ветвь и $10R$-ветвь, см. Рис. 2.3). Каждая ветвь, в свою очередь, состоит из нескольких эквидистантно расположенных колебательно-вращательных переходов (разделенных интервалом по энергии $\Delta\omega \simeq 0.00025$ эВ).

Ширина каждого колебательно-вращательного перехода определяется доплеровским уширением ($\Delta\nu \simeq 50$ МГц) и уширением линии за счет столкновения молекул в газовой смеси. Последнее может быть оценено (см., на-

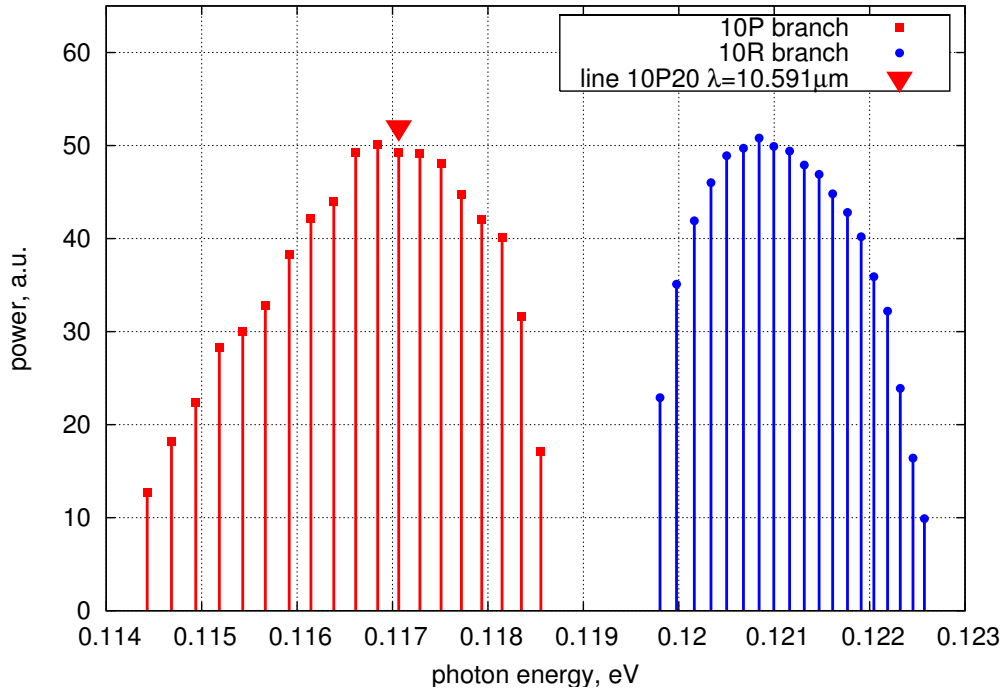


Рис. 2.3. Спектр контура усиления CO_2 лазера вблизи $\lambda \simeq 10.6$ мкм.

пример в [27]) выражением типа $\Delta\nu_c = 7.58(\psi_{CO_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.6\psi_{He}) \cdot p \cdot \sqrt{300/T}$ МГц, где ψ - относительные парциальные давления газов, p – полное давление в торрах, T – температура смеси. Доплеровское уширение характеризуется гауссовой формой линии, а столкновительное – лоренцевой. В нашем случае степени влияния обоих механизмов сравнимы по величине, форма линии определяется свёрткой гауссовой и лоренцевой функций, при этом ширина линии на полувысоте находится в пределах 50–100 МГц.

Геометрия лазерного резонатора (для GEM Select 50) такова, что генерация происходит на нулевой поперечной моде TEM_{00} (поперечное распределение интенсивности в пучке можно посмотреть на Рис. 2.9). Для селекции одного колебательно-вращательного перехода в резонатор CO_2 лазера обычно устанавливают дифракционную решетку, в лазере GEM Select 50 (в нашей конфигурации) генерация происходит на переходе 10P20 с длиной волны λ=10.5910352 мкм [28]. Длины волн для различных переходов в

молекуле CO_2 лазера приведены в работе [29]. Они вполне согласуются с приведенными там же теоретическими расчётами.

Оптическая ось резонатора лазера имеет Z-образную форму с длиной плеча около 60 см, таким образом оптическая длина резонатора L=180 см и расстояние между продольными модами составляет $\Delta\nu = c/2L \simeq 85$ МГц. При изменении температуры резонатора изменяется его длина, и сетка частот продольных мод смещается относительно максимума контура усиления активной среды (см. Рис 2.4). Величина этого смещения оценивается произ-

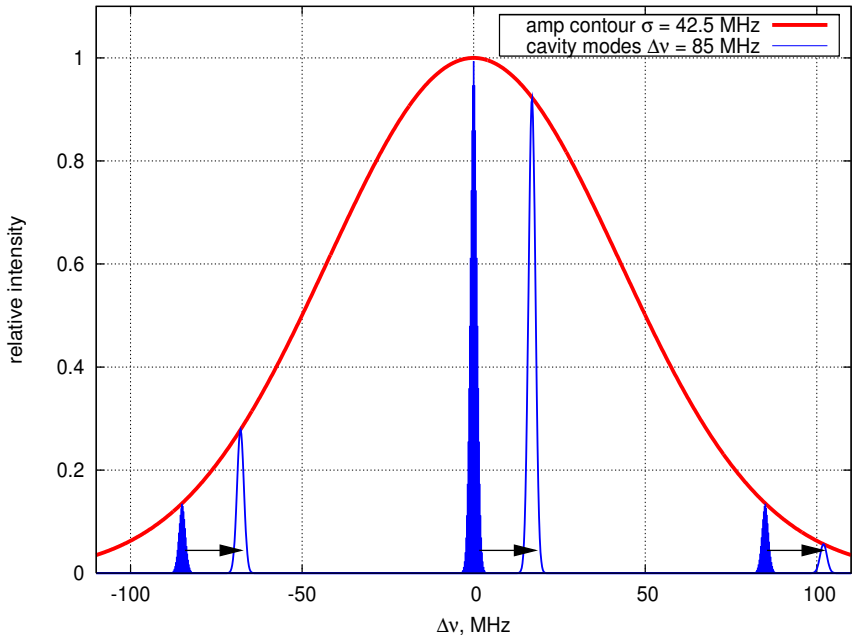


Рис. 2.4. Иллюстрация для пояснения процесса формирования структуры продольных мод в резонаторе лазера.

водителем на уровне 600 МГц/градус, и, следовательно, средняя мощность излучения и его спектр будут изменяться в зависимости от температуры охлаждающей резонатор жидкости. Производителем лазера декларируется стабильность выходной мощности на уровне 3% (что может быть легко проверено) и этих данных достаточно для того, чтобы произвести оценку ширины линии перехода и стабильности средней энергии фотона в лазерном

луче. Заметим, что именно эта характеристика (энергия фотонов, усредненная по продольным модам резонатора) определяет в нашем случае точность, с которой мы можем считать ω_0 константой.

Для оценки стабильности средней энергии фотонов, излучаемых лазером, была проведена следующая процедура: для заданного длиной резонатора расстояния между продольными модами $\Delta\nu = c/2L \simeq 85$ МГц производилось численное сканирование модовой структуры относительно контура усиления лазерного перехода.

Форма контура усиления моделировалась гауссианом, вычислялась полная мощность излучения и средняя энергия фотонов. Ширина контура усиления подбиралась таким образом, чтобы колебания выходной мощности не превосходили 3%. Результаты расчётов показаны на Рис. 2.5. При заданных параметрах ширина линии на полувысоте получилась равной $\Delta\nu \simeq 100$ МГц, а среднюю энергию фотонов можно считать константой с необходимой нам точностью.

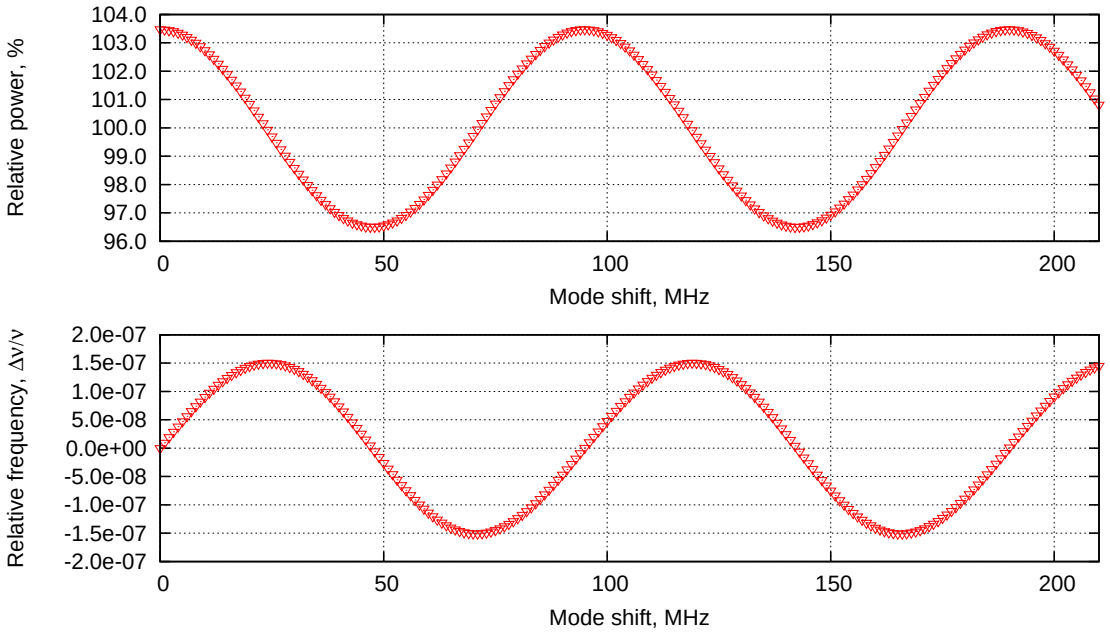


Рис. 2.5. На верхнем графике – выходная мощность излучения, на нижнем – отличие средней энергии фотона от центра контура усиления в зависимости от смещения моды.

Для экспериментальной проверки справедливости такой модели было проведено одновременное измерение генерируемой лазерной мощности и медленно меняющейся температуры резонатора. Идея этих измерений состояла в том, что длина резонатора меняется за счёт термического расширения материалов его конструкции. Мощность излучения измерялась болометрическим измерителем мощности (Coherent 201), датчик температуры был установлен в контур жидкостного охлаждения резонатора. Измеренная зависимость мощности излучения от температуры резонатора представлена на Рисунке 2.6. Видно, что характер колебаний качественно отличается от описанной выше модели. Это отличие объясняется тем, что в нашей простейшей модели не учтены пороговые эффекты при возникновении лазерной генерации, т.к. в реальности генерируются только те продольные моды, для которых коэффициент усиления за один проход резонатора превышает сумму радиационных и не-радиационных потерь излучения. После введения в модель параметра, характеризующего добротность резонатора, предсказанное ею поведение хорошо совпадает с экспериментально измеренным (Рис. 2.6).

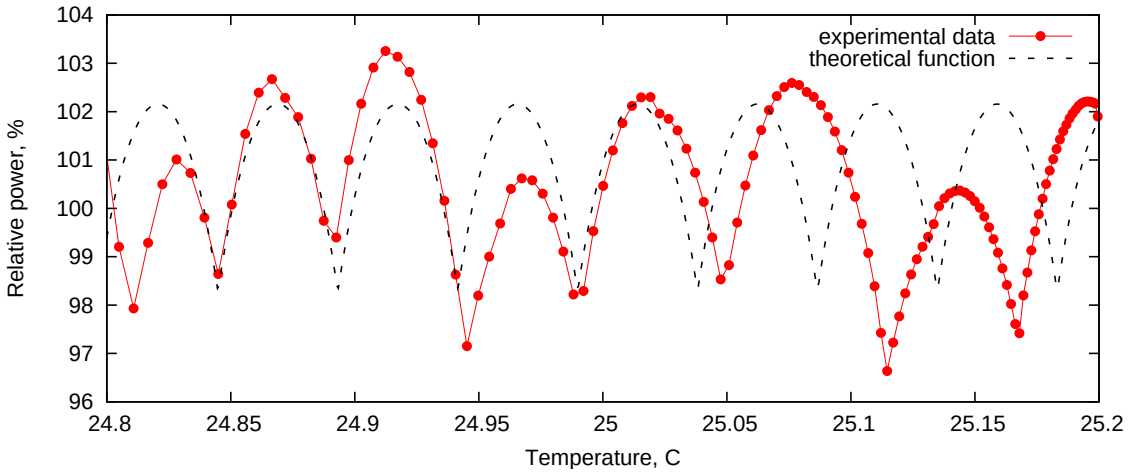


Рис. 2.6. Зависимость средней мощности лазерного излучения от температуры резонатора (для GEM Select 50).

На Рис. 2.7 представлен расчёт изменения средней частоты излучения лазера, соответствующий параметрам теоретического расчёта на Рис. 2.6.

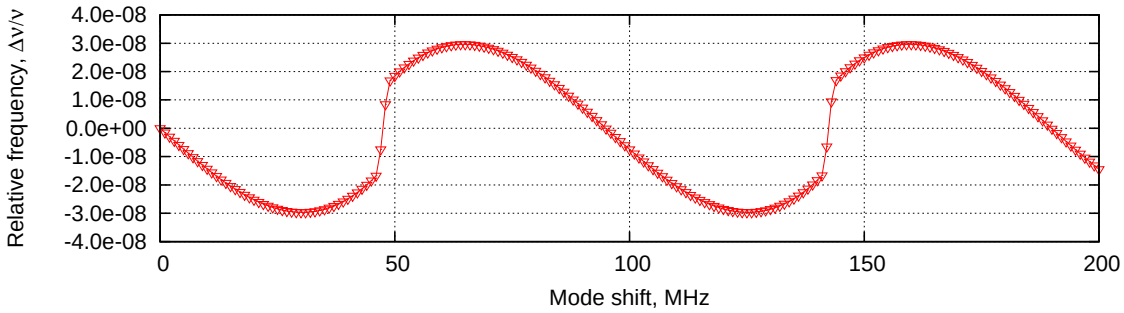


Рис. 2.7. Колебания средней частоты генерации в спектре излучения лазера.

На основе этих измерений и моделирования можно сделать вывод о том, что средняя энергия фотона в спектре лазерной генерации известна и стабильна с точностью $\lesssim 10^{-7}$.

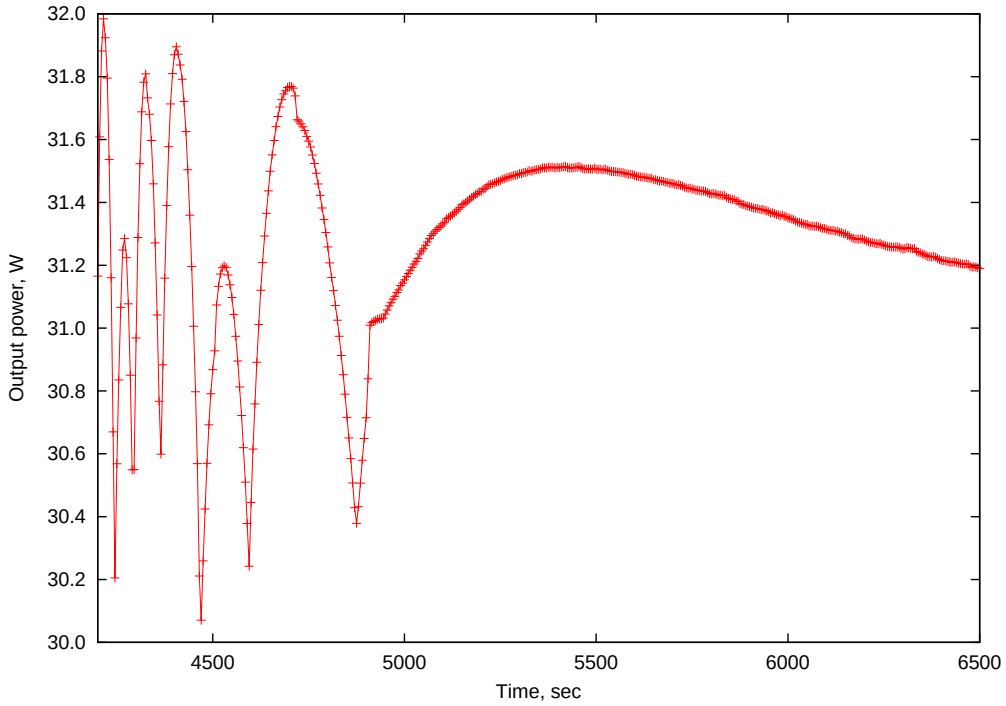


Рис. 2.8. Генератор пилообразного сигнала включен в момент времени $t \simeq 5000$ с.

Одно из зеркал в Z-образном резонаторе лазера GEM Select 50 размещено на пьезо-керамической подложке, которая позволяет изменять длину

резонатора на величину межмодового расстояния при подаче на вход управления постоянного напряжения ±10 В. Для дополнительного уменьшения медленных пульсаций выходной мощности лазерного излучения, на вход управления длиной резонатора подавалось пилообразное напряжение амплитудой ±10 В и частотой 10 Гц.

§2.2. Распространение лазерного излучения

Распространение лазерного света можно рассмотреть в рамках оптики гауссовых пучков. Известно, что фундаментальные поперечные моды оптического резонатора (TEM_{00}) являются гауссовыми, если резонатор стабилен, оптические материалы в нём однородны а оптические поверхности имеют плоскую либо параболическую форму. По-определению, поперечное сечение интенсивности гауссового пучка мощностью P может быть описано функцией [30]:

$$I(r,s) = \frac{P}{\pi w(s)^2/2} \exp\left\{-2\frac{r^2}{w(s)^2}\right\}, \tag{2.1}$$

где радиусом пучка $w(s)$ считается расстояние от его оси на котором интенсивность падает в e^2 раз.

В свободном пространстве радиус пучка изменяется вдоль направления распространения как:

$$w(s) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2}\right)^2}, \tag{2.2}$$

где $w_0 = w(s=0)$ – радиус пучка в точке перетяжки. Радиус кривизны R волнового фронта меняется как

$$R(s) = s \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda s}\right)^2\right]. \tag{2.3}$$

Состояние Гауссового пучка в данной точке s может быть определено с помощью комплексного параметра q:

$$\frac{1}{q(s)} = \frac{1}{R(s)} + \frac{i\lambda}{\pi w(s)^2} \, . \tag{2.4}$$

Прохождение Гауссового пучка через оптические элементы описывается преобразованием q с помощью $ABCD$ матрицы оптической системы.

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \, . \tag{2.5}$$

Параметр качества пучка (M^2)

Как правило, паспортными параметрами лазера являются:

- S_0 – размер луча на выходном окне лазера (диаметр по уровню интенсивности $1/e^2$),
- D_0 – угловая расходимость излучения (диаметр по уровню интенсивности $1/e^2$) в удалённом поле,
- M^2 – параметр качества пучка.

На Рис. 2.9 показан профиль интенсивности излучения лазера GEM Select 50, паспортный параметр качества пучка $M^2 < 1.1$.

Расхождение гауссового луча в удалённом поле – первая производная выражения (2.2) по s при $s \to \infty$:

$$\theta_0 \equiv \frac{1}{2} D_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0} \, , \tag{2.6}$$

тогда размер w_0 перетяжки внутри резонатора лазера:

$$w_0 = \frac{2\lambda}{\pi D_0} \, . \tag{2.7}$$

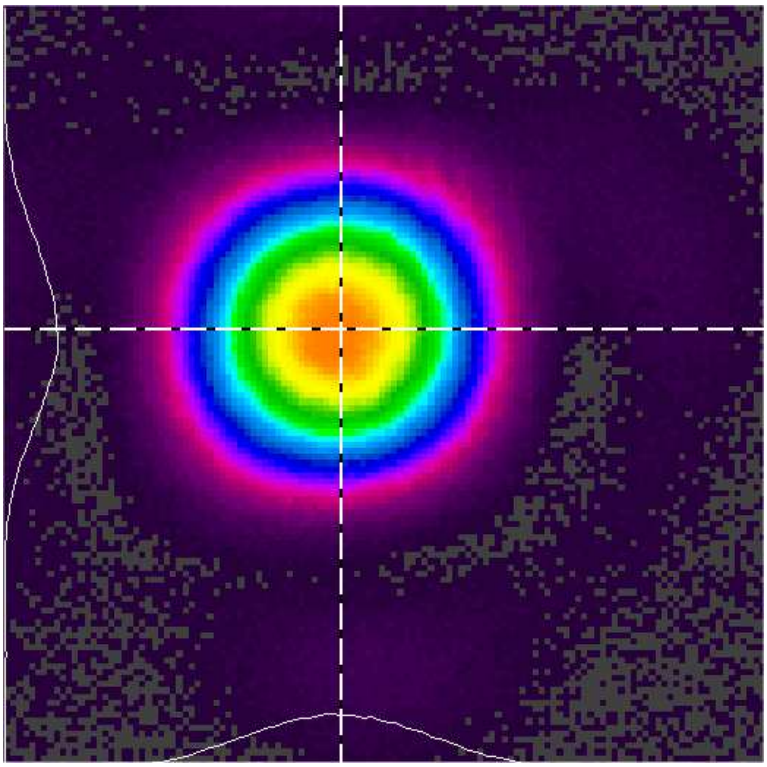


Рис. 2.9. Профиля интенсивности излучения лазера GEM Select 50, выполненное с помощь прибора Spiricon PyroCam III на расстоянии 60 см от выходного окна. (Dyneos RMA 236544 Test Report).

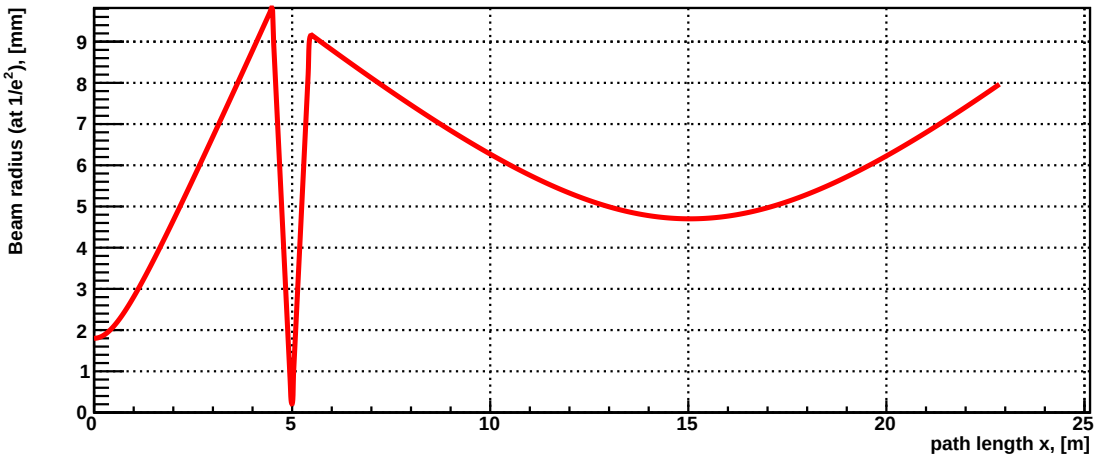
Применяя выражение (2.2) можно вычислить расстояние s_0 между выходом луча и положением перетяжки внутри резонатора:

$$s_0 = \frac{1}{D_0^2}\sqrt{S_0^2 D_0^2 - (4\lambda/\pi)^2}\,, \quad \left(\frac{1}{2}S_0 = w_0\sqrt{1+\left(\frac{\lambda s_0}{\pi w_0^2}\right)^2}\right). \qquad (2.8)$$

Теперь, когда определены значения s_0, w_0 и λ, можно задать начальное значение комплексного параметра q и «провести» его через оптическую систему.

Параметр M^2 является распространённой мерой качества лазерного луча. В соответствии с ISO Standard 11146 [31], он определяется как отношение фазового объёма пучка, $w_0 \cdot \theta_0$, к минимально возможному фазовому объёму, определяемому дифракционным пределом: $M^2 = \dfrac{\pi w_0 \theta_0}{\lambda}$. Параметр M^2 позволяет расширить область применения простого математического аппарата гауссовой оптики для неидеальных пучков, путём простой замены

$\lambda \rightarrow M^2\lambda$ в выражениях (2.2–2.4). Пример расчёта прохождения лазерного пучка через фокусирующую систему из двух линз представлен на Рис. 2.10.



LASER:	**λ = 10.591 μm (M^2 = 1.15)**
	beam size ($\varnothing$ at 1/e^2) = 3.6 mm
	beam divergence ($\varnothing$ at 1/e^2) = 4.3 mrad
LENSES:	**L1: f = 450 mm at x = 4.490 m**
	L2: f = 450 mm at x = 5.454 m
FOCUS:	**Waist size σ = R/2 = 2.350 mm**
	Waist position x = 15.0 m

Рис. 2.10. Расчёт прохождения лазерного луча через фокусирующую систему из двух линз. Параметры расчёта показаны на рисунке. В такой схеме фокусировки положением перетяжки пучка легко управлять с помощью небольшого изменения расстояния между линзами.

Плотность фотонного пучка

Поперечная плотность фотонов в лазерном луче записывается следующим образом:

$$\rho_{ph}(x,y,s) = \frac{n_{ph}}{2\pi\sigma(s)^2}\exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma(s)^2}-\frac{y^2}{2\sigma(s)^2}\right\}, \tag{2.9}$$

где $\boxed{\sigma(s) \equiv \frac{1}{2}w(s)}$, n_{ph} – продольная плотность фотонов. Для лазера, работающего в непрерывном режиме:

$$n_{ph} = \frac{dN_{ph}}{ds} = \frac{P}{\omega_0 ce} \equiv \frac{P\lambda}{hc^2}, \tag{2.10}$$

где P – мощность лазера, ω_0 – энергия лазерного фотона, λ – длина волны излучения лазера.

§2.3. Интенсивность рассеяния (светимость)

Фотон-электронная светимость $L_{e\gamma}$ определяет число рассеянных фотонов на электронном пучке:

$$N_\gamma = L_{e\gamma}\cdot\sigma_c(\omega_0,\varepsilon), \tag{2.11}$$

где $\sigma_c(\omega_0,\varepsilon)$ – полное сечение комптоновского рассеяния. Светимость $L_{e\gamma}$ зависит от интенсивностей электронного и лазерного пучков и их эффективного сечения. Для вычисления $L_{e\gamma}$ необходимо знать следующие параметры пучка электронов:

- N_e – число частиц в пучке
- $\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x\beta_x(s)}$ – горизонтальный бетатронный размер;
- $\sigma_z(s) = \sqrt{\epsilon_z\beta_z(s)}$ – вертикальный бетатронный размер;

- σ_e – продольный размер пучка;
- σ_ε – разброс энергии в пучке;
- $\varepsilon, \varepsilon_0$ – энергия и средняя энергия частиц;
- $(\varepsilon - \varepsilon_0)/\varepsilon_0 \cdot \psi(s)$ – сдвиг по x за счёт дисперсионной функции ψ.

Распределение пучка электронов записывается как

$$\rho_e(x, z, \varepsilon, s) = \frac{N_e}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_z\sigma_\varepsilon} \times$$
$$\exp\left\{ -\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{2\sigma_\varepsilon^2} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2} - \frac{\left(x - x_0 - \psi\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)^2}{2\sigma_x^2} \right\}. \qquad (2.12)$$

Здесь x_0 и z_0 зависят от s и показывают возможный сдвиг между осями пучков электронов и фотонов. Сдвиг может появиться за счёт неточной выставки пучков или ненулевого угла столкновения.

2.3.1. Непрерывный лазер

В выражении (2.12) мы намеренно опустили множитель описывающий продольное распределение плотности электронного пучка. При рассмотрении взаимодействия электронного пучка с излучением непрерывного лазера, можно считать что продольное распределение плотности электронов эквивалентно δ-функции. В наших рассуждениях мы полагаем, что движущиеся практически навстречу друг другу пучки фотонов и электронов могут взаимодействовать на некотором геометрически ограниченном отрезке вдоль оси s. Пусть $\mathcal{L}$ – длина этого отрезка. Наблюдая за ситуацией из лабораторной системы отсчёта становится очевидно, что количество фотонов, мимо которых пролетает электронный пучок, равно $2\mathcal{L} \times n_{ph}$. Другими словами, плотность фотонной мишени в системе отсчёта электронного пучка, в два раза выше, чем для наблюдателя в лабораторной системе.

В общем случае, для расчёта светимости на одно столкновение L_{sc} нужно посчитать интеграл

$$L_{sc} = \int S\ dt\ dx\ dy\ dz\ ;\ \text{где}\ \ S = \rho_e \rho_\gamma \sqrt{(\vec{v_e} - \vec{v_\gamma})^2 - \frac{(\vec{v_e} \times \vec{v_\gamma})^2}{c^2}} \qquad (2.13)$$

Для ультрарелятивистского случая, ($|\vec{v_e}| = |\vec{v_\gamma}| = c$), если угол между импульсами частиц равен α, корень в (2.13) даёт множитель к светимости $(1 - \cos\alpha)$, который называется Мёллеровским множителем [32, 33].

Для встречных пучков светимость есть:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds d\varepsilon} = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} 2 \cdot \rho_{ph}(x, z, s) \rho_e(x, z, s) dx dz \qquad (2.14)$$

После интегрирования получим:

$$\begin{aligned} \frac{dL_{e\gamma}}{ds d\varepsilon} = & \frac{2 n_{ph} N_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_\varepsilon \sqrt{\left(\sigma^2 + \sigma_x^2\right)\left(\sigma^2 + \sigma_z^2\right)}} \times \\ & \times \exp\left\{ - \frac{z_0^2}{2(\sigma^2 + \sigma_z^2)} \right\} \times \\ & \times \exp\left\{ - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{2\sigma_\varepsilon^2} - \frac{(x_0 + \psi \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0})^2}{2(\sigma^2 + \sigma_x^2)} \right\}. \end{aligned} \qquad (2.15)$$

Если $x_0 \neq 0$ и $\psi \neq 0$, то средняя энергия $\overline{\varepsilon_L}$ электронов, взаимодействующих с фотонами, отличается от средней энергии всего пучка электронов:

$$\Delta\varepsilon = (\overline{\varepsilon_L} - \varepsilon_0) = - \frac{x_0\, \sigma_\psi\, \sigma_\varepsilon}{\sigma^2 + \sigma_x^2 + \sigma_\psi^2}\ , \qquad (2.16)$$

где $\sigma_\psi = \psi \cdot (\sigma_\varepsilon / \varepsilon_0)$ – вклад синхротронных колебаний в поперечный горизонтальный размера пучка. Энергетический разброс взаимодействующих электронов отличается от энергетического разброса пучка, когда $\psi \neq 0$:

$$\sigma'_\varepsilon = \sigma_\varepsilon \sqrt{\frac{1}{1 + \dfrac{\sigma_\psi^2}{\sigma^2 + \sigma_x^2}}}. \qquad (2.17)$$

После интегрирования по ε получаем:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{n_{ph}N_e}{\pi\sqrt{\left(\sigma^2+\sigma_x^2+\sigma_\psi^2\right)\left(\sigma^2+\sigma_z^2\right)}}\times$$
$$\times\exp\left\{-\frac{z_0^2}{2(\sigma^2+\sigma_z^2)}\right\}\times\exp\left\{-\frac{x_0^2}{2(\sigma^2+\sigma_x^2+\sigma_\psi^2)}\right\}\quad . \qquad (2.18)$$

Интегрирование выражения (2.18) по s (пределы интегрирования ограничиваются $\mathcal{L}$) может быть выполнено численно.

2.3.2. Импульсный лазер

В лазерной технике существуют различные способы генерации излучения в импульсном режиме, с длиной импульсов от сотен наносекунд до аттосекунд. Работа в импульсном режиме позволяет на порядки увеличить мгновенную мощность излучения. Очевидно, что концентрация мощности в коротких импульсах может увеличить светимость электрон-фотонного взаимодействия. Однако на основе сделанных выше заключений мы знаем, что существует некоторая характерная длина в распределении электрон-фотонной светимости по продольной координате $dL_{e\gamma}/ds(s)$, определяемая только геометрической конфигурацией области взаимодействия. Таким образом, нет особого смысла использовать лазерные импульсы короче этой длины. Легко показать, что на расстоянии $Z_R = \pi w_0^2/\lambda$ от точки фокусировки вдоль оси лазерного пучка, плотность мощности излучения падает в два раза по сравнению с точкой фокусировки. Длина Z_R называется Рэлеевской длиной – этот параметр характеризует продольный размер перетяжки. Если оптическая система позволяет получить перетяжку с поперечным размером w_0, то разумной длительностью лазерного импульса будет $\tau = Z_R/c$. Дальнейшее укорочение длительности импульса не будет давать существенного роста светимости.

Итак, в лабораторной системе отсчёта мы имеем электронный и фотонный сгустки, двигающиеся навстречу друг другу вдоль оси s со скоростью света. Предполагая Гауссову форму распределения интенсивности сгустков по s, можем записать:

$$\varrho_e(s,t) = \frac{N_e}{\sqrt{2\pi}\sigma_e}\exp\Big\{-\frac{(s+ct)^2}{2\sigma_e^2}\Big\}\,; \tag{2.19}$$

$$\varrho_\gamma(s,t) = \frac{N_\gamma}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma}\exp\Big\{-\frac{(s-ct)^2}{2\sigma_\gamma^2}\Big\}\,; \tag{2.20}$$

где σ_e и σ_γ – длины электронного и фотонного сгустков соответственно. Плотность светимости запишется как:

$$\varrho_L(s) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\varrho_e(s,t)\varrho_\gamma(s,t)d(ct) = \frac{1}{2}\frac{N_eN_\gamma}{\sqrt{2\pi}\sigma_s}\exp\Big\{-\frac{s^2}{2\sigma_s^2}\Big\}\,; \tag{2.21}$$

где $\sigma_s = \dfrac{1}{2}\sqrt{\sigma_e^2+\sigma_\gamma^2}$. Интеграл выражения (2.21) по s равен $(1/2)N_eN_\gamma$, так как в нём мы не учли Мёллеровского множителя, который удвоит результат. Теперь, чтобы получить выражение для светимости в рассматриваемом случае, мы должны заменить произведение $n_{ph}N_e$ in (2.18) на $\varrho_L(s)$ из (2.21). Мёллеровский множитель уже учтён в (2.18), и для ситуации $(x_0=0;\,y_0=0)$ имеем:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{N_eN_\gamma}{(2\pi)^{3/2}\sigma_s}\cdot\frac{\exp(-s^2/2\sigma_s^2)}{\sqrt{\big(\sigma^2+\sigma_x^2+\sigma_\psi^2\big)\big(\sigma^2+\sigma_y^2\big)}}\,. \tag{2.22}$$

Для случая $x_0\neq 0;\,y_0\neq 0$ результат обобщается также, как это было сделано в (2.18). Для проверки выражения (2.22) в самом тривиальном случае, пусть $\sigma^2=\sigma_y^2=\sigma_x^2+\sigma_\psi^2$ и не зависит от s. Получаем:

$$L_{e\gamma} = \frac{N_eN_\gamma}{4\pi\sigma^2}\,, \tag{2.23}$$

т.е. базовое выражение для светимости встречных пуков с одинаковыми размерами. Число фотонов в одном лазерном импульсе N_γ, используемое в

(2.20–2.23), получается путём деления энергии лазерного импульса на энергию одного фотона ($\hbar\omega_0$).

§2.4. Энергетическое распределение фотонов на краю спектра

Рассмотрим вопрос о влиянии угловых распределений взаимодействующих частиц на форму края комптоновского спектра рассеянных фотонов.

2.4.1. Распределение частиц по углу встречи

Фотонный пучок

Перепишем (2.2) в виде:

$$\sigma_{\gamma x}(s) = \sigma_{\gamma y}(s) = \sigma_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon_\gamma s}{\sigma_0^2}\right)^2}\ , \tag{2.24}$$

где $\epsilon_\gamma = \lambda/4\pi$ – эмиттанс лазерного «гамма»-пучка. Введём β, α, γ функции:

$$\beta_\gamma(s) = \frac{\sigma_0^2}{\epsilon_\gamma} + \frac{\epsilon_\gamma s^2}{\sigma_0^2}\ , \qquad \alpha_\gamma(s) \equiv -\frac{1}{2}\frac{\partial\beta}{\partial s} = -\frac{\epsilon_\gamma s}{\sigma_0^2}\ , \qquad \gamma_\gamma \equiv \frac{1+\alpha_\gamma^2}{\beta_\gamma} = \frac{\epsilon_\gamma}{\sigma_0^2}\ . \tag{2.25}$$

Распределение фотонов на фазовых плоскостях (X, X') и (Y, Y') будет выглядеть одинаково, фазовый эллипс (X, X') показан на рисунке 2.11:

Распределение плотности фотонов в плоскости (X, X') описывается функцией:

$$\rho_\gamma(X, X', s) = \frac{1}{2\pi\sigma\sigma'} \exp\left(-\frac{X^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{X'^2}{2\sigma'^2} - \frac{XX'\alpha/\beta}{\sigma'^2}\right)\ , \tag{2.26}$$

$$\text{где} \quad \sigma = \sqrt{\epsilon_\gamma/\gamma_\gamma} = \sigma_0\ , \qquad \sigma' = \sqrt{\epsilon_\gamma/\beta_\gamma} = \frac{\sigma_0\epsilon_\gamma}{\sqrt{\sigma_0^4 + \epsilon_\gamma^2 s^2}}\ .$$

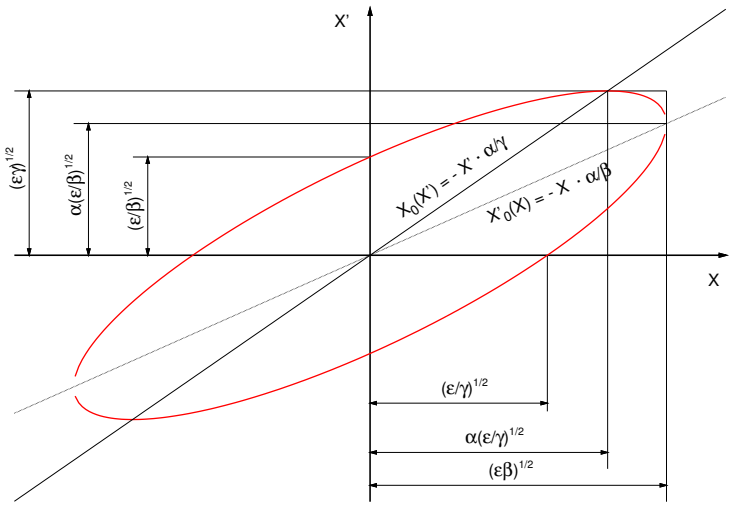


Рис. 2.11. Фазовый эллипс для гауссова лазерного пучка

Поскольку $\alpha/\beta = -s(\sigma'/\sigma_0)^2$, (2.26) можно записать так:

$$\rho_\gamma(X, X', s) = \frac{1}{2\pi\sigma\sigma'} \exp\left(-\frac{X^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp\left(-\frac{X'^2}{2\sigma'^2} + s\frac{XX'}{\sigma_0^2}\right) . \qquad (2.27)$$

Электронный пучок

Инвариант Куранта-Снайдера:

$$\gamma(s)X^2 + 2\alpha(s)XX' + \beta(s)X'^2 = \epsilon \, , \qquad (2.28)$$

где $\alpha \equiv -\beta'(s)/2$, а $\gamma \equiv (1+\alpha^2)/\beta$. На фазовой плоскости это выглядит так же, как и на Рис. 2.11, только центр эллипса может быть произвольно смещён по обоим координатам. Распределение плотности электронов в «своей» плоскости (X, X') описывается функцией:

$$\rho_e(X, X', s) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma'_x} \exp\left(-\frac{X^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{X'^2}{2\sigma'^2_x} - \frac{XX'\alpha/\beta}{\sigma'^2_x}\right) , \qquad (2.29)$$

$$\text{где} \quad \sigma_x = \sqrt{\epsilon/\gamma} \, , \qquad \sigma'_x = \sqrt{\epsilon/\beta} \, ,$$

Пусть $x_0(s)$ – расстояние между осями электронного и лазерного пучков, а $x'_0(s)$ – угол между ними. Сделаем в (2.29) замену переменных $X \to$

$(X - x_0),\ X' \to (X' - x'_0)$:

$$\rho_e(X, X', s) = \tag{2.30}$$
$$= K_0 \exp\left[-\frac{X^2}{2\sigma_x^2} - X\left(\frac{\frac{\alpha}{\beta}x'_0}{\sigma_x'^2} - \frac{x_0}{\sigma_x^2}\right)\right] \exp\left[-\frac{X'^2}{2\sigma_x'^2} - X'\frac{(X-x_0)\frac{\alpha}{\beta} - x'_0}{\sigma_x'^2}\right],$$

где

$$K_0 = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma'_x} \exp\left[-\frac{x_0^2}{2\sigma_x^2} - \frac{x_0'^2}{2\sigma_x'^2} - \frac{x_0 x'_0 \frac{\alpha}{\beta}}{\sigma_x'^2}\right].$$

Совместное распределение

Функция распределения частиц (фотонов и электронов) по углу встречи $\Delta = X'_e - X'_\gamma$ для произвольного X и s:

$$\rho_{e\gamma}(X, s, \Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(X, X', s) \cdot \rho_\gamma(X, X' + \Delta, s) dX' \tag{2.31}$$

Для подготовки к интегрированию перепишем (2.27), добавив Δ и поменяв знак s (считая, что пучки распространяются навстречу друг другу), в виде:

$$\rho_\gamma(X, X', s) = \tag{2.32}$$
$$K_1 \exp\big[-AX^2 - CX\Delta\big] \exp\big[-BX'^2 - X'(CX + 2B\Delta)\big],$$

где

$$A = \frac{1}{2\sigma_0^2}, \quad B = \frac{1}{2\sigma'^2}, \quad C = \frac{s}{\sigma_0^2}, \quad K_1 = \frac{1}{2\pi\sigma_0\sigma'} \exp\Big(-\frac{\Delta^2}{2\sigma'^2}\Big).$$

Сделаем аналогичное преобразование для электронов (из (2.31)):

$$\rho_e(X, X', s) = K_0 \exp\Big[-DX^2 - EX'^2 - FXX' + GX + HX'\Big], \tag{2.33}$$

где

$$D = \frac{1}{2\sigma_x^2},\ E = \frac{1}{2\sigma_x'^2},\ F = \frac{\alpha/\beta}{\sigma_x'^2},\ G = \frac{\alpha/\beta x'_0}{\sigma_x'^2} + \frac{x_0}{\sigma_x^2},\ H = \frac{x'_0}{\sigma_x'^2} + \frac{\alpha/\beta x_0}{\sigma_x'^2}.$$

Разделим члены, содержащие и не содержащие X':

$$\rho_e(X, X', s) = K_0 \exp\Big[-DX^2 + GX\Big] \exp\Big[EX'^2 - X'(FX - H)\Big] \,. \quad (2.34)$$

Возьмём интеграл

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp\Big[-BX'^2 - X'(CX + 2B\Delta)\Big] \exp\Big[-EX'^2 - X'(FX - H)\Big] dX' =$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{B+E}} \exp\Big[\frac{(2B\Delta - H)^2}{4(B+E)} + X^2 \frac{(C+F)^2}{4(B+E)} + X\frac{(C+F)(2B\Delta - H)}{2(B+E)}\Big] =$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{B+E}} \exp\Big[\frac{(2B\Delta - H)^2}{4(B+E)}\Big] \exp\Big[IX^2 + JX\Big] \,, \quad (2.35)$$

$$\text{где} \quad I = \frac{(C+F)^2}{4(B+E)} \,, \qquad J = \frac{(C+F)(2B\Delta - H)}{2(B+E)} \,.$$

Теперь проинтегрируем (2.31) по X. Для этого вычислим:

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp\Big[-(A + D - I)X^2 - (C\Delta - G - J)X\Big] dX =$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{A + D - I}} \exp\Big[\frac{(C\Delta - G - J)^2}{4(A + D - I)}\Big] \,. \quad (2.36)$$

Соберём всё вместе:

$$\rho_{e\gamma}(s, \Delta) = \quad (2.37)$$

$$= \frac{\pi K_0 K_1}{\sqrt{(B+E)(A+D-I)}} \exp\Big[\frac{(2B\Delta - H)^2}{4(B+E)}\Big] \exp\Big[\frac{(C\Delta - G - J)^2}{4(A+D-I)}\Big]$$

Распределение с учётом второй координаты

Из распределения (2.37) можно получить распределение по полному углу взаимодействия $\Delta = \sqrt{\Delta_X^2 + \Delta_Y^2}$, учитывая как вертикальную так и горизонтальную координаты. Для этого понадобится вычислить интеграл:

$$\rho_{e\gamma}(s, \Delta) = \int\limits_0^{2\pi} \rho_x(s, \Delta\cos\varphi)\rho_y(s, \Delta\sin\varphi) d\varphi \,, \quad (2.38)$$

что затруднительно сделать аналитически. Поэтому, для проведения качественного анализа, будем использовать выражение (2.37), считая, что в вертикальном направлении Y электроны и фотоны строго антиколлинеарны.

Если умножить $\rho_{e\gamma}(s,\Delta)$ из (2.37) на $K_2(s) = \sqrt{2/\pi(\sigma_{\gamma y}(s)^2 + \sigma_y(s)^2)}$, а затем проинтегрировать по Δ, мы получаем распределение светимости по s. Результат эквивалентен выражению (2.18).

2.4.2. Край комптоновского спектра

Максимальная энергия рассеянного фотона ω_{max}, связана с энергией электрона ε соотношением (1.8):

$$\omega_{max} = \varepsilon\frac{\lambda}{1+\lambda}\ ,\ \text{где}\ \lambda = \frac{4\omega_0\varepsilon}{m^2}\sin^2(\alpha/2) = \lambda_0\sin^2(\alpha/2)\ , \tag{2.39}$$

где ω_0 – энергия лазерного фотона, α – угол между импульсами фотона и электрона до рассеяния. Если $\alpha = \pi$, то ω_{max} принимает максимально возможное значение ω_{MAX}. Введём безразмерный параметр:

$$\delta \equiv \frac{\omega_{MAX} - \omega_{max}}{\omega_{MAX}} = 1 - \frac{\lambda(1+\lambda_0)}{\lambda_0(1+\lambda)} \simeq \cos^2(\alpha/2)\ . \tag{2.40}$$

Учитывая, что угол Δ в (2.37) связан с углом α как $\Delta = \pi - \alpha$ получим:

$$\delta = \sin^2(\Delta/2)\ ,\quad \Delta = \pm 2\mathrm{asin}\sqrt{\delta}\ ,\quad \Delta' \simeq 1/\sqrt{\delta}\ . \tag{2.41}$$

Распределение рассеянных фотонов с энергией ω_{max} по δ выглядит так:

$$P_{e\gamma}(\delta, s) = \Big(\rho_{e\gamma}(2\mathrm{asin}\sqrt{\delta}, s) + \rho_{e\gamma}(-2\mathrm{asin}\sqrt{\delta}, s)\Big)/\sqrt{\delta}\ , \tag{2.42}$$

где $\rho_{e\gamma}$ – функция распределения частиц по углу взаимодействия в общем случае (выражение (2.38)). Последнее выражение имеет интегрируемую особенность при $\delta = 0$, т.к. производная $\Delta' \xrightarrow{\delta\to 0} \infty$. Это означает, что распределение эквивалентно δ-функции, у которой при увеличении разброса углов взаимодействия «отрастает хвост».

Влияние распределения частиц по углу взаимодействия на измерение величины ω_{max} можно рассмотреть в такой логике:

- Пусть в нулевом приближении электроны и фотоны монохроматичны и угол встречи $\alpha = \pi$. Тогда энергетический спектр фотонов, рассеявшихся строго назад, представляет из себя δ-функцию от ω_{MAX}.

- При введении в задачу распределения частиц по углам взаимодействия амплитуда δ-функции уменьшается за счёт появления рассеянных фотонов с меньшими энергиями. В итоге смещается вниз средняя энергия рассеянного фотона $\overline{\omega_{max}} = 1 - \overline{\delta}$.

- Необходимо учесть энергетический разброс электронов, который описывается распределением Гаусса со среднеквадратичным разбросом $\sigma_\varepsilon/\varepsilon \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Спектр рассеянных фотонов уширится на величину $\sigma_{\omega_{max}}/\omega_{max} \simeq 2\sigma_\varepsilon/\varepsilon \sim 10^{-3}$, т.к. $\omega_{max} \sim \varepsilon^2$.

- Итоговое распределение определится свёрткой вкладов от энергетического разброса электронов и разброса по углу взаимодействия частиц. В случае, когда $\sigma_{\omega_{max}}/\omega_{max} \gg \overline{\delta}$, форма получившегося распределения будет слабо отличаться от гауссовой, а его среднее значение будет смещено на величину $\overline{\delta}$.

Приведённые в этом параграфе вычисления будут применены далее в 5.3.4 для рассмотрения вопроса о взаимодействии лазерного излучения с электронным пучком внутри поворотного магнита.

Глава 3

Полупроводниковый HPGe детектор

В Главе 1 было показано, что кинематические свойства обратного комптоновского рассеяния фотона на электроне определяют однозначную связь между энергиями начальных фотона и электрона, и максимальной (минимальной) энергией рассеянного фотона (электрона). В Главе 2 было показано, что свойства спектра лазерного излучения таковы, что среднюю энергию фотона можно считать константой, известной (или измеряемой) с относительной точностью не хуже 10^{-6}. Поскольку данная работа в целом посвящена проведению «прецизионных» экспериментов, в этой главе будет рассмотрен вопрос о «подходящем» оборудовании для регистрации энергетического спектра рассеянных фотонов. При этом предметом рассмотрения будет являться возможность измерения максимальной энергии рассеянных фотонов (на краю комптоновского спектра) в абсолютных единицах с относительной погрешностью 10^{-4} и лучше. Вообще говоря, для достижения такой точности необходимыми свойствами детектора для регистрации спектра рассеянных фотонов являются:

- высокое энергетическое разрешение детектора – $\sigma_E/E \lesssim 10^{-3}$,
- принципиальная возможность проведения абсолютной калибровки энергетической шкалы детектора с точностью $\Delta E/E \lesssim 10^{-4}$.

Из существующих в настоящее время детекторов этим требованиям лучше всего удовлетворяют HPGe детекторы (HPGe – High Purity Germanium, детекторы из сверх-чистого германия), о которых и пойдёт речь в этой главе.

§3.1. Обзор

Полупроводниковые детекторы исторически обязаны своим появлением твердотельным ионизационным камерам на основе кристаллов алмаза. Для детектирования и, возможно, спектроскопии ионизирующего излучения твердотельным детектором, необходимо использовать материалы с минимальной собственной проводимостью, позволяющие получить высокие напряжённости электрического поля в теле детектора при минимальных токах утечки, что должно обеспечить высокую эффективность сбора заряда, появляющегося в веществе за счёт ионизации. Однако, использование алмазных резистивных детекторов существенно ограничено их высокой стоимостью и трудностями получения достаточно высоких коэффициентов сбора заряда, обусловленных наличием поглощающих центров (ловушек) в запрещённой зоне. После успешного и бурного развития технологии выращивания монокристаллов кремния (Si) и германия (Ge), использующихся при производстве компонентов полупроводниковой электроники, концепция резистивных детекторов себя исчерпала, и на смену им пришли полупроводниковые детекторы ионизирующего излучения. Полупроводниковый детектор ионизирующего излучения по-существу является p-i-n диодом, работающим в режиме обратного смещения.

До появления современных технологий получения кристаллов сверхчистого германия, посторонние примеси в детекторах образовывали большое количество ловушек, захватывающих носители заряда – электроны и дырки в полупроводнике. Как следствие, эффективность сбора заряда уменьшалась, что не позволяло полностью реализовать спектрометрический потенциал прибора. Для уменьшения влияния таких ловушек в тело кристалла германия имплантировались ионы лития, формируя дополнительные p-n пе-

реходы, которые позволяли собрать выделившийся при ионизации заряд. Основной проблемой Ge(Li) детекторов была необходимость постоянного их пребывания при температуре жидкого азота. При нагреве до комнатной температуры литий диффундировал внутрь кристалла, и весь объём детектора становился проводящим.

В настоящее время HPGe детекторы выпускаются серийно в виде готового к применению экспериментального оборудования, имея большое разнообразие стандартных и специальных конфигураций. Два крупнейших производителя таких детекторов – компании AMETEK (торговая марка EG&G ORTEC [34]) и CANBERRA [35], производят как различные детекторы, так и широкий спектр электроники и сопутствующего оборудования. Обзор HPGe детекторов, приведённый ниже в данной главе, составлен, в том числе, на основе информации, представленной в интернет-ресурсах указанных выше компаний. Самый распространённый в ядерной спектрометрии тип HPGe детекторов – коаксиальные детекторы $p-$ типа. Такой детектор представляет из себя цилиндр с колодцем на оси, как это показано на Рис. 3.1.

3.1.1. Производство

Исходным материалом для изготовления детектора является поликристаллический германий такого же качества (чистоты), как и для производства полупроводниковых приборов современной электроники. Материал очищается от примесей в специальной кварцевой трубе с пиролитическим графитовым покрытием. Принцип зонной очистки основан на свойстве примесей оставаться в жидкой фазе в процессе замерзания расплавленного материала. Высокочастотные нагревающие катушки расплавляют малую часть германиевой болванки, помещённой в кварцевую печь. Эти катушки медленно перемещаются вдоль болванки, заставляя перемещаться расположенную

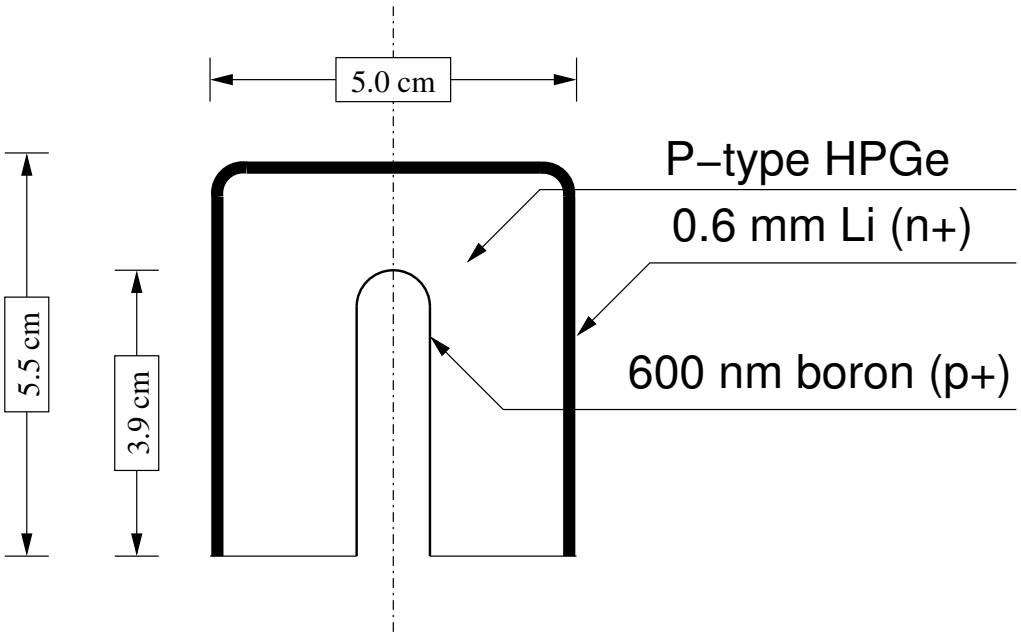


Рис. 3.1. Типичная геометрия коаксиального HPGe детектора p-типа (ORTEC GEM25-P4). Диаметр колодца – 9 мм.

под ними жидкую фазу германия [36]. В результате, материал постоянно расплавляется при прохождении нагревательного элемента вдоль болванки и замерзает обратно после прохождения. Примеси в основном концентрируются в жидкой фазе и стягиваются катушками к одному из концов заготовки. Процесс повторяется многократно, и в результате один конец заготовки становится гораздо более «чистым», чем исходный материал: количество примесей уменьшается примерно на два порядка. На Рис. 3.2 показан процесс очистки в индукционной печи, а на Рис. 3.3 – заготовка после зонной очистки. Заострённый конец заготовки имеет повышенное содержание примесей. Концентрация и тип примесей в основной части заготовки измеряется с помощью датчиков Холла, затем заготовка нарезается на части, пригодные для помещения в прибор для выращивания кристаллов. В дальнейшем, полученная заготовка используется для выращивания большого кристалла методом Чохральского, который схематически представлен на Рис. 3.4. Аккуратно обрезанный затравочный кристалл погружается в расплав германия

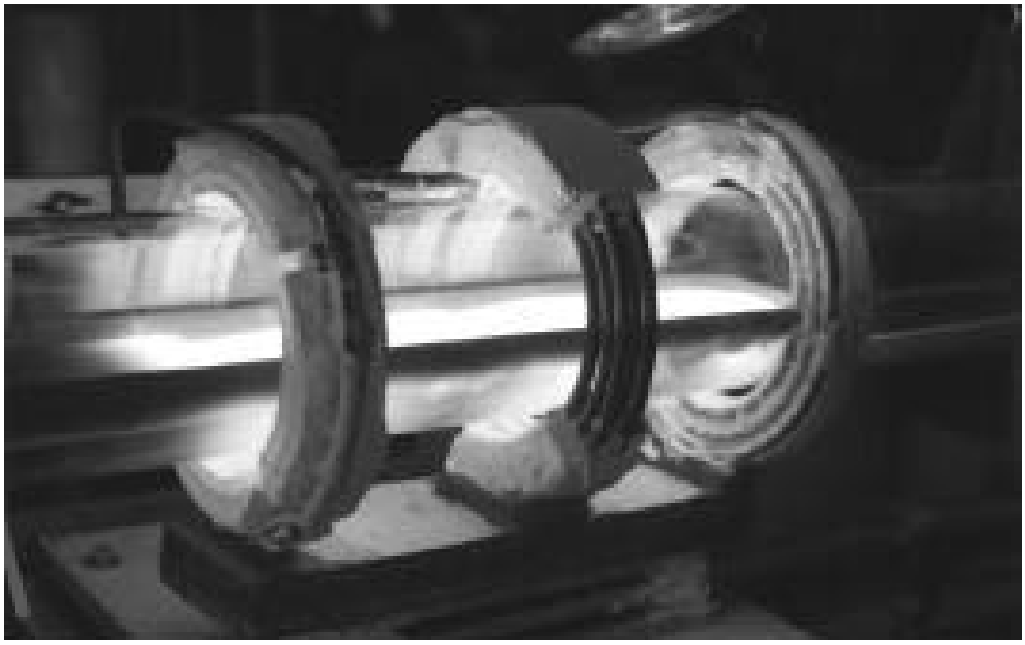


Рис. 3.2. Установка зонной очистки в работе



Рис. 3.3. Заготовка германия после зонной очистки.

и медленно вращается, причём температура расплава лишь чуть выше температуры замерзания. Кристаллы сверхчистого германия, пригодного для изготовления детекторов, практически всегда выращиваются в кварцевом тигле в атмосфере водорода. Нижняя часть кристалла формируется в виде конуса для уменьшения термических напряжений материала. Рост кристалла ведётся до полного окончания расплава в тигле, так как расплавленный германий смачивает кварцевые стенки тигля, замерзая он расширяется и разрушает тигель.

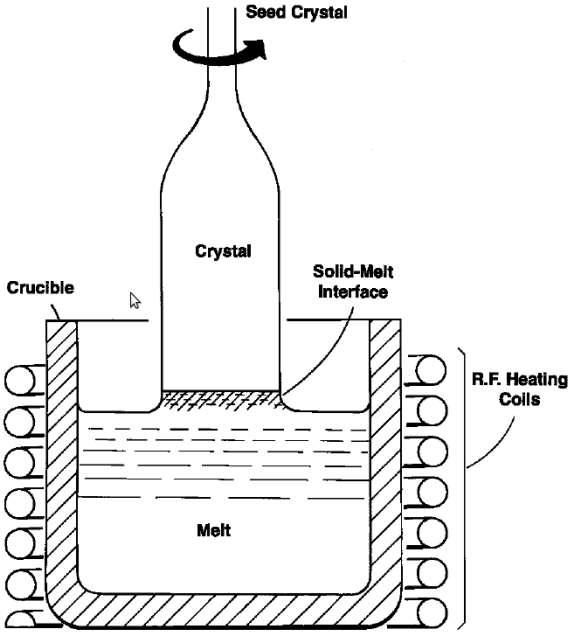


Рис. 3.4. Выращивание большого кристалла германия методом Чохральского.

Готовый кристалл германия нарезается на куски необходимого для дальнейшего производства размера. С помощью датчиков Холла в каждом отрезе проверяется количество и тип примесей ($p-$ или $n-$). Кристаллы, не соответствующие необходимым параметрам чистоты бракуются и отправляются на переплавку. Отрезки с необходимой чистотой и качеством кристаллической решётки стачиваются до получения строго цилиндрической формы. С одной стороны цилиндр «закругляется» для улучшения качества и времени

сбора заряда в будущем детекторе. В другом конце цилиндра высверливается отверстие под центральный электрод. После этого заготовка тщательно шлифуется чтобы убрать дефекты, оставшиеся после механической обработки кристалла.

Область пространственного заряда необходимо сформировать у внешнего электрода, поэтому во внешнюю поверхность кристалла $p-$ типа диффундируют литий, формирующий отрицательный $n+$ электрод, глубина диффузии составляет около 0.6–0.8 мм. После операции по диффузии лития кристалл ещё раз шлифуют, подвергают химической полировке, и наносят защитное покрытие из аморфного германия. Затем методом ионной имплантации ионов бора формируется положительный $p+$ контакт толщиной 0.3 – 0.6 мкм.

В кристаллах $n-$ типа литий наносится на стенки колодца, а бор – на внешнюю поверхность. Такие детекторы называются «коаксиальными детекторами реверсивного типа». Преимуществом таких детекторов, прежде всего, является отсутствие толстого слоя нечувствительного вещества на внешней поверхности, поэтому они подходят для регистрации гамма квантов с энергиями ниже 40 кэВ.

Эта операция завершает производственный цикл для главного элемента будущего детектора – кристалл готов к помещению в криостат. Основная функция криостата – охладить HPGe детектор до температуры, близкой к температуре жидкого азота (80-90°K). Для улучшения энергетического разрешения детектора первый каскад предусилителя также охлаждается до азотной температуры. Сборка из детектора и первого каскада предусилителя помещаются в вакуумный криостат для лучшей термоизоляции и защиты от посторонних загрязнений.

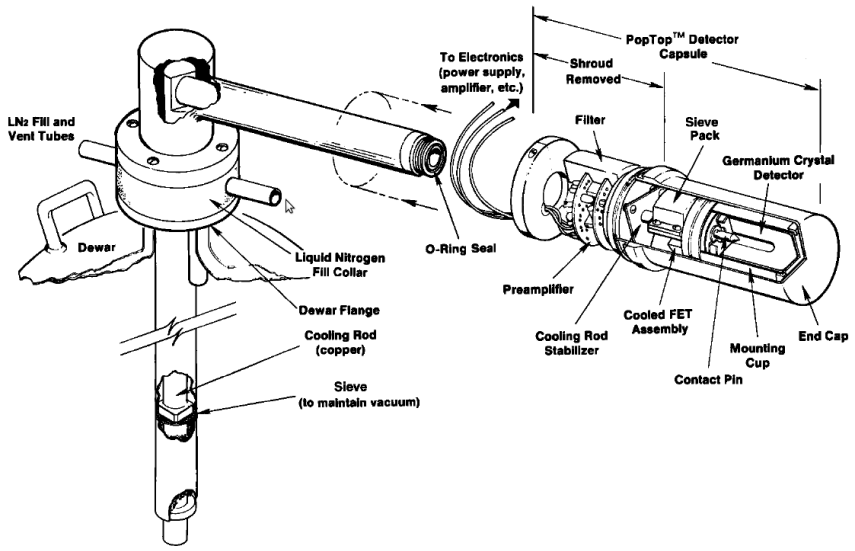


Рис. 3.5. Криостат с сосудом Дюара.

3.1.2. Регистрация ионизирующего излучения

Основные физические параметры германия и кремния (для сравнения), приведены в Таблице 3.1.

Любая ионизирующая частица при попадании в полупроводниковый детектор теряет свою энергию на образование электрон-дырочных пар. Известно, что средняя энергия ε, необходимая для рождения одной пары электрон-дырка, в заданном полупроводнике при заданной температуре является константой, не зависящей от типа и энергии ионизирующей частицы. Константа $\varepsilon = 2.96$ эВ для германия при температуре 77°K.

Однако, из за наличия в полупроводнике энергетического интервала между валентной зоной и зоной проводимости, энергия, необходимая для образования одной электрон-дырочной пары, не может быть меньше ширины запрещённой зоны. Следовательно, ионизирующая частица не может потратить всю свою энергию на разрыв валентных связей и образование пар, часть энергии неизбежно передаётся кристаллической решётке в виде фо-

Параметр	Si	Ge
Атомный номер	14	32
Плотность (300°K), г $\cdot$ см$^{-3}$	2.33	5.33
Число атомов, см$^{-3}$	$4.96 \cdot 10^{22}$	$4.41 \cdot 10^{22}$
Диэлектрическая постоянная	12	16
Ширина запрещённой зоны (300°K), эВ	1.115	0.665
Ширина запрещённой зоны (0°K), эВ	1.165	0.746
Подвижность электронов (300°K), см$^2 \cdot$ В$^{-1} \cdot$ с$^{-1}$	1350	3900
Подвижность электронов (77°K), см$^2 \cdot$ В$^{-1} \cdot$ с$^{-1}$	21000	36000
Подвижность дырок (300°K), см$^2 \cdot$ В$^{-1} \cdot$ с$^{-1}$	480	1900
Подвижность дырок (77°K), см$^2 \cdot$ В$^{-1} \cdot$ с$^{-1}$	11000	42000
Энергия образования пары электрон-дырка (300°K), эВ	3.62	–
Энергия образования пары электрон-дырка (70°K), эВ	3.76	2.96
Максимальная скорость носителей (300°K), см $\cdot$ с$^{-1}$	8.2×10^6	5.9×10^6
Максимальная скорость носителей (77°K), см $\cdot$ с$^{-1}$	10×10^6	9.6×10^6

Таблица 3.1. Основные физические параметры кремния и германия

нонов. Ширина запрещённой зоны в германии при температуре 77°K равна 0.746 эВ.

Одинаковая величина ε для ионизирующих частиц любого типа и энергии обуславливает универсальность применения полупроводниковых детекторов в ядерной спектроскопии. Энергия, необходимая для образования электрон-дырочной пары в полупроводнике в 5–10 раз меньше, чем энергия, необходимая для рождения электрон-ионной пары в газовых детекторах, что определяет прекрасные спектрометрические характеристики полупроводниковых детекторов.

Фактор Фано

Если бы вся энергия ионизирующей частицы тратилась на образование пар в чувствительном объёме детектора, то количество рождённых пар было бы строго одинаковым для ионизирующего излучения фиксированной энергии. В другом предельном случае, затраты энергии на образование пар и на возбуждение колебаний решётки – два статистически независимых процесса, и тогда число родившихся пар подчинялось бы распределению Пуассона и среднеквадратичный разброс количества пар составил бы $\sigma_n^2 = \overline{n}$. На самом деле оказывается, что ни одно из этих предположений не соответствует реальности. При достаточно большой энергии начальной ионизирующей частицы, она порождает ливень «горячих» электронов, который развивается до тех пор, пока энергия электронов не становится сравнимой с энергией, необходимой для рождения электрон-дырочной пары. И только на этом этапе появляется дополнительный (фононный) механизм поглощения энергии. Отличие статистики количества рождённых носителей заряда от пуассоновской, Уго Фано предложил описать с помощью дополнительного параметра, получившего в последствии его имя: $\sigma_n^2 = F \cdot \overline{n}$ [37, 38]. Численное значение

фактора Фано F индивидуально для каждого материала и зависит также от его температуры. Если $F = 1$ – мы имеем пуассоновскую статистику, если $F = 0$ – флуктуации количества рождённых носителей заряда отсутствуют. Если энергия ионизирующей частицы гораздо больше чем энергия, необходимая для рождения пары, логично ожидать, что фактор Фано будет иметь значение ближе к нулю, чем к единице. Фактор Фано может быть рассчитан теоретически [39] или измерен экспериментально [40], и на основе совокупности данных о его величине для германия при температуре 77°K можно сделать вывод что $F = 0.13 \pm 0.01$. Таким образом, собственное энергетическое разрешение германиевого детектора составит:

$$\sigma_E = \sqrt{F\varepsilon E}\ . \tag{3.1}$$

Сбор заряда

Эквивалентная электрическая схема полупроводникового спектрометра показана на Рис. 3.6. Зарядо-чувствительный предусилитель интегри-

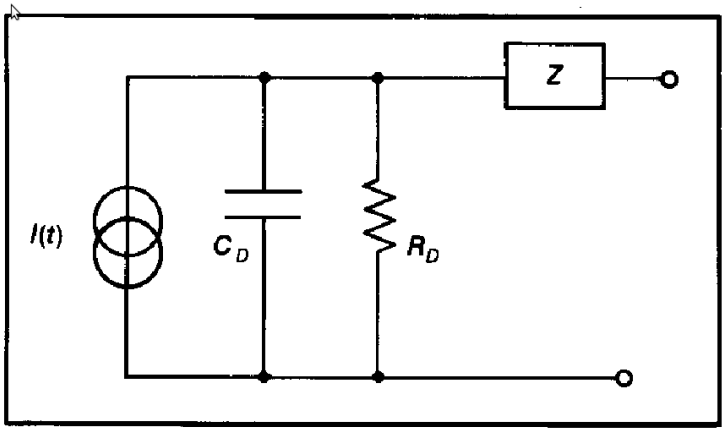


Рис. 3.6. Эквивалентная электрическая схема детектора. $I(t)$ – генератор тока; C_D – ёмкость обеднённой зоны; R_D – сопротивление обеднённой зоны; Z – импеданс контактов и нечувствительных областей детектора.

рует токовый сигнал, заряжая ёмкость в цепи обратной связи. Поведение

токового сигнала на входе предусилителя $I(t)$ определяется процессом сбора заряда от ионизации в детекторе и параметрами эквивалентной схемы, влияние которых, как правило, пренебрежимо мало. При достаточно большом напряжении обратного смещения, приложенном между внутренним и внешним электродами детектора, скорость распространения зарядов достигает насыщения, и, согласно Таблице 3.1, составляет $V_c \simeq 10^7 \text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ для германия при температуре 77°K . Время сбора заряда, таким образом, определяется расстоянием между электродами W, т.е. $T_c = W/V_c$. Оно может быть измерено по длине переднего фронта электрического импульса на выходе предусилителя.

К увеличению времени сбора заряда приводит эффект захвата носителей заряда на примесных центрах в полупроводнике. Для количественного описания такого эффекта удобно ввести параметр τ^+, характеризующий среднее время свободного пробега носителя заряда в веществе:

$$\tau^+ = \frac{1}{N_t \sigma V_c} \, , \tag{3.2}$$

где N_t – плотность примесных центров, σ – сечение захвата ($\simeq 10^{-13}$ см^2), V_c – скорость носителей заряда. Этот эффект может оказывать существенное влияние на время и качество сбора заряда, поскольку в обеднённой области детектора поглощающие центры не заполнены. По истечении некоторого времени, захваченные носители заряда высвобождаются, и вносят свой вклад в сигнал $I(t)$. Время нахождения носителя заряда в ловушке τ_D зависит от энергии связи E_τ и температуры вещества T:

$$\tau_D = C \exp\left(\frac{-E_\tau}{kT}\right) \, , \tag{3.3}$$

где C – константа, k – постоянная Больцмана. Если время τ_D того же порядка, или больше, чем время T_c, мы имеем потерю эффективности сбора

заряда, и, как следствие, ухудшение энергетического разрешения прибора (появляется низко энергетический «хвост» в спектре). В противном случае, ничего фатального не происходит. Так, например, примеси лития, бора, фосфора, галлия, обычно применяющихся для легирования полупроводников, не приводят к появлению ловушек и не влияют на эффективность сбора заряда. Для грубой оценки эффективности сбора заряда η можно пользоваться простым выражением:

$$\eta = 1 - \frac{T_c}{2\tau^+} \ . \tag{3.4}$$

В современных HPGe детекторах эффективность сбора заряда находится на уровне 0.999, а среднее время свободного пробега $\tau^+ = 10^{-4}$ с. Концентрация ловушек для носителей заряда составляет величину порядка $N_t = 10^{10}$ см$^{-3}$, т.е. одна ловушка приходится на 10^{12} атомов германия.

Увеличение концентрации ловушек в может происходить при облучении детектора быстрыми нейтронами [41]. При этом, в основном, образуются ловушки для положительных носителей зарядов – дырок. Так, при интегральном флюенсе 10^7 нейтронов на квадратный сантиметр, разрешение коаксиального германиевого детектора $p-$ типа существенно ухудшается. Детекторы $n-$ типа, выдерживают большие потоки нейтронов (в $\simeq$10 раз). Из геометрии коаксиального детектора ясно, что бóльшая часть чувствительного объёма находится у внешней поверхности цилиндра. Поэтому в детекторе $n-$ типа дыркам, в среднем, нужно пройти меньшее расстояние до электрода, чем в детекторе $p-$ типа [42]. Это является ещё одним преимуществом использования детекторов с реверсивной конфигурацией электродов. Однако, такие детекторы меньше распространены, так как, по-видимому, вырастить кристалл $n-$ типа получается значительно реже, чем кристалл $p-$ типа.

3.1.3. Регистрация гамма-квантов

Как известно, при регистрации гамма квантов играют роль три эффекта: фотоэффект, комптоновское рассеяние, и рождения электрон-позитронных пар в поле ядра. Для количественного описания взаимодействия гамма квантов с материалом детектора в нашем случае удобно использовать линейный коэффициент поглощения μ, определяющий интенсивность взаимодействия фотонов с веществом за счёт упомянутых эффектов:

$$N = N_0 \exp(-\mu x) \; . \tag{3.5}$$

Здесь N_0 – начальное число фотонов в хорошо коллимированном пучке, падающем на стенку из рассматриваемого материала перпендикулярно её поверхности. N – количество фотонов, непровзаимодействовавших с веществом после прохождения пучком слоя вещества толщиной x. Количественное зна-

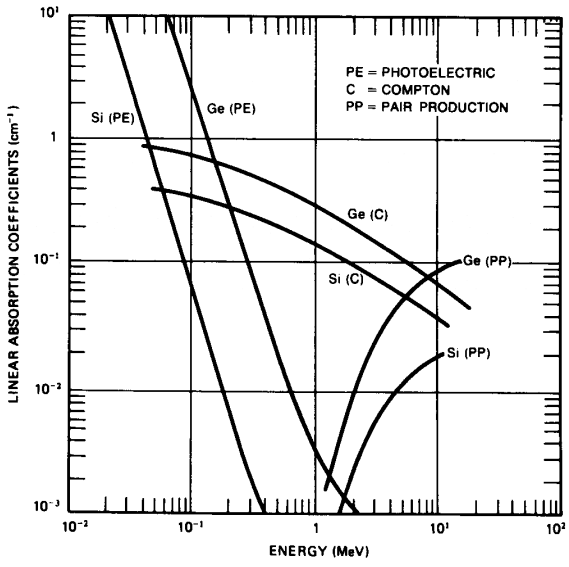


Рис. 3.7. Линейные коэффициенты поглощения гамма излучения для германия и кремния, в зависимости от энергии фотонов.

чение линейного коэффициента поглощения μ графически представлено на Рис. 3.7 раздельно для каждого процесса.

Фотоэффект

При фотоэлектрическом поглощении фотон выбивает связанный электрон из атома. При этом, вся энергия фотона, ω, передаётся атому, который затем испускает электрон с энергией $\omega - E_K$, кде E_K – энергия связи электрона с атомом. Обычно электроны выбиваются из K-оболочки где образуется незаполненная вакансия. Такое состояние неустойчиво и электронная подсистема стремится минимизировать энергию за счёт заполнения вакансии электроном с одного из вышележащих уровней энергии атома. Выделяющаяся при этом энергия может быть испущена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения, либо передана третьему электрону, который вынужденно покидает атом. Первый процесс более вероятен при энергии связи электрона, превышающей 1 кэВ, второй — для лёгких атомов и энергии связи электрона, не превышающей 1 кэВ. Второй процесс называют по имени его открывателя Пьера Оже — «эффектом Оже», а высвобождающийся при этом электрон, которому был передан избыток энергии, — Оже-электрон. Энергия Оже-электрона не зависит от энергии возбуждающего излучения, а определяется структурой энергетических уровней атома. Излученные частицы поглощаются в детекторе вблизи места своего возникновения. Таким образом, при фотоэлектрическом поглощении гамма-кванта в детекторе выделяется практически вся энергия ω, и, благодаря пропорциональным свойствам детектора, в распределении импульсов по амплитудам должна иметь место соответствующая линия.

Комптоновское рассеяние

При комптоновском рассеянии гамма-квантов энергии электронов отдачи определяются углом рассеяния гамма-квантов θ и принимают зна-

чения, в соответствии с вероятностью рассеяния на тот или иной угол, от нуля (угол рассеяния $\theta = 0°$) до некоторого максимального (угол рассеяния $\theta = 180°$), равного $E_C \approx \omega/(1 + 2\omega/m_e)$. Таким образом, при однократном акте рассеяния гамма квант теряет только часть своей энергии. При многократном рассеянии энергия фотона падает и доминирующим процессом ионизации становится фотоэффект. В процессе многократного рассеяния гамма квант может вылететь из детектора, и в результате энергия ионизирующего излучения окажется меньше чем энергия начальной частицы. Вероятность неполного поглощения энергии характеризуется параметром, который называется «соотношение пик-комптон». По определению, этот параметр вычисляется по экспериментальному спектру с использованием изотопа ^{60}Co для линии излучения 1.33 МэВ как отношение количества отсчётов на канал АЦП в максимуме пика полного фотопоглощения к среднему значению этой величины в интервале энергий от 1.040 МэВ до 1.096 МэВ. На Рис. 3.8 показан фрагмент энергетического спектра гамма излучения от

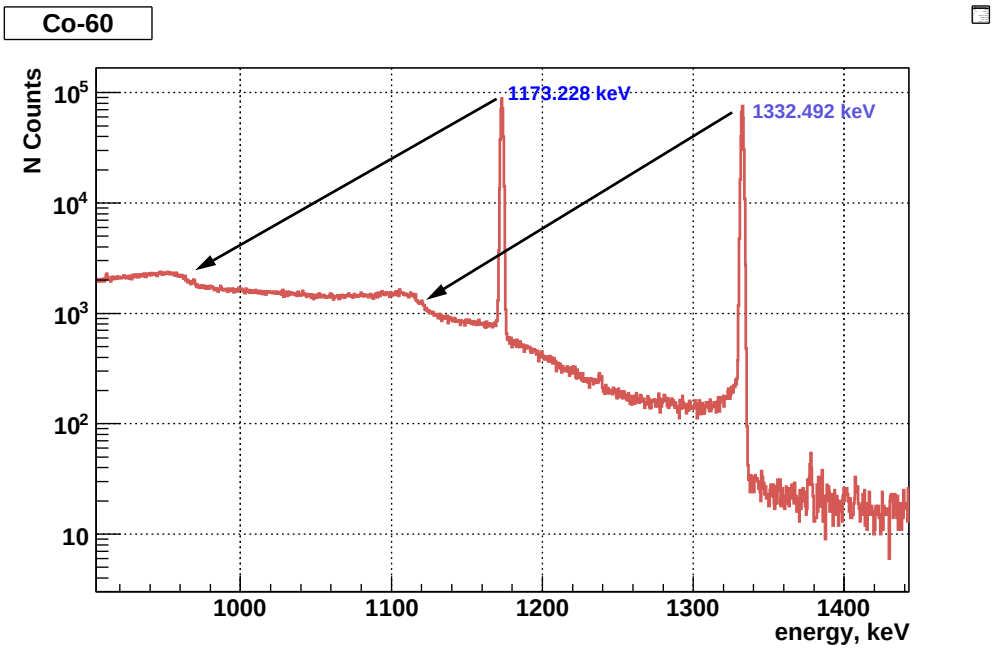


Рис. 3.8. Энергетический спектр ^{60}Co.

изотопа ^{60}Co, измеренного HPGe детектором. Видны пики полного поглощения и комптоновская подложка. Каждому пику соответствует край комптоновского спектра (показано стрелками на Рис. 3.8), который образуется от гамма квантов, рассеивающихся назад при первом же столкновении и покидающих детектор.

Рождение e^+e^- пар

И наконец, при образовании электрон-позитронной пары, кинетическая энергия пары ионизирующих частиц $E_e + E_p = \omega - 2m_e$. Естественно, процесс рождения пар возможен только тогда, когда $\omega > 2m_e$. При рождении пары фотоном с энергией 2615 кэВ, средняя кинетическая энергия позитрона – около 800 кэВ, за счёт ионизации он термализуется за очень короткий, по сравнению с временем жизни в германии, интервал времени. Типичная длина пробега такого позитрона – около 1 мм, и по сравнению с многократным комптоновским рассеянием гамма кванта в германии, такую ионизацию можно считать точечной. Термализовавшийся до энергии порядка 7 мэВ позитрон аннигилирует с внутренним или валентным электроном, имеющим энергию порядка 1 эВ [41].

Рассмотрим подробнее реакцию $e^+e^- \to 2\gamma$, происходящую внутри HPGe детектора [43]. Полная энергия реакции $E_T = 2m_ec^2 - E_b$, где E_b – энергия связи электрона (и позитрона) с веществом. При аннигиляции эта энергия переходит в энергию родившихся гамма-квантов $E_T = E_1 + E_2$. В системе центра масс электрона и позитрона до рассеяния каждый из фотонов забирает половину энергии E_T, импульсы двух аннигиляционных квантов антипараллельны, а ось рассеяния изотропно распределена по углу θ. В лабораторной системе отсчёта энергии фотонов могут отличаться из-за эффекта Доплера,

это различие равно [44]:

$$\Delta E \equiv E_2 - E_1 = \frac{\vec{c}\cdot\vec{p} - p^2c^2/E_T}{1 - \vec{c}\cdot\vec{p}/E_T} \; ; \tag{3.6}$$

где $\vec{p}$ – импульс системы электрон-позитрон до рассеяния, а $\vec{c}$ – скорость света в направлении излучения фотона с энергией E_2. В нашем случае $pc \ll E_T$ и $\Delta E \simeq \vec{c}\cdot\vec{p}$, кинетическая энергия позитрона пренебрежимо мала и из выражения (3.6) следует, что:

$$\Delta E_{1,2} = mc^2(1 \pm \beta\cos\theta) \; ; \tag{3.7}$$

где θ – угол между импульсами одного из аннигиляционных квантов и суммарным импульсом системы электрон-позитрон до рассеяния, $\beta = v/c$ – Лоренц фактор электрона. Для электрона с энергией 1 эВ $\beta \simeq 0.002$, и среднеквадратичный разброс энергии для каждого из двух аннигиляционных гамма квантов составит величину около 0.5 кэВ. Два родившихся при аннигиляции гамма кванта с энергиями около 0.511 МэВ, в свою очередь, имеют вероятность вылететь (один или оба) из объёма детектора без взаимодействия. Такого типа события приводят к формированию в спектре так называемых «single escape» и «double escape» пиков. На Рис. 3.9 приведён энергетический спектр, полученный при облучении германиевого детектора изотопом ^{24}Na, который испускает гамма кванты с энергией 2754.008±0.011 кэВ. Чем ближе к поверхности рождается электрон-позитронная пара, тем больше вероятность аннигиляционным гамма квантам вылететь из детектора. В коаксиальном детекторе, к тому же, бóльшая часть чувствительного объёма находится у внешней поверхности цилиндра, что увеличивает статистику в «single escape» и «double escape» пиках по сравнению с детекторами другой геометрии. Для «single escape» процесса доплеровский разброс энергий вылетающего гамма кванта приводит к уширению соответствующего пика

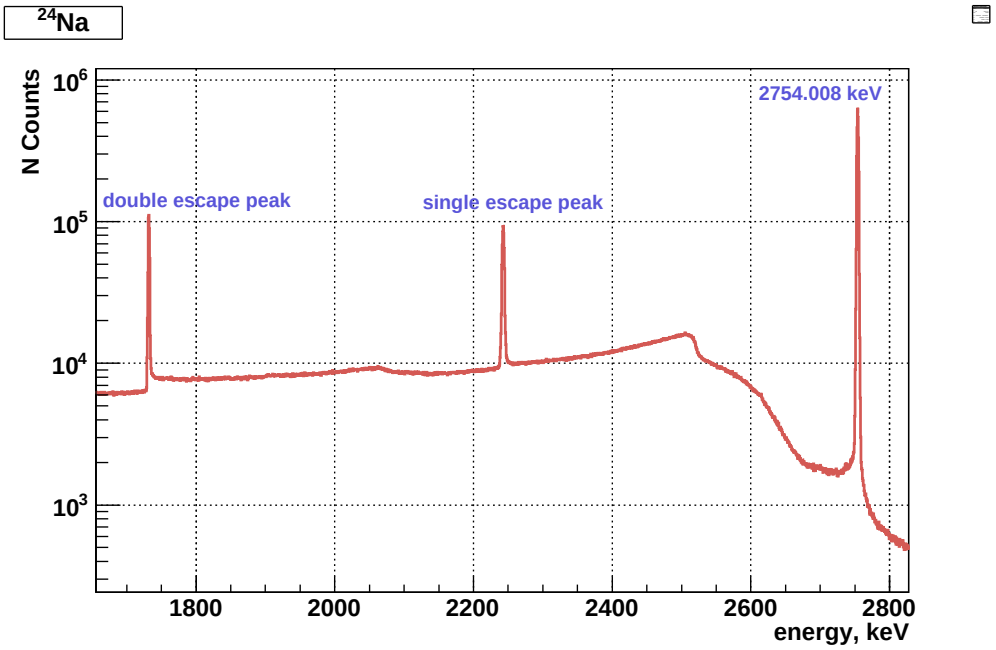


Рис. 3.9. Энергетический спектр ^{24}Na.

на величину около 0.5 кэВ. Для «double escape» процесса доплеровский механизм уширения не работает, т.к. при этом «теряется» суммарная энергия двух аннигиляционных гамма квантов.

3.1.4. Электроника HPGe детекторов

Предусилитель

Заряд, выделившийся в чувствительном объёме полупроводникового детектора, пропорционален энергии ионизации E:

$$Q_D = e \cdot \frac{E}{\varepsilon}\ , \tag{3.8}$$

где e – элементарный заряд, $\varepsilon = 2.96$ eV для германия при $t = 77$°K. Этот заряд в виде короткого токового импульса поступает на вход зарядо-чувствительного предусилителя (ЗЧУ). Блок-схема ЗЧУ с RC-цепочкой в цепи обратной связи представлена на Рис. 3.10. Напряжение сигнала на выходе

предусилителя составит:

$$V_0 = \frac{Q_D}{C_1} \, , \tag{3.9}$$

где C_1 – ёмкость конденсатора в цепи обратной связи. Типичная ёмкость конденсатора $C1$ – 1 пФ, большое сопротивление резистора $R1$ (1–2 ГОм) обеспечивает малый уровень вносимого им шума. В современных HPGe детекторах RC-цепочка ОС и полевой транзистор первого каскада ОУ размещаются внутри криостата вместе с самим кристаллом германия при температуре $\simeq 80°$K. Коэффициент преобразования предусилителя, таким образом, будет определяться выражением:

$$G \equiv \frac{V_0}{E} = \frac{e}{\varepsilon C_1} \, . \tag{3.10}$$

При $C_1 = 1$ пФ для германиевого детектора $G = 54$ [мВ/МэВ].

Большая входная ёмкость ЗЧУ обеспечивается за счёт высокого коэффициента усиления ОУ ($C_{input} = G_{openloop} \cdot C_1$). Входная ёмкость должна быть достаточно большой, чтобы другие источники паразитной ёмкости (сам детектор, контакты, провода и т.д.) не влияли на формирование сигнала. Поэтому собственный коэффициент усиления ОУ должен быть очень большим (обычно $G_{openloop} > 10^4$).

Цифровой сигнальный процессор.

В аналоговых спектрометрических системах сигнал, поступающий от детектора, обрабатывается, формируется и фильтруется в формирующем усилителе, а затем оцифровывается в АЦП, который заканчивает собой цепь аналоговой обработки сигналов. В системах с цифровыми процессорами сигналов (ЦПС) импульс от детектора оцифровывается сразу же после предусилителя. Затем оцифрованные данные фильтруются с помощью алгоритмов цифровой обработки сигналов и, наконец, передаются в многоканальный

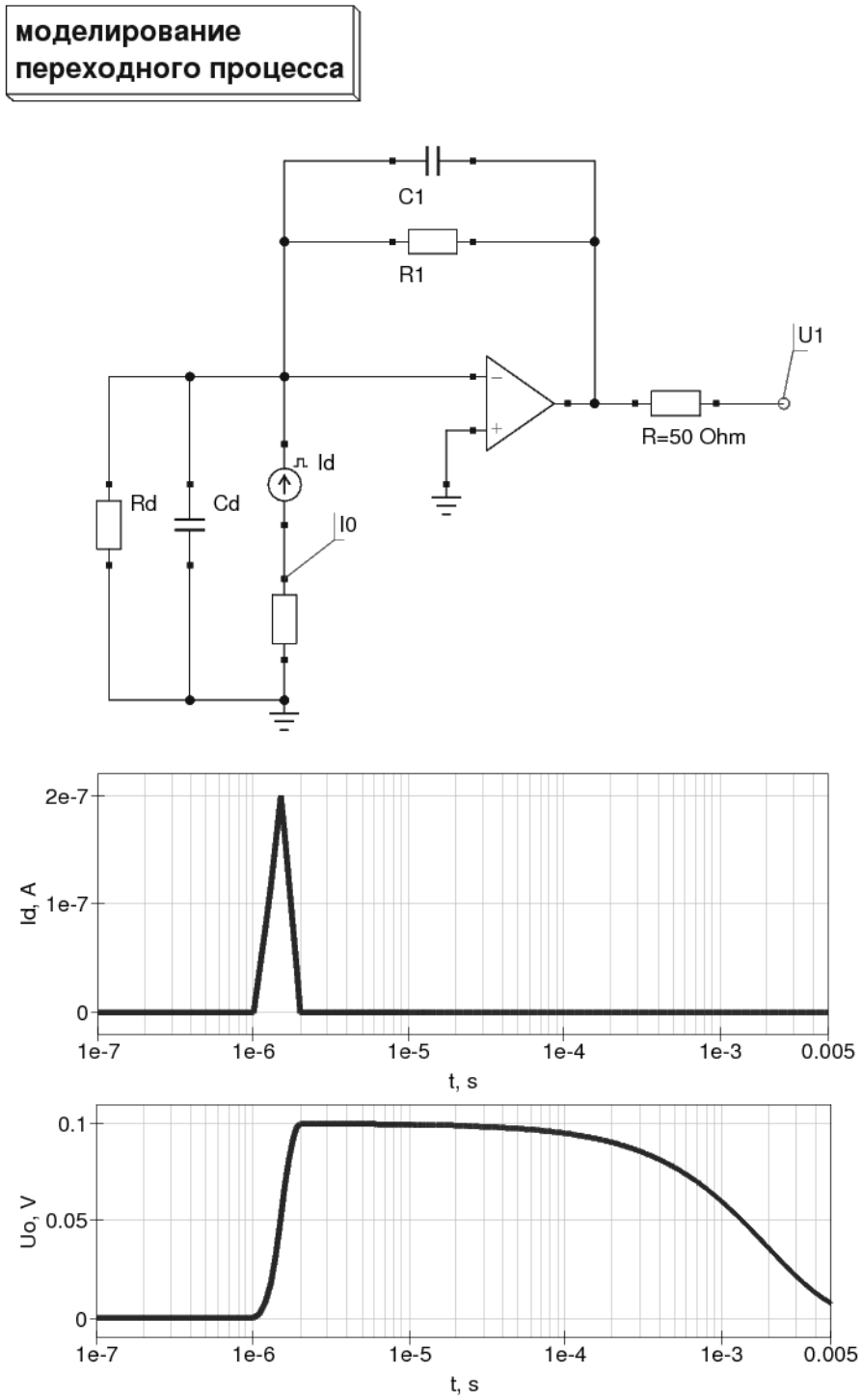


Рис. 3.10. Блок-схема ЗЧУ, графики входного тока и выходного напряжения. C1 = 1 пФ, R1 = 2 ГОм.

анализатор (МКА) для их дальнейшего сохранения, отображения и анализа.



Рис. 3.11. Цифровая спектрометрическая станция ORTEC DSPEC Pro ^{TM}.

Применение ЦПС позволяет использовать такие функции фильтрования, которые были ранее недоступны для методов аналоговой обработки сигналов. Потенциальный выигрыш от использования этих устройств состоит в повышении пропускной способности, уменьшении чувствительности к баллистическому дефициту, возможности адаптивной обработки, улучшении разрешения и температурной стабильности, обеспечивающих повторяемость результатов. При малых скоростях счета разрешение ограничивается детектором и может быть улучшено лишь до определенного предела. Но, поскольку алгоритмы фильтрации, применяемые в ЦПС, требуют значительно меньшего времени на общую обработку, то можно предположить, что разрешение

останется постоянным в широком диапазоне скоростей счета, в то время как в аналоговых системах ухудшение разрешения с увеличением скорости счета обычно происходит гораздо быстрее.

При обсуждении цифровой обработки, для описания поведения фильтра и процессов формирования импульса, вместо традиционных понятий времени формирования вводятся понятия весовых функций. Пусть входной сигнал описывается функцией:

$$A(t) = \begin{cases} 0 & , \ t < 0 \\ A_0 \exp(-t/\tau) & , \ t \geq 0 \end{cases} ; \qquad (3.11)$$

где A_0 – амплитуда сигнала, $\tau = R_1 C_1$ – постоянная времени RC-цепочки ОС ЗЧУ. Этот сигнал оцифровывается с помощью быстрого АЦП. В настоящее время применяются 14-разрядные АЦП со временем преобразования от 20 нс до 100 нс (тактовая частота – $10 \div 50$ МГц) [45].

При трапецеидальном формировании импульса параметрами настройки цифрового фильтра являются длительность фронтов трапеции «rise time» T_r, и длительность плоской вершины «flat top» T_f. Сигнал на выходе цифрового фильтра определяется как

$$A^*(t) = \frac{1}{T_r} \left[\int_{t-T_r}^{t} A(t')dt' - K_{pz} \times \int_{t-2T_r-T_f}^{t-T_r-T_f} A(t')dt' \right] ; \qquad (3.12)$$

где K_{pz} коэффициент «полюс-ноль» («pole-zero») компенсации экспоненциального спада сигнала, определяемого постоянной времени τ. Для $\tau = \infty$ коэффициент $K_{pz} = 1$. В цифровом фильтре форма сигнала представлена в виде массива чисел, поэтому интегралы из (3.12) вычисляются суммированием элементов массива в заданных пределами интегрирования временных интервалах.

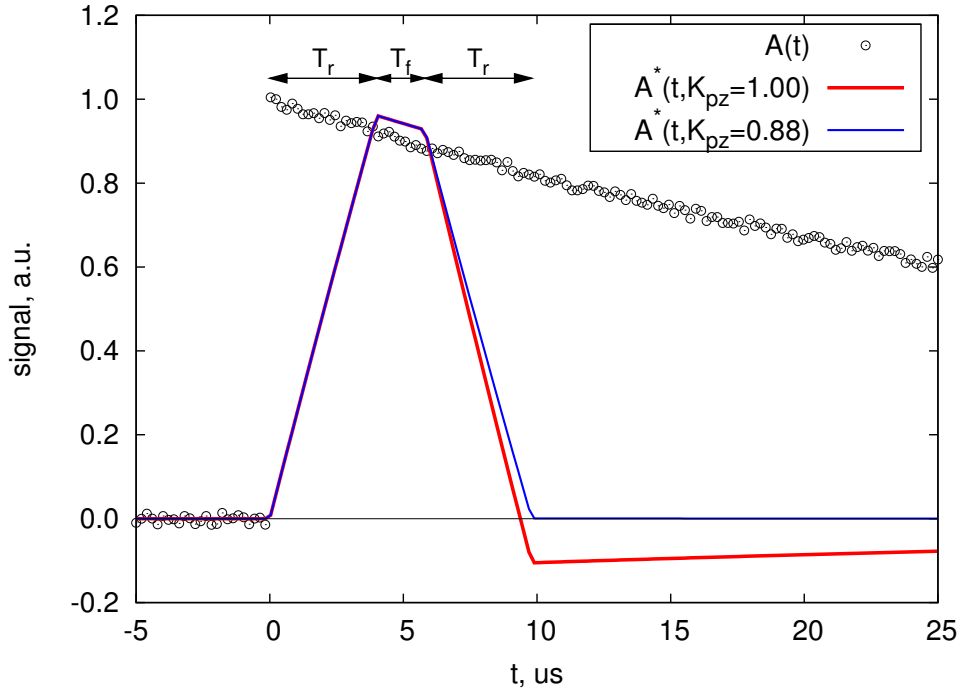


Рис. 3.12. Формирование трапецеидального импульса цифровым сигнальным процессором.

§3.2. Калибровка энергетической шкалы

3.2.1. Радиоактивные изотопы

Для измерения абсолютной энергии гамма квантов с помощью HPGe детектора необходимо провести калибровку энергетической шкалы прибора. Прямой путь проведения абсолютной калибровки всего спектрометрического тракта – использование монохроматических гамма-квантов, испускаемых возбуждёнными ядрами, энергии которых хорошо измерены и занесены в таблицы физических величин [46]. Типичная собственная ширина ($\Delta E \sim \hbar/\tau$) спектра излучения ядерного источника составляет доли электрон-вольта даже с учётом отдачи ядра ($E_R \sim E_\gamma^2/2M_n$). Типичная табличная точность для энергий распространенных ядерных источников гамма квантов составляет несколько электрон-вольт.

Распространенные «простые» калибровочные источники

Для калибровки шкалы в диапазоне МэВ-ных энергий фотонов наиболее распространены и доступны следующие изотопы/энергии:

- ^{137}Cs ($\tau_{1/2} \simeq 30.07$ лет): $E_\gamma = 661.657 \pm 0.003$ кэВ
- ^{60}Co ($\tau_{1/2} \simeq 5.27$ лет): $E_\gamma = 1173.228 \pm 0.003$ кэВ
  ... $E_\gamma = 1332.492 \pm 0.004$ кэВ
- ^{40}K : ($\tau_{1/2} \simeq 10^9$ лет) [47]: $E_\gamma = 1460.750 \pm 0.060$ кэВ

Изотопы ^{137}Cs и ^{60}Co входят в состав стандартных образцовых спектрометрических источников (ОСГИ), применяемых в качестве рабочих эталонов для поверки и градуировки средств измерений фотонного излучения. Изотоп ^{40}K в достаточном количестве присутствует в окружающей среде (считается одним из основных источников геотермальной энергии, выделяемой в недрах Земли).

Источник (^{232}Pu–^{13}C)

Для проведения калибровки энергетической шкалы HPGe детектора при более высоких энергиях, с начала 2010 года, в наших экспериментах использовался ^{232}Pu–^{13}C источник, произведенный по нашему заказу ЗАО РИТВЕРЦ (НПО «Радиевый институт им. В.Г. Хлопина» С-Петербург, Россия) [48]. При α-распаде ^{232}Pu α-частицы индуцируют реакцию:

$$\alpha + {}^{13}\mathrm{C} \rightarrow n + {}^{16}\mathrm{O}^* \; . \tag{3.13}$$

Возбуждённое ядро кислорода излучает гамма квант с энергией 6128.63 $\pm$ 0.04 кэВ [25, 49, 50]. Помимо гамма квантов такой источник излучает большое количество нейтронов. Для нашего источника нейтронов примерно в 10

раз больше ($\sim 10^4$ с$^{-1}$), чем фотонов ($\sim 10^3$ с$^{-1}$). Поскольку быстрые нейтроны приводят к образованию центров захвата в полупроводнике, нужно минимизировать нейтронный поток на детекторе.

Для защиты детектора от повреждения быстрыми нейтронами источник расположен на расстоянии ~22 см от детектора, это расстояние заполнено полиэтиленовым замедлителем.

Источник ^{228}Th (ОСГИ)

Радиоактивный изотоп тория ^{228}Th с временем полураспада $\tau_{1/2} \simeq 1.91$ года, является промежуточным звеном в цепочке распада ^{232}Th. Диаграмма радиационных переходов ^{232}Th изображена на Рис. 3.13, а в Таблицах 3.2, 3.3 перечислены энергии гамма квантов, излучаемых этим источником.

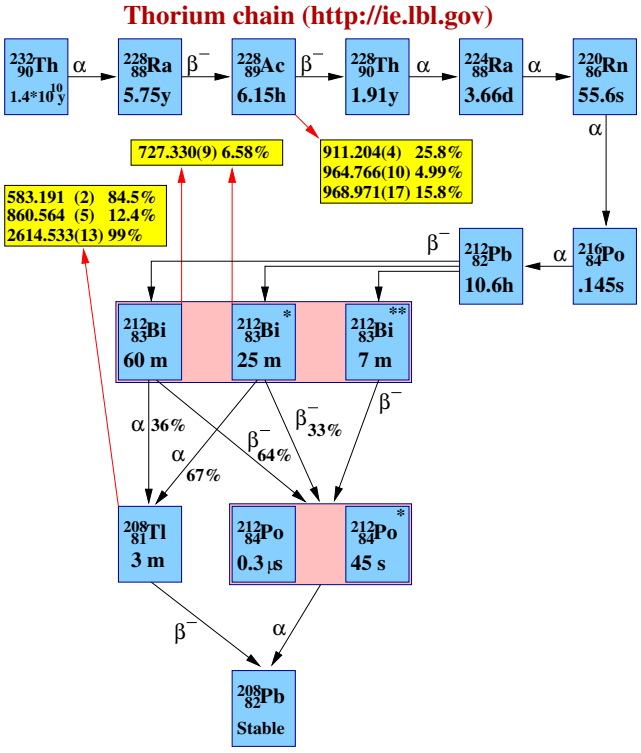


Рис. 3.13. Диаграмма радиационных переходов ^{232}Th

NUCLIDE: 212Bi (GROUND STATE). Intensity is normalised.

NUMBER OF LINES: 22 for GAMMA DECAY

LINE	ENERGY (keV)	ERROR (keV)	INTENSITY	ERROR
1	39.858	0.004	0.0102	0.0005
2	288.08	0.07	0.00314	0.00011
3	327.94	0.06	0.0012	0.00004
4	433.7	0.2	0.00012	0.00003
5	452.8	0.1	0.00333	0.00018
6	473.6	0.2	0.00044	0.00003
7	727.2	0.05	0.0675	0.0011
8	785.37	0.08	0.01094	0.00024
9	893.43	0.09	0.00381	0.00012
10	952.1	0.2	0.0014	0.0001
11	1078.6	0.6	0.0063	0.0004
12	1512.66	0.07	0.00278	0.00015
13	1620.735	0.01	0.0149	0.0004
14	1679.3	0.1	0.0006	0.0001
15	1801	0.5	0.0011	0.0002
16	1805.8	0.1	0.0009	0.0002

END OF DATA

Таблица 3.2. Третьим с конца звеном цепочки является изотоп ^{212}Bi ($\tau_{1/2} = 60$ мин), который, согласно TORI (Table of Radioactive Isotopes), излучает гамма кванты с энергиями, представленными в таблице (линии с относительной интенсивностью $P > 10^{-4}$.)

NUCLIDE: 208Tl (GROUND STATE). Intensity is normalised.

NUMBER OF LINES: 27 for GAMMA DECAY

LINE	ENERGY (keV)	ERROR (keV)		INTENSITY	ERROR
1	211.4	0.15		0.00018	1e-05
2	233.36	0.15		0.0029	0.0003
3	252.61	0.1		0.0078	0.0003
4	277.358	0.01		0.0637	0.0012
5	485.95	0.15		0.00047	6e-05
6	510.77	0.1	*	0.225	0.005
7	583.191	0.002	*	0.851	0.009
8	587.7	0.3		0.00042	0.00017
9	650.1	0.3		0.00036	6e-05
10	705.2	0.3		0.00022	6e-05
11	722.04	0.12		0.0024	0.0002
12	748.7	0.2		0.00045	3e-05
13	763.13	0.08		0.0178	0.0006
14	821.2	0.2		0.00042	3e-05
15	860.564	0.005	*	0.126	0.002
16	883.3	0.2		0.00031	3e-05
17	927.6	0.2		0.00128	0.0002
18	982.7	0.2		0.0019	0.0002
19	1093.9	0.2		0.0042	0.0003
20	1160.8	0.3		0.00011	3e-05
21	1185.2	0.3		0.00017	6e-05
22	1282.8	0.3		0.0005	6e-05
23	2614.53	0.013	*	0.999	0.004

END OF DATA

Таблица 3.3. При α-распаде ^{212}Bi ($\sim$36%) образуется изотоп ^{208}Tl ($\tau_{1/2} = 3$ мин), также очень «богатый» по количеству возможных радиационных переходов. С вероятностью 100% ^{208}Tl переходит в ^{208}Pb, являющийся конечным звеном ториевой цепочки (в таблице представлены линии с относительной интенсивностью $P > 10^{-4}$).

Калибровочные спектры

Все описанные ниже эксперименты проводились в ИЯФ в 2010 году на коаксиальном HPGe детекторе ORTEC GEM55P4-95 с относительной эффективностью регистрации 55%, диаметр кристалла 75.8 мм, высота – 53.1 мм. Использовался электрический безазотный охладитель ORTEC X-COOLER II, охлаждающий кристалл до температуры $\sim 90^{\circ}$K и спектрометрическая станция ORTEC DSpec Pro (см. Рис. 3.11).

Измеренные спектры записываются на диск в хронологическом порядке. При обработке произвольное количество последовательно накопленных спектров суммируются и заносятся в гистограмму ROOT. При этом число каналов гистограммы определяется разрядностью АЦП ($2^{14} = 16384$), а ошибка числа отсчётов в каждом канале (BinError) вычисляется как:

$$\Delta N = \sqrt{N + (\zeta N)^2}\,, \tag{3.14}$$

где N – число событий в канале гистограммы, а параметр ζ определяет дифференциальную нелинейность АЦП. Для прибора ORTEC DSpec Pro паспортная дифференциальная нелинейность составляет $\zeta = \pm 1\%$ в 99% шкалы. На Рис. 3.14 и Рис. 3.15 показаны спектры калибровочных линий, набранные в приблизительно одинаковых условиях в Марте и Июне 2010 года соответственно. Визуально они похожи, только в июньском спектре добавлен изотоп ^{60}Co.

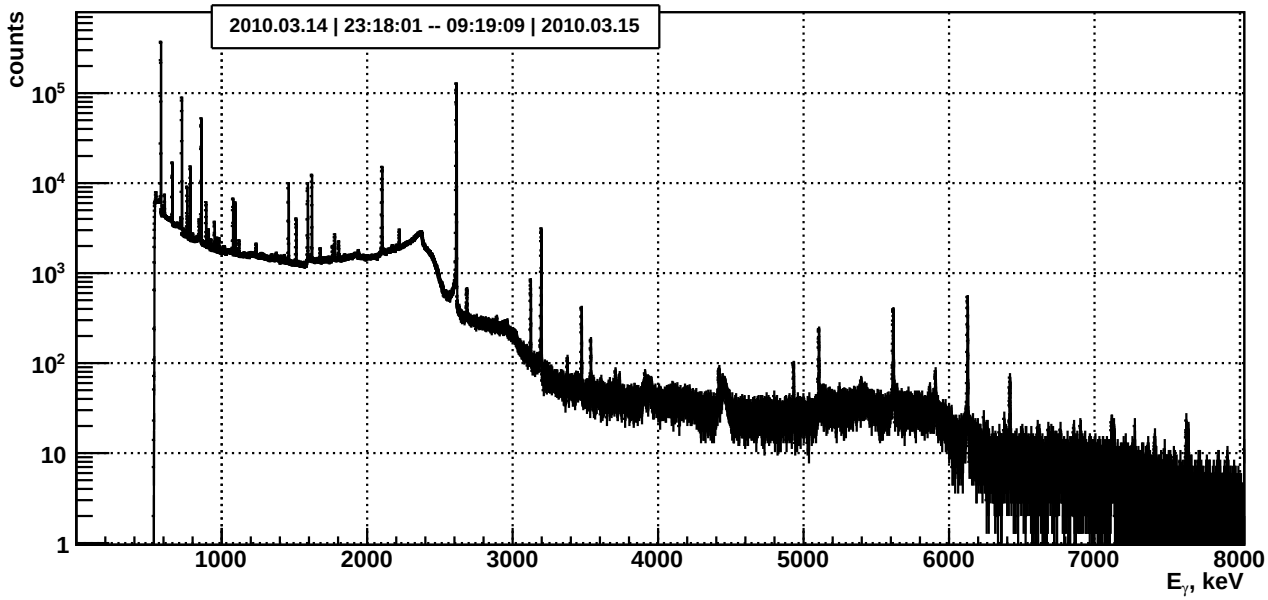


Рис. 3.14. Спектр с калибровочными линиями, набранный в марте 2010 года

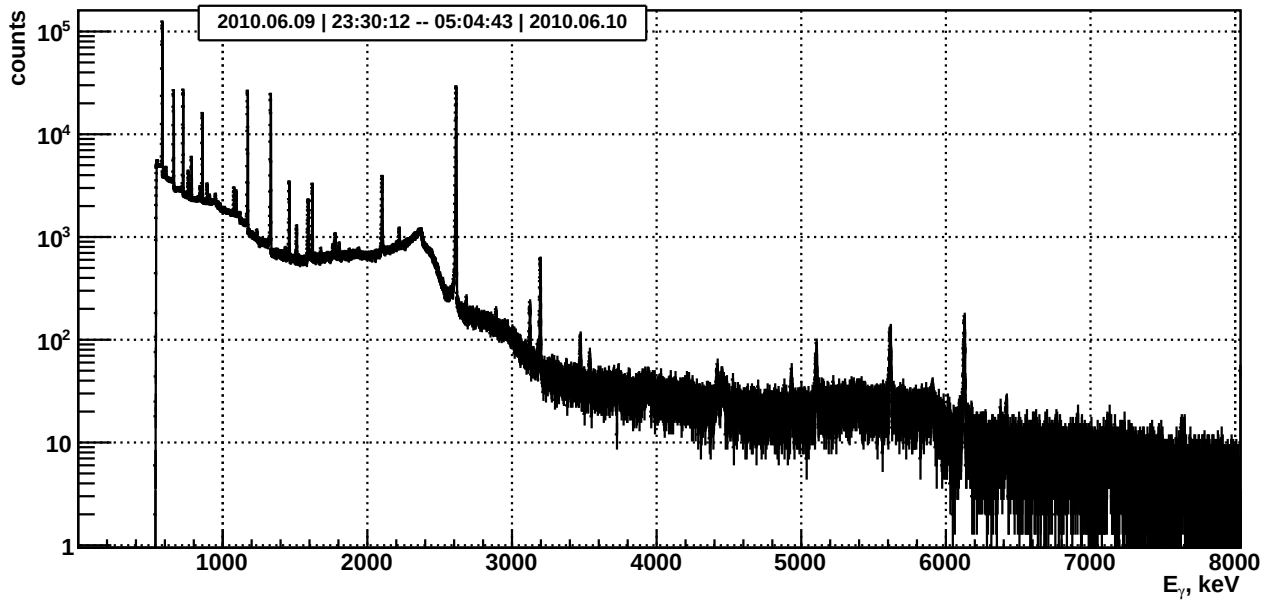


Рис. 3.15. Спектр с калибровочными линиями, набранный в июне 2010 года. Добавлен изотоп ^{60}Co.

3.2.2. Форма пика полного поглощения

Форма пика полного поглощения для монохроматического гамма излучения в HPGe детекторе определяется несколькими эффектами:

- статистикой рождения электрон-дырочных пар,
- шумами предусилителя,
- комптоновской «ступенькой» под пиком (многократное рассеяние),
- настройкой компенсации полюса нулём в сигнальном тракте,
- захватом носителей заряда на примесных центрах полупроводника, приводящим к неполному сбору заряда,
- зависимостью времени сбора заряда от места ионизации («баллистический дефицит»),
- наложением импульсов при высокой скорости счёта (pile-up эффект),
- особенностями и настройками алгоритма измерения амплитуды импульса в цифровом сигнальном процессоре (коррекция баллистического дефицита, режектор наложений, восстановление базовой линии и т.д.)

Первые два элемента списка приводят к равномерному (симметричному) уширению формы энергетического отклика детектора. Влияние остальных пунктов списка обуславливает наличие асимметричной компоненты в форме пика полного поглощения. Исходя из вышеозначенного списка можно сделать вывод, что для математического описания формы пика имеет смысл искать эмпирическую функцию, которая должна обладать минимально необходимым числом параметров. Скорее всего она не будет универсальна, так

как зависит не только от физики процесса регистрации, но и от алгоритмов оптимизации, заложенных в конкретный сигнальный процессор.

Для описания формы пика полного поглощения к гауссовой форме пика обычно эмпирически добавляют экспоненциальный «хвост» [51–53], который может быть описан комбинацией различных функций. В работе [54] проведен качественный и количественный анализ эффекта захвата положительных носителей заряда (дырок) и его влияние на сбор заряда в коаксиальном HPGe детекторе. Плотность центров захвата (ловушек) увеличивается при облучении германиевого детектора быстрыми нейтронами, что приводит к существенному росту асимметричной компоненты в энергетическом отклике детектора и заметной деградации энергетического разрешения.

Для описания спектрального отклика системы на монохроматическое возбуждение используем модифицированную функцию Гаусса:

$$f(x, x_0, \sigma, \xi) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \begin{cases} x > (x_0 - \xi \cdot \sigma): & \exp\left\{-\dfrac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right\} \\ \\ x < (x_0 - \xi \cdot \sigma): & \exp\left\{\dfrac{\xi^2}{2} + \dfrac{\xi(x - x_0)}{\sigma}\right\} \end{cases} \tag{3.15}$$

Для нормировки этой функции вычислим её интеграл:

$$\frac{1}{N} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, x_0, \sigma, \xi)\, dx = \frac{1}{2}\mathrm{erfc}\Big(-\frac{\xi}{\sqrt{2}}\Big) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\xi}\exp\Big(-\frac{\xi^2}{2}\Big) \tag{3.16}$$

Параметр асимметрии ξ определяет точку (в единицах σ), в которой к симметричной функции Гаусса, слева от максимума, «пришивается» экспоненциальный «хвост». Общий вид функции (3.15) представлен на Рис. 3.16 для различных значений параметра ξ.

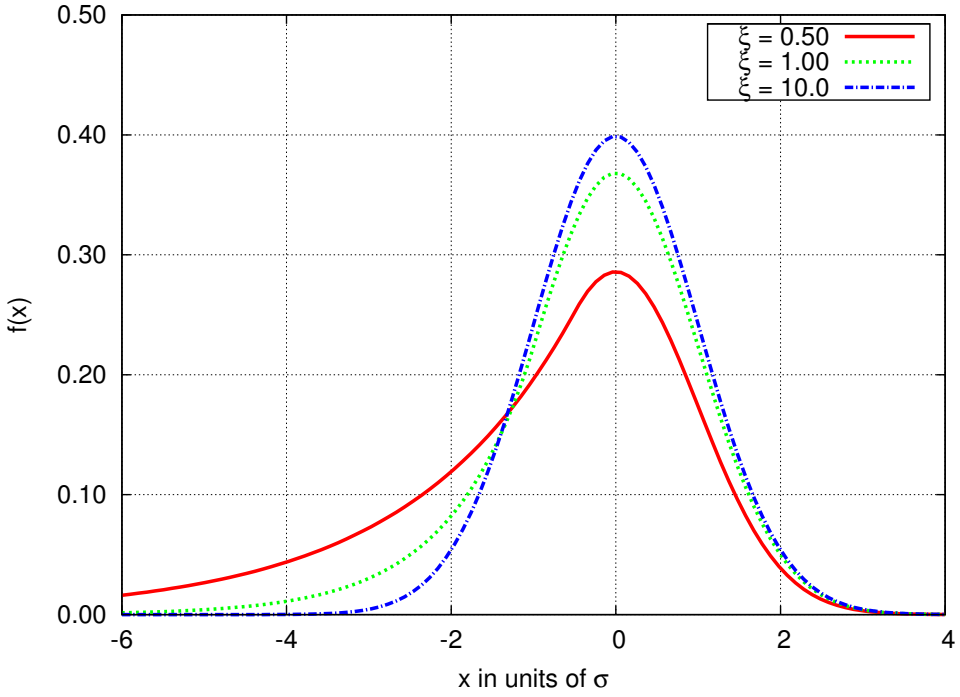


Рис. 3.16. Модель асимметричного отклика спектрометрического тракта при различных значениях параметра ξ ($x_0 = 0$, ось абсцисс – в единицах σ).

На Рис. 3.17 – Рис. 3.20 последовательно представлены фрагменты приведённых на Рис. 3.14 и Рис. 3.15 спектров, соответствующие пикам полного поглощения для линий 583.191 кэВ, 1460.830 кэВ, 2614.530 кэВ и 6128.630 кэВ. Эти линии покрывают весь интересующий нас диапазон калибровки энергетической шкалы. На рисунках слева приведены мартовские данные, на рисунках справа – июньские. Временные интервалы, в течение которых набирались данные, показаны в названии гистограммы. На гистограммах нарисованы также результаты подгонки пика простым симметричным Гауссианом (+ постоянная подложка), и асимметричной функцией (см. выражение 3.15). Фон под пиком описывался наклонной прямой. Значения χ^2/NDF, приведённые на графиках, соответствуют асимметричной подгонке. Путём визуального сравнения мартовских и июньских картинок можно сделать вывод, что за прошедшие три месяца эксплуатации HPGe детектора его энергетическое

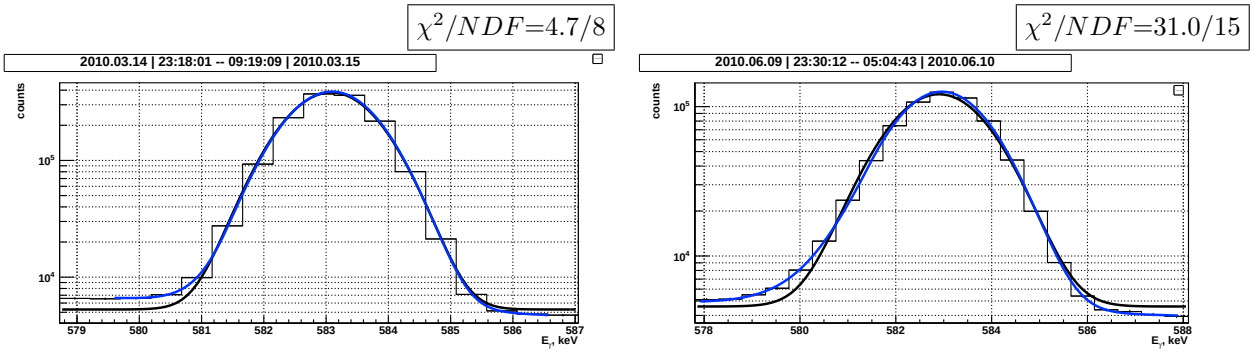


Рис. 3.17. Пик полного поглощения 583.191 кэВ

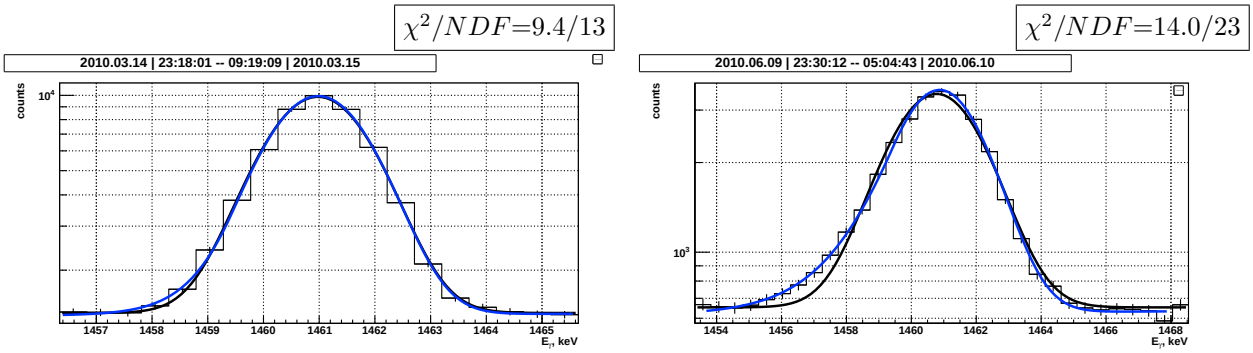


Рис. 3.18. Пик полного поглощения 1460.830 кэВ

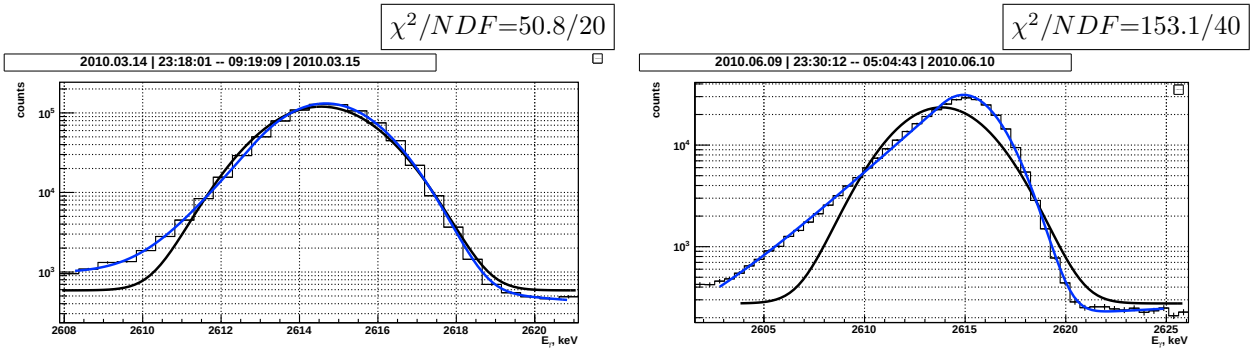


Рис. 3.19. Пик полного поглощения 2614.530 кэВ

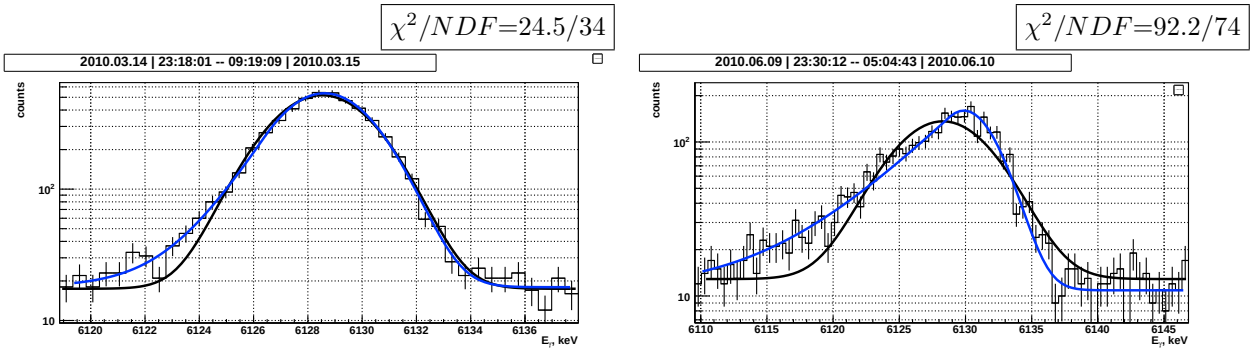


Рис. 3.20. Пик полного поглощения 6128.630 кэВ

разрешение ухудшилось, а также появилась хорошо заметная асимметрия пиков, которая растёт с увеличением энергии.

Деградация энергетического разрешения, по всей видимости, вызвана длительным облучением детектора нейтронами из источника (^{232}Pu–^{13}C). Согласно документации ORTEC, в коаксиальных детекторах p-типа заметное ухудшение разрешения наступает при интегральном флюенсе $\sim 10^7$ нейтронов/см^2. К счастью, облучённые нейтронами HPGe детекторы могут быть относительно легко восстановлены путем нагрева кристалла на длительное время (рекомендованные значения 168 часов при 120°C).

3.2.3. Калибровка энергетической шкалы

Алгоритм обработки спектра

1. Данные спектра записываются в гистограмму (ROOT:TH1I()).

2. С помощью алгоритмов класса ROOT:TSpectrum() в спектре находятся все возможные пики. Алгоритмы поиска пиков описаны в [55–57], после поиска появляется список X и Y координат пиков.

3. Найденные пики слегка фильтруются, затем идентифицируются по атласу известных линий с использованием наперёд заданной грубой линейной калибровки шкалы. Атлас (программный модуль) устроен так, что в нём определены истинные линии согласно табличным значениям. Для каждой линии создаётся запись вида

   - [имя изотопа];
   - [порядковый номер линии для каждого изотопа];
   - [табличная энергия фотона E_{table}];

- [табличная точность энергии dE_{table}];
- [использовать для калибровки шкалы – да/нет];
- [использовать для калибровки разрешения – да/нет].

Исходя из этих данных к основным линиям (в атласе) добавляются всевозможные сателлиты: эскейп-пики, а также комбинации (суммы энергий) для любой пары линий одного изотопа. В названиях сателлитов отражена «природа» пика (эскейп или сумма), таким образом, после идентификации уже известно «происхождение» пика.

4. Считая точность нахождения положения пика равной 1 каналу АЦП, по выбранным для калибровки шкалы пикам производится (опционально) линейная коррекция энергетической шкалы. Ось абсцисс гистограммы масштабируется в соответствии с этой калибровкой.

5. Все идентифицированные пики подгоняются функцией (3.15) с линейным фоном. Определяются и запоминаются значения параметров и их ошибки по результатам подгонки: $E_{fit} \equiv x_0$, $\sigma_E \equiv \sigma$, ξ.

6. Строятся графики зависимостей σ_E, $(E_{fit} - E_{table})$ и ξ от энергии (E_{fit}). Точки на графиках разделены по категориям:

   - «простые» линии, выбранные для калибровки,
   - «простые» линии, не участвующие в калибровке,
   - «суммарные» линии,
   - «сингл-эскейп» пики,
   - «дабл-эскейп» пики.

Графики «простых» линий, выбранных для калибровки, подгоняются функциями, предположительно описывающими поведение того или иного параметра в зависимости от энергии.

Энергетическое разрешение

На основе рассмотренного выше процесса регистрации гамма квантов в HPGe детекторе, мы знаем, что с учётом шумовой составляющей электроники, энергетическое разрешение детектора в зависимости от энергии гамма кванта должно описываться функцией вида:

$$\sigma_E = \sqrt{K_0 + F\varepsilon E}\ , \tag{3.17}$$

где K_0 отвечает за шум электроники, F – фактор Фано, ε – энергия образования пары носителей заряда. Посмотрим на экспериментальные графики зависимости σ_E от E_{fit}.

На (Рис. 3.21, Рис. 3.22) сплошными точками обозначены «простые» линии, выбранные для калибровки, по которым проведена подгонка функцией (3.17). Треугольниками показаны «сингл-эскейп» и «дабл-эскейп» пики, квадратами – суммарные линии, окружностями – «простые» линии, не включенные в калибровку.

На основании графиков на Рис. 3.21, Рис. 3.22 можно сделать вывод, что характер зависимости σ_E от E действительно определяется выражением (3.17). При этом суммарные и эскейп-пики на эту зависимость не ложатся, а кроме того, есть и «простые» линии, не участвующие в калибровке (объяснение этому будет дано далее). Из сравнения графиков на Рис. 3.21 и Рис. 3.22 видно, что за время, прошедшее между измерениями, энергетическое разрешение системы ухудшилось, причём это касается обоих параметров подгонки K_0 и F. Поскольку мы считаем, что деградация параметров системы

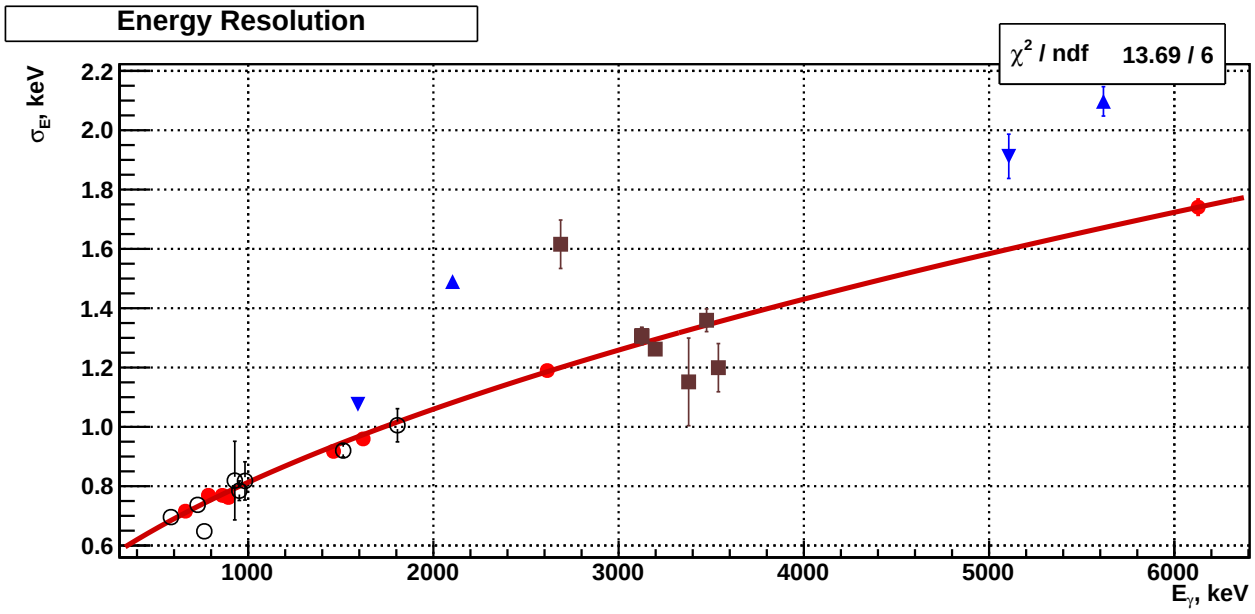


Рис. 3.21. Энергетическое разрешение – Март 2010. Параметры подгонки: $F = 0.156 \pm 0.002$, $K_0 = 0.199 \pm 0.009$ keV^2.

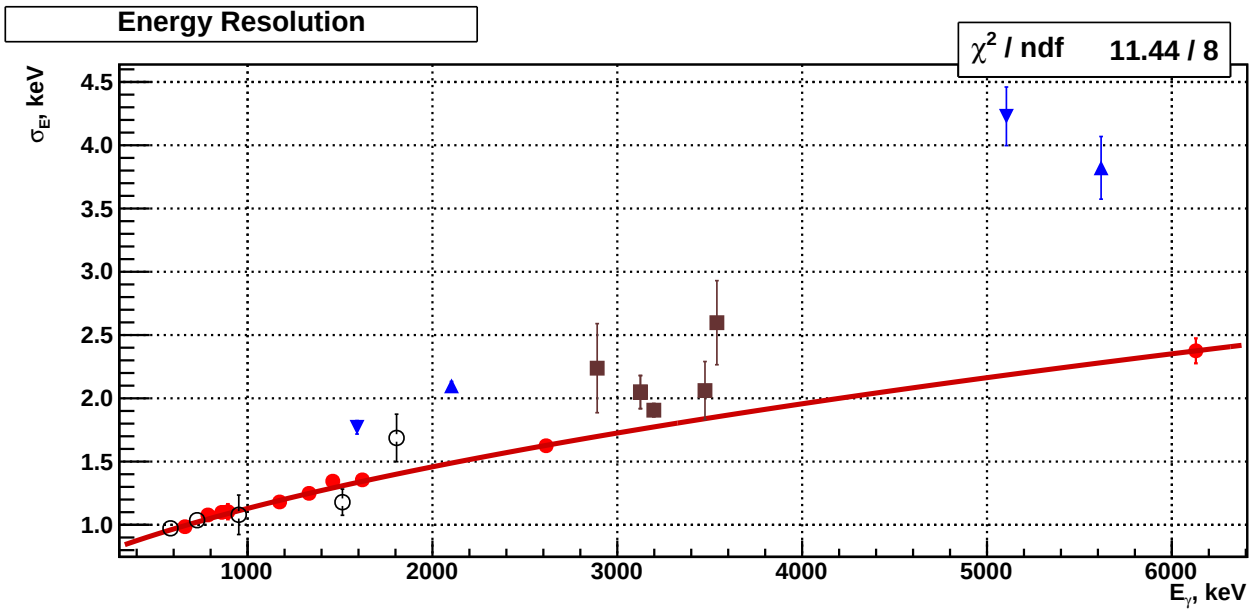


Рис. 3.22. Энергетическое разрешение – Июнь 2010. Параметры подгонки: $F = 0.287 \pm 0.007$, $K_0 = 0.426 \pm 0.007$ keV^2.

во-времени происходит из-за образования ловушек заряда, вызванного нейтронным облучением, мы видим, что этот эффект оказывает влияние на оба параметра модели поведения энергетического разрешения.

Нелинейность шкалы

Следующим объектом изучения является нелинейность шкалы спектрометра, т.е. зависимость разницы энергий, полученных при подгонке пика, и табличного значения энергии ($E_{fit} - E_{table}$), от энергии E_{fit}. Напомним, что энергия E_{fit} определяется параметрами, полученными при подгонке, и линейным преобразованием каналов АЦП в энергию: $E = Zero + Gain \times ch$. Эти зависимости показаны на Рис. 3.23 и Рис. 3.24, обозначения категорий точек такие же, как и раньше.

Интегральную нелинейность определяют как максимальное отклонение измерительной характеристики от аппроксимирующей прямой, проведенной таким образом, чтобы отклонения от нее в обе стороны были одинаковы и минимальны. Здесь уместно выдвинуть гипотезу о том, что нелинейность энергетической шкалы можно описать полиномом низкого порядка (паспортная интегральная нелинейность DSpec Pro $< \pm 0.025\%$ на 99.5% шкалы). Судя по Рис. 3.23 и Рис. 3.24 эта гипотеза (отчасти) подтверждается, подгонка осуществлялась полиномом второй степени. Отчасти – потому что из рассмотрения пришлось «выбросить» некоторые «простые» линии.

В калибровке участвуют гамма линии, показанные на Рис. 3.23 и Рис. 3.24 сплошными круглыми точками. Вот их полный список в порядке нарастания энергии (энергия и ошибка – табличные значения):

1. ^{212}Bi — 785.370 ± 0.080 кэВ
2. ^{208}Tl — 860.564 ± 0.005 кэВ
3. ^{212}Bi — 893.430 ± 0.090 кэВ

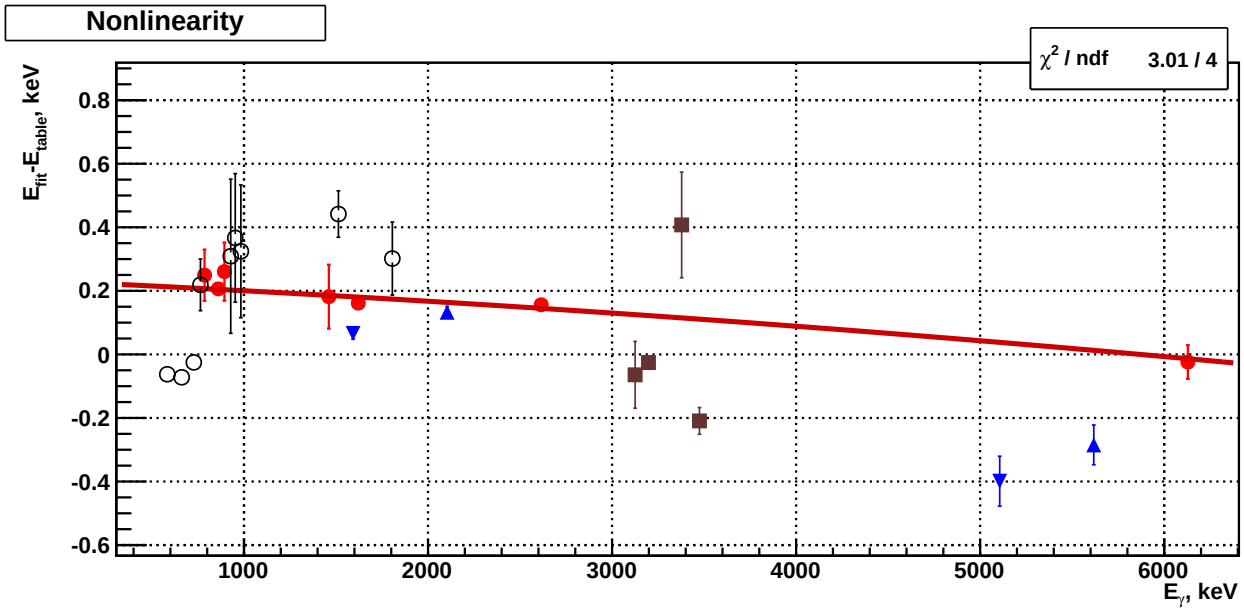


Рис. 3.23. Нелинейность шкалы – Март 2010.

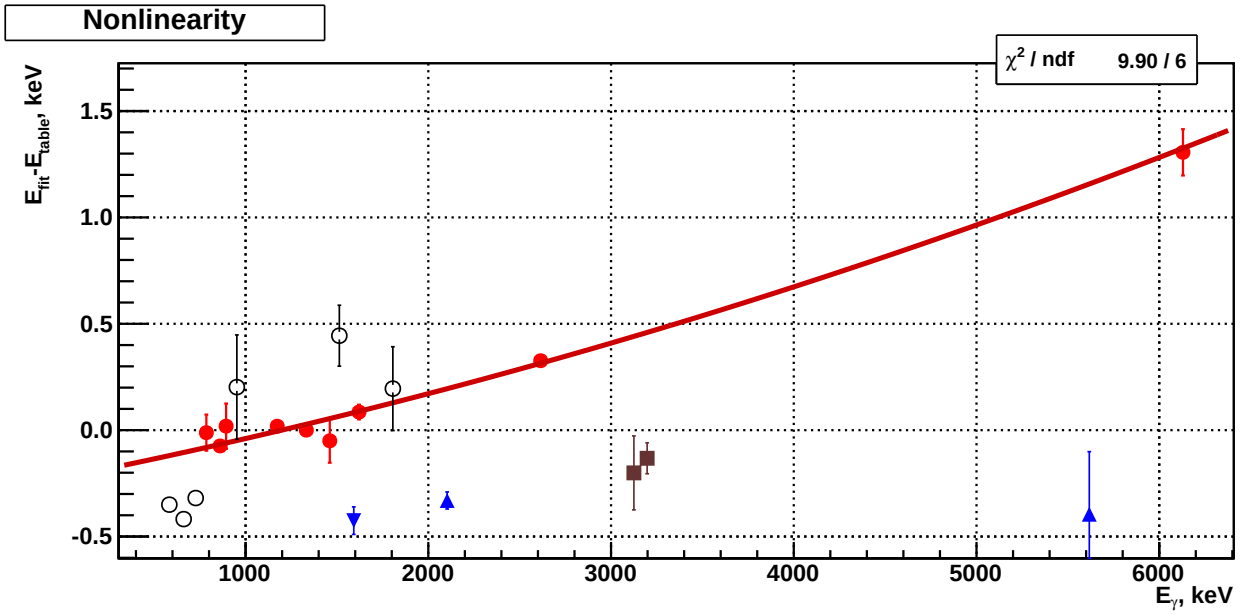


Рис. 3.24. Нелинейность шкалы – Июнь 2010

4. ^{60}Co (нет на Рис. 3.23) 1173.228 ± 0.003 кэВ
5. ^{60}Co (нет на Рис. 3.23) 1332.492 ± 0.004 кэВ
6. ^{40}K 1460.750 ± 0.060 кэВ
7. ^{212}Bi 1620.735 ± 0.010 кэВ
8. ^{208}Tl 2614.530 ± 0.013 кэВ
9. ^{16}O 6128.630 ± 0.040 кэВ

Глядя на этот список легко заметить, что часть линий известна с высокой точностью ($\lesssim$10 эВ), в то время как для других линий точность табличного значения энергии на порядок хуже. Как правило, хорошо измеренными линиями являются более мощные, т.к. они рекомендуются и чаще используются для целей проведения энергетической калибровки. Линии с худшей точностью используются в основном для идентификации нуклидов, а для этого высокая точность знания энергии не нужна. Ссылаясь на это обстоятельство, можно легко объяснить почему в наши калибровочные кривые не включены некоторые точки из диапазона энергий от 900 кэВ до 2000 кэВ. Как видно из Рис. 3.23 и Рис. 3.24, в области энергий ниже 1000 кэВ мы имеем три линии с маленькими ошибками табличного значения, а именно

1. ^{208}Tl 583.191 ± 0.002 кэВ,
2. ^{137}Cs 661.657 ± 0.003 кэВ,
3. ^{212}Bi 727.200 ± 0.050 кэВ,

которые сильно не согласуются с кривой подгонки нелинейности шкалы. Эти три линии пришлось исключить из калибровочной кривой по следующим причинам:

а) они не укладываются в гипотезу о плавном характере нелинейности,

б) точки лежат в начале шкалы АЦП, где теоретически может быть большая интегральная нелинейность,

в) интересующий нас диапазон калибровки шкалы – от 2 до 6 МэВ.

Как бы то ни было, точного ответа на вопрос об изломе шкалы при маленьких энергиях пока нет. Возможно, этот эффект связан с резким увеличением полного сечения взаимодействия фотонов с германием при уменьшении энергии. Тогда вся ионизация происходит вблизи поверхности HPGe, и эффект захвата положительных носителей заряда приводит к смещению среднего значения регистрируемой энергии.

Пики-сателлиты, изображённые на Рис. 3.23 и Рис. 3.24 очевидно не ложатся на калибровочную кривую, однако это и не удивительно, так как они ведут себя аналогичным образом и на графиках разрешения (Рис. 3.21 и Рис. 3.22). Иными словами, форма пиков-сателлитов иная, чем у «простых» пиков, она не описывается принятой нами моделью, и включать их в калибровку смысла не имеет.

Асимметрия – ξ

Теперь нам осталось рассмотреть поведение последнего параметра нашей модели (3.15) формы пика – асимметрии ξ, представленное на Рис. 3.25 и Рис. 3.26. Функция для подгонки была подобрана эмпирически:

$$\xi(E_\gamma) = p_0 + \exp\Big(-p_1(E_\gamma - p_2)\Big)\,, \tag{3.18}$$

где p_0, p_1, p_2 – свободные параметры. Из 3.25 и Рис. 3.26 видно, что параметр ξ монотонно зависит от энергии, и, в общем, его поведение описывается эмпирической зависимостью (3.18). Очевидно, что в июне вклад асимметричной компоненты сильно вырос, по сравнению с мартом (см. также Рис. 3.19 – Рис. 3.20).

Определив все параметры нашей модели и продемонстрировав их плавную и предсказуемую зависимость от энергии, мы можем считать, что зада-

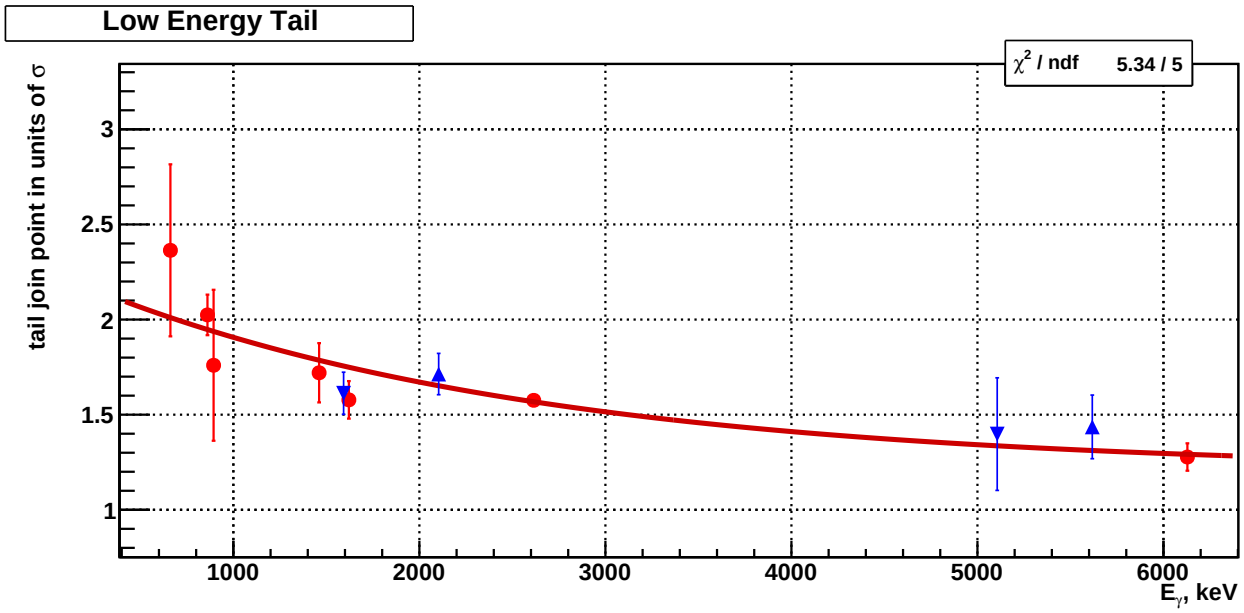


Рис. 3.25. Асимметрия – Март 2010. Значения параметров подгонки:
$p_0 = 1.21 \pm 0.16$, $p_1 = 0.0004 \pm 0.0002$, $p_2 = 131 \pm 420$.

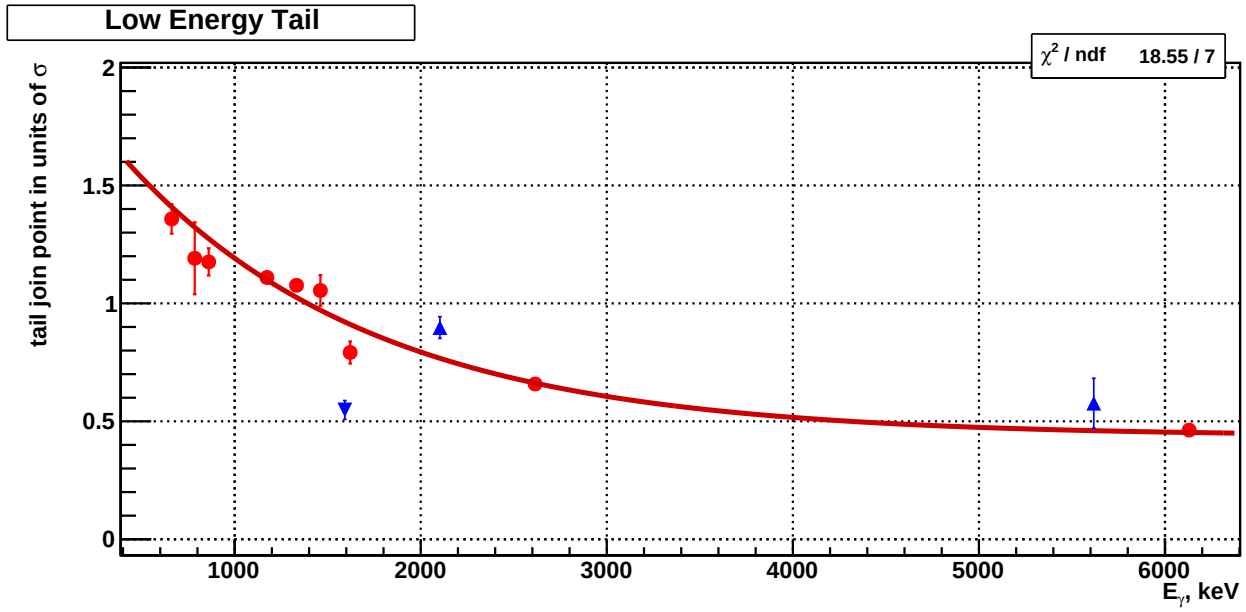


Рис. 3.26. Асимметрия – Июнь 2010. Значения параметров подгонки:
$p_0 = 0.436 \pm 0.024$, $p_1 = 0.0007 \pm 0.0001$, $p_2 = 624 \pm 45$.

ча калибровки энергетической шкалы выполнена. Предположим, что теперь мы регистрируем излучение какого-нибудь неизвестного, предположительно монохроматического источника. Имея в своем распоряжении все представленные выше калибровочные зависимости, мы можем сделать заключение о том, является ли наш неизвестный источник строго монохроматическим и если да, то можем определить энергию излучаемых фотонов с абсолютной точностью не хуже 50 эВ в диапазоне энергий от 1 МэВ до 6–7 МэВ.

Глава 4

Измерение энергии пучка в экспериментах с детектором КЕДР

§4.1. Установка РОКК-1М

Установка РОКК-1М [14] была запущена в 1991 году: был получен первый пучок рассеянных гамма квантов. Свойства пучка γ-квантов, получающихся при ОКР лазерного света на пучке заряженных частиц, естественно, сильно зависят от параметров накопителя и характеристик лазерной системы. Параметры накопительного кольца являлись основой для проектирования установки, поэтому описание установки логично начать с описания коллайдера ВЭПП-4М.

Коллайдер ВЭПП-4М [58, 59] является в настоящее время единственной в России установкой со встречными электрон-позитронными пучками в диапазоне энергий от 2-х до 12 ГэВ в системе центра масс. Целью его создания являлось проведение экспериментов по исследованию свойств семейства Υ-мезонов и двухфотонной физике на детекторе КЕДР. Кроме того, ВЭПП-4М дополнен несколькими каналами вывода синхротронного излучения. Схематический план коллайдера и его основные параметры показаны на Рис. 4.1. На рисунке показано также местонахождение установки РОКК-1М в составе комплекса ВЭПП-4.

Общая схема расположения элементов установки РОКК-1М показана на Рис. 4.2. Элементы установки находятся в экспериментальном зале коллайдера ВЭПП-4М, собственном детекторном зале установки и двух пультовых с различным экспериментальным оборудованием. Источник лазерного излу-

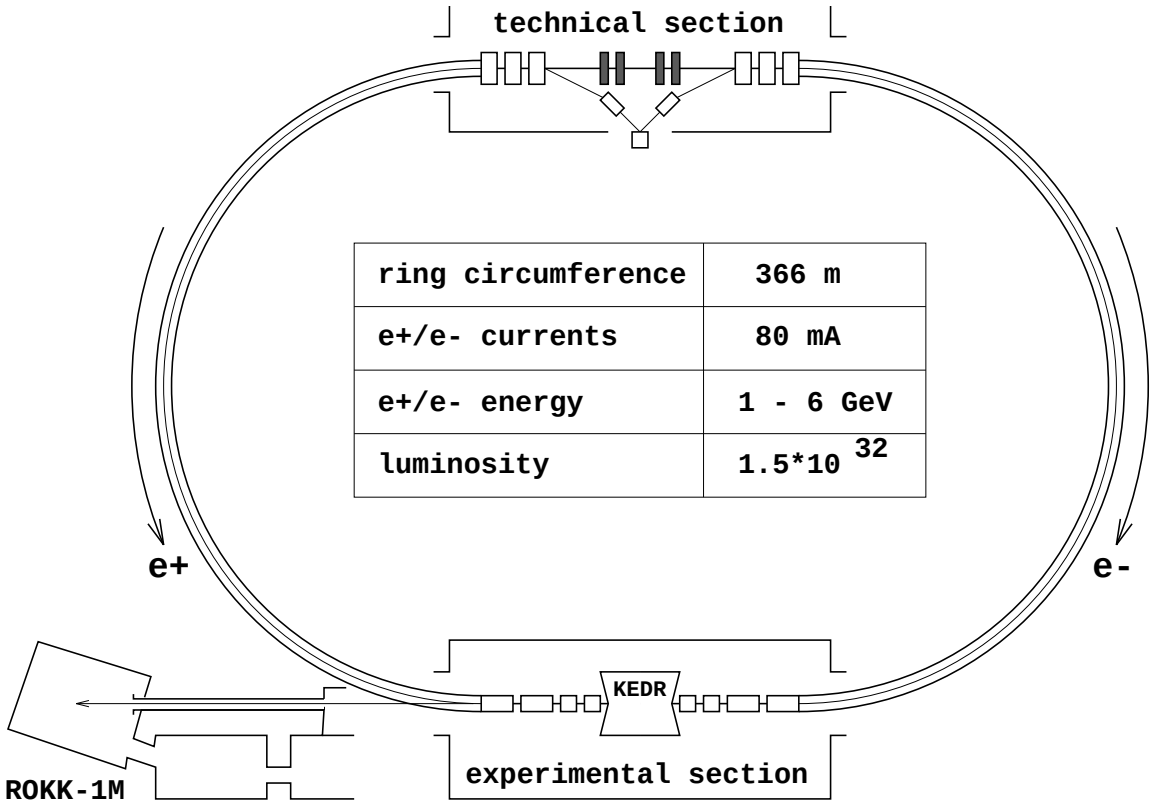


Рис. 4.1. Схема коллайдера ВЭПП-4М.

чения видимого или ближнего инфра-красного диапазонов обозначен как LASER 1 на Рис. 4.2. Установка позволяет получать ОКР лазерного света как на электронном, так и на позитронном пучках в ВЭПП-4М: обеспечена возможность ввода лазерного излучения в вакуумную камеру накопителя с обеих сторон экспериментального промежутка. Область электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ) находится в прямолинейной части экспериментального промежутка ВЭПП-4М, центром которого является место встречи электронного и позитронного пучков в детекторе КЕДР. В такой конфигурации установка проработала до 2004 года.

Установка использовалась для

- калибровки системы регистрации рассеянных электронов [60–63],
- измерения степени поперечной поляризации электронного пучка («ла-

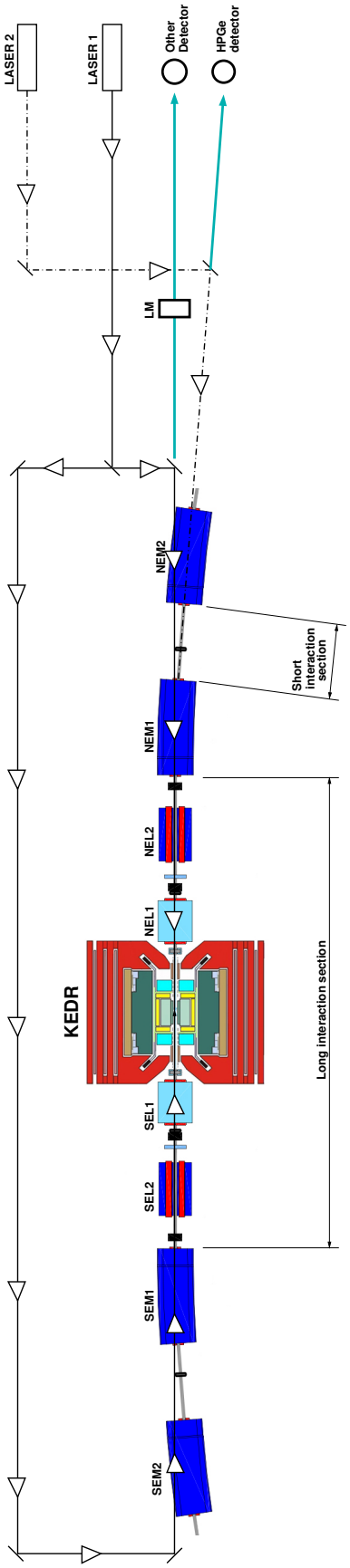


Рис. 4.2. Схема установки РОКК-1М.

зерный поляриметр»),

- проведения экспериментов на выведенном пучке гамма квантов. В 1994 – 1996 гг. на пучке гамма квантов был успешно проведён эксперимент по экспериментальному обнаружению эффекта расщепления фотона в сильном поле ядра, результаты которого опубликованы в [64, 65]. В [66, 67] описаны результаты экспериментов по измерению делимости и сечений фотоделения различных нуклидов. В 1994 – 1997 годах были проведены тестовые эксперименты с прототипом жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР [68–72]. С 1995 по 1997 годы на установке были проведены измерения энергетического и пространственного разрешения прототипа кристаллического (CsI(Tl)) сцинтилляционного калориметра [73, 74] детектора BELLE [75].

4.1.1. Прецизионный монитор энергии пучка

Точность измерения средней энергии частиц в ускорителях является важной характеристикой качества установки для проведения на ней экспериментов по физике частиц. В экспериментах на коллайдере ВЭПП-4 (в 1981-1985 годах) и на ВЭПП-4М (с 2002 года) для точной калибровки энергии пучка используется метод резонансной деполяризации (РД) пучка, позволяющий определять абсолютное значение средней энергии частиц в момент деполяризации пучка с точностью порядка 10^{-6} [76]. Столь высокая точность является безусловным преимуществом метода РД, но, наряду с этим, можно отметить и некоторые недостатки:

- Прежде всего, для применения метода РД необходимым условием является наличие поляризованного пучка. В большинстве современных накопителей с высокими токами и светимостями получение поляризо-

ванных сгустков невозможно из за присутствия деполяризующих факторов в структуре или в системе обратных связей в многобанчевых машинах. Даже в случае наличия поляризованного пучка, степень поляризации сильно зависит от энергии: поляризация отсутствует в случае возникновения резонансов, соответствующих кратности частоты спиновой прецессии и синхро- и бетатронных частот в накопителе.

- Для получения поляризованного пучка в накопителях чаще всего используется механизм радиационной поляризации Соколова-Тернова. Время получения поляризованного сгустка может достигать нескольких часов, и на проведение однократной калибровки энергии тратится слишком много времени. Возникает необходимость экспериментального нахождения эмпирической интерполирующей функции для определения энергии между калибровками.

В 2002 году на детекторе КЕДР был проведён эксперимент по прецизионному измерению масс J/ψ и ψ' мезонов [77]. Эксперимент заключался в сканировании энергии пучка вблизи резонансного рождения J/ψ и ψ'. Масса определялась путём подгонки зависимостей сечения рождения от энергии пучка. Сечения рождения мезонов в пиках резонансов весьма велики: наблюдаемые сечения $\sigma_{obs}^{(J/\psi)} \simeq 1200$ нб, $\sigma_{obs}^{(\psi')} \simeq 200$ нб. Поэтому в этом эксперименте не требовалось большого интеграла светимости, который составил $\int Ldt \simeq 40\,\text{нб}^{-1}$ в трёх сканированиях J/ψ и $\int Ldt \simeq 76\,\text{нб}^{-1}$ в трёх сканированиях ψ'. При средней светимости ВЭПП-4М $L \simeq 10^{30}\,\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$ такой интеграл можно было бы набрать за ~ 33 часа. Однако суммарное время проведения эксперимента составило около 3-х месяцев. Это время, в основном, было потрачено на тщательное изучение поведения энергии пучка и подбор эмпирической интерполирующей функции для описания этого поведения. В

течение эксперимента было проведено более 300 калибровок энергии пучка методом РД, каждая из которых, в среднем, занимает 1.5–2 часа, необходимых для подготовки поляризованного пучка в ВЭПП-3, перепуска, сканирования частоты деполяризатора и измерения изменения скорости счёта в тушековском поляриметре. В результате кропотливой работы по стабилизации систем питания и управления ВЭПП-4М и тщательного анализа данных удалось добиться точности определения энергии пучка в сканированиях на уровне $\Delta E/E \lesssim 3 \cdot 10^{-6}$. При этом львиная доля экспериментального времени была потрачена на изучение поведения энергии пучка.

С 2005 по 2008 гг. на коллайдере ВЭПП-4М [78] и детекторе КЕДР [79, 80] проводился эксперимент по измерению массы τ-лептона [81–83]. Для определения массы частицы измеряется зависимость сечения реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ от энергии встречных пучков вблизи порога рождения пары $\tau^+\tau^-$. Целью эксперимента являлось улучшение абсолютной точности, с которой была известна масса τ-лептона ($m_\tau = 1776.99^{+0.29}_{-0.26}$ МэВ [84]), до уровня $\simeq$0.15 МэВ. Поскольку основной вклад в точность измерения массы τ-лептона вносит область вблизи порога рождения, для проведения эксперимента необходимо набрать большой интеграл светимости. Следовательно, нужно было минимизировать потери ускорительного времени на проведение калибровок энергии методом РД. В этом эксперименте, наряду с методом РД, использовалось обратное комптоновское рассеяние излучения CO_2 лазера [85]. Для реализации данного метода в качестве источника монохроматических фотонов был выбран молекулярный лазер на диоксиде углерода. Для регистрации фотонов было решено использовать HPGe детектор.

В начале 2005 года система ввода лазерного излучения в вакуумную была переделана: входные окна из кварцевого стекла КУ-1 были заменены на окна из ZnSe, позволяющие вводить излучение лазера на диоксиде углерода

с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм. С 2002 по 2009 год ВЭПП-4М работал в диапазоне энергий от 2 ГэВ до 4 ГэВ в с.ц.м., при этом максимальная энергия рассеянных фотонов не превышала 7 МэВ, и могла быть измерена с хорошей абсолютной точностью с помощью HPGe детектора. В такой конфигурации установка проработала до конца 2009 года.

Последняя существенная модернизация установки РОКК-1М была проведена в декабре 2009 года. Суть модернизации состояла в появлении новой точки ввода излучения для CO_2 лазера: эта часть системы обозначена как LASER 2 на Рис. 4.2. Линия распространения лазерного излучения показана пунктиром на Рис. 4.2, а новая «короткая» ОЭФВ расположена между магнитами NEM1 и NEM2. Такое решение позволило решить сразу несколько проблем:

- При измерении спектра рассеянных электронов с помощью HPGe детектора в «старой» конфигурации приходилось разводить пучки электронов и позитронов: в режиме светимости появляется сильный фон фотонов высокой энергии от однократного тормозного излучения на встречном пучке. Поэтому непрерывное мониторирование энергии электронного пучка становилось невозможным, и измерения энергии отбирали время от набора статистики. В «новой» схеме этой проблемы не существует: измерения энергии пучка ведутся непрерывно, параллельно с набором статистики на детекторе КЕДР.

- На освободившемся месте воссоздана разобранная в 2005 году система калибровки СРРЭ детектора КЕДР. Весной 2010 года были проведены первые калибровки с использованием новых компактных лазерных генераторов на Nd:YAG.

§4.2. Общее описание метода

Из (1.8) мы можем восстановить значение средней энергии электронов в пучке ε из измеренного значения ω'_{max} и выбранного угла α:

$$\varepsilon = \frac{\omega_{max}}{2}\left(1+\sqrt{1+\frac{m^2}{\omega_0\omega_{max}\sin^2\dfrac{\alpha}{2}}}\right) \simeq \frac{m}{2\sin\dfrac{\alpha}{2}}\sqrt{\frac{\omega_{max}}{\omega_0}}\,. \qquad (4.1)$$

Абсолютная точность измерения ε зависит от точностей, с которыми известны α, ω_{max}, ω_0 и m:

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \simeq \frac{1}{2}\frac{\Delta\alpha}{\mathrm{tg}(\alpha/2)} \oplus \frac{1}{2}\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \oplus \frac{1}{2}\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \oplus \frac{\Delta m}{m}\,. \qquad (4.2)$$

Видимая ширина края комптоновского спектра будет определяться четырьмя факторами:

- энергетическим разбросом в электронном пучке $\delta\varepsilon/\varepsilon$,
- шириной спектра лазерного излучения $\delta\omega_0/\omega_0$,
- разрешением детектора $\delta r/r$,
- распределением частиц (лазерных фотонов и электронов пучка) по углам взаимодействия.

Таким образом:

$$\sigma_\omega \equiv \frac{\delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \simeq 2\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} \oplus \frac{\delta\omega_0}{\omega_0} \oplus \frac{\delta r}{r} \oplus \sigma_\omega(\delta\alpha)\,, \qquad (4.3)$$

где влияние последнего члена $\sigma_\omega(\delta\alpha)$ было теоретически рассмотрено на стр. 39. Вклад угловых разбросов в ширину края комптоновского спектра при $\alpha = \pi$ пренебрежимо мал. Именно поэтому для реализации предлагаемого метода схема с $\alpha = \pi$ наиболее предпочтительна, кроме того, в соответствии с (4.2), в таком варианте не требуется точное измерение абсолютного значения α.

Оценим статистическую ошибку определения ω_{max} из измеренного энергетического спектра. Если выбрать $\alpha = \pi$ (лобовая встреча), первое слагаемое в (4.2) исчезает, мировая точность по массе электрона $\Delta m/m = 4 \cdot 10^{-8}$, энергию лазерного фотона будем считать известной с точностью $\Delta\omega_0/\omega_0 \simeq 2 \cdot 10^{-7}$ (см. Рис. 2.7). Таким образом, ошибка в измерении энергии электронного пучка определятся точностью измерения положения края комптоновского спектра. Для определения ω_{max} край комптоновского спектра подгоняется erfc-подобной функцией, и статистическая ошибка в определении положения края может быть оценена следующим образом:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \simeq \frac{\sigma_\omega}{\sqrt{N_{edge}}}\,, \tag{4.4}$$

где $\sigma_\omega = \delta\omega_{max}/\omega_{max}$ - среднеквадратичная ширина края спектра, а N_{edge} – интеграл статистики в спектре в пределах $[1 \pm 2 \cdot \sigma_\omega]$, причём здесь энергетическая шкала спектра обезразмерена, т.е. $\omega_{max} = 1$. Интеграл статистики на границе спектра N_{edge} связан с полным интегралом сечения N_{tot} следующим образом $N_{edge} \simeq 2\sigma_\omega N_{tot}$. Необходимо также учесть эффективность полного поглощения ϵ германиевого детектора вблизи края спектра. В итоге, мы имеем:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \simeq \sqrt{\frac{\sigma_\omega}{2\epsilon N_{tot}}}\,. \tag{4.5}$$

Для $\alpha = \pi$, в соответствии с (4.3) $\sigma_\omega \simeq 2 \cdot \delta\varepsilon/\varepsilon \oplus \delta r/r$. Теперь мы можем оценить интеграл статистики, который необходимо набрать для получения желаемой статистической точности измерения энергии $\Delta\varepsilon/\varepsilon$. Из (4.5, 4.2) получаем:

$$N_{tot} \simeq \frac{1}{2}\frac{\sigma_\omega}{\epsilon(\Delta\omega_{max}/\omega_{max})^2} \simeq \frac{1}{8}\frac{(2\delta\varepsilon/\varepsilon \oplus \delta r/r)}{\epsilon(\Delta\varepsilon/\varepsilon)^2}\,. \tag{4.6}$$

На ВЭПП-4М при энергии $\varepsilon = 1777$ МэВ (порог реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$) энергетический разброс в электронном пучке $\delta\varepsilon/\varepsilon \simeq 4 \cdot 10^{-4}$, разрешение германиевого детектора на энергии около 6 МэВ $\delta r/r \simeq 4 \cdot 10^{-4}$, эффективность

регистрации 6-МэВных квантов $\epsilon \simeq 5\%$. Чтобы достичь статистической точности измерения энергии электронного пучка $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 5 \cdot 10^{-5}$ необходимо иметь полный интеграл в комптоновском спектре $N_{tot} \simeq 10^6$ рассеянных фотонов.

Будем считать, что ширина края комптоновского спектра определяется, в основном, двумя факторами: разрешением детектора фотонов и энергетическим разбросом в электронном пучке. Тогда, измерив ширину края спектра и разрешение детектора, мы можем определить энергетический разброс в электронном пучке, пользуясь простым соотношением:

$$\sigma_\varepsilon \equiv \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} \simeq \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\delta\omega_{max}}{\omega_{max}}\right)^2 - \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2}\,. \tag{4.7}$$

Статистическая точность определения энергетического разброса:

$$\frac{\Delta\sigma_\varepsilon}{\sigma_\varepsilon} \simeq \frac{\sigma_\omega d\sigma_\omega \oplus r dr}{\sigma_\omega^2 - r^2}\,. \tag{4.8}$$

Впервые такой метод измерения энергии пучка был применён на накопительном кольце «Taiwan Light Source» [86] в 1996 году, где энергия электронов составляла 1300 МэВ и была измерена с относительной точностью $\Delta E/E \simeq 0.1\%$. Более высокий уровень точности измерения энергии был получен вскоре после этого на источниках СИ BESSY-I [23, 24] и BESSY-II [25] в Берлине. На BESSY-II энергия пучка $E \simeq 1720$ МэВ была измерена с точностью $\Delta E/E \simeq 3 \cdot 10^{-5}$, причём эти измерения были подтверждены измерениями энергии пучка методом РД. Имеется также ряд публикаций о применении этого метода на накопительных кольцах NewSUBARU в Японии [87], Idaho Accelerator Center (США) [88], и в Duke University (США) [89]. Однако, точность этих измерений ($\Delta E/E \simeq 0.1\%$) невысока, к тому же, измерения проводились на коллимированном пучке гамма квантов, что в принципе не позволяет получить высокую точность из-за сильной связи между формой

края спектра и юстировкой коллиматора.

4.2.1. Расчёт светимости

Систему ввода лазерного излучения в вакуумную камеру коллайдера ВЭПП-4М (в 2005 году) было решено разместить на установке РОКК-1М, заменив стандартные оптические элементы, предназначенные для ввода видимого и ближнего инфракрасного излучения, на оптику дальнего инфракрасного диапазона.

На Рис. 4.3 вверху представлены структурные функции ВЭПП-4М в ОЭФВ (β_x, β_z, ψ_x). На Рис. 4.3 в центре показаны вычисленные из расчётной структуры ВЭПП-4М поперечные размеры электронного пучка в экспериментальном промежутке ВЭПП-4М и поперечный размер лазерного луча. На Рис. 4.3 внизу представлены итоговые результаты по расчету удельного потока рассеянных фотонов с одно сантиметра в секунду для 1 Вт лазерной мощности и 1 мА тока электронного пучка.

В расчёте использовались следующие параметры:

вертикальный эмиттанс	$\epsilon_z = 2.5 \cdot 10^{-8}$ см*рад
горизонтальный эмиттанс	$\epsilon_x = 2.5 \cdot 10^{-6}$ см*рад
энергетический разброс	$\delta\varepsilon/\varepsilon = 4 \cdot 10^{-4}$
размер ограничивающей апертуры	$R = 0.75$ см
длина волны излучения	$\lambda = 10.2$ мкм

Проинтегрировав «на глаз» кривую на Рис. 4.3, мы получаем расчётное значение потока гамма квантов во всем энергетическом спектре. Оно составляет приблизительно 4 кГц, таким образом для набора желаемого интеграла статистики (10^6) нам потребуется 250 секунд (всё это при токе электронов 1 мА и мощности лазера 1 Вт).

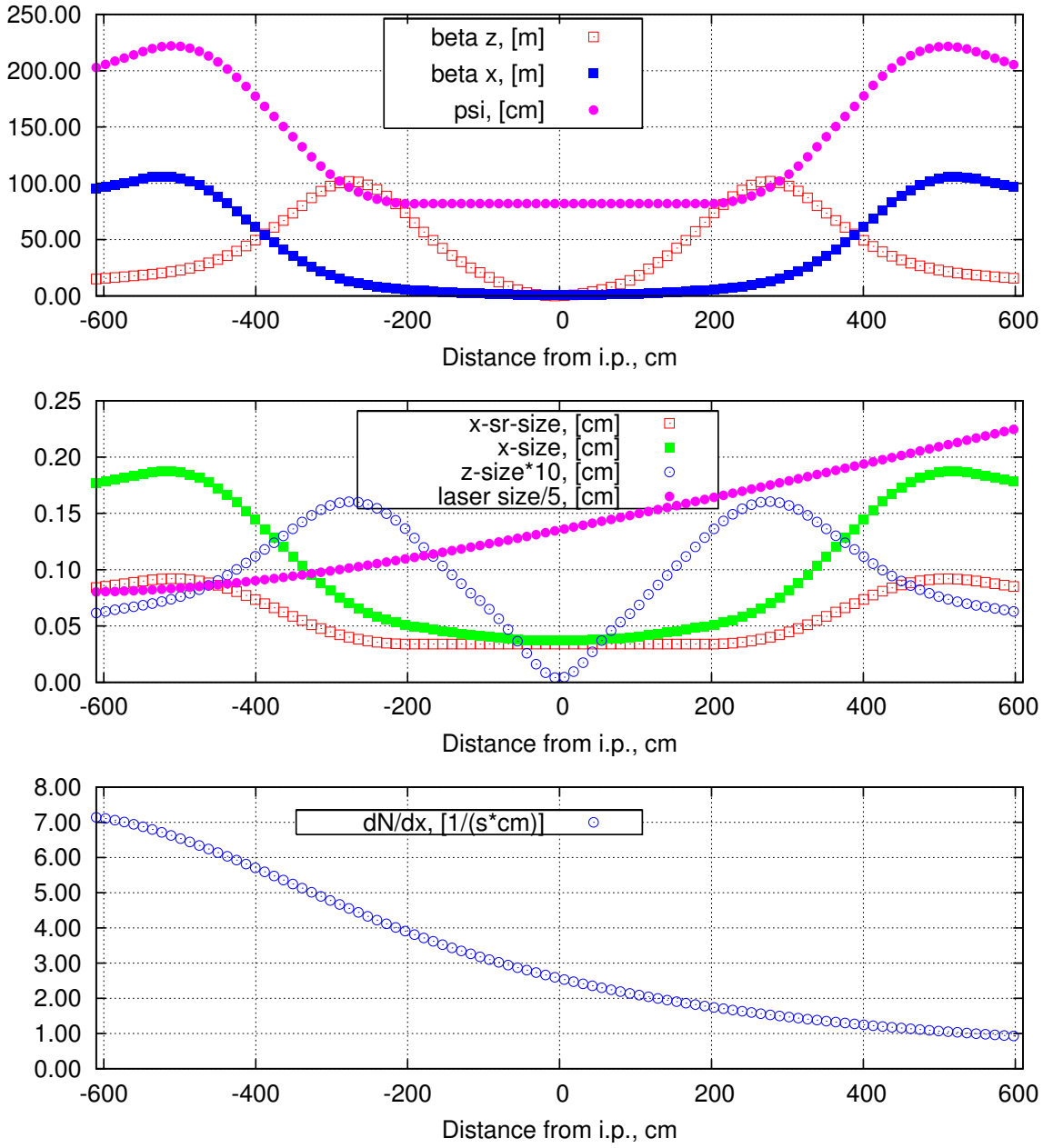


Рис. 4.3. Вверху – структурные функции прямолинейной части экспериментального промежутка ВЭПП-4М. В центре – поперечные размеры электронного пучка. Внизу – дифференциальная интенсивность потока рассеянных фотонов.

§4.3. Измерение энергии пучка

Математическое описание формы края комптоновского спектра

Вернёмся к рассмотренной в §3.2 математической модели описания формы пика полного поглощения. Сам по-себе край спектра рассеянных обратно лазерных фотонов имеет форму ступеньки, размытой, в основном, за счёт энергетического разброса электронов в пучке (формула (4.3)). Забудем (на время) об энергетическом разбросе, и посмотрим, как модифицируется ступенчатая форма края из-за аппаратной функции нашего HPGe спектрометра.

Край комптоновского спектра опишем функцией:

$$g(x, x_0) = \begin{cases} x < x_0 : & 1 \\ x > x_0 : & 0 \end{cases} \tag{4.9}$$

Чтобы узнать отклик детектора на ступенчатый спектр, необходимо вычислить свёртку (пусть $x_0 = 0$):

$$S_1(x) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} f(x-y)g(y)\,dy = \int\limits_{-\infty}^{0} f(x-y)\,dy = \int\limits_{x}^{+\infty} f(y)\,dy\,, \tag{4.10}$$

где функция $f(x)$ (выражение (3.15)) описывает форму пика полного поглощения для монохроматического гамма излучения. Интеграл (4.10) легко вычисляется:

$$S_1(x) = N \cdot \begin{cases} x > -\xi\cdot\sigma : & \dfrac{1}{2}\mathrm{erfc}\Big(\dfrac{x}{\sqrt{2}\sigma}\Big) \\ x < -\xi\cdot\sigma : & \dfrac{1}{2}\mathrm{erfc}\Big(-\dfrac{\xi}{\sqrt{2}}\Big) + \dfrac{\exp\Big(-\dfrac{\xi^2}{2}\Big) - \exp\Big(\dfrac{\xi^2}{2} + \dfrac{\xi x}{\sigma}\Big)}{\sqrt{2\pi}\xi} \end{cases} \tag{4.11}$$

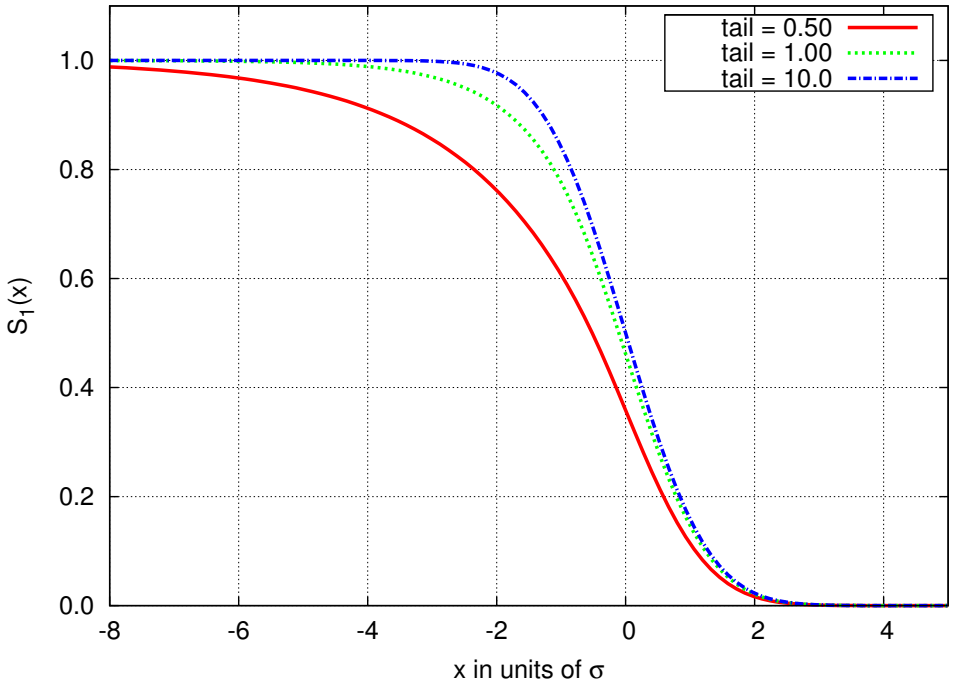


Рис. 4.4. Влияние асимметричного отклика спектрометрического тракта на форму края комптоновского спектра при различных значениях параметра ξ ($x_0 = 0$, ось абсцисс – в единицах σ).

Как мы видим из Рис. 4.4, наличие асимметричной компоненты в функции отклика приводит к существенному изменению формы края комптоновского спектра. Однако, как мы уже упоминали, размытие края спектра, в первую очередь, определяется наличием энергетического разброса электронов в пучке (4.3), который имеет симметричное гауссово распределение. Поэтому нужно посчитать свёртку выражения 4.4 с гауссианом. Другой путь – вычислить отклик детектора на квазимонохроматическое возбуждение с ненулевой шириной спектра излучения, а затем «свернуть» результат со ступенчатой функцией (4.9). Так и поступим. Опишем спектр излучения распределением Гаусса:

$$h(x, x_0, \sigma_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_s^2}\right), \qquad (4.12)$$

где σ_s – параметр, описывающий вклад энергетического разброса в пучке.

Вычислим свёртку (пусть $x_0 = 0$):

$$S_2(x, x_0, \sigma, \sigma_s, \xi) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} f(y)h(x-y)\,dy \;=$$

$$= \int\limits_{-\infty}^{-\xi\cdot\sigma} \exp\Big(\frac{\xi^2}{2} + \frac{\xi y}{\sigma}\Big) \exp\Big(-\frac{(x-y)^2}{2\sigma_s^2}\Big)\,dy \;+ \tag{4.13}$$

$$+ \int\limits_{-\xi\cdot\sigma}^{+\infty} \exp\Big(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\Big) \exp\Big(-\frac{(x-y)^2}{2\sigma_s^2}\Big)\,dy \quad .$$

После интегрирования, с учётом всех нормировок, получим:

$$S_2(x, x_0, \sigma, \sigma_s, \xi) = \frac{N}{2\sqrt{2\pi}} \times$$

$$\times \Bigg[\frac{1}{\sigma} \exp\Big(\frac{\xi^2}{2}\big(1 + \frac{\sigma_s^2}{\sigma^2}\big) + \frac{\xi x}{\sigma}\Big) \cdot \operatorname{erfc}\Big(\frac{\xi(\sigma^2+\sigma_s^2) + x\sigma}{\sqrt{2}\sigma\sigma_s}\Big) + \tag{4.14}$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\sigma^2+\sigma_s^2}} \exp\Big(-\frac{x^2}{2(\sigma^2+\sigma_s^2)}\Big) \cdot \operatorname{erfc}\Big(-\frac{\xi(\sigma^2+\sigma_s^2) + x\sigma}{\sqrt{2(\sigma^2+\sigma_s^2)}\sigma_s}\Big)\Bigg] \quad .$$

На Рис. 4.5 приведены графики функции $S_2(x)$ для случая $\sigma = \sigma_s,\ x_0 = 0$ при различных значениях параметра ξ.

Искомое выражение, описывающее форму края комптоновского спектра с учётом как симметричного, так и асимметричного вкладов, по аналогии с (4.10),

$$S_3(x, \sigma, \sigma_s, \xi) = \int\limits_{x}^{+\infty} S_2(y)\,dy\ . \tag{4.15}$$

Вычислить интеграл в (4.15) аналитически затруднительно, поэтому он вычислялся численно. Результат численного интегрирования демонстрирует Рис. 4.6.

Итак, проанализировав влияние наличия асимметрии в энергетическом отклике спектрометрической системы, на основании Рис. 4.6, можно сделать

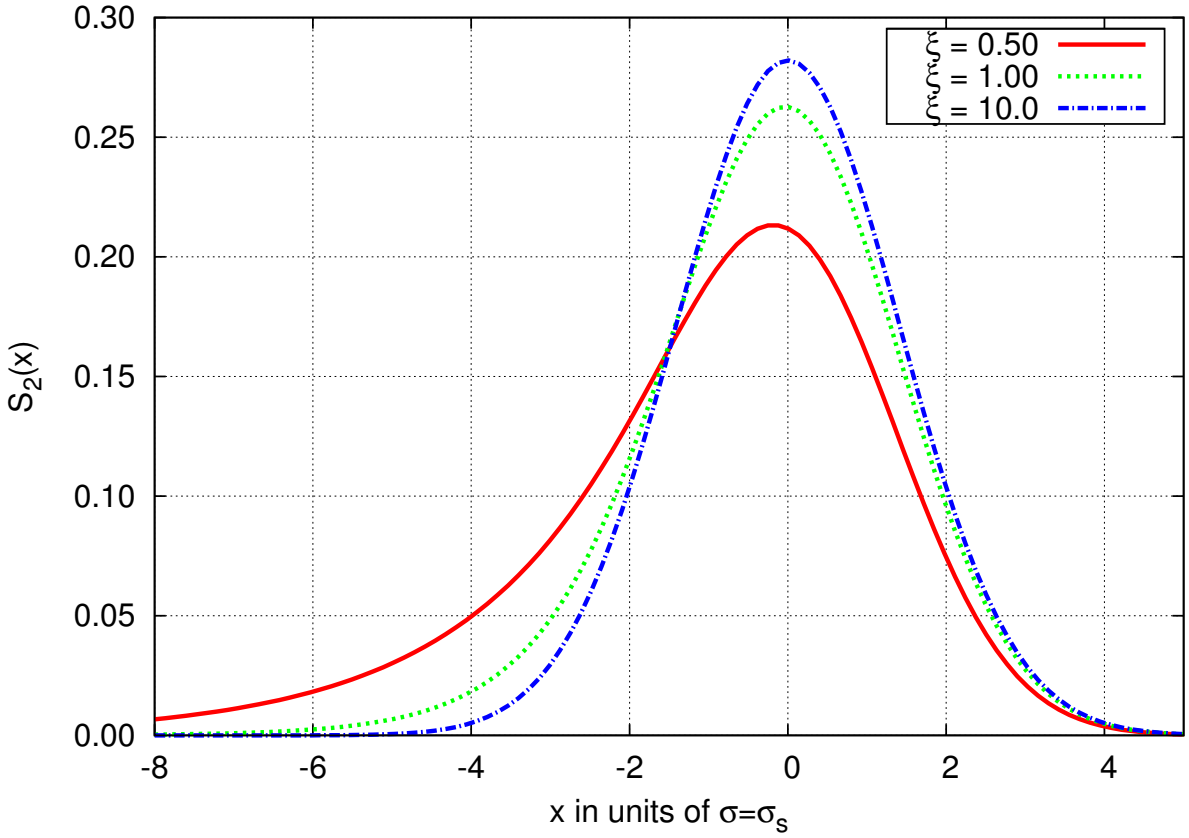


Рис. 4.5. $S_2(x)$ при различных значениях параметра ξ ($x_0 = 0$, ось абсцисс – в единицах σ, $\sigma = \sigma_s$).

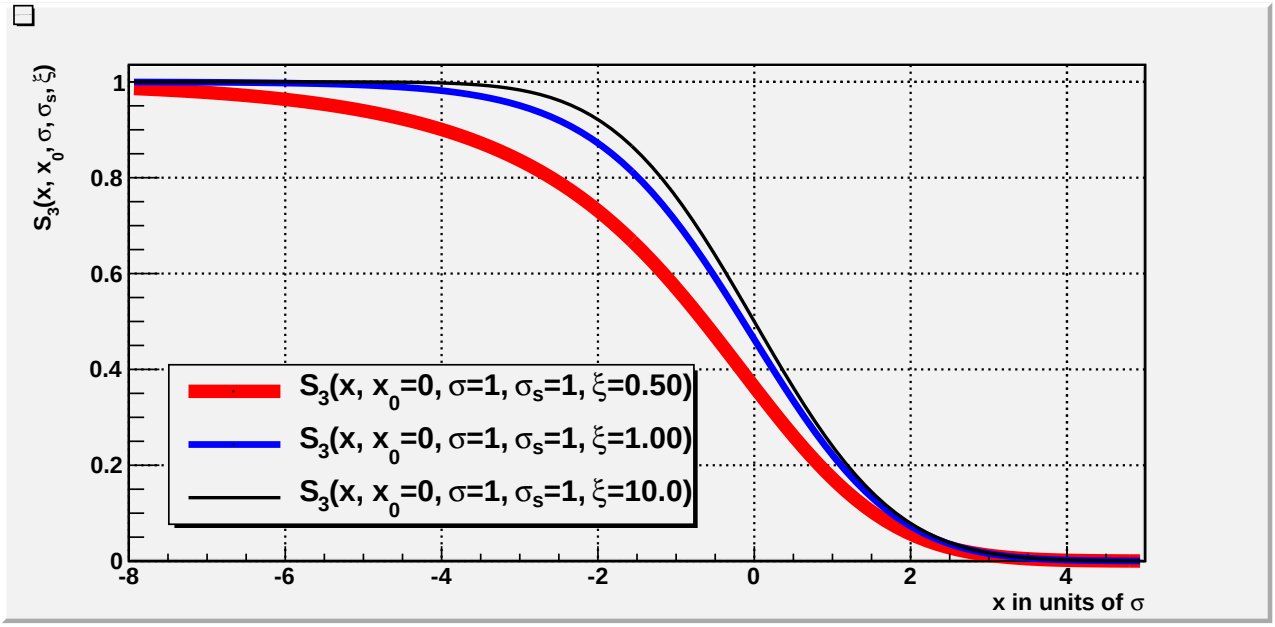


Рис. 4.6. $S_3(x)$ при различных значениях параметра ξ ($x_0 = 0$, ось абсцисс – в единицах σ, $\sigma = \sigma_s$).

вывод о том, что для точного определения максимальной энергии рассеянного фотона ω_{max} методом подгонки края комптоновского спектра, необходимо ввести параметр асимметрии ξ в математическую модель.

Алгоритм обработки спектра

В 3.2.3 был описан алгоритм, применяющийся для проведения калибровки энергетической шкалы спектрометрического тракта. При измерении энергии пучка методом регистрации спектра рассеянных обратно лазерных фотонов, помимо калибровочных линий в спектре присутствуют собственно комптоновские фотоны. Для измерения энергии края комптоновского спектра ω_{max}, калибровка шкалы осуществляется в соответствии с этим алгоритмом и используется для измерения абсолютного значения ω_{max}. Опишем сценарий этой процедуры.

1. Аналогично поиску калибровочных линий, находится и приблизительно определяется положение края комптоновского спектра (ω_{max} – «нулевое приближение»).

2. Положение края уточняется подгонкой функцией erfc со свободными параметрами амплитуды, положения и ширины. (ω_{max} – «первое приближение»).

3. Для «подготовки» к аккуратной подгонке с помощью функции (4.14), по кривым калибровки энергетической шкалы вычисляются значения параметров σ и ξ (энергетическое разрешение и асимметрия спектрометра) при энергии ω_{max} из предыдущего пункта.

4. Энергетический диапазон предстоящей подгонки выбирается как:

$$[\omega_{from} : \omega_{to}] = \omega_{max} \pm \frac{K\omega_{max}}{1 + 2\omega_{max}/m_e} , \qquad (4.16)$$

где коэффициент $K = 0.5$ (в рамках данной работы). Соображения таковы: если $K = 1$, то нижняя граница подгонки совпадёт с краем комптоновского спектра от рассеяния назад фотонов с энергией ω_{max} на электронах в германии. Иными словами, считаем что при этой энергии относительно небольшая эффективность полного поглощения HPGe приводит к искажению истинной формы спектра (см. например, Рис. 3.8 на стр. 60). Значение $K = 0.5$, выбранное эмпирическим путём, является разумным компромиссом между желанием расширить область подгонки и нежеланием дополнительно усложнять описание энергетического отклика HPGe.

5. Производится подгонка края комптоновского спектра функцией (4.15), в которой параметры σ и ξ фиксированы (см. пункт 3). При подгонке к функции (4.15) добавляется наклонный фон[1]. В результате подгонки определяется параметр σ_s, отвечающий за энергетический разброс в электронном пучке, а также ω_{max} во «втором приближении».

6. Полученное значение ω_{max} корректируется в соответствии с кривой подгонки графика нелинейности шкалы детектора. Получаем окончательное значение энергии фотонов на краю комптоновского спектра ω_{max}. В соответствии с формулой (4.1) на стр. 96 вычисляется средняя энергия электронов в пучке. Погрешность определения энергии пучка вычисляется по формуле (4.2), в которой используется $\Delta\omega_{max}$, полученная при подгонке, всеми остальными членами в (4.2) можно пренебречь.

[1] В случае, когда в диапазон подгонки края комптоновского спектра попадает одна из калибровочных линий, к (4.15) добавляется функция (3.16), в которой параметры σ и ξ фиксированы по калибровочным кривым исходя из энергии этой линии. Примеры такой подгонки приведены на Рис. 4.13–4.16.

7. Для определения энергетического разброса в электронном пучке используется выражение (4.7). При этом $\delta\omega_{max} \equiv \sigma_s$, полученной в процессе подгонки. Вклад энергетического разрешения детектора учтён в математической модели формы края спектра, поэтому $\dfrac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = \dfrac{1}{2}\dfrac{\delta\omega_{max}}{\omega_{max}}$.

(*) При обработке реальных спектров, как правило, оказывается, что статистики событий в калибровочном пике 6128 кэВ недостаточно для качественного определения всех параметров модели пика. Поэтому параметр σ для этого пика вычисляется путём интерполяции кривой энергетического разрешения, и полученное значение фиксируется во время подгонки.

Сравнение методов ОКР и РД на энергии 1553 МэВ.

В марте 2010 года мы начали работать с ^{232}Pu–^{13}C источником калибровочных фотонов. 9-10 марта 2010 года был проведён эксперимент, в котором энергия электронного пучка измерялась двумя независимыми способами – методом резонансной деполяризации (РД) и описанным выше методом обратного комптоновского рассеяния (ОКР). На Рис. 4.7 – Рис. 4.10 приведены результаты последовательных измерений энергии методом ОКР. На каждом из рисунков изображены:

- вверху слева – общий вид измеренного спектра,
- вверху в центре – зависимость асимметрии ξ от энергии, подогнанная функцией (3.18).
- вверху справа – нелинейность энергетической калибровки, подогнанная параболой,

- внизу слева – фрагмент спектра вблизи ω_{max} с функцией подгонки (4.15),
- внизу в центре – зависимость энергетического разрешения HPGe детектора (σ) от энергии, с подгонкой (3.17),
- внизу справа – сводная таблица результатов обработки.

На Рис. 4.11 представлен результат сравнения измерений энергии пучка ВЭПП-4М двумя способами. Второй график (внизу на Рис. 4.11) – результаты измерения энергетического разброса электронного пучка методом ОКР.

Из Рис. 4.11 видно, что статистическая ошибка в определении энергии пучка методом ОКР составляет приблизительно 20 кэВ при энергии пучка $E_{beam} \simeq 1553.50$ МэВ и времени измерения около 3-х часов. В относительных единицах $\Delta E_{beam}/E_{beam} \simeq 1.3{\cdot}10^{-5}$. Точность «хорошего» измерения энергии методом РД составляет 1-2 кэВ. Систематического различия в измерении энергии двумя способами не наблюдается (на уровне стат. ошибки ОКР).

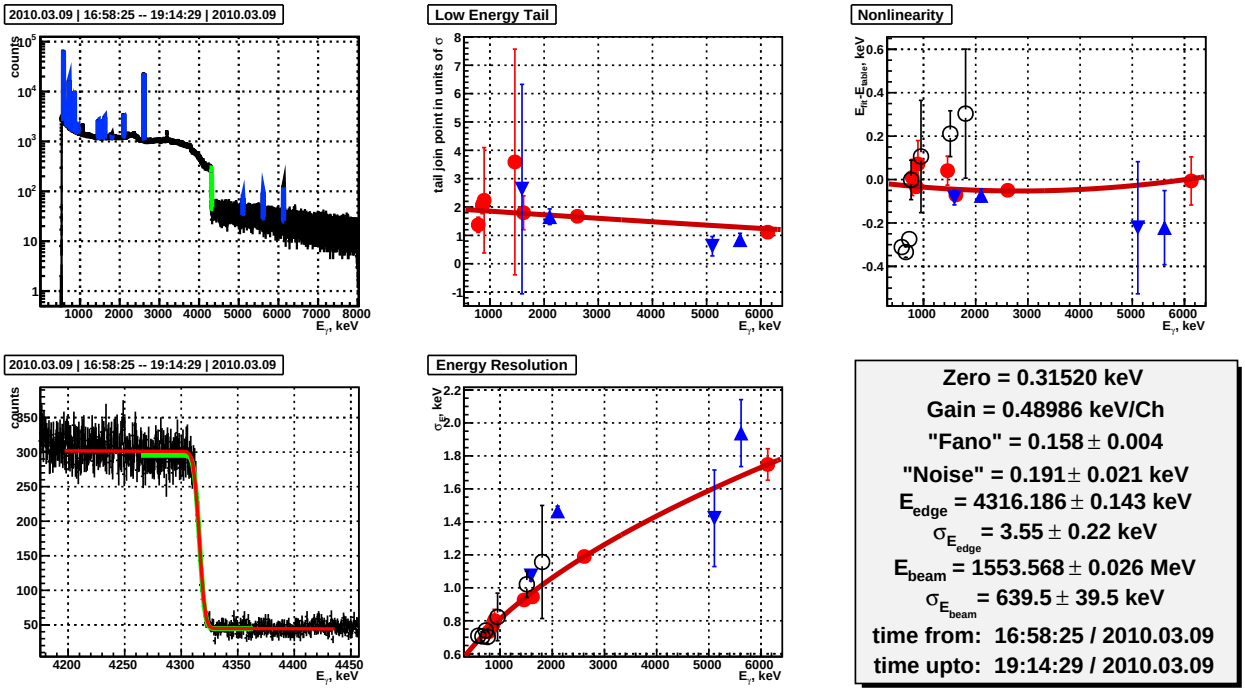


Рис. 4.7. Спектр ОКР №1, набранный в марте 2010 года

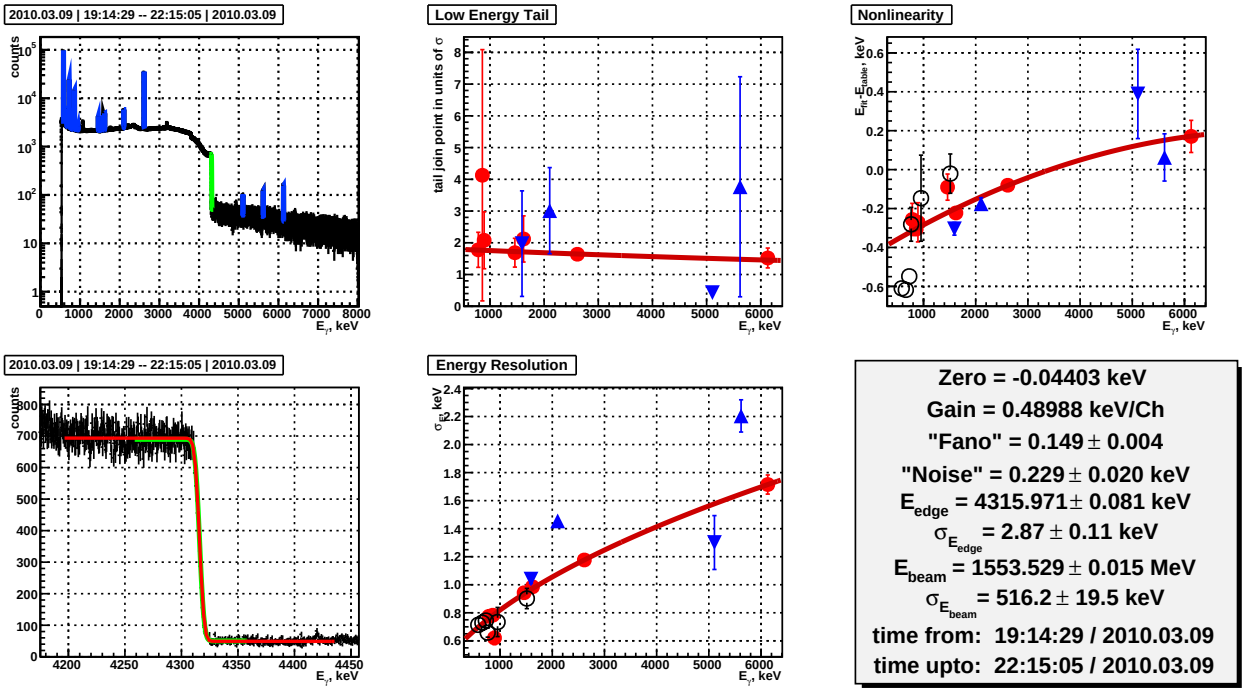


Рис. 4.8. Спектр ОКР №2, набранный в марте 2010 года

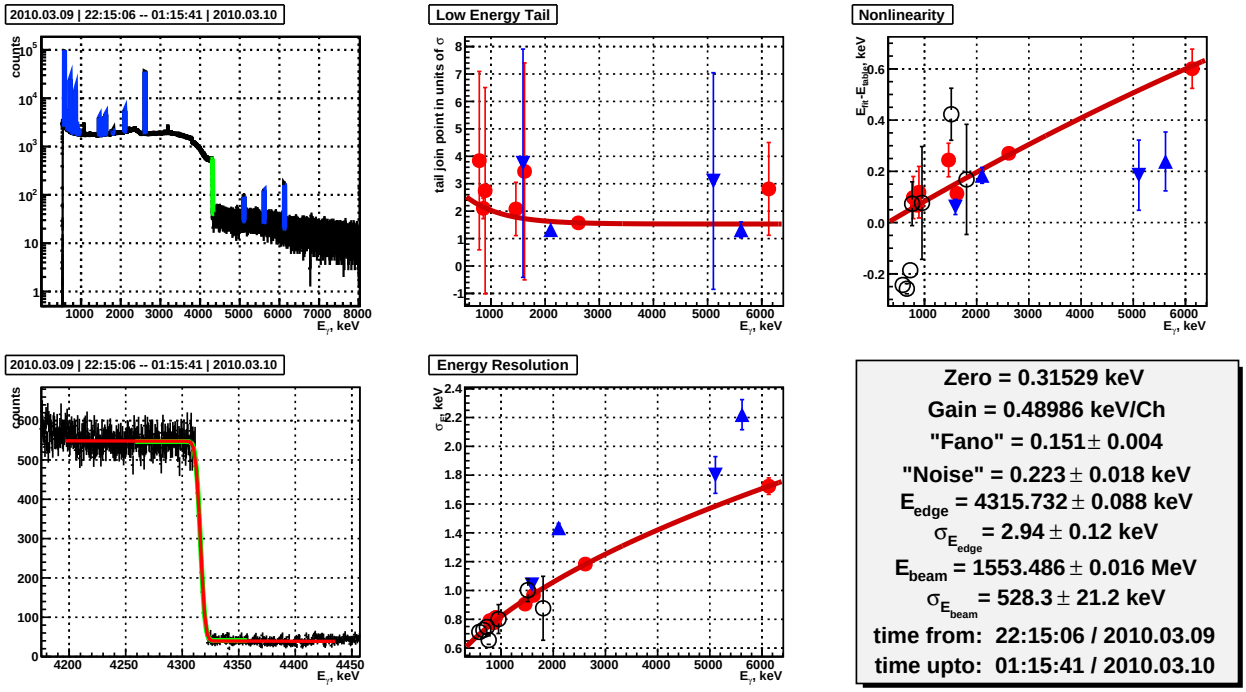


Рис. 4.9. Спектр ОКР №3, набранный в марте 2010 года

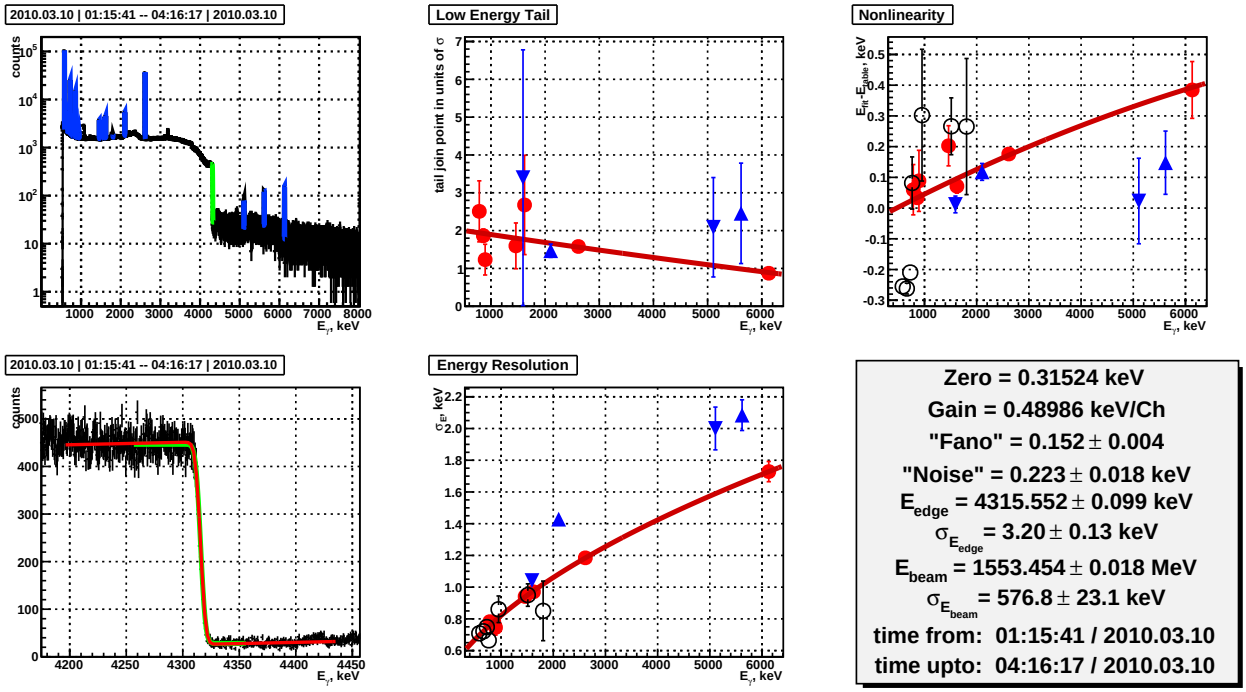


Рис. 4.10. Спектр ОКР №4, набранный в марте 2010 года

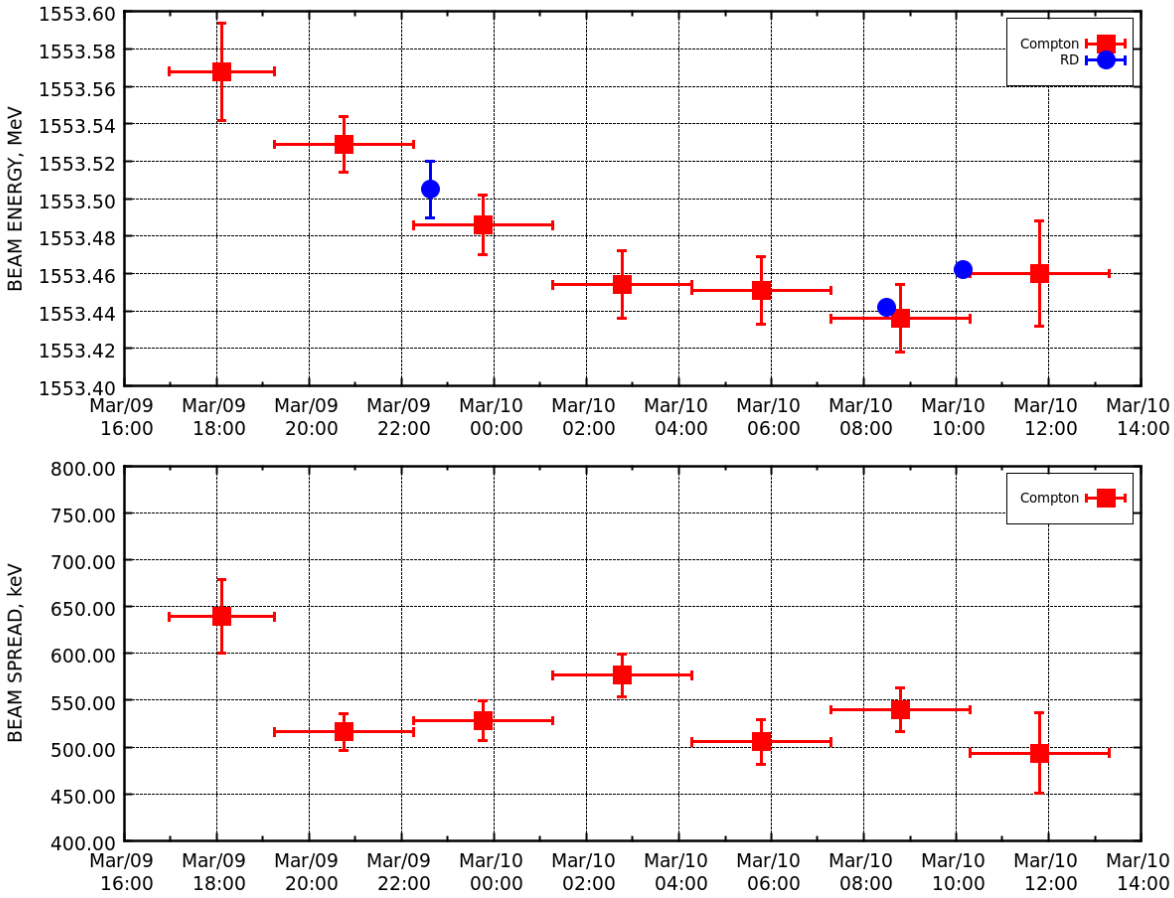


Рис. 4.11. Вверху – поведение во-времени средней энергии электронов в пучке ВЭПП-4М, независимо измеренное методами ОКР и РД. Внизу – результаты измерения энергетического разброса электронов в пучке. Измерения проводились 9–10 Марта 2010 года.

Сканирование J/ψ.

13 апреля 2010 года на ВЭПП-4 с детектором КЕДР были проведены измерения формы резонанса в сечении рождения J/ψ мезона. Подгонка экспериментальных точек резонансной кривой позволяет измерить массу J/ψ. Описание формы резонансной кривой дано в [77], в этой же работе приведены результаты самых точных, на сегодняшний день, измерений масс J/ψ и ψ' мезонов. Эти измерения были проведены на детекторе КЕДР в 2002 году, прецизионное измерение энергии пучков в коллайдере ВЭПП-4М осуществлялось методом резонансной деполяризации. В сканировании J/ψ

в 2010 году энергия пучка измерялась только методом ОКР, что позволило провести независимую оценку систематической погрешности метода путём сравнения измеренной массы J/ψ с её табличным значением PDG. Результаты сканирования приведены на Рис. 4.12, из которого видно, что измеренное значение массы прекрасно согласуется с её табличной величиной.

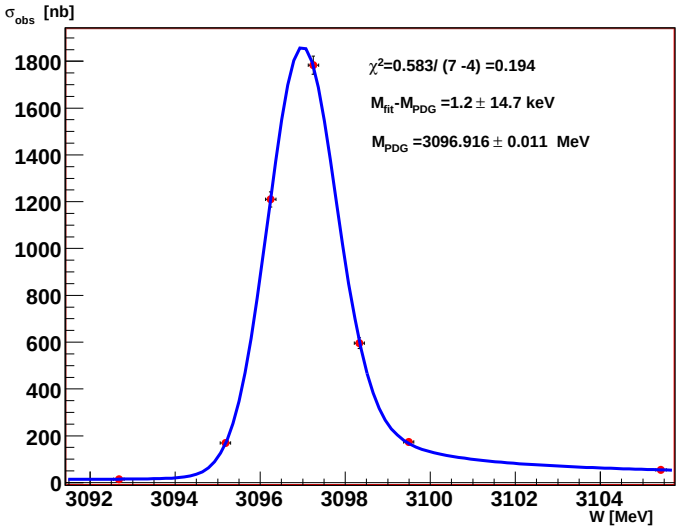


Рис. 4.12. Сканирование по энергии пучка области резонансного рождения J/ψ мезона, проведённое на коллайдере ВЭПП-4М и детекторе КЕДР 13 апреля 2010 года.

Сравнение методов ОКР и РД на энергии 1844 МэВ.

В июне 2010 г. эксперимент по сравнению методов ОКР и РД для измерения энергии электронного пучка в ВЭПП-4М был повторён при другой энергии пучка – в районе 1844 МэВ.

На Рис. 4.13 – Рис. 4.16 приведены результаты последовательных измерений энергии методом ОКР, алгоритм обработки спектра и размещение графиков на картинках – точно такие же как и раньше. На Рис. 4.17, аналогично Рис. 4.11, представлены результаты независимого измерения энергии пучка методами РД и ОКР, а также результаты измерения энергетиче-

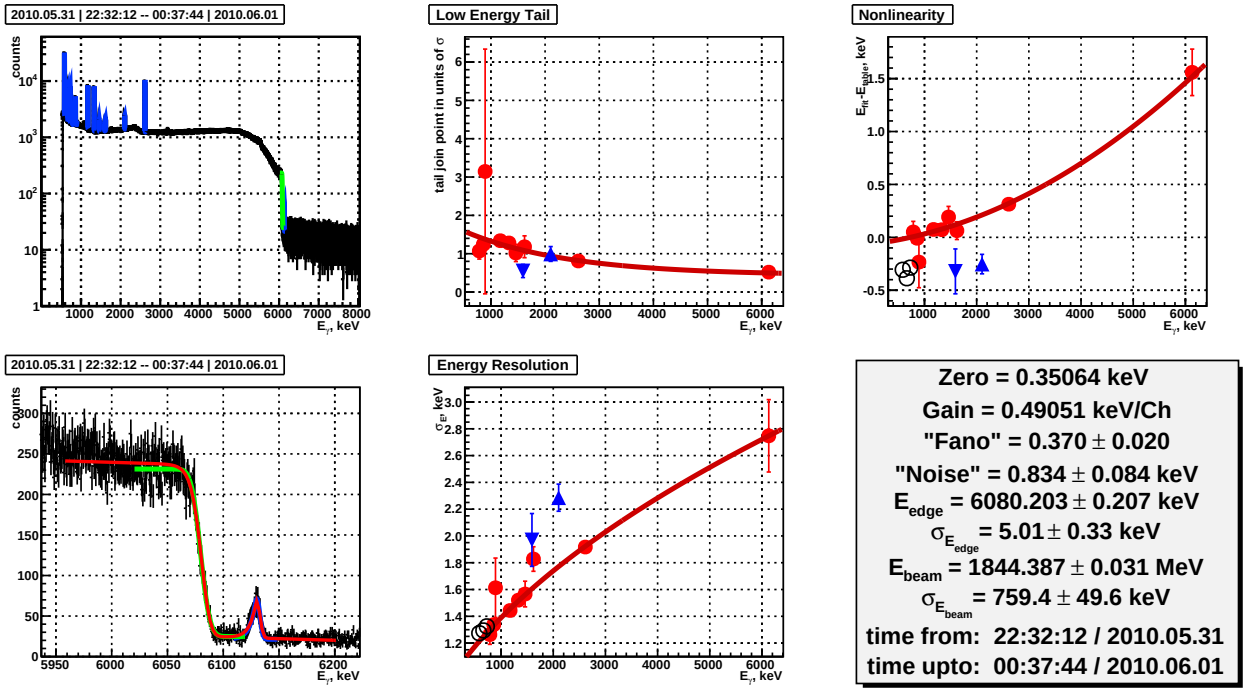


Рис. 4.13. Спектр ОКР №1, набранный в июне 2010 года

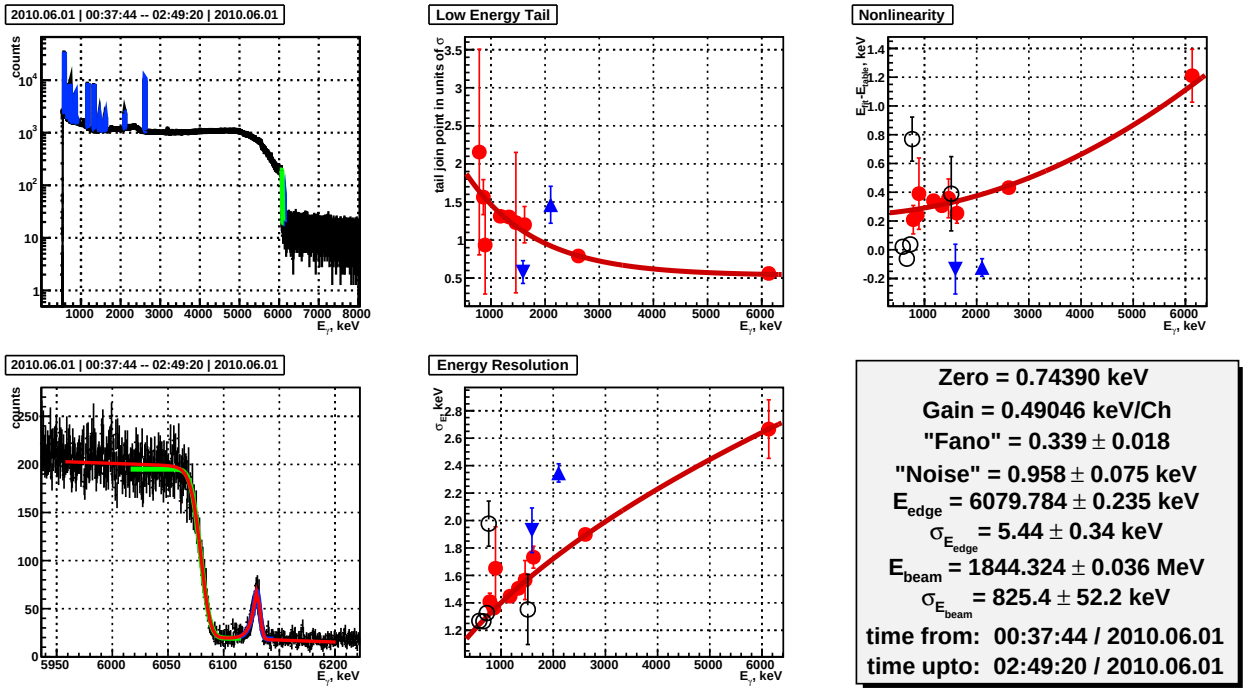


Рис. 4.14. Спектр ОКР №2, набранный в июне 2010 года

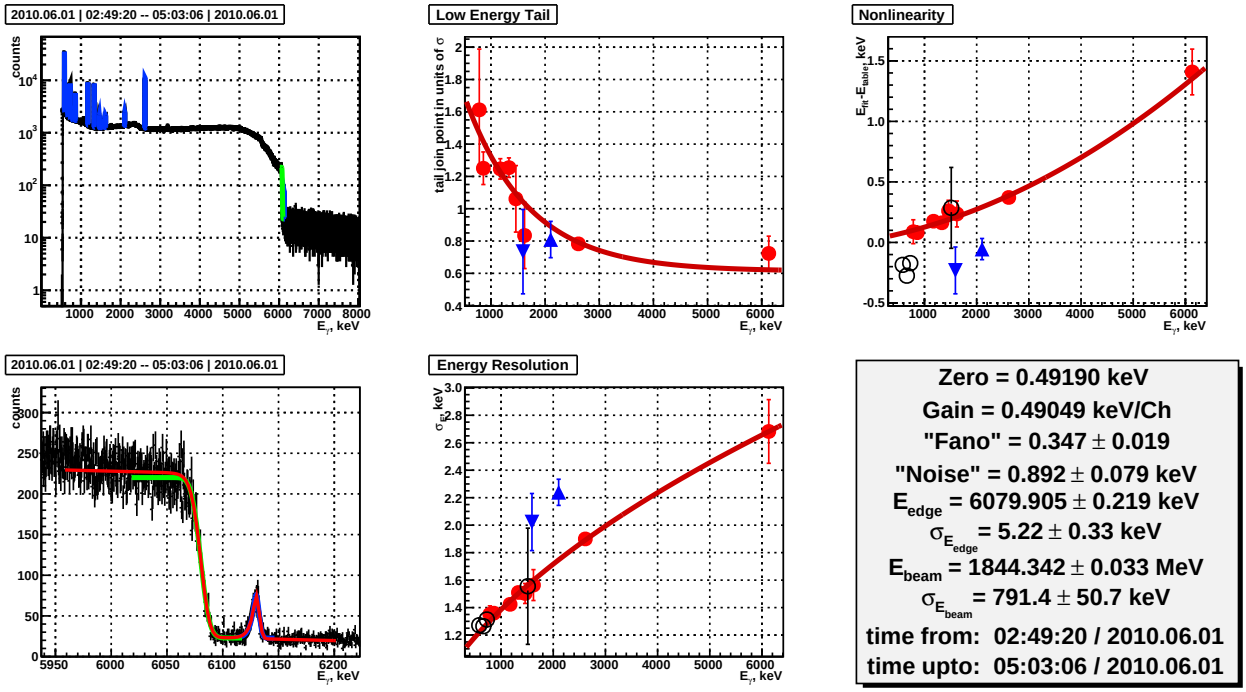


Рис. 4.15. Спектр ОКР №3, набранный в июне 2010 года

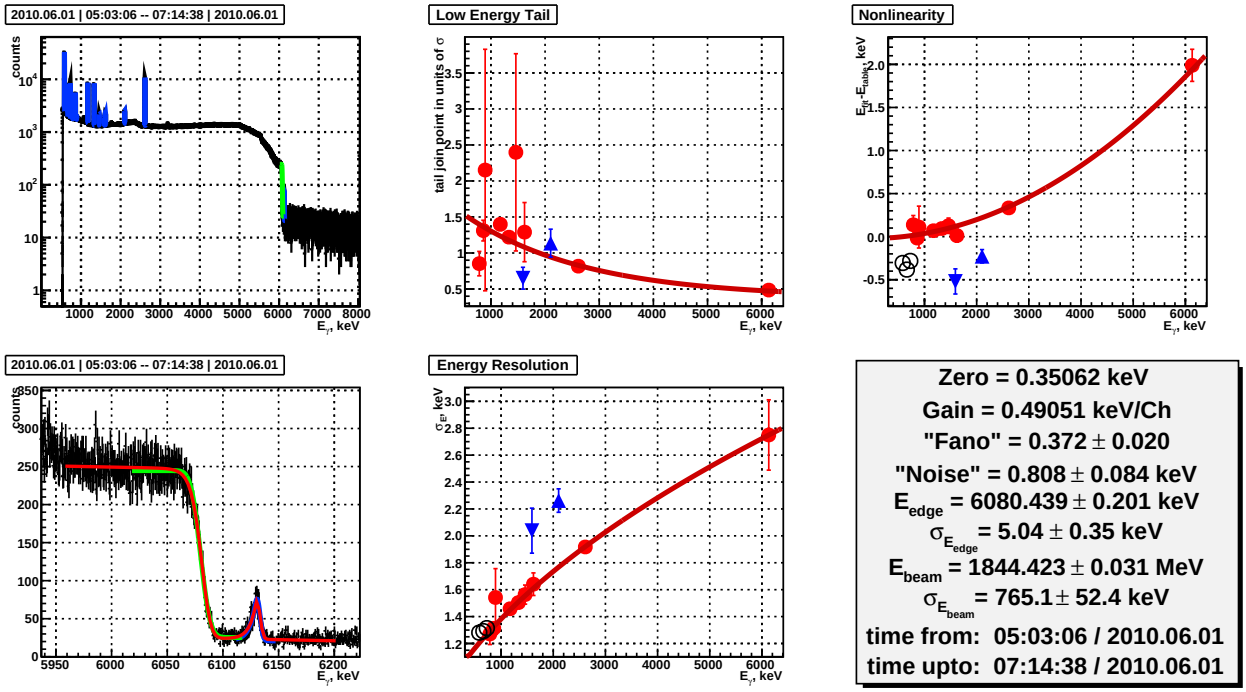


Рис. 4.16. Спектр ОКР №4, набранный в июне 2010 года

ского разброса электронов методом ОКР. Видно, что статистическая ошибка измерений методом ОКР «подросла» до ∼30 кэВ, т.е. $\Delta E_{beam}/E_{beam} \simeq 1.6 \cdot 10^{-5}$. Энергетический разброс вырос с ∼550 кэВ до ∼800 кэВ. Формально, систематическое отличие измерений энергии двумя способами составляет $E_{\text{ОКР}} - E_{\text{РД}} \simeq 13 \pm 38$ кэВ.

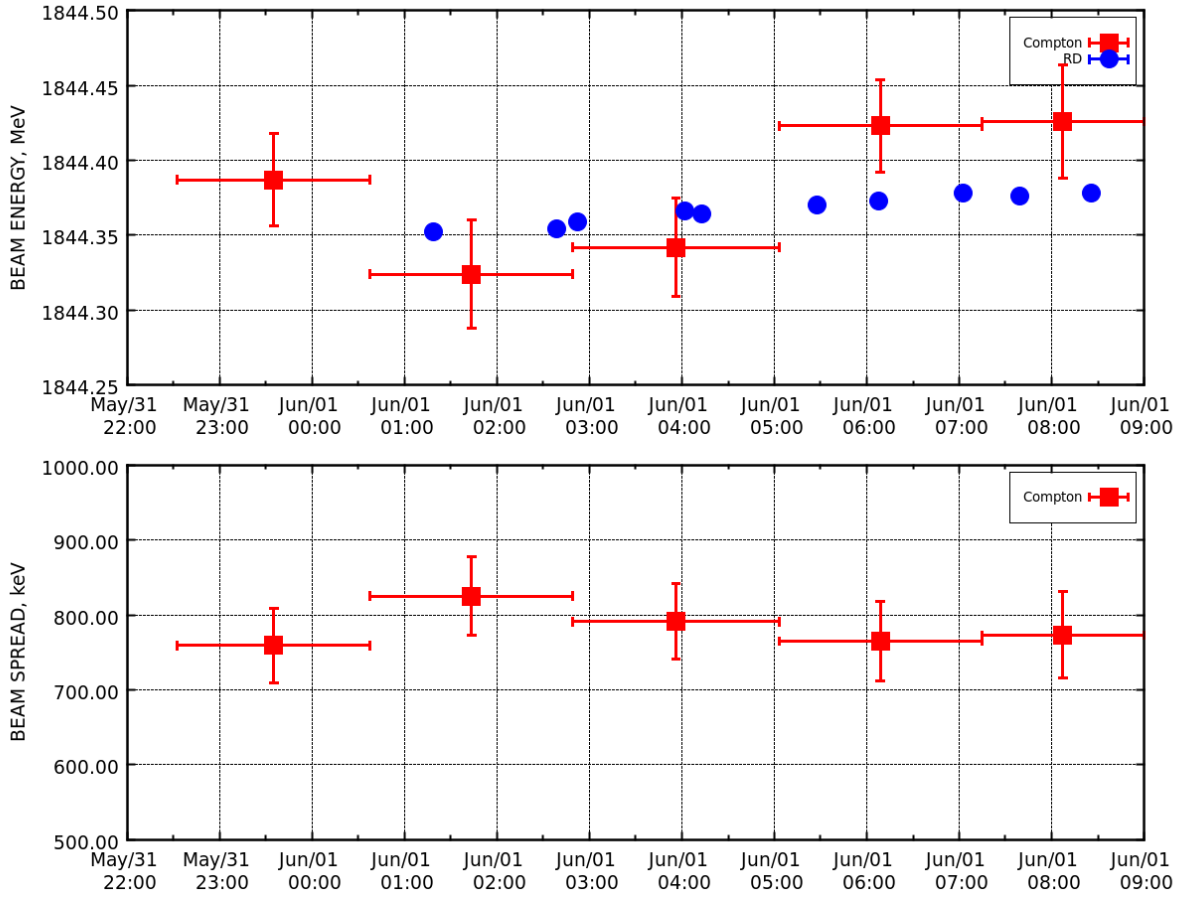


Рис. 4.17. Вверху – поведение во-времени средней энергии электронов в пучке ВЭПП-4М, независимо измеренное методами ОКР и РД. Внизу – результаты измерения энергетического разброса электронов в пучке. Измерения проводились 1 июня 2010 года.

§4.4. Эксперименты с детектором КЕДР

4.4.1. Измерение массы тау-лептона

В 2005–2008 гг. на коллайдере ВЭПП-4М [78] и детекторе КЕДР [79, 80] проводился эксперимент по измерению массы τ-лептона [81–83]. Масса τ-лептона является одним из фундаментальных параметров Стандартной Модели. Вместе с временем жизни и вероятностью распада $\tau \to e\overline{\nu}_e\nu_\tau$, значение массы может быть использовано для проверки принципа лептонной универсальности, являющегося одним из постулатов теории электрослабых взаимодействий. Для определения массы частицы измеряется зависимость сечения реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ от энергии встречных пучков вблизи порога рождения пары $\tau^+\tau^-$. Целью эксперимента являлось улучшение абсолютной точности, с которой была известна масса τ-лептона ($m_\tau = 1776.99^{+0.29}_{-0.26}$ МэВ [84]), до уровня 0.05-0.15 МэВ. Поскольку основной вклад в точность измерения массы τ-лептона вносит область вблизи порога рождения, для проведения эксперимента необходимо набрать большой интеграл светимости. Следовательно, нужно было минимизировать потери ускорительного времени на проведение калибровок энергии методом РД. В этом эксперименте для измерения энергии электронного пучка, наряду с методом РД, использовалось обратное комптоновское рассеяние излучения CO_2 лазера [85].

В §4.3 была описана процедура абсолютного измерения энергии пучка методом ОКР, а также приведены результаты измерений, сделанных в 2010 году. До 2010 года в нашем распоряжении не было калибровочного источника ^{232}Pu–^{13}C, дающего возможность провести абсолютную калибровку энергетической шкалы HPGe детектора до энергии 6128 кэВ. Экстраполяция энергетической калибровки с энергии 2614 кэВ до энергии фотонов на краю

комптоновского спектра приводит к заметной систематической погрешности измерений. Поэтому, в течение всего эксперимента по измерению массы τ-лептона использовался несколько другой подход. Для калибровки энергетической шкалы приходилось привлекать данные об измерении энергии электронного пучка методом РД [90, 91]. В целом, эксперимент проводился по следующему сценарию:

1. В выбранной согласно плану набора статистики точке производилась калибровка энергии пучка методом РД, при этом параллельно записывался спектр ОКР с HPGe детектора.

2. Энергия пучка, измеренная методом ОКР с использованием калибровки HPGe по низкоэнергетическим линиям изотопов, корректировалась как

$$E_{beam} = E_{\text{окр}} + \Delta E \ ,$$

   где ΔE – разница между измерениями энергии двумя методами.

3. После инжекции позитронного пучка и получения светимости, продолжался набор статистики на детекторе КЕДР. Энергия пучка продолжала непрерывно измеряться методом ОКР, с учётом полученной поправки ΔE.

4. Переход к Пункту 1 настоящего сценария осуществлялся либо по времени (через $\sim$1–3 суток), либо раньше, в случае очевидного статистически значимого изменения результатов измерений энергии пучка методом ОКР.

Пример однократного измерения энергии электронного пучка вблизи порога реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ в 2007 году приведён на Рис. 4.18.

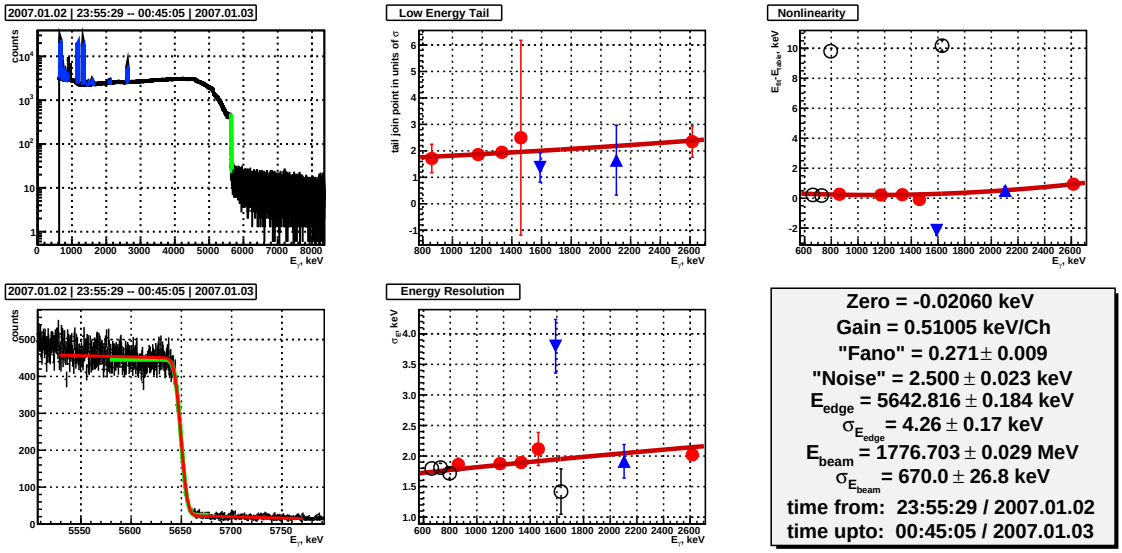


Рис. 4.18. Пример измерения энергии пучка методом ОКР вблизи порога реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ в 2007 году.

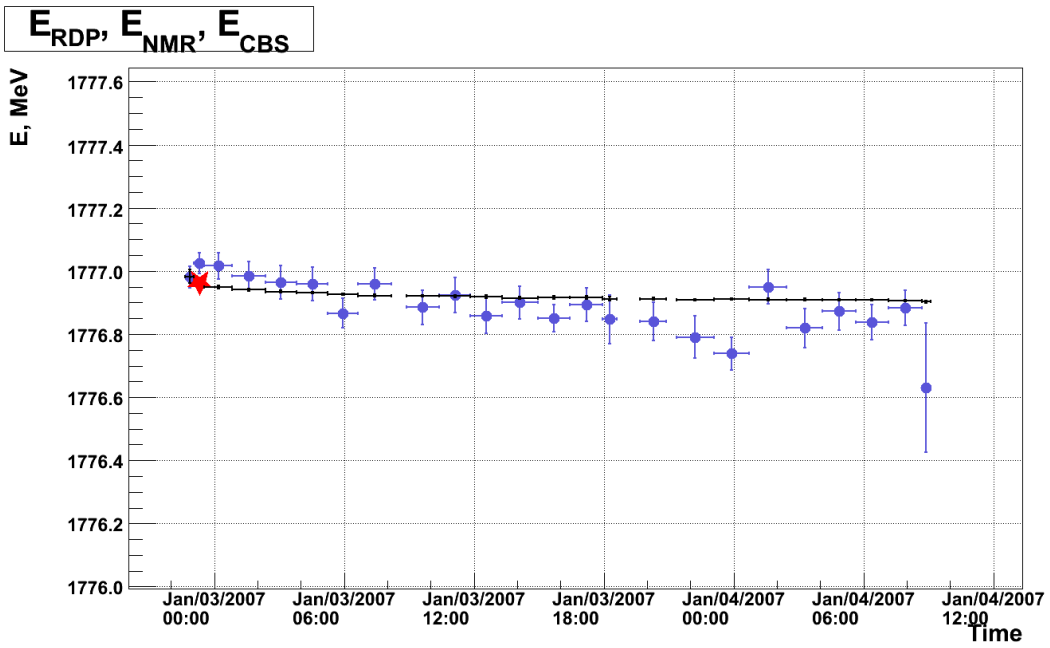


Рис. 4.19. Поведение во-времени энергии электронного пучка ВЭПП-4М вблизи порога реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ в 2007 году. Красная звёздочка – результат измерения энергии методом РД. Синие круги – методом ОКР. Черные точки – предсказание энергии по измерениям ведущего магнитного поля датчиками ЯМР.

На Рис. 4.19 приведён пример, показывающий поведение во-времени энергии пучка ВЭПП-4М. Красная звёздочка – результат измерения энергии методом РД. Синие круги – методом ОКР. Черные точки – предсказание энергии по измерениям ведущего магнитного поля датчиками ЯМР. Из сравнения Рис. 4.18 и Рис. 4.19 видно, что поправка ΔE составляет приблизительно 200 кэВ.

Набор статистики на детекторе КЕДР вблизи порога реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ производился в три захода:

1. с 1 мая по 12 июня 2005 года.
2. с 14 февраля по 27 апреля 2006 года.
3. с 16 ноября 2006 года по 3 февраля 2007 года.

Если зафиксировать поправку ΔE для каждого из заходов по её среднему значению, то можно построить гистограмму отличия измерений энергии методами РД и ОКР. Эта гистограмма приведена на Рис. 4.20, в ней содер-

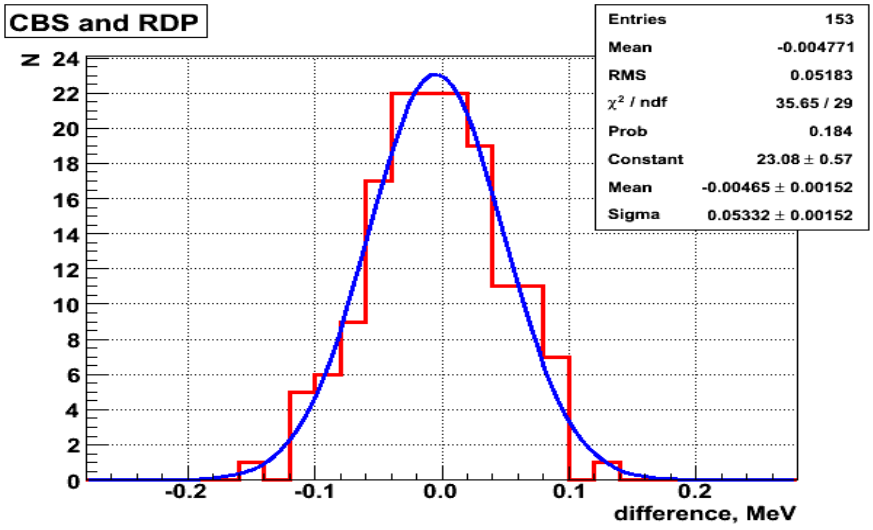


Рис. 4.20. Разница измерений энергии пучка методами РД и ОКР ($E_{\text{рд}} - E_{\text{окр}}$).

жатся данные по 153 одновременным калибровкам энергии пучка двумя методами. Среднеквадратичная ширина распределения на Рис. 4.20 ($\sim$50 кэВ)

практически совпадает со статистической ошибкой одного измерения ОКР (см. Рис. 4.19).

Это обстоятельство подтверждает правомерность проведения коррекции энергии, измеренной методом ОКР, на величину ΔE. Иными словами, систематическое отличие измеренной методом ОКР энергии пучка от её истинного значения с указанной точностью определяется только нелинейностью энергетической шкалы HPGe детектора, которая остаётся постоянной в течение каждого экспериментального захода.

На Рис. 4.21 представлена гистограмма отличия энергии, измеренной методом ОКР, от энергии, определённой с помощью интерполяции данных РД в течение всего набора статистики на пороге рождения τ-лептона. В

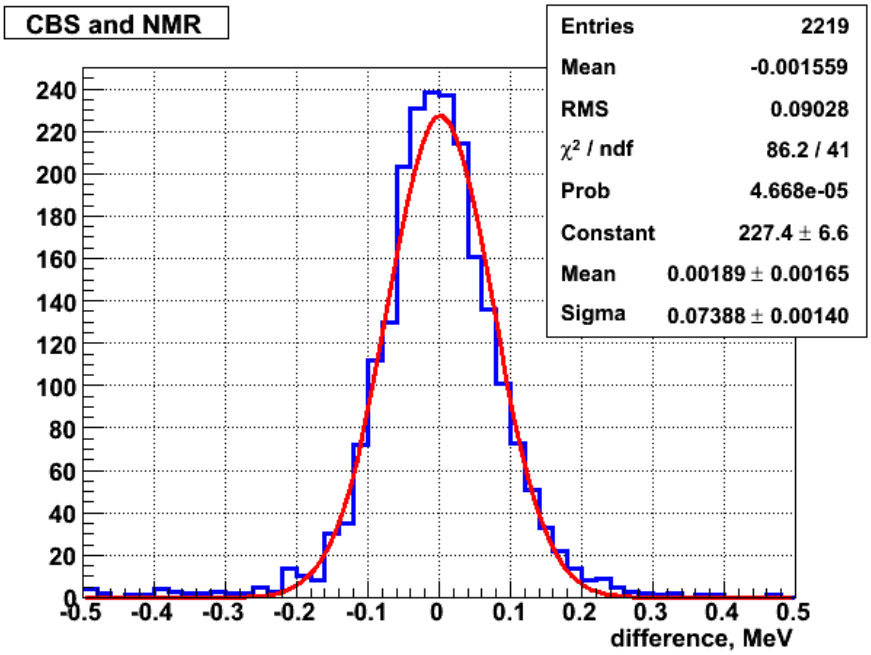


Рис. 4.21. Разница измерений энергии пучка методом ОКР и модели поведения энергии, основанной на РД и магнитных измерениях ($E_{\text{рд}} - E_{\text{ямр}}$).

гистограмму занесено более 2000 измерений энергии методом ОКР. Среднеквадратичная ширина распределения увеличилась до 90 кэВ, причём среднее значение осталось прежним.

Если использовать Рис. 4.21 для оценки систематической погрешности восстановления энергии пучка ВЭПП-4М двумя методами («РД + интерполяция» и ОКР), то эта погрешность $\Delta E \simeq 60$ кэВ ($\Delta E/E \simeq 3.4 \cdot 10^{-5}$).

Предварительный результат эксперимента по измерению массы τ-лептона, основанный на обработке 15.2 пб$^{-1}$ набранной на детекторе КЕДР статистики, опубликован в [82]. Значение массы составило

$$m_\tau = 1776.81^{+0.17}_{-0.19} \pm 0.15 \text{ МэВ}.$$

Окончательный результат эксперимента будет представлен в ближайшее время.

4.4.2. Другие эксперименты

Программа экспериментов на детекторе КЕДР в области энергий до 4 ГэВ в с.ц.м. была построена исходя из того, что светимость коллайдера ВЭПП-4М существенно меньше светимости современных установок. С точки зрения получения интересных экспериментальных результатов, у нас есть важное преимущество – прецизионное измерение энергии пучка методами РД и ОКР. Благодаря этому обстоятельству, в экспериментах, не требующих большого интеграла светимости, можно получать результаты мирового уровня за счёт минимизации систематических погрешностей измерений, связанных с неопределённостью энергии взаимодействия встречных пучков. К настоящему времени коллаборацией КЕДР, с использованием комбинированной техники измерения пучка (РД + ОКР), получены следующие результаты:

- измерено произведение электронной ширины J/ψ-мезона и вероятности его распада на e^+e^- пару [92, 93],

- измерены массы D^0 и D^+ мезонов [94],
- измерена масса, полная и лептонная ширина $\psi(3770)$ [95],
- произведён поиск узких резонансов в области энергий от 1.85 ГэВ до 3.1 ГэВ в с.ц.м. и поставлен верхний предел на их лептонную ширину [95].

Глава 5

Применение методики на других установках

§5.1. Измерение энергии пучка на накопителе ВЭПП-3

5.1.1. Двухфотонный обмен и упругое e^-p, e^+p рассеяние

Исследование электромагнитных форм факторов протона, важнейших характеристик этой частицы, позволяет глубже понять природу протона, также как и природу взаимодействия составляющих его кварков. До сравнительно недавнего времени, два форм фактора протона, электрический ($G_E(Q^2)$) и магнитный ($G_M(Q^2)$), характеризующие соответственно распределение в нем зарядов и токов, определялись с помощью разделения продольных и поперечных вкладов в упругое электрон – протонное рассеяние. Дифференциальное сечение упругого рассеяния в однофотонном приближении и в предположении P- и T- инвариантности можно записать [96] как:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott}\left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau} + 2\tau G_M^2 \mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\right], \tag{5.1}$$

где σ_{Mott} – сечение Мотта, θ_e – угол рассеяния электрона, $\tau = Q^2/4M_p^2$. Введя $\epsilon = (1 + 2(1+\tau)\mathrm{tg}^2(\theta/2))^{-1}$, продольную поляризацию виртуального фотона, эту формулу можно записать как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{Mott}}{\epsilon(1+\tau)}[\tau G_M^2 + \epsilon G_E^2]. \tag{5.2}$$

Как видно из последней формулы, с увеличением Q^2 вклад в сечение электрического форм фактора падает, что вызывает трудности при его определении этой методикой.

С середины 1990-х гг. в изучении форм факторов нуклонов получила развитие методика поляризационных экспериментов. При таких измерени-

ях вклады от малых форм факторов могут быть усилены, что повышает точность их измерений. Систематические ошибки этих измерений также малы. Так в TJNAF была произведена серия точных измерений отношения формфакторов протона $G_E(Q^2)/G_M(Q^2)$ в широкой области передачи импульса [97, 98]. В этих экспериментах измерялось отношение поперечной (P_t) и продольной (P_l) поляризации протонов отдачи при упругом рассеянии продольно поляризованных электронов на неполяризованной водородной мишени. В этом случае отношение форм факторов протона выражается непосредственно через отношение P_t к P_l:

$$\frac{G_E}{G_M} = -\frac{P_t}{P_l}\frac{(E+E')}{2M_p}\mathrm{tg}\frac{\theta}{2} \tag{5.3}$$

здесь E, E' энергии электрона до и после рассеяния, M_p – масса протона.

Результаты поляризационных измерений оказались неожиданными. Согласно им отношение $\mu G_E/G_M$ сильно зависит от Q^2, тогда как раньше считалось, что это отношение меняется слабо и близко к единице, а сами формфакторы примерно следуют дипольной формуле. Аккуратный анализ проведенных ранее неполяризационных измерений ясно показал, что эти две методики дают противоречивые результаты [99].

Предполагается, что наиболее вероятной причиной этих разногласий является неправомерность применения однофотонного приближения при интерпретации результатов неполяризационных измерений. Учет поправок для двух-фотонного обмена, однако, наталкивается на трудности: с одной стороны, на отсутствие корректных расчетов, а с другой стороны, на отсутствие достаточно точных экспериментальных данных.

5.1.2. Эксперимент по измерению зарядовой асимметрии

Вклад двухфотонного обмена может быть определен экспериментально прямым сравнением сечений упругого рассеяния электронов и позитронов на протоне [100]. Для этого в ИЯФ на накопителе ВЭПП-3 в 2009 году проводился эксперимент по измерению зарядовой асимметрии в упругом рассеянии электронов и позитронов на газовой водородной мишени. Энергия пучков электронов/позитронов составляла 1.6 ГэВ; система регистрации позволяла произвести измерения одновременно при переданных импульсах 0.4 и 1.6 $(\text{ГэВ/c})^2$. Для минимизации систематических ошибок при проведении эксперимента набор статистики ведётся попеременно на электронном и позитронном пучке. При таком подходе, основным источником систематической погрешности в измерении отношения сечений рассеяния является неидентичность режимов магнитной системы накопителя при работе с частицами разного знака заряда – так как требуется переполюсовка всех магнитных элементов. Так, например, разница энергий электронов и позитронов в 1 МэВ приводит к систематической ошибке $\sim$1% в измерениях отношения сечений, что уже превышает статистическую ошибку проведённого эксперимента.

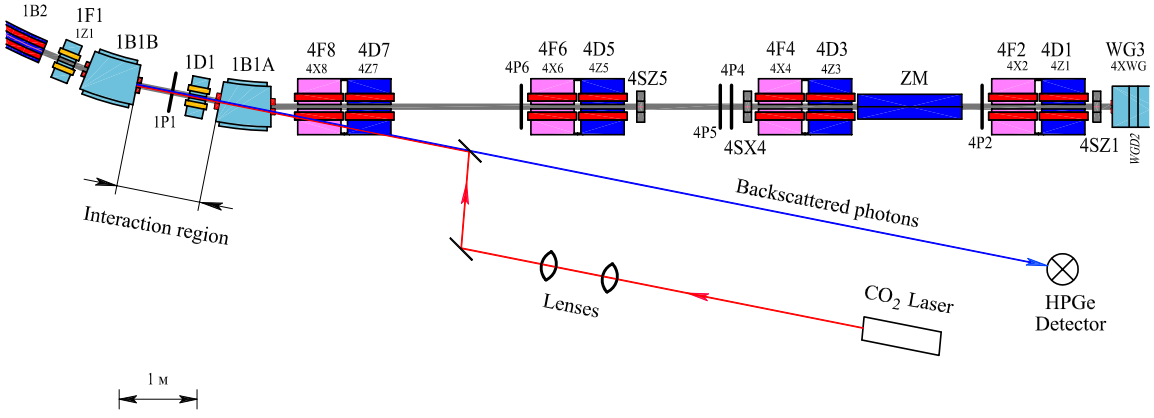


Рис. 5.1. Общий вид системы измерения энергии пучка на накопителе ВЭПП-3.

Для контроля за равенством энергий электронов и позитронов в течение проведения эксперимента была создана система измерения энергии пучков, основанная на обратном комптоновском рассеянии лазерного излучения. Схема установки показана на Рис. 5.1. Для ввода инфракрасного лазерного излучения в вакуумную камеру накопителя ВЭПП-3, было изготовлено входное окно из ZnSe, через которое лазерное излучение попадает на 45° зеркало, отражающее излучение навстречу электронному пучку. CO_2 (COHERENT GEM Select 50) лазер и коаксиальный HPGe детектор (Canberra GC2518, относительная эффективность 25%) на время эксперименты были перенесены с установки РОКК-1М на ВЭПП-4М в тоннель накопителя ВЭПП-3. Стоит отметить, что процедура переноса всей аппаратуры для системы измерения энергии пучка занимает один рабочий день. После этого требуется одна смена (12 часов) для настройки оборудования и получения пучка рассеянных фотонов, и – система готова к работе.

Эксперимент проводился по следующему сценарию:

1. инжекция электронного пучка, ускорение до 1600 МэВ, набор статистики (40 мин),
2. сброс пучка, переполюсовка магнитной системы,
3. инжекция позитронного пучка, ускорение до 1600 МэВ, набор статистики (40 мин),
4. сброс пучка, переполюсовка магнитной системы,
5. переход к пункту 1

Результаты работы системы в течение эксперимента представлены на Рис. 5.2. Видно, что на начальном этапе работы энергия пучков вела себя

нестабильно от захода к заходу, причём разница энергий электронов и позитронов доходила до 2-х МэВ ($\Delta E/E \sim 1.25 \cdot 10^{-3}$). Путём анализа возможных причин такого поведения, было установлено, что причиной является работа системы автоматической коррекции орбиты пучка. Алгоритм работы этой системы был изменён, что дало возможность «держать» энергии одинаковыми на необходимом уровне точности.

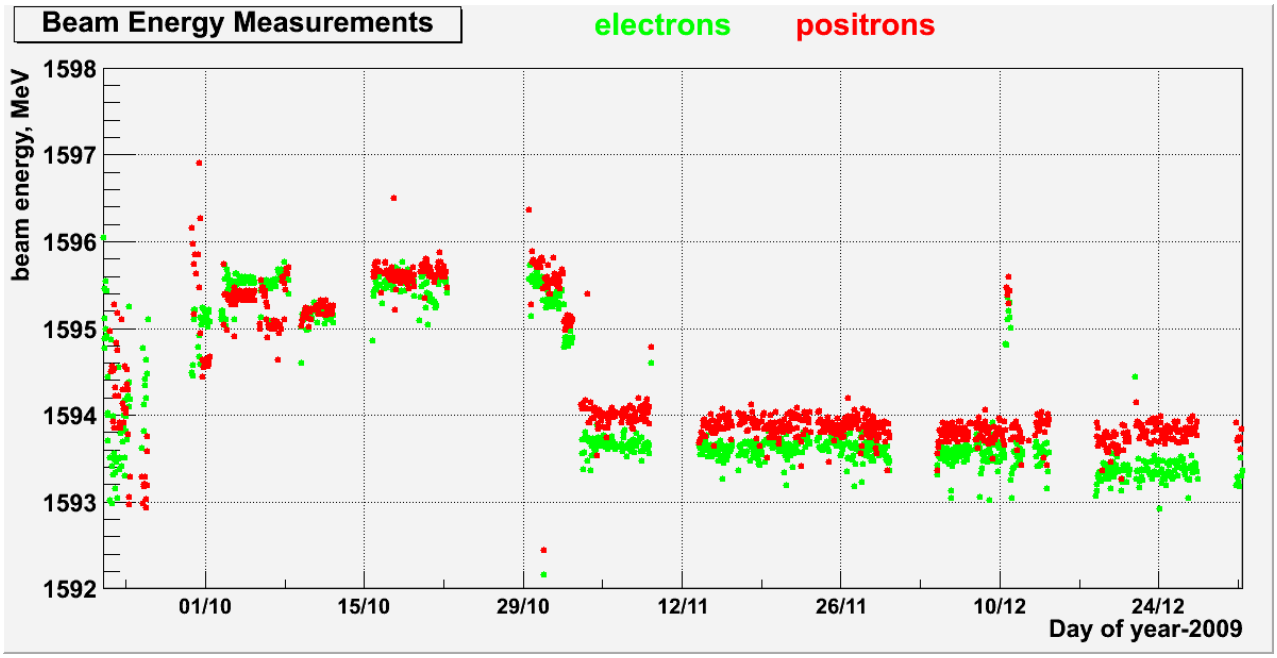


Рис. 5.2. Результаты работы системы мониторирования энергии пучка в эксперименте по измерению зарядовой асимметрии в упругом e^-p, e^+p рассеянии, проводившемся на накопительном кольце ВЭПП-3 летом 2009 года.

Обработка результатов проведённого эксперимента на настоящий момент ещё не закончена.

§5.2. Измерение энергии пучка коллайдере BEPC-II

5.2.1. Эксперимент BESIII

С 1989 по 2004 годы в Пекинском Институте физики высоких энергий (IHEP, Beijing) китайской Академии наук проводились эксперименты по $c\tau$ физике на коллайдере BEPC с детекторами BES и, с 1996 года, BESII. Коллайдер BEPC – установка с одним накопительным кольцом для встречных пучков электронов и позитронов, на которой пиковая светимость достигла максимума на уровне 10^{31}с$^{-1}$см$^{-2}$ (только однобанчевый режим). В 2003 году правительством КНР была одобрена программа модернизации установки, заключающийся в создании нового коллайдера с новым детектором BESIII [101, 102]. Новый коллайдер, BEPCII, был построен в том же туннеле, что и его предшественник, но стал современной машиной с отдельными накопительными кольцами для электронного и позитронного пучков, спроектированный для работы в многобанчевом режиме. Его проектная энергия – 2×1.89 ГэВ в системе центра масс, а проектная светимость выросла в 100 раз по сравнению с предшественником – до 10^{33}с$^{-1}$см$^{-2}$. Инжекция пучка осуществляется из линейного ускорителя на полной энергии эксперимента. Кроме физики высоких энергий, накопитель используется как источник синхротронного излучения, в режиме разделения календарного времени на две различные программы. Новый детектор – BESIII, тоже полностью переделан и улучшен, в нём используются современные концепции и технологии создания детекторов для экспериментов на встречных пучках.

Физическая программа экспериментов на BESIII включает следующие задачи:

- прецизионное изучение электрослабых взаимодействий кварков и лептонов,

- спектроскопия легких адронов и изучение их распадов с высокой статистической точностью,
- изучение физики рождения и распадов J/ψ, ψ (2s) и ψ (3770) с большими массивами данных, поиск глюболов, гибридов, мультикварковых и других экзотических состояний в адронных и радиационных распадах чармония,
- изучение физики τ-лептона,
- изучение физики чарма, включая свойства распадов D, D_S и заряженных барионов,
- точные измерения параметров КХД и ККМ,
- поиск новой физики в редких и запрещённых распадах, осцилляциях, поиск CP нарушений в c-адронных и τ-лептонном секторе.

В 2008 году на обновлённой установке была получена первая светимость $(0.32 \cdot 10^{33}\text{с}^{-1}\text{см}^{-2})$ на энергии 2×1.89 ГэВ. В 2009 году начался набор статистики детектором BESIII. Таким образом, эта установка в настоящее время является единственной в мире установкой на встречных пучках, работающей в диапазоне энергий $c\tau$ с большой светимостью. В 2008 году ИЯФ официально вступил в международную коллаборацию BESIII, с целью участия в проводимых экспериментах и получения опыта работы, который окажется весьма полезным в случае осуществления проекта по строительству супер-$c\tau$ фабрики и детектора для неё в Новосибирске.

В рамках коллаборации было принято решение о создании прецизионной системы измерения энергии пучков на коллайдере BEPCII. Одной из важнейших задач, которую предполагается выполнить с использованием

этой системы – новое точное измерение массы τ-лептона. Поскольку светимость BEPCII на два порядка больше светимости ВЭПП-4М, необходимое пучковое время проведения такого эксперимента (изучение поведения сечения реакции $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ вблизи её порога) составит около 2-х недель. С детектором BESIII за такое время можно получить статистическую точность измерения массы τ-лептона на уровне нескольких десятков кэВ. Основным фактором, определяющим систематическую точность измерения массы, станет точность измерения энергии встречных пучков.

5.2.2. Система измерения энергии пучков

В 2008 году был разработан проект системы измерения энергии электронного и позитронного пучков на коллайдере BEPCII [103–105], совместно с коллегами из IHEP (Пекин, КНР) и University of Hawaii (Гонолулу, США). Систему решено было разместить в противоположной, по отношению к детектору BESIII, точке пересечения электронного и позитронного колец коллайдера. На Рис. 5.3 показана схема размещения элементов установки.

Такой вариант размещения системы позволит использовать один лазер и один HPGe детектор для поочерёдного измерения энергий электронного и позитронного пучков. Для реализации проекта коллегами из Пекина были разработаны, изготовлены и установлены на кольцо новые вакуумные камеры, в которых предусмотрены отверстия для ввода лазерного излучения в прямолинейные промежутки ускорителя. Камеры заканчиваются шиберами, к которым пристыкованы изготовленные в ИЯФ устройства ввода лазерного излучения в вакуумную камеру. Излучение вводится через окно из GaAs, изготовленное в ИЯФ по новой уникальной технологии [106], предполагающей возможность прогрева этого узла в сборе до 250°C.

Пройдя через окно в вакуум, лазерное излучение попадает на юстиру-

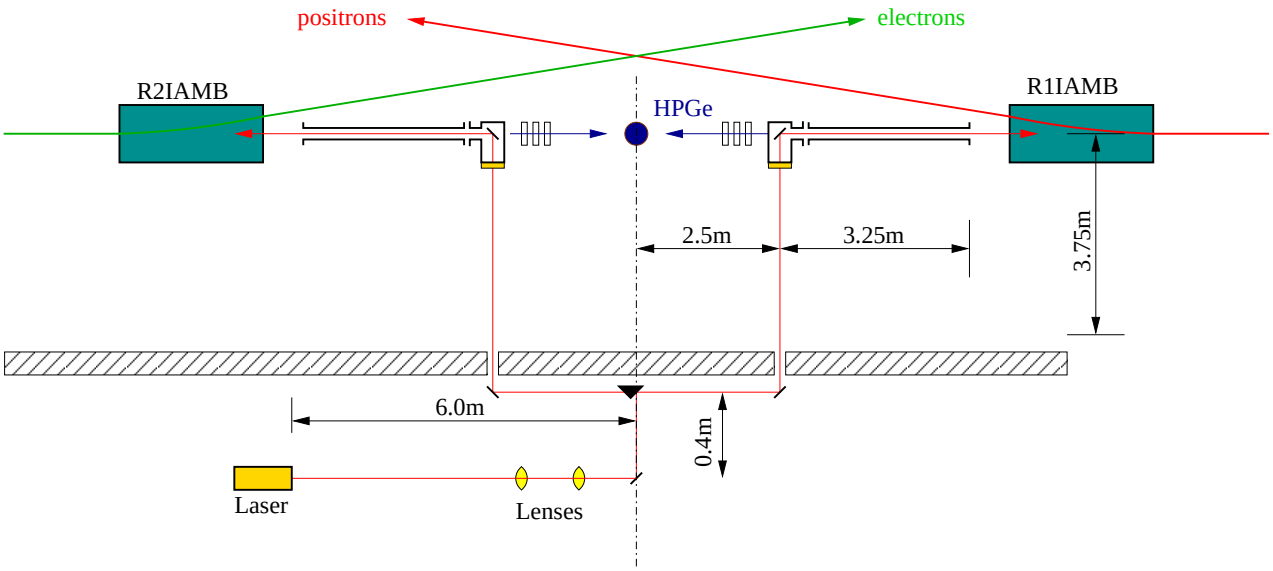


Рис. 5.3. Схема установки по измерению энергии электронного и позитронного пучков на коллайдере BEPC-II.

емое зеркало, изготовленное из меди и охлаждаемое протоком технической воды для снятия выделяющегося в нём тепла от мощного потока синхротронного излучения. Зеркала направляют лазерный луч навстречу электронному и позитронному пучку. В августе 2010 года завершена сборка всей вакуумной части установки, после прогрева камер получен вакуум $(2-4)\cdot 10^{-10}$ Торр.

В эксперименте используется CO_2 лазер COHERENT GEM Select 50, такой же, как использовался на ВЭПП-4М, но работающий на линии 10P42 (λ=10.835231 мкм). Лазер приобретён специально для этой системы университетом Гаваи, Гонолулу, США. Коаксиальный HPGe детектор фирмы ORTEC привезён в Пекин из Новосибирска, пройдя предварительно сравнительное тестирование в Новосибирске на ВЭПП-4М.

Физический запуск системы состоялся в декабре 2010 года. На Рис. 5.4 и Рис. 5.5 приведены результаты первых измерений энергии электронного и позитронного пучков на коллайдере BEPC-II. Проведение эксперимента по измерению массы τ-лептона предварительно намечено на весну 2011 года. Ожидаемая точность измерения массы составит 50 кэВ.

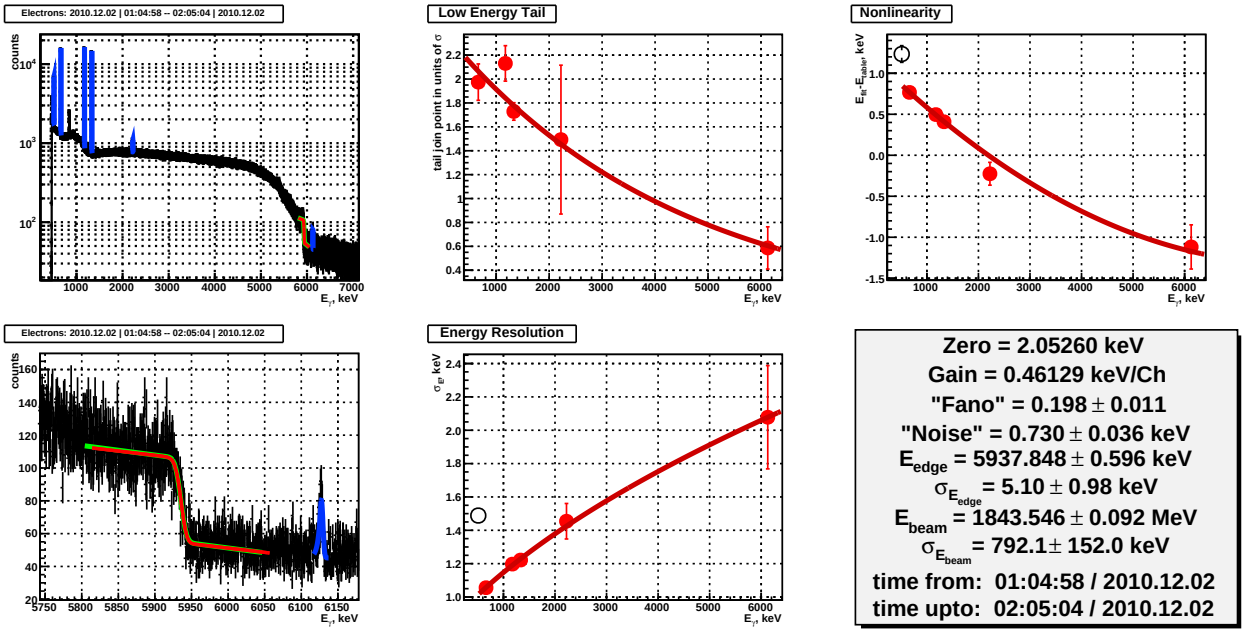


Рис. 5.4. Пример измерения энергии электронного пучка BEPC-II в декабре 2010 года

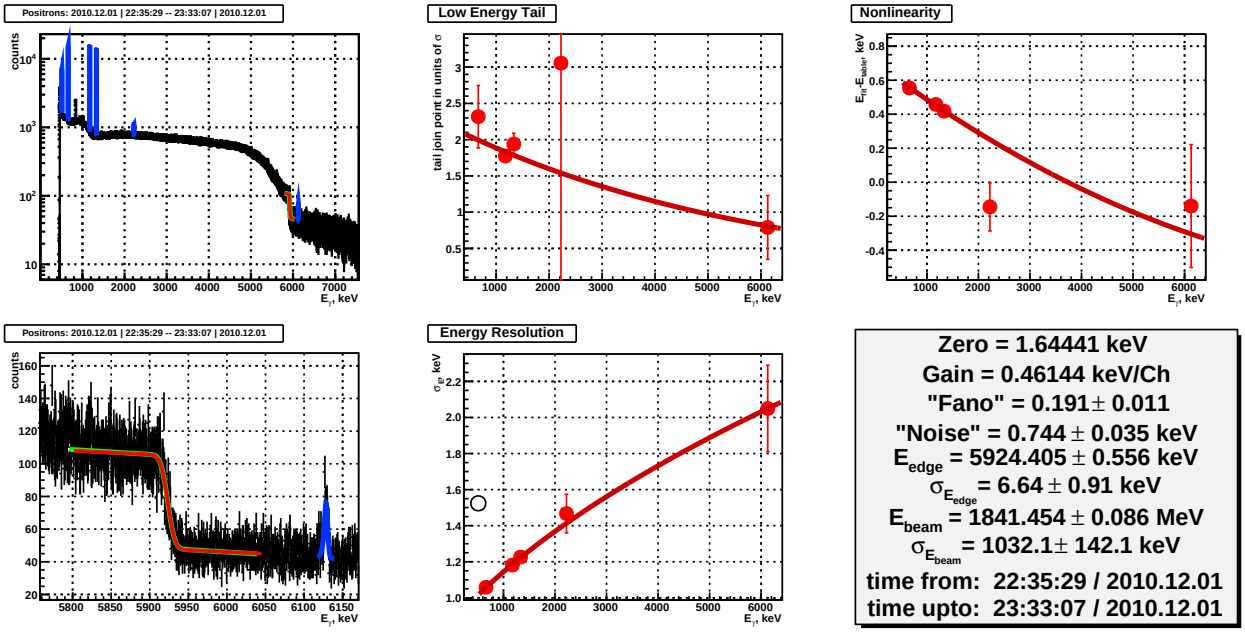


Рис. 5.5. Пример измерения энергии позитронного пучка BEPC-II в декабре 2010 года

§5.3. Проект для ВЭПП-2000

5.3.1. Постановка задачи

В 2001 г. в ИЯФ СО РАН началась модернизация e^+e^- коллайдера ВЭПП-2М [107] в ВЭПП-2000 [79, 108, 109], которая заключается в расширении области энергии в системе центра масс e^+e^- пучков до 2 ГэВ и повышении светимости до 10^{32} см$^{-2}$с$^{-1}$. Полный диапазон энергии ускорителя составляет 0.4 – 2.0 ГэВ. Увеличение светимости коллайдера производится за счёт применения концепции круглых пучков [110].

Для экспериментов на ВЭПП-2000 заканчивается подготовка 2-х детекторов: модернизированного сферического нейтрального детектора (СНД) и криогенного магнитного детектора (КМД-3) [111]. На ВЭПП-2000 будут проводиться экспериментальная проверка метода круглых встречных пучков и изучение e^+e^- аннигиляции в адроны при низких энергиях [112, 113]. В настоящее время сооружение коллайдера и модернизация детекторов практически завершены. В 2009 г. планируется начало первого, пробного эксперимента на ВЭПП-2000 с детектором СНД. В будущих экспериментах измерение энергии пучков ВЭПП-2000 с высокой точностью понадобится для решения следующих задач:

- Измерения масс и ширин $\omega(782)$ и $\phi(1020)$ резонансов, масс $K^{\pm}$, $K_{S,L}$, $K^{\star}$, η;
- Определения с высокой точностью фаз $\rho-\omega$, $\rho-\phi$ и $\omega-\phi$ интерференции в различных конечных состояниях;
- Измерение лептонной ширины η';
- Измерение сечений процессов $e^+e^- \to N\overline{N}$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$.

Например, для измерения сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ с точностью лучше 1% необходимо определять энергию пучка с относительной погрешностью $\sim 10^{-4}$.

Возможны следующие методы измерения энергии ВЭПП-2000:

1. Определение энергии пучка по частоте обращения и величине поля в поворотных магнитах коллайдера;
2. Метод резонансной деполяризации;
3. Определение энергии путём измерения импульсов частиц в коллинеарных событиях;
4. Определение энергии по положению пиков узких резонансов;
5. Измерение энергии методом обратного комптоновского рассеяния лазерного света на пучке коллайдера.

Наиболее точным, относительная погрешность $\sim 10^{-6}$, является метод резонансной деполяризации [9]. Для применения метода необходим поляризованный пучок, что возможно не при всех режимах работы ВЭПП-2000. Результат измерения энергии во время деполяризации необходимо экстраполировать на последующий период. При этом необходимо учитывать изменение состояния накопителя, например, температуры и т.п. Точность экстраполяции может заметно отличаться от точности измерения энергии в момент деполяризации.

Определение энергии пучков путём измерения импульса частиц в коллинеарных событиях может быть проведено детектором КМД-3. Здесь наибольшей точности можно достичь при измерении импульсов каонов в $e^+e^- \to K^+K^-$ событиях в области рождения $\phi(1020)$ резонанса. Ожидаемая относительная погрешность определения энергии составляет $\sim 5 \times 10^{-5}$.

В области энергии ВЭПП-2000 для калибровки можно использовать пики двух относительно узких резонансов – ϕ и ω. Относительные тощности с которыми известны их массы $\sim 10^{-4}$ и 10^{-5} соответственно. Этот метод применим в узкой области рождения резонансов и позволяет отследить общий сдвиг энергетической шкалы коллайдера, но не относительные сдвиги между энергетическими точками.

Основным методом определения энергии на ВЭПП-2000 является расчёт по полю в поворотных магнитах и частоте обращения пучка. Поле измеряется по эффекту ЯМР. Относительная погрешность определения энергии оценивается как $\sim 10^{-4}$.

Для повышения надёжности определения энергии ВЭПП-2000 предлагается дополнительно измерять энергию методом обратного комптоновского рассеяния лазерного луча на пучке коллайдера.

5.3.2. Выбор лазера

Основные требования, предъявляемые к лазеру – источнику начальных фотонов для системы калибровки энергии ВЭПП-2000 следующие:

- Единственная линия излучения;
- Высокая стабильность энергии и мощности излучения;
- Энергия рассеянных фотонов должна составлять $0{,}1 \div 3$ МэВ. На этих энергиях можно провести калибровку HPGe детектора с помощью доступных радиоактивных источников γ-излучения.

На Рис.5.6 показаны зависимости максимальной энергии рассеянных фотонов от энергии пучка ВЭПП-2000 в случаях когда начальные фотоны имеют длины волн:

- $\lambda = 1,064$ мкм (твердотельный лазер),
- $\lambda = 10,6$ мкм (CO_2 лазер) и
- $\lambda = 5,3$ мкм (CO_2 лазер с удвоенной частотой или CO лазер).

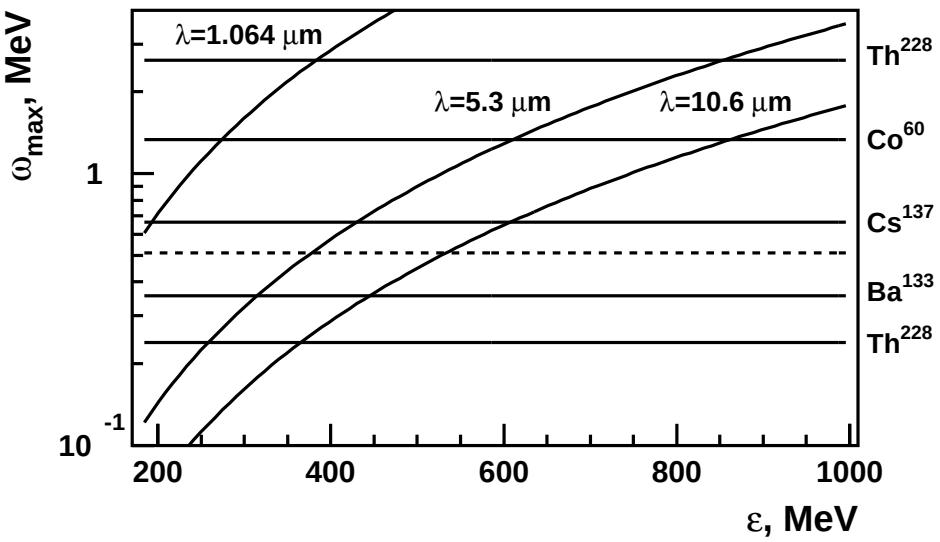


Рис. 5.6. Зависимость максимальной энергии рассеянного фотона ω_{max} от энергии пучка ε ВЭПП-2000 для случаев разных длин волн излучения лазера. Сплошные линии – некоторые энергии γ-квантов излучаемые радиоактивными источниками. Пунктирная линия показывает энергию фотонов – 0,51 МэВ появляющихся в ходе e^+e^- аннигиляции.

На Рис.5.6 сплошными линиями показаны некоторые энергии γ-квантов излучаемых радиоактивными источниками ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{133}Ba, ^{228}Th. Пунктирная линия показывает энергию 0.51 МэВ, связанную с аннигиляцией позитронов и электронов. Твердотельный лазер подходит для калибровки энергии коллайдера в области энергии пучка до 400 МэВ. CO_2 лазер пригоден для калибровки энергии ВЭПП-2000 в области энергии пучка от 250 до 1000 МэВ. Лазер с длиной волны $\lambda \simeq 5,3$ мкм может быть применён во

всём диапазоне энергии ВЭПП-2000, поэтому этот вариант представляется оптимальным. В 2010 году при финансовой поддержке РФФИ для создания системы измерения энергии пучка на ВЭПП-2000 был приобретён CO лазер [114] PL-3 производства шотландской компании Edinburgh Instruments.

5.3.3. Область фотон-электронного взаимодействия

Оптика ВЭПП-2000 (Рис.5.7) основана на концепции круглых пучков [110], в которой должны выполняться следующие условия:

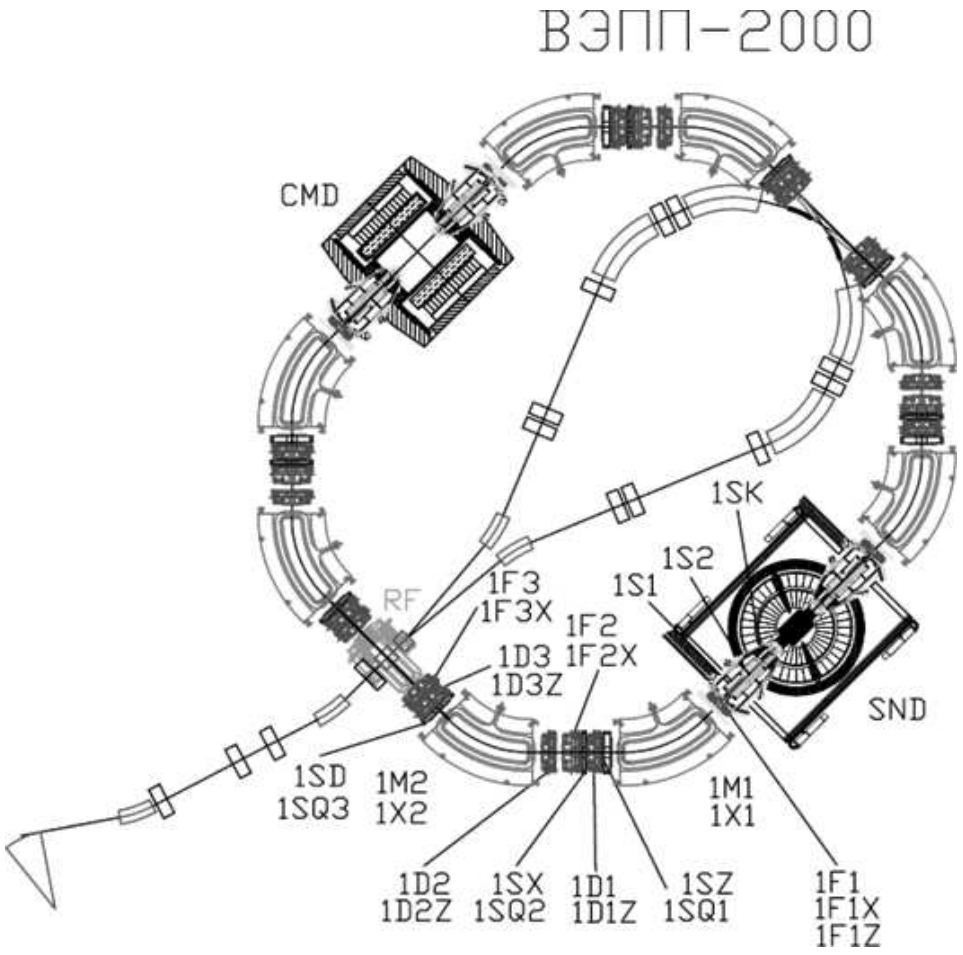


Рис. 5.7. Общая схема коллайдера ВЭПП-2000.

- равные значения β-функций пучков в месте встречи $\beta_x = \beta_z$,
- равные горизонтальные эммитансы $\epsilon_x = \epsilon_z = \epsilon$.

Требования концепции обеспечиваются использованием сверхпроводящих соленоидов в местах встречи пучков. Соленоиды создают равные β функции в местах встречи и обеспечивают равные эммитансы.

Структурные функции ВЭПП-2000 показаны на Рис.5.8 и 5.9.

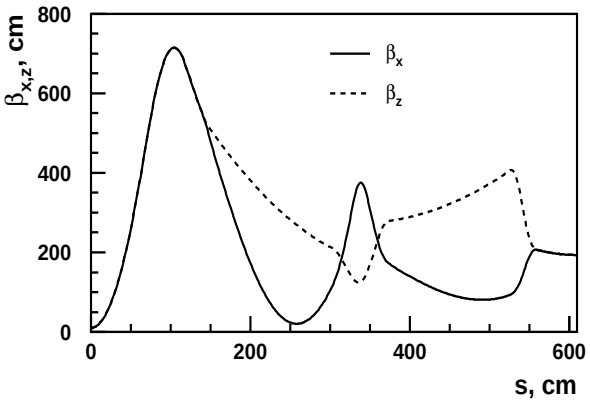


Рис. 5.8. Бета-функции (β_x и β_z) четверти периода структуры ВЭПП-2000. $s = 0$ соответствует месту встречи.

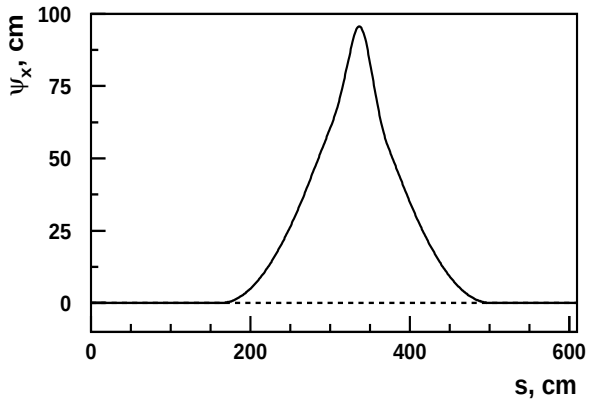


Рис. 5.9. Дисперсионная функция ψ_x четверти периода структуры ВЭПП-2000. $s = 0$ соответствует месту встречи.

Оптика ВЭПП-2000 обладает нулевой дисперсией в местах встречи, резонаторе и промежутке инжекции. Это достигнуто применением ахроматической оптики. Каждый из четырёх ахроматоров состоит из двух 45° дипольных магнитов и триплета квадрупольных линз между ними. Эмиттанс и разброс энергии в пучке в зависимости от энергии пучка показаны на Рис. 5.10 и 5.11.

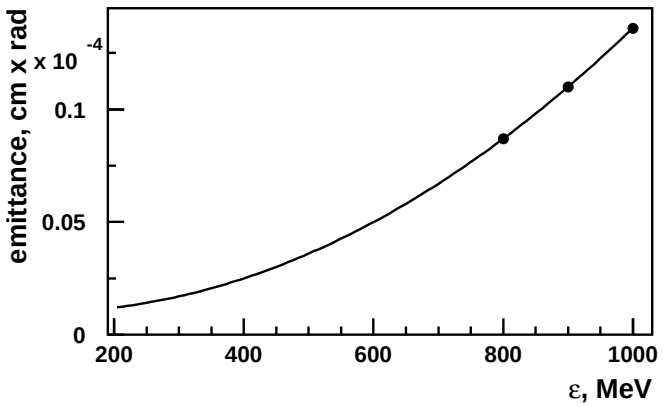


Рис. 5.10. Зависимость эмиттанса ВЭПП-2000 от энергии пучка. Точки - расчётное значение, линия – аппроксимация расчётных значений полиномом второго порядка.

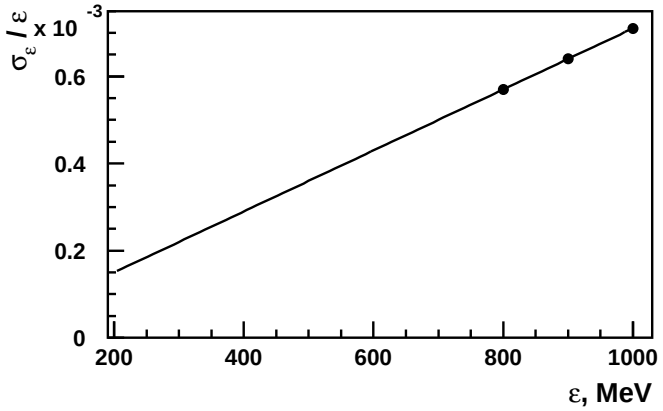


Рис. 5.11. Зависимость относительного энергетического разброса в пучке ВЭПП-2000 от энергии пучка. Точки - расчётные значения, линия – линейная аппроксимация расчётных значений.

В качестве области фотон-электронного взаимодействия наилучшим образом подходит один из прямолинейных промежутков с нулевой дисперсией. Из этих промежутков места встречи являются менее удобными, так как из них в HPGe детектор будет попадать фон от e^+e^- взаимодействия, поэтому в качестве области взаимодействия будем рассматривать промежуток резонатора или место инжекции. Угловой разброс

$$\theta_{x,z} = \sqrt{\epsilon\beta_{x,z}(1+\alpha_{x,z}^2)}, \quad (\alpha_{x,z} = \beta'_{x,z})$$

в этих прямолинейных промежутках показан на Рис.5.12. При характерном расстоянии до HPGe детектора ≈ 4 м и размере кристалла 5×5 см угловой разброс не будет влиять на эффективность регистрации рассеянных фото-

нов. На Рис.5.13 показаны размеры пучков лазера σ и коллайдера $\sigma_{x,z}$ в области электрон-фотонного взаимодействия.

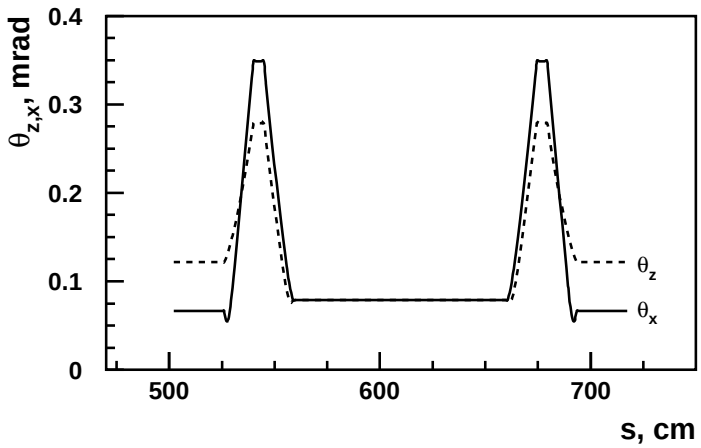


Рис. 5.12. Угловой разброс пучка в прямолинейном промежутке инжекции или резонатора. $s = 0$ соответствует месту встречи.

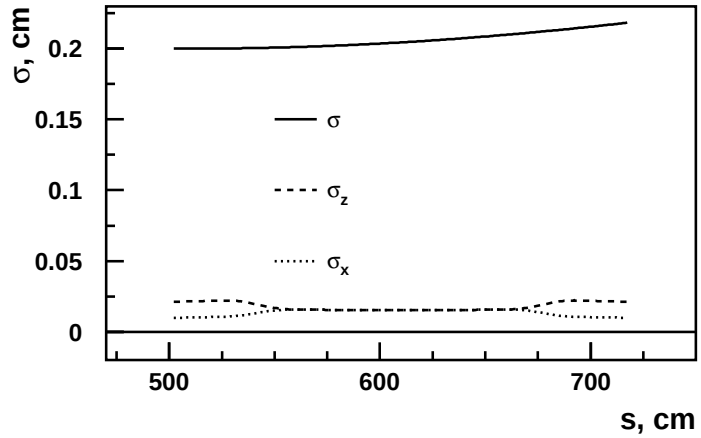


Рис. 5.13. Размеры электронного ($\sigma_{z,x}$) и лазерного (σ) пучков в прямолинейном промежутке инжекции (или резонатора). $s = 0$ соответствует e^+e^- месту встречи .

Светимость на единицу длины области взаимодействия равна:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{n_\gamma N_e}{\pi\sqrt{(\sigma^2+\sigma_x^2)(\sigma^2+\sigma_z^2)}}, \text{где } n_\gamma = \frac{P}{\omega_0 ec}, \quad N_e = \frac{I_e}{e}.$$

Тогда число рассеянных фотонов составит:

$$\frac{dN_\gamma}{ds} = \frac{dL_{e\gamma}}{ds} \cdot \sigma_c.$$

Полное число рассеянных фотонов, полученное после интегрирования по длине области взаимодействия, за 1 секунду при $I_e = 1$ мА, W = 1 Вт в

зависимости от энергии пучка показано на Рис.5.14.

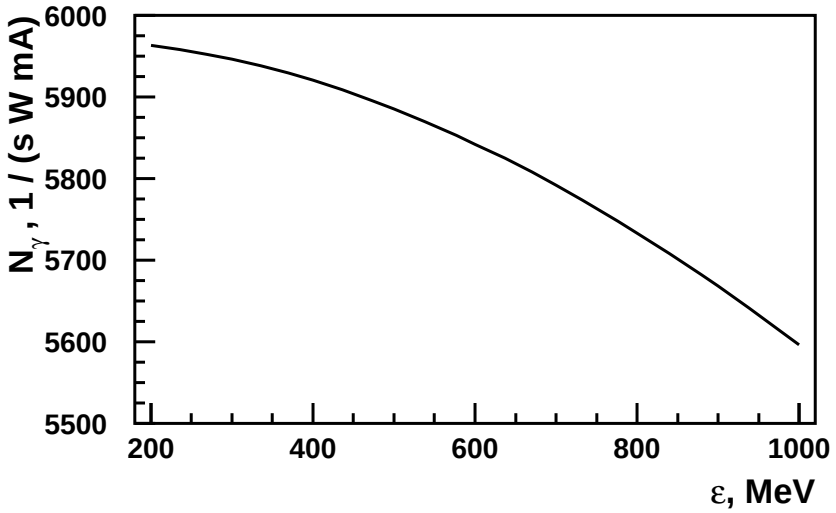


Рис. 5.14. Полное число рассеянных фотонов за 1 секунду при мощности лазерного излучения 1 Вт и токе коллайдера 1 мА в зависимости от энергии ВЭПП-2000.

В качестве области электрон-фотонного взаимодействия наиболее удобным является промежуток резонатора, потому что между резонатором и детектором СНД возможно разместить оборудование системы калибровки энергии таким образом, чтобы оно не мешало проходу к детекторам и кольцу ВЭПП-2000. Фотоны будут сталкиваться с пучком летящим против часовой стрелки. Для осуществления электрон-фотонных столкновений необходимо изготовить новую вакуумную камеру, которая располагается в дипольном магните перед резонатором (Рис.5.15). В новой вакуумной камере должен иметься патрубок сечением 2×3 см для ввода лазерного луча и вывода рассеянных фотонов. Для вывода патрубка из дипольного магнита в его железном ярме необходимо сделать отверстие соответствующего размера. К концу патрубка выходящему из магнита приваривается фланец $DN40$, к фланцу присоединяется устройство ввода лазерного излучения в вакуумную камеру коллайдера.

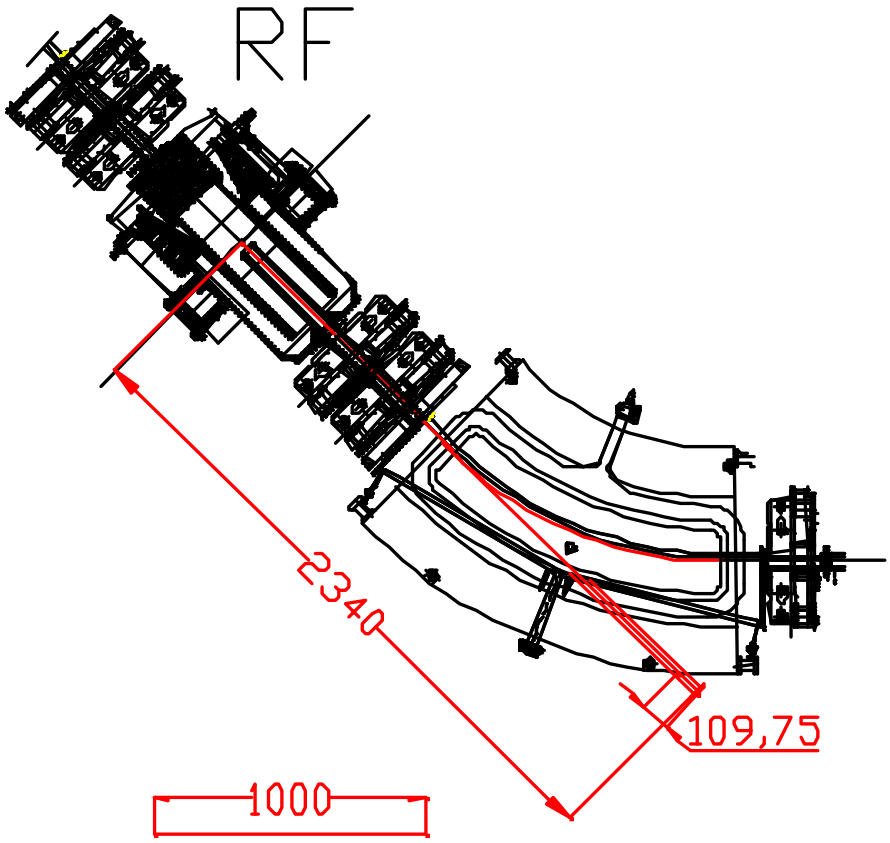


Рис. 5.15. Прямолинейный промежуток резонатора и прилегающий дипольный магнит.

В эксперименте время проведения одной калибровки будет определяться загрузочной способностью детектора и, скорее всего, составит 10 – 15 минут.

5.3.4. Комптоновское рассеяние в поворотном магните ВЭПП-2000

В процессе обсуждения проекта системы измерения энергии пучка, ускорительной командой ВЭПП-2000 было выдвинуто предложение о размещении области электрон-фотонного взаимодействия в одном из поворотных магнитов кольца. Такое решение позволило бы избежать необходимости модификации ярма одного из поворотных магнитов. Стоит заметить, что с точ-

ки зрения точности и надёжности измерения энергии пучка методом ОКР, это решение вызывало большие сомнения. Для прояснения ситуации были выполнены расчёты, выполненные на основе вычислений из параграфа 2.4.1 на стр. 39.

В коллайдере ВЭПП-2000 радиус поворота пучка в магните $R = 140$ см, эмиттанс $\epsilon_x = \epsilon_y = 1.3 \cdot 10^{-5}$ см·рад. Структурные функции кольца в предполагаемом месте взаимодействия $\beta_x = 96.5$ см, $\alpha_x = 0.34$, $\beta_y = 318.9$ см. Для измерения энергии пучка предполагается использовать лазер с длиной волны $\lambda = 5.335$ мкм, сфокусировав излучение так, что размер перетяжки ($\sigma_0 \simeq 0.5$ мм) сравним с поперечным размером электронного пучка. На Рис. 5.16 приведены двумерные распределения для лазер-электронной светимости, координата $s = 0$ соответствует продольному положению перетяжки лазерного луча. Из Рис. 5.16 видно, что для $\sigma_0 = 0.5$ мм вклад расходи-

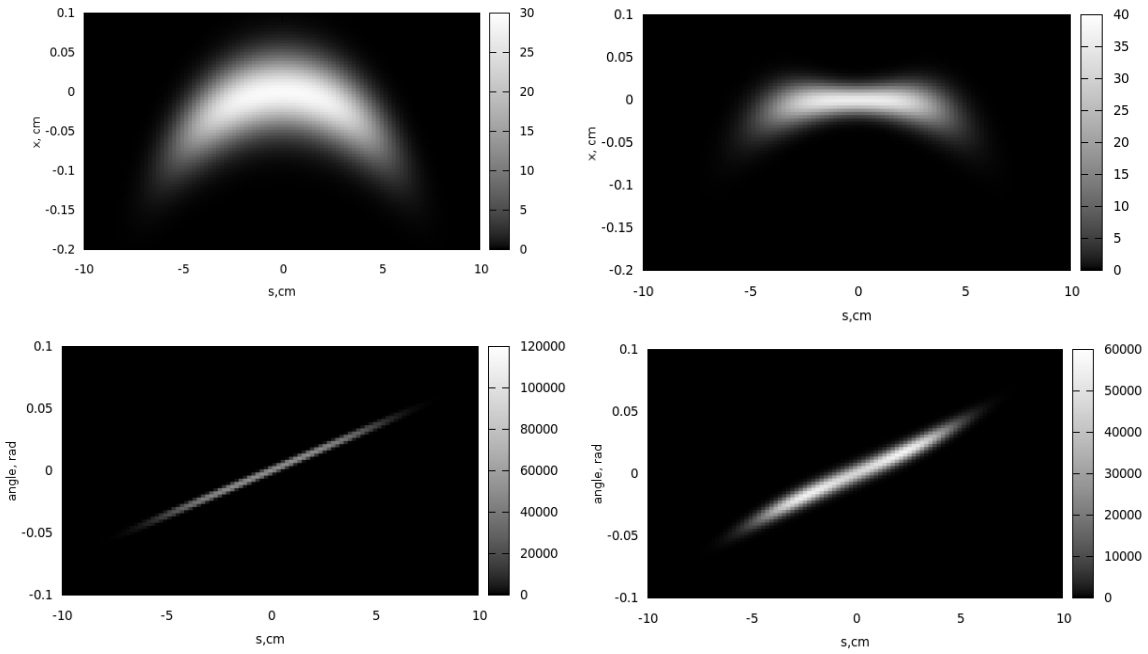


Рис. 5.16. Распределение светимости в плоскости $s-x$ (вверху) и в плоскости $s-\alpha$ (внизу). Слева – для $\sigma_0 = 0.5$ мм (расходимость луча 0.85 мрад), справа – для $\sigma_0 = 0.05$ мм (расходимость луча 8.5 мрад).

мости лазерного луча в распределение светимости по углу взаимодействия пренебрежимо мал, и это распределение в основном определяется кривизной орбиты электронного пучка. Иными словами, имея распределение (2.18)

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = f(s) \text{ считаем, что угол взаимодействия } \Delta(s) = \Delta_0 - s/R \,,$$

где Δ_0 – угол между лазерным лучом и касательной к орбите в точке $s = 0$. Тогда:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{d\Delta} = f(s(\Delta))\Big|\frac{\partial s}{\partial \Delta}\Big| = f(R(\Delta_0 - \Delta)) \cdot R \,.$$

Параметр δ, введённый в 2.40, описывает изменение максимальной энергии рассеянного фотона в связи с изменениием угла встречи (в относительных единицах):

$$\delta = \sin^2\Big(\frac{\Delta}{2}\Big) = \sin^2\Big(\frac{\Delta_0}{2} - \frac{s}{2R}\Big) \,,$$

В нашем случае он практически однозначно связан связан с продольной координатой взаимодействия s, и можно записать

$$s(\delta) = \big(\Delta_0 - 2\mathrm{asin}\sqrt{\delta}\big)R \,; \;\; s'(\delta) = \frac{R}{\sqrt{\delta(1+\delta^2)}} \simeq \frac{R}{\sqrt{\delta}} \,,$$

а так же распределение светимости по «энергии фотонов на краю спектра»:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{d\delta} = f\Big((\Delta_0 - 2\mathrm{asin}\sqrt{\delta})R\Big)\frac{R}{\sqrt{\delta}} \,.$$

Средняя энергия фотонов на краю комптоновского спектра тоже легко вычисляется:

$$\overline{\delta} = \frac{1}{L_{e\gamma}} \int\limits_0^\infty f\Big((\Delta_0 - 2\mathrm{asin}\sqrt{\delta})R\Big)\sqrt{\delta}R d\delta \,.$$

На Рис.5.17 показаны распределения по энергии для фотонов, рассеявшихся строго по направлению импульса электрона, т.е. обладающих максимальной энергией для заданного угла встречи. Различные кривые соответствуют различным прицельным параметрам, т.е. расстояниям между осью

лазерного луча и касательной к орбите электронного пучка, выраженным в единицах σ_0.

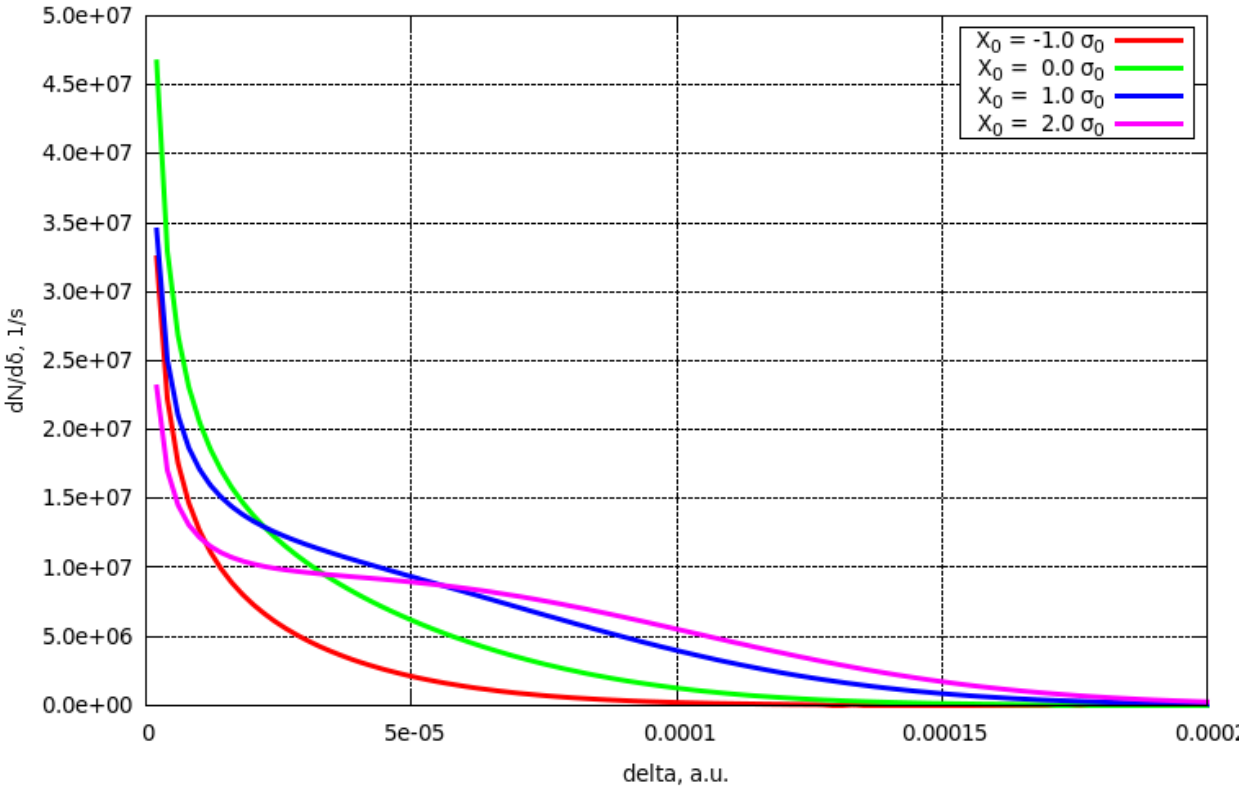


Рис. 5.17. «Энергетический спектр» фотонов, рассеявшихся по направлению импульса электрона ($\sigma_0 = 0.5$ мм.)

Зависимость полного числа рассеянных фотонов от горизонтального прицельного параметра, выраженного в единицах σ_0, показана на Рис. 5.18. Отличие средней энергии рассеянного фотона от максимально возможной в зависимости от горизонтального прицельного параметра, выраженного в единицах σ_0, показана на Рис. 5.19.

Из Рис. 5.18 следует, что максимальная эффективность рассеяния соответствует прицельному параметру $X_0/\sigma_0 \simeq 1$. Согласно Рис. 5.19, систематическая ошибка в определении ω_{max} при таком прицельном параметре составит $\simeq 2 \cdot 10^{-5}$ в относительных единицах, что соответствует ошибке в измерении энергии пучка на уровне $\simeq 1 \cdot 10^{-5}$.

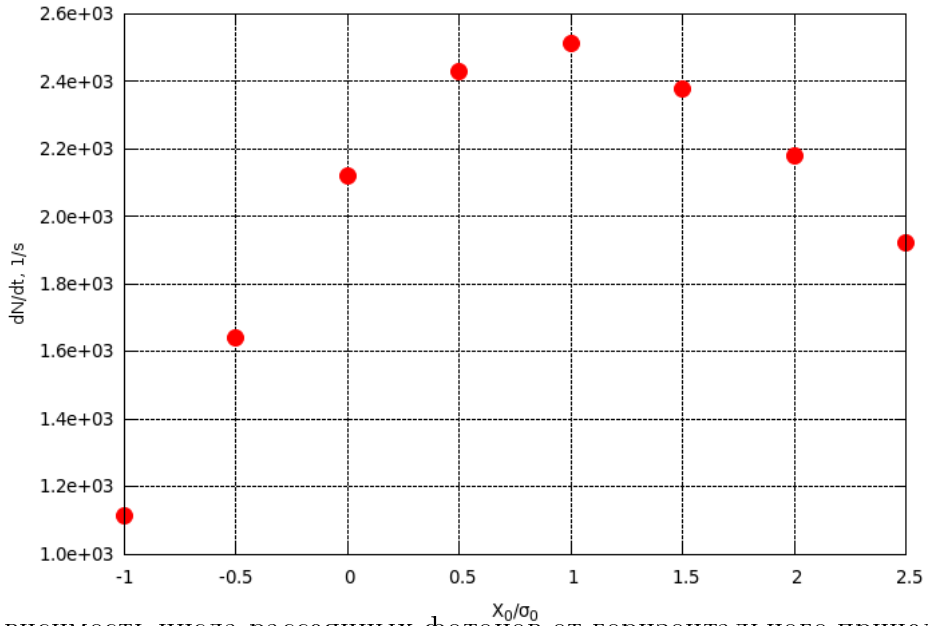


Рис. 5.18. Зависимость числа рассеянных фотонов от горизонтального прицельного параметра, выраженного в единицах σ_0.

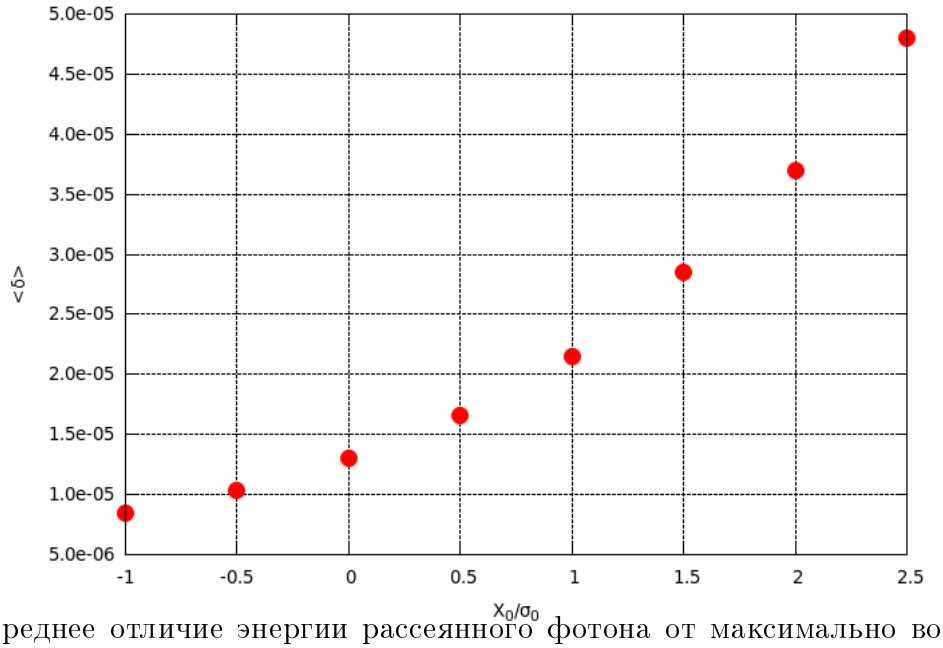


Рис. 5.19. Среднее отличие энергии рассеянного фотона от максимально возможной в зависимости от горизонтального прицельного параметра, выраженного в единицах σ_0.

5.3.5. Устройство ввода лазерного луча в вакуумную камеру

Схема устройства ввода лазерного луча в вакуумную камеру коллайдера показана на Рис. 5.20. Само зеркало (Рис. 5.21) имеет форму диска

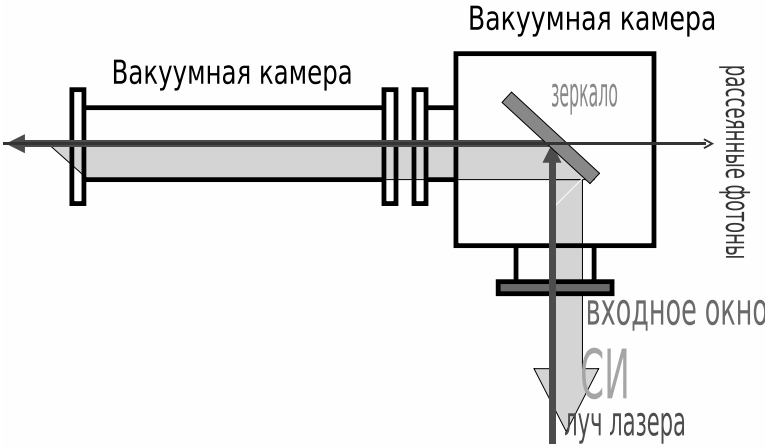


Рис. 5.20. Схема устройства ввода излучения в вакуумную камеру

диаметром 80 мм и толщиной около 15 мм. Повороты зеркала осуществляются за счёт сжатия сильфона. Рассеянные фотоны проходят сквозь зеркало. Устройство зеркала и его поддержек таково, что все рассеянные фотоны проходят одинаковую толщину пассивного вещества.

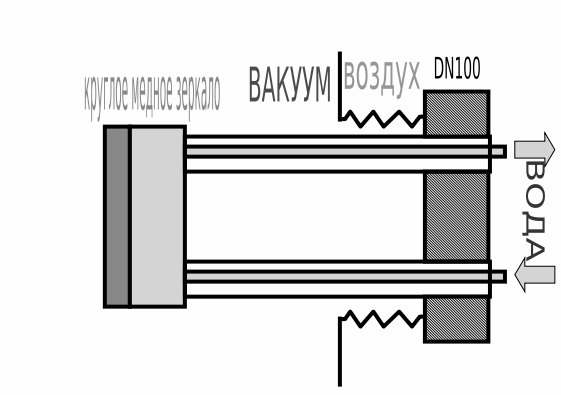


Рис. 5.21. Зеркало. Вид сбоку.

Кроме γ-квантов на зеркало падает поток СИ, которое частично отра-

жается в $GaAs$ окно, но большей частью поглощается зеркалом. Мощность поглощённого СИ можно оценить следующим образом:

$$P\ [\text{Вт}] = U_0\ [\text{эВ}] \cdot I\ [\text{А}] \cdot \frac{\phi}{2\pi} \approx 15\ [\text{Вт}], \tag{5.4}$$

где I – ток пучка, U_0 – энергия теряемая частицей за 1 оборот за счёт синхротронного излучения:

$$U_0 = \frac{4\pi}{3} \cdot \alpha \cdot \hbar c \cdot \frac{\gamma^4}{\rho}, \tag{5.5}$$

$\rho = 140$ см – радиус поворота пучка в дипольном магните, $\phi \simeq 9$ мрад – угол сектора траектории пучка с которого СИ попадает на зеркало. При энергии электрона 1000 МэВ $U_0 \simeq 63$ кэВ, тогда при $I = 0.15$ А, мощность падающая на зеркало $P \simeq 14$ Вт. Такая мощность может быть, скорее всего, отведена через поддержки зеркала, а при необходимости для охлаждения зеркала можно использовать воду.

Глава 6

Калибровка детекторов

§6.1. Система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР

Основным направлением исследований в экспериментах на встречных e^+e^- пучках традиционно считается процесс аннигиляции электрон-позитронной пары с рождением нового состояния лептонов или адронов. В то же время, наряду с аннигиляционными процессами, существуют процессы двухфотонного рождения частиц. Возможность изучения $\gamma\gamma$-взаимодействий на встречных e^+e^- пучках основана на том, что поле релятивистской заряженной частицы весьма сходно с излучением, которое можно трактовать как поток фотонов. Сечения двухфотонных процессов имеют более высокий порядок по константе электромагнитного взаимодействия α, но с ростом энергии e^+e^- соударения сечения аннигиляционного рождения падают как $1/\varepsilon^2$, а двухфотонного — логарифмически растут.

Исследование переходов $\gamma\gamma$ $\rightarrow$адроны является важной частью экспериментальной программы детектора КЕДР. Для восстановления кинематических переменных $\gamma\gamma$-системы в состав детектора КЕДР входит Система Регистрации Рассеянных Электронов (СРРЭ) [60, 61]. Система расположена симметрично относительно места электрон-позитронной встречи и регистрирует как рассеянные электроны, так и позитроны: такая постановка позволяет полностью определить $\gamma - \gamma$ кинематику в пределах разрешения СРРЭ. Особенностью регистрации рассеянных электронов и позитронов является то, что они вылетают из места встречи под малыми углами, поэтому СРРЭ

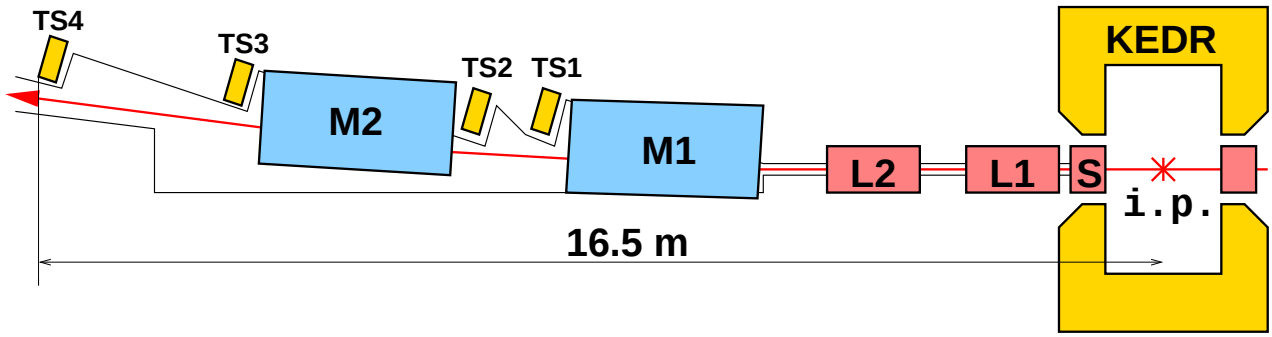


Рис. 6.1. Система регистрации рассеяных электронов детектора КЕДР.

расположена близко к траектории пучка заряженных частиц, что особенно важно для измерения малых инвариантных масс, когда электроны теряют небольшую часть своей энергии. Основными параметрами СРРЭ являются разрешение по энергии γ-квантов и эффективность регистрации. Для достижения высокой эффективности СРРЭ, необходимо регистрировать заряженные частицы, вылетевшие из места встречи под нулевым углом. Это можно сделать, выводя из равновесного пучка электроны, потерявшие часть своей энергии, магнитным полем и измеряя величину отклонения траектории рассеянного электрона от равновесной траектории пучка. Схема системы мечения показана на Рис. 6.1. Рассеянный электрон (РЭ), потерявший часть энергии в месте встречи, проходит продольное магнитное поле основного и компенсирующего соленоидов детектора КЕДР и квадрупольные линзы $L1, L2$, отклоняется с равновесной орбиты в магнитах $NEM1, NEM2$ с вертикальным магнитным полем и регистрируется одним из четырех координатных блоков $TS1$–$TS4$.

Благодаря фокусирующим свойствам линз, при каждой энергии РЭ на определенном расстоянии от места встречи, в точке фокусировки, его поперечная координата не зависит от угла вылета из места встречи. Совокупность точек фокусировки для разных энергий РЭ образует кривую фокусировки. Выгоднее всего определять энергию РЭ, измеряя отклонение его от

равновесной орбиты на кривой фокусировки. Именно эта идея заложена в конструкцию СРРЭ: модули измерения координат РЭ расположены так, что кривая фокусировки проходит через центр каждого модуля. Энергию, при которой координата РЭ в координатном модуле не зависит от угла вылета из места встречи будем называть энергией фокусировки для данного модуля. Если энергия РЭ отличается от энергии фокусировки, ненулевой угол вылета РЭ вносит ошибку в измерение его энергии. Тем не менее, можно с достаточной точностью определить энергию РЭ, не используя информацию об угле. Такой подход позволяет получить более высокое, по сравнению с обычным магнитным спектрометром, энергетическое разрешение. Основные параметры модулей $TS1$–$TS4$ СРРЭ представлены в Таблице 6.1.

номер модуля	диапазон мечения γ-квантов, $\omega_{min}/\varepsilon - \omega_{max}/\varepsilon$	энергия фокусировки, ω_f/ε	размер модуля, см
1	0.41 – 0.61	0.42	7.7
2	0.28 – 0.40	0.34	4.3
3	0.15 – 0.27	0.20	8.9
4	0.02 – 0.15	0.09	15.8

Таблица 6.1. Основные параметры СРРЭ.

Уникальной особенностью СРРЭ является возможность измерения потерянной электроном энергии с точностью, превышающей величину энергетического разброса в электронном пучке. Эта возможность связана с довольно большим значением дисперсионной функции у электронного пучка внутри детектора КЕДР. ψ-функция определяет корелляцию между горизонтальной координатой электрона, связанной с синхротронными колебаниями пучка, и его энергией. В результате электроны, имевшие до рассеяния

различные энергии (в пределах энергетического разброса пучка) и потерявшие в результате рассеяния одну и ту же энергию, фокусируются магнитным спектрометром в точку на определенном расстоянии от места рассеяния. Совокупность этих точек образует свою кривую фокусировки, отличную от кривой фокусировки для различных углов вылета РЭ из детектора КЕДР. Для учета всех факторов, определяющих энергетическое разрешение магнитного спектрометра, было проведено численное моделирование прохождения РЭ через магнитную структуру экспериментального промежутка ВЭПП-4М. Метод расчета состоял в следующем – путем Монте-Карло моделирования разыгрывались параметры электрона до рассеяния в центре детектора КЕДР:

- отличие энергии электрона от равновесной, определяемое энергетическим разбросом в пучке;
- горизонтальная отклонение от равновесной орбиты x, связанное с бетатронными и синхротронными колебаниями пучка;
- горизонтальная компонента отклонения импульса электрона x' от направления распространения электронного пучка.

Затем, у каждого такого электрона отбиралась одинаковая энергия и вычислялась координата его попадания X в соответствующий модуль СРРЭ. Для каждой фиксированной потери энергии определялась ширина координатного распределения в плоскости регистрации σ_X, в соответствие которой ставилось энергетическое разрешение σ_ω.

Основные параметры расчета:

энергия электронного пучка: $\varepsilon = 1850$ МэВ

горизонтальный эмиттанс: $\epsilon_x = 1.5 \cdot 10^{-5}$ см

горизонтальная β-функция в месте встречи: $\beta_x(0) = 81$ см

ψ-функция в межлинзовом промежутке: $\psi = 79$ см

энергетический разброс в пучке: $\delta\varepsilon/\varepsilon$=0.1%

Результаты моделирования представлены на Рис. 6.2. Из Рис. 6.2 и таблицы 6.1 видно, что обе кривые фокусировки компенсации вкладов углового и энергетического разбросов проходят близко к центрам регистрирующих модулей СРРЭ.

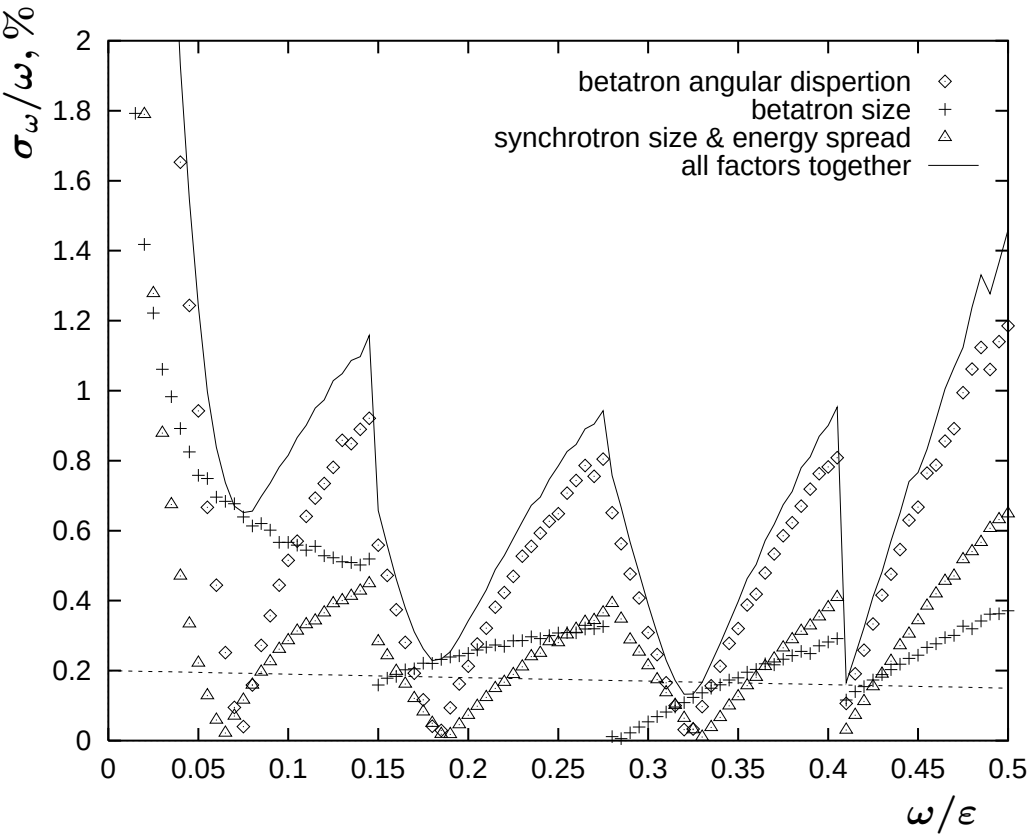


Рис. 6.2. Результаты расчета энергетического разрешения СРРЭ при энергии электронного пучка ε=1850 МэВ. Ромбы – вклад углового разброса в электронном пучке, кресты – вклад от бетатронного размера пучка в месте встречи, треугольники – вклад энергетического разброса в пучке и синхротронного размера пучка, сплошная линия – учет всех вкладов. Пунктиром показана ширина края комптоновского спектра при рассеянии монохроматического света с энергией фотона $\omega_o = \dfrac{\omega m^2}{4\varepsilon(\varepsilon - \omega)}$ (см. далее, формулы 6.1 и 6.3).

Конструктивно каждый модуль системы регистрации представляет со-

бой годоскопическую систему дрейфовых трубок, состоящую из шести регистрирующих плоскостей (Рис.6.3). Плоскость набирается из дрейфовых трубок диаметром 6 мм, толщиной стенки 90 мкм и состоит из двух рядов. Шаг между трубочками в ряду 8 мм, ряды смещены относительно друг друга на 4 мм. Анодные проволочки натянуты со смещением относительно центра трубочки 0.3 мм, причем знак смещения в соседних слоях разный, что дает возможность устранить неопределенность «право-лево» при восстановлении трека в системе.

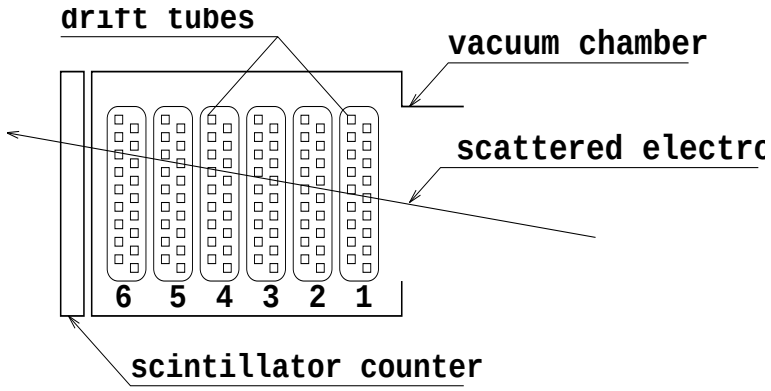


Рис. 6.3. Годоскопическая система дрейфовых трубок.

В 2009 году, дополнительно к годоскопической системе дрейфовых трубок, СРРЭ была оборудована модулями регистрации РЭ на основе GEM-детекторов [62, 63].

6.1.1. Лазерная калибровка СРРЭ

Поскольку СРРЭ обеспечивает высокую точность измерения потерь энергии рассеянных электронов (на уровне 0.5%), становится актуальным вопрос об измерении ее энергетического разрешения. Для решения этой задачи и абсолютной калибровки энергетической шкалы СРРЭ идеальной была бы возможность получать рассеянные электроны с известной потерей энергией во всем диапазоне регистрации ($(0.02-0.61)\varepsilon$). Реально осуществи-

мым вариантом, предоставляющим такие возможности, является использование процесса ОКР монохроматических лазерных фотонов, при котором электроны теряют часть своего импульса, передавая его электромагнитной волне. Энергетический спектр комптоновски провзаимодействовавших электронов имеет резкий край, зависящий от параметров светового пучка и пучка заряженных частиц согласно формуле (1.19). Метод, основанный на процессе ОКР, позволяет произвести калибровку СРРЭ с абсолютной точностью не хуже 0.2% в достаточно широком диапазоне потерь импульсов частиц за счет использования нескольких гармоник лазерного излучения и возможности изменения энергии электронного пучка. Для проведения независимой

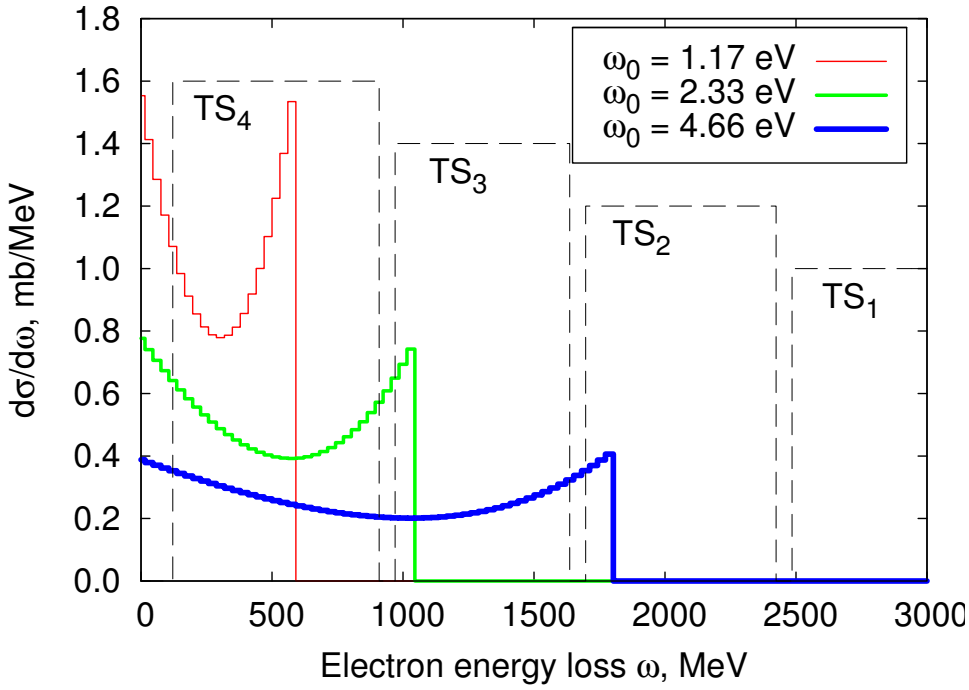


Рис. 6.4. *Калибровка СРРЭ по краям комптоновских спектров ($\varepsilon = 6.0$ ГэВ).*

калибровки каждой из систем регистрации TS1–TS4 методом ОКР необходимо использовать широкий набор длин волн лазерного излучения от инфракрасной до ультрафиолетовой областей спектра. На Рис.6.4 представлены спектры потерь энергии электронов при обратном комптоновском взаимо-

действии с 1, 2 и 4 гармониками лазерного излучения Nd:YAG лазера, а также диапазоны регистрации модулей TS1-TS4 системы мечения (длина волны основного излучения лазера λ=1064 нм; энергия электронов в пучке ε=6.0 ГэВ).

Таким образом фотоны 1-ой гармоники лазерного излучения позволят откалибровать самые дальние от места встречи системы регистрации TS4 и TS8, фотоны 2-ой и 3-ей гармоник - системы TS3 и TS7, 4-ой - TS2 и TS6. Калибровка ближайших к месту встречи систем регистрации TS1 и TS5 по границе спектра сталкивается со значительными трудностями, связанными с получением высоких гармоник излучения и границей пропускания кварцевого стекла (КУ-1), из которого изготовлены элементы оптической схемы установки. Однако за счет того, что системы регистрации TS1 и TS2 расположены за одним и тем же магнитом, можно ограничиться калибровкой только системы TS2 (аналогично для TS5, TS6). Ширина края энергетического спектра комптоновских γ-квантов зависит от энергетического разброса электронов в пучке и оптической ширины линии лазерного излучения. Для оценки влияния разброса этих параметров на ширину края спектра продифференцируем выражение 1.8:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} = \left[\frac{2+\lambda}{1+\lambda}\right]\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \oplus \left[\frac{1}{1+\lambda}\right]\frac{\Delta\omega_o}{\omega_o} \ . \qquad (6.1)$$

Относительный энергетический разброс в электронном пучке ВЭПП-4М на энергии 5 ГэВ $\Delta\varepsilon/\varepsilon \simeq 10^{-3}$. Степень монохроматичности излучения лазера определяется числом генерируемых продольных мод резонатора, которое в твердотельном лазере довольно велико из-за большой ширины линии атомного перехода в активной среде, и межмодовым расстоянием $\Delta\nu = c/2L$, где L – длина резонатора. Для лазерной системы типа ЛТИ $\Delta\omega_o/\omega_o \lesssim 10^{-4}$. Таким образом, оценка ширины края комптоновского спектра дает:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \lesssim 2 \cdot 10^{-3} \ , \tag{6.2}$$

и определяется, в основном, энергетическим разбросом в электронном пучке. На Рис. 6.2 пунктирной линией показана ширина края комптоновского спектра потерь энергии рассеянных электронов (выражение 6.1) при рассеянии на монохроматических фотонах с такой энергией ω_o, чтобы край комптоновского спектра имел энергию ω:

$$\omega_o = \frac{\omega m^2}{4\varepsilon(\varepsilon - \omega)} \ . \tag{6.3}$$

6.1.2. Измерение энергетического разрешения

В период с 1993 года на установке РОКК-1М проводились эксперименты по измерению энергетического разрешения и эффективности регистрации СРРЭ одного модуля СРРЭ – TS4 (см. Рис. 4.2). Методика проведения измерений энергетического разрешения СРРЭ состоит в определении степени размытия края комптоновского спектра рассеянных электронов. Для получения экспериментальных точек во всем энергетическом диапазоне TS4 использовались 1-я и 2-я гармоники лазерного излучения, а также менялась энергия электронного пучка ε в коллайдере ВЭПП-4М.

На Рис.6.5 представлен измеренный СРРЭ спектр потерь энергии рассеянных электронов в результате ОКР лазерного света с ω_0=2.33 эВ на электронном пучке с ε=2.1 ГэВ.

На Рис. 6.6 представлены результаты проведенных в 1998 году измерений энергетического разрешения СРРЭ при различных энергиях электронного пучка ε и энергиях лазерного фотона ω_0. В этих экспериментах годоскопическая система дрейфовых трубочек модуля TS4, координатное раз-

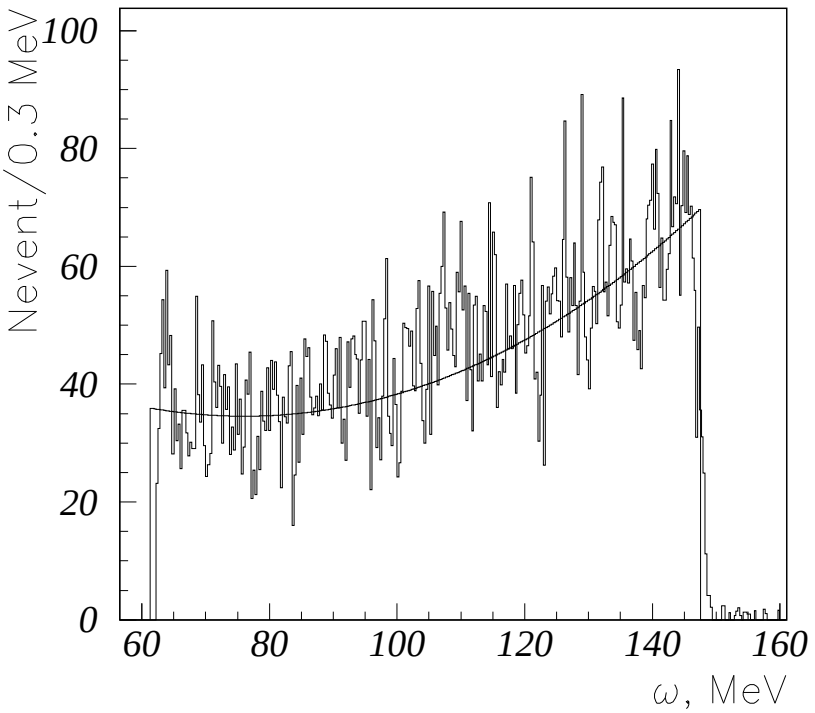


Рис. 6.5. Энергетический спектр комптоновски рассеянных электронов, измеренный TS4.

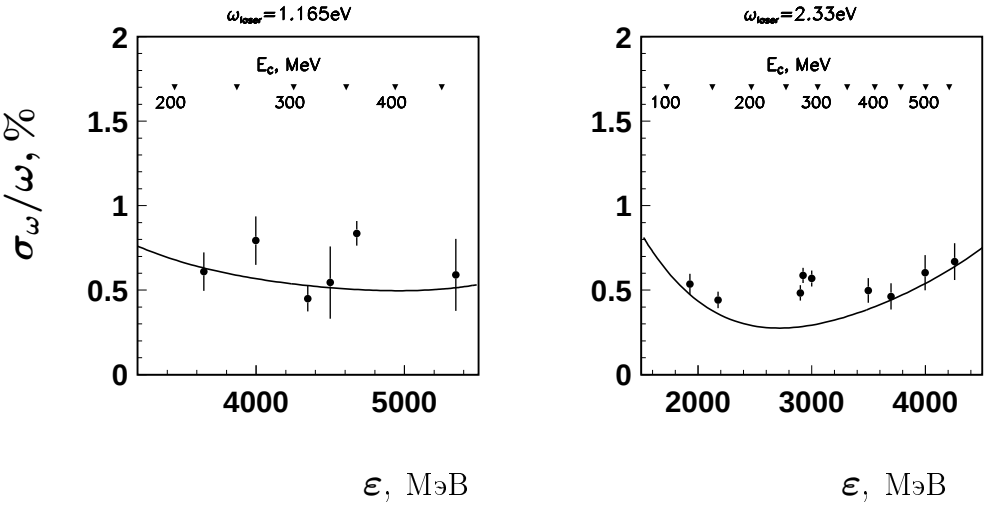


Рис. 6.6. Сравнение экспериментальных данных и расчета ширины края комптоновских спектров. Треугольниками показана зависимость положения края комптоновского спектра от ε.

решение которых вносит существенный вклад в энергетическое разрешение СРРЭ, была дополнена микростриповой камерой с координатным разрешением 30 мкм. В итоге измеряемое энергетическое разрешение определялось, в основном, фокусирующими свойствами магнитного спектрометра.

§6.2. Прототипы LKr и CsI(Tl) калориметров

6.2.1. Прототип жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР

В настоящее время жидкокриптоновый (LKr) калориметр детектора КЕДР уже собран и установлен на свое место [68, 69, 115]. Энергетическое разрешение жидкокриптонового калориметра сравнимо с разрешением кристаллических NaI или CsI калориметров, в то время как его пространственное разрешение может быть существенно лучше за счет возможности определения точки конверсии фотона. Кроме того, измерение dE/dx и продольного профиля электромагнитного ливня в ионизационном калориметре на сжиженном газе дает информацию для идентификации частиц и позволяет разделять электроны и π-мезоны.

Для исследования свойств калориметра полного поглощения, заполненного жидким криптоном, разработчиками калориметра был собран «прототип-400», наполняемый 400 кг жидкого криптона. В 1994 году на установке РОКК-1М проводился эксперимент по измерению энергетического и координатного разрешения «прототипа-400». Устройство прототипа LKr калориметра и его электродная структура показана на Рис. 6.7. Криостат детектора содержит систему электродов и заполняется жидким криптоном. Электроды изготовлены из фольгированного стеклотекстолита и образуют набор плоских ионизационных камер с зазором между электродами 19.5 мм. На

каждый четный электрод подается высокое напряжение до 2 кВ, нечетные электроды заземлены. Съем сигнала для измерения энергии осуществляется с высоковольтных электродов, каждый из которых разбит на 9 ячеек, образующих башни. Наличие сигнала в первом по ходу пучка земляном электроде указывает либо на конверсию фотона в стенке криостата, либо на прохождение заряженной частицы. Следующие три земляных электрода предназначены для реконструкции X и Y координат. Для этого каждая из сторон координатных электродов разделена на полоски, направленные перпендикулярно друг другу. Полное число полосок 66, по 11 на каждый зазор. Каждая полоска состоит из набора узких полосок шириной 1.25 мм с растоянием между ними также 1.25 мм. Подобная структура позволяет с хорошей эффективностью измерять обе координаты γ-кванта по наведенному на полоски заряду вблизи точки конверсии. Детальное описание прототипа калориметра и результаты эксперимента можно найти в [70, 71, 116].

Абсолютная калибровка энергетической шкалы и измерение энергетического разрешения прототипа LKr калориметра проводилось тремя различными способами:

- по положению и форме края измеренного калориметром энергетического спектра пучка ОКР γ-квантов ($\bullet$ на Рис. 6.8);

- по положению и форме края энергетического спектра γ-квантов от тормозного рассеяния электронов пучка на атомах остаточного газа ($*$ на Рис. 6.8).

- по соответствию энергии γ-кванта, измеренной калориметром и системой мечения ($\circ$ на Рис. 6.8). Энергия электронного пучка варьировалась в течение эксперимента от 1.5 ГэВ до 4.5 ГэВ, так что диапазон

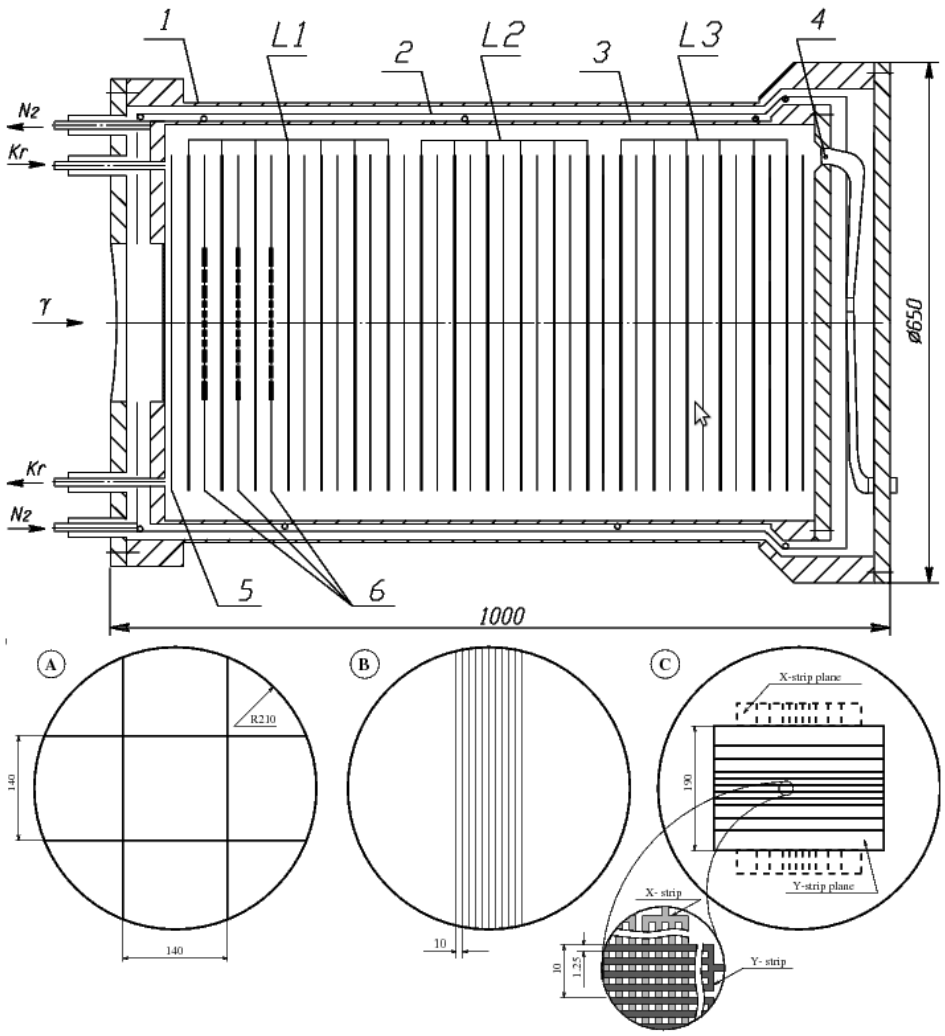


Рис. 6.7. Устройство LKr калориметра (вверху) и схема электродной системы (внизу). Верхний рисунок: 1 — внешний объем, 2 — медный экран, 3 — внутренний объем, 4 — сигнальный кабель, 5 — вето-электрод, 6 — координатные электроды, L1,L2,L3 — башни. Нижний рисунок: A — башенный электрод, B — однокоординатный электрод исходного варианта прототипа, C — электрод для измерения двух координат γ-кванта.

энергий мечения фотонов с помощью модуля системы мечения TS4 составлял, согласно таблице 6.1, 40–625 МэВ;

Точность проведения абсолютной калибровки энергетической шкалы калориметров определялась точностью, с которой известна средняя энергия электронного пучка. На момент проведения эксперимента энергия электронного пучка определялась по расчетному интегралу магнитного поля и, как показали первые эксперименты по регистрации резонанса J/ψ с детектором КЕДР, была ниже истинной на 22 МэВ. На энергии 5 ГэВ этот систематический сдвиг возрастал до 50 МэВ.

На Рис. 6.8 представлена зависимость энергетического разрешения калориметра от энергии γ-квантов, полученная в эксперименте на установке РОКК-1М.

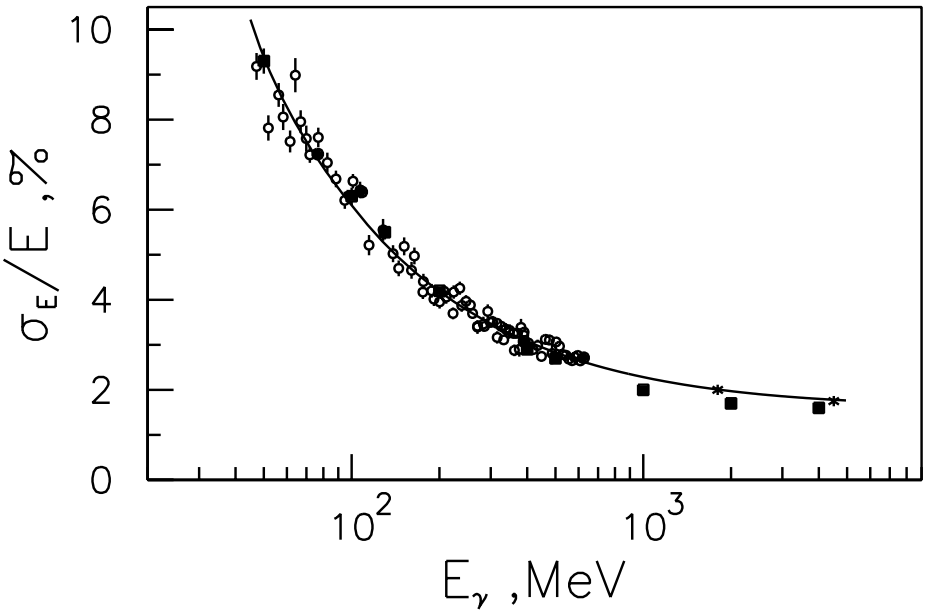


Рис. 6.8. Энергетическое разрешение LKr калориметра. ○– разрешение, полученное с помощью мечения, ●– разрешение, полученное по размытию края комптоновского спектра, ∗– разрешение, полученное по краю тормозного спектра, ■ — моделирование, линия — формула (6.4).

Все экспериментальные данные по измерению энергетического разрешения жидкокриптонового калориметра хорошо описываются функцией:

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \sqrt{\left(\frac{a}{E(GeV)}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E(GeV)}}\right)^2 + c^2}, \qquad (6.4)$$

где $a = 0.3$, $b = 1.6$, $c = 1.6$.

Для экспериментального изучения пространственного разрешения прототипа (с координатными электродами типа B на Рис. 6.7) было проведено несколько заходов на коллимированном пучке γ-квантов. В этих заходах свинцовый коллиматор толщиной 80 мм и щелью шириной 1 мм, параллельной стриповым полоскам, устанавливался перед входным окном прототипа. Межу коллиматором и прототипом устанавливался сцинтилляционный веточетчик для подавления фона от электромагнитных ливней. Коллиматор сдвигался перпендикулярно направлению стрипов и его положение измерялось с точностью 0.1 мм. На Рис. 6.9 представлена зависимость простран-

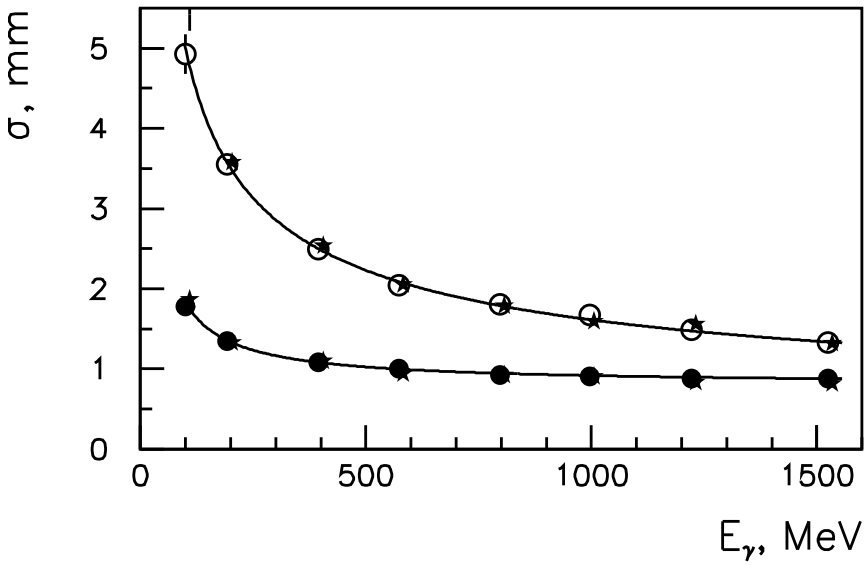


Рис. 6.9. Зависимость пространственного разрешения LKr калориметра от энергии. • – разрешение в слое, в котором произошла конверсия, ○– разрешение в слое, следующим за ним, ⋆ – моделирование, линии – подгонка.

ственного разрешения калориметра от энергии фотона. Подробный анализ результатов эксперимента по измерению координатного разрешения жидкокриптонового калориметра приведен в работе [72].

6.2.2. Прототип CsI калориметра детектора BELLE

С декабря 1995 года по октябрь 1997 года на установке ROKK-1M были проведены три серии эксперимента по изучению энергетического и пространственного разрешения прототипа электромагнитного калориметра детектора BELLE [75], созданного для экспериментов по изучению несохранения CP-четности в распадах B-мезонов на B-фабрике в KEK, Япония. Прототип состоял из 36 сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) в форме усеченных пирамид длиной 30 см (16 радиационных длин) с поперечными размерами счетчиков центральной части цилиндрического калориметра BELLE. Свет с кристалла регистрировался полупроводниковыми фотодиодами фирмы "Хамаматсу".

Аналогично вышеописанной для LKr калориметра медотике, были проведены измерения на нескольких энергиях электронного пучка в диапазоне от 0.9 до 5.4 ГэВ. Результаты измерения энергетического разрешения прототипа CsI калориметра опубликованы в [74, 117].

Измеренное энергетическое разрешение прототипа CsI калориметра хорошо описвается функцией:

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \sqrt{\left(\frac{a}{E(GeV)}\right)^2 + \frac{b^2}{\sqrt{E(GeV)}} + c^2} \quad , \tag{6.5}$$

где $a = 0.177$, $b = 0.79$, $c = 1.27$ для матрицы из 5×5 кристаллов и $a = 0.067$, $b = 1.5$, $c = 0.88$ для матрицы из 3×3 кристаллов.

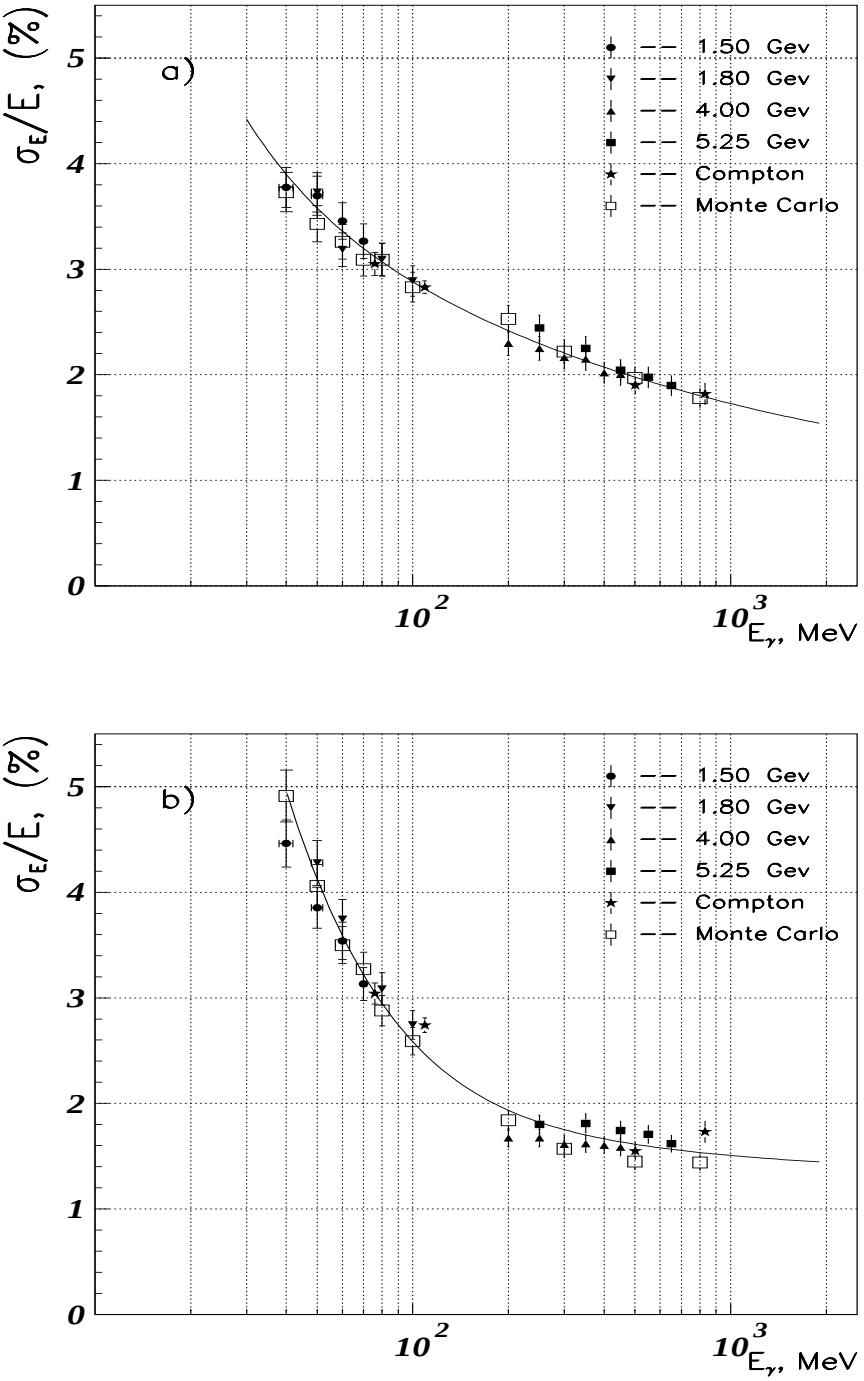


Рис. 6.10. Энергетическое разрешение прототипа CsI калориметра при попадании пучка γ-квантов в центр центрального кристалла матрицы из a) 3×3 кристаллов, b) 5×5 кристаллов.

Глава 7

Измерение энергии пучка магнитным спектрометром с лазерной калибровкой

§7.1. Поиск новых методов измерения энергии

Рассмотренный выше (в Главах 4, 5) метод измерения энергии электронного пучка, основанный на регистрации энергетического спектра рассеянных комптоновских гамма квантов, прекрасно зарекомендовал себя как рабочий инструмент при проведении экспериментов на циклических ускорителях с энергией пучка до 2 ГэВ. Ещё раз напомним, что высокой точности измерения энергии пучка удаётся достичь за счёт применения HPGe детектора с высоким энергетическим разрешением, энергетическая шкала которого может быть прокалибрована с помощью гамма излучения радиоактивных изотопов. С практической точки зрения, проведение такой калибровки представляется возможным при энергиях комптоновских гамма квантов не выше 10 МэВ. Теоретически, применение этой методики для измерения более высоких энергий пучка может быть основано на использовании длинноволновых (субмиллиметровых) лазерных источников, либо на изменении угла взаимодействия лазерного излучения с электронным пучком [118]. Практически, если идти по первому пути, то возникают сложности, обусловленные отсутствием доступных и надёжных лазерных систем достаточной мощности с длиной волны более 10 мкм. Кроме того, оптика для субмиллиметрового диапазона длин волн требует применения крайне дорогостоящих материалов. Если идти по второму пути, то возникает необходимость точного измерения угла встречи лазерного и электронного пучков (см. формулу 4.2

на странице 96). Кроме этого, метод работает только для определения средней энергии пучка за довольно продолжительное время, в течение которого происходит набор энергетического спектра рассеянных фотонов.

На электрон-позитронном коллайдере LEP для измерения энергии столкновения частиц в системе центра масс применялись различные методики [21]. В диапазоне энергий от $41 < E_{beam} < 61$ ГэВ применялся метод резонансной деполяризации [9]. В эксперименте LEP-2 максимальная энергия пучка была увеличена до 104 ГэВ, и получение поляризованных пучков стало невозможным из-за линейного роста относительного энергетического разброса и увеличением деполяризующего воздействия высших гармоник магнитной структуры кольца. Прецизионная калибровка энергетической шкалы эксперимента была необходима для точного измерения массы W-бозона. Одной из систем, созданных для решения этой задачи, был встроенный в магнитную систему ускорителя магнитный спектрометр, состоящий из специально изготовленного и откалиброванного дипольного магнита и системы измерения угла поворота пучка с помощью мониторов положения пучка (пикапов). При измерении энергии пучка этим спектрометром удалось достичь точности $\Delta E_{beam}/E_{beam} \simeq 10^{-4}$ для $E_{beam} \simeq 100$ ГэВ, но только после того, как система была многократно откалибрована по методу резонансной деполяризации на более низких энергиях.

Будущее экспериментальной физики частиц на коллайдерах, по всей видимости, связано с проектами линейных коллайдеров, таких как ILC [119], CLIC [120], NLC [121]. Поскольку задача измерения энергий сталкивающихся пучков не перестаёт быть актуальной, необходим поиск новых методов и подходов для её решения. В 2005–2007 автор, совместно с коллегами из DESY, принимал участие в разработке метода измерения энергии электронного пучка для проекта ILC. При разработке проекта ILC ставится задача

об измерении энергии в с.ц.м. сталкивающихся пучков с относительной точностью 10^{-4} или лучше, причём в случае линейного коллайдера надо определять среднюю энергию отдельно для каждого банча, т.к. у каждого банча она своя. Точное измерение энергии столкновения позволит измерять массы рождающихся частиц, а так же будет являться важным инструментом настройки светимости. В настоящее время в проект ILC включена система измерения энергии пучков, основанная на измерении угла поворота орбиты в магнитном спектрометре с помощью датчиков положения пучка [122]. Очевидно, она будет иметь те же принципиальные недостатки, как и аналогичная система на LEP-2 [21], а именно, всегда будет остро стоять вопрос о точной абсолютной калибровке такой системы. Поэтому, представляется крайне важным поиск новых комплементарных подходов для точного определения энергии пучков [123].

7.1.1. Проект системы измерения энергии пучка на ILC

В работах [123–125] был представлен проект системы измерения энергии пучка для ILC, основанный на применении магнитного спектрометра, калибровка которого осуществляется по краю спектра рассеянных на монохроматическом лазерном излучении электронов. Кратко опишем основную идею этого метода (см. Рис. 7.1).

- Пусть электронный сгусток рассеивается на лазерном излучении под углом, близким к 2π, мощность излучения подобрана таким образом, чтобы рассеялась лишь незначительная часть электронов.

- Пусть сразу после взаимодействия с лазерным излучением электронный пучок попадает в магнит, поворачивающий его на небольшой угол.

- На некотором расстоянии от магнита проведём «линию регистрации»

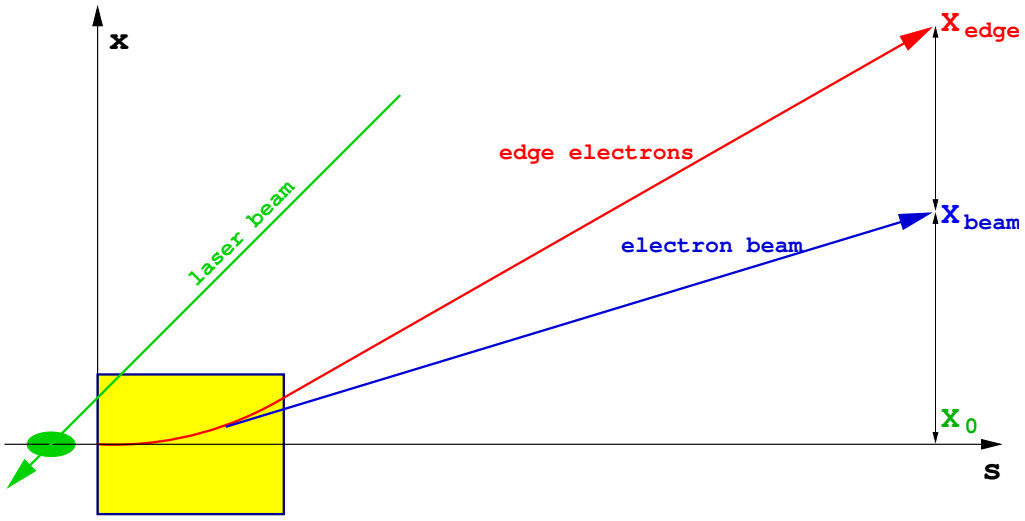


Рис. 7.1. Схема измерений.

частиц, лежащую в плоскости поворота пучка магнитом перпендикулярно направлению движения электронного пучка до входа в магнит.

- На «линии регистрации» мы будем иметь три типа частиц: 1) пучок нерассеянных электронов, поперечную координату которого можно измерить с помощью монитора положения пучка; 2) рассеянные фотоны, координатное распределение которых можно измерить с помощью «детектора рассеянных фотонов»; 3) рассеянные электроны, координатное распределение которых можно измерить с помощью «детектора рассеянных электронов».

- Будем считать, что мы можем измерить три X координаты на линии регистрации: X_0 – координата центра тяжести распределения рассеянных фотонов, X_{beam} – координата центра тяжести пучка нерассеянных электронов, X_{edge} – координата комптоновского края в распределении рассеянных электронов. Подберём параметры магнитного спектрометра так, чтобы интеграл поля был одинаков для всех электронов, а угол поворота был мал, т.е. с нужной нам точностью выполнялось равенство

$X_{particle} = \theta_{particle} \cdot L$, с одинаковым L для всех типов частиц.

Используя формулы (1.22) и (1.23) на странице 17 легко можно получить, что:

$$\begin{cases} X_{beam} - X_0 = B \cdot (1/E_{beam}) \\ X_{egde} - X_{beam} = B \cdot (4\omega_0/m^2) \end{cases} ; \tag{7.1}$$

где B – параметр, определяющий магнитные и геометрические свойства спектрометра, ω_0 – энергия лазерного фотона, m – масса электрона. Для измерения энергии пучка предлагается измерять отношение $(X_{egde} - X_{beam})/(X_{beam} - X_0)$:

$$E_{beam} = \frac{m^2}{4\omega_0} \cdot \frac{X_{egde} - X_{beam}}{X_{beam} - X_0}. \tag{7.2}$$

Основное преимущество такого подхода заключается в том, что измеряемыми величинами являются координаты частиц, следовательно, калибровка системы вообще не зависит от энергии частиц, а необходимая абсолютная точность измерения отношения двух отрезков вполне может быть достигнута. Следует также отметить, что предлагаемый метод измерения энергии пучка может быть легко адаптирован к любому энергетическому диапазону измерений.

§7.2. Проект эксперимента на ВЭПП-4М

На основе сделанных выше заключений, можно записать систему уравнений для углов поворота электронного пучка и рассеянных электронов на краю комптоновского спектра. Пусть $B_B \sim \int\limits_{L_{beam}} Bdl$ и $B_E \sim \int\limits_{L_{edge}} Bdl$ – интегралы магнитного поля, которые «видят» соответствующие частицы (индексы

$B \equiv$beam, $E \equiv$edge) при прохождении через спектрометр. Тогда:

$$\begin{cases} \theta_B = B_B \left[\dfrac{1}{E_B} \right] \\ \\ \theta_E = B_E \left[\dfrac{1}{E_B} + \dfrac{4\omega_0}{m^2} \right] \end{cases} ; \tag{7.3}$$

Для измерения энергии электронного пучка можно использовать уравнение:

$$E_B = \frac{m^2}{4\omega_0} \left[\frac{\theta_E}{\theta_B} \cdot \frac{B_B}{B_E} - 1 \right] . \tag{7.4}$$

В проекте системы измерения энергии пучка на ILC [123–125] предполагалось, что конфигурация магнитного спектрометра позволит иметь равные (с необходимой точностью) интегралы поля для всех типов частиц, и измерения отношения θ_E/θ_B достаточно для определения энергии пучка.

7.2.1. Схема проведения эксперимента

Идея провести тестовый эксперимент, способный продемонстрировать работоспособность метода в целом, на коллайдере ВЭПП-4М, появилась из-за того, что на установке РОКК-1М уже присутствуют почти все формально необходимые компоненты такой системы. Общая схема проведения эксперимента представлена на Рис. 7.2. Область электрон-фотонного взаимодействия предполагается разместить на коротком ($\sim$1 м) прямолинейном участке траектории пучка, прямо перед входом пучка в дипольные магниты. Далее, электроны потерявшие энергию от $0.02 \times E_B$ до $0.15 \times E_B$ попадают в модуль TS_4 системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР, который на Рис. 7.2 обозначен как детектор рассеянных электронов. Рядом с этим модулем расположен один из пикапов ВЭПП-4М, с помощью которого

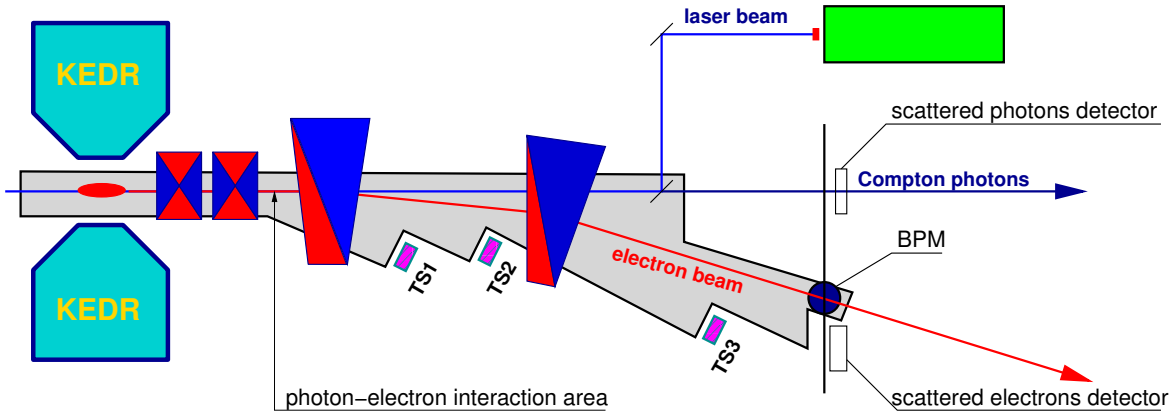


Рис. 7.2. Схема проведения эксперимента (не в масштабе).

можно измерять положение пучка в плоскости регистрации. Единственным недостающим компонентом системы является детектор рассеянных фотонов.

Реальная геометрия установки показана на Рис. 7.3. Два поворотных

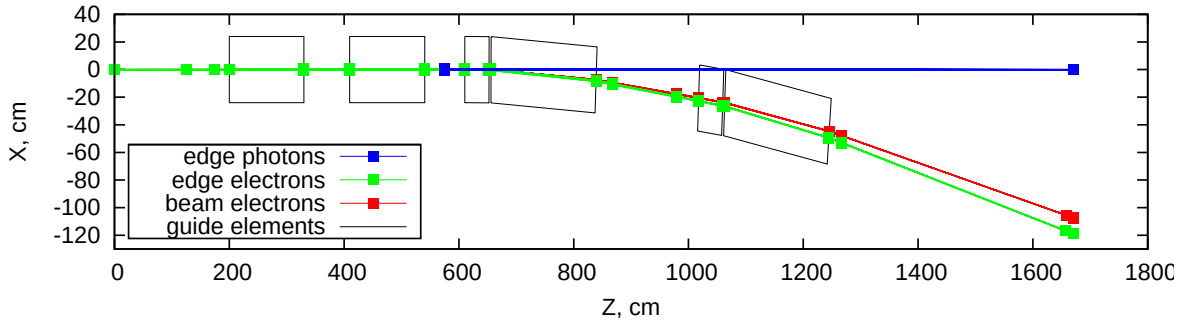


Рис. 7.3. Траектории частиц для E_{beam}=3.0 ГэВ, ω_0=2.33 эВ

диполя (NEM1, NEM2) одинаковы по конструкции, имеют форму полюсов, представленную на Рис. 7.4. Каждый диполь состоит из двух частей: короткой, со слабым полем и расчётным углом поворота 0.3729° (0.0065 рад), и длинной, с сильным полем и углом поворота 3.8190° (0.0667 рад). Рис. 7.5 показывает, как основные параметры, которые предполагается измерять, зависят от энергии пучка ВЭПП-4М. Из Рис. 7.5 очевидно, что $(X_{beam} - X_0) \simeq$107 см, а $(X_{edge} - X_{beam})$ может изменяться от $\simeq$3 см до $\simeq$14 см, в зависимости от энергии пучка. Расстояние между траекторией пучка и детек-

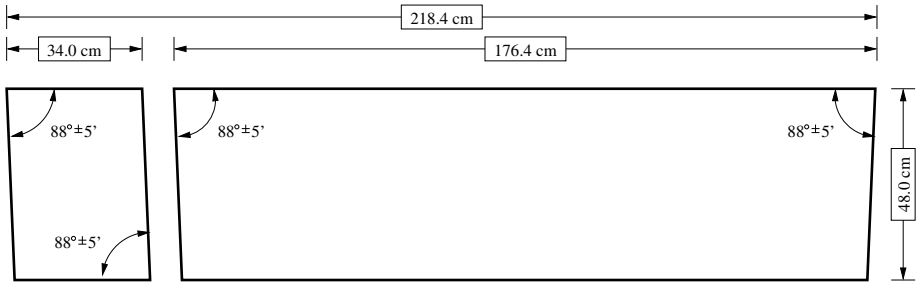


Рис. 7.4. Форма полюсов магнитов NEM1, NEM2.

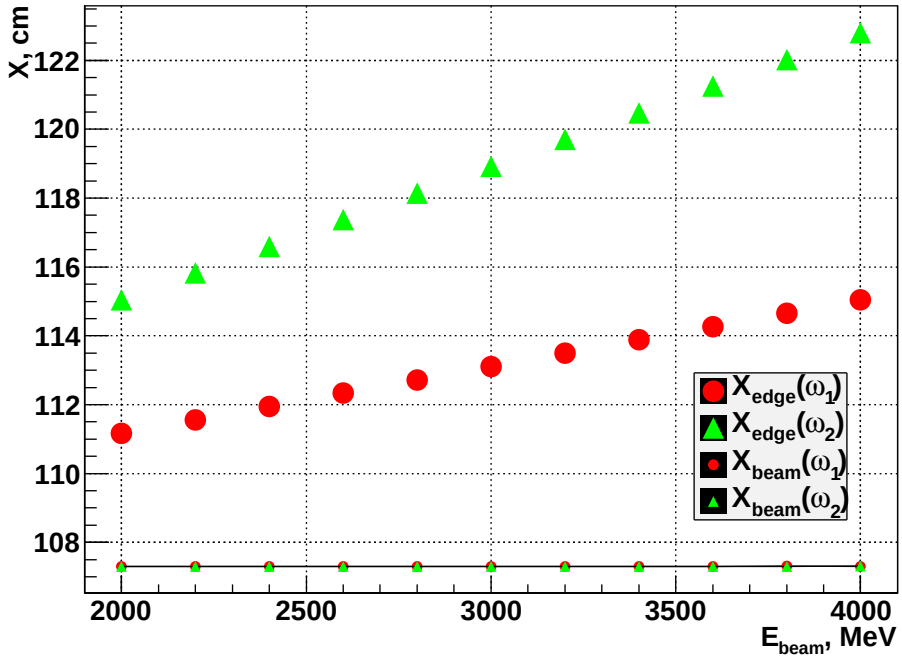


Рис. 7.5. Координаты X_{beam} и X_{edge} в плоскости детектирования. $\omega_1 = 1.165$ эВ, $\omega_2 = 2.33$ эВ.

тором рассеянных электронов, расположенным снаружи вакуумной камеры, составляет около 3 см, что является минимально возможным измеряемым расстоянием $(X_{edge} - X_{beam})$. Энергия пучка $E_{beam} = 4$ ГэВ считается максимально возможной энергией пучка в текущей конфигурации ВЭПП-4М.

В соответствии с выражением (7.3), статистическая точность определения энергии пучка на уровне 10^{-4} может быть достигнута в случае если мы сможем измерять $(X_{beam} - X_0)$ с точностью 100 мкм, в то время как для

измерения $(X_{edge} - X_{beam})$ требуется точность на уровне (3 – 14 мкм). Это необходимое но не достаточное условие.

$$\left[\frac{\Delta E_B}{E_B}\right]^2 = \left(\frac{X_E}{X_E - X_B}\right)^2 \left(\left[\frac{\Delta X_E}{X_E}\right]^2 + \left[\frac{\Delta X_B}{X_B}\right]^2\right) + \left[\frac{\Delta X_0}{X_B}\right]^2 \qquad (7.5)$$

Из Рис. 7.6 видно, что размер пучка в плоскости регистрации $\sigma_{X_{beam}}$ равен ширине края распределения рассеянных электронов $\sigma_{X_{edge}}$ при любой энергии пучка. Этот факт является важным следствием кинематики процесса рассеяния (выражение (7.3)): с точностью до сдвига, координатное распределение электронов на краю спектра в плоскости регистрации идентично пространственному распределению нерассеянных электронов пучка в этой же плоскости. Это обстоятельство открывает возможность измерения пространственного распределения электронов пучка, и может являться полезным дополнением рассматриваемого подхода. Рост размера пучка с ростом его энергии определяется ростом эмиттанса ($\epsilon_x \sim E^2_{beam}$; $\sigma_X = \sqrt{\epsilon_x \beta_x}$). Далее в этом тексте будут представлены результаты Монте-Карло моделиро-

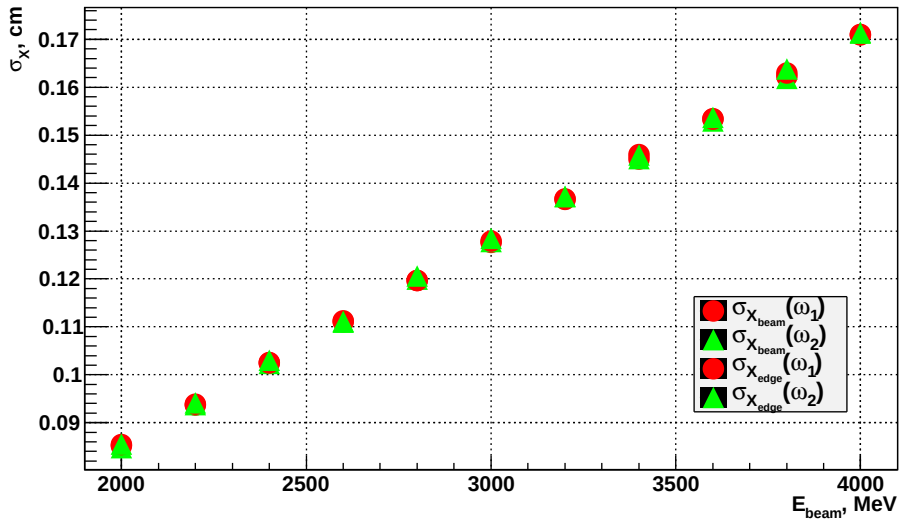


Рис. 7.6. Размер пучка в плоскости регистрации

вания, выполненного для изучения возможности проведения тестового экс-

перимента в рамках описанной конфигурации. Однако уже сейчас можно предположить, что точность измерения положения края спектра ограничена на уровне $\Delta X_{edge} \gtrsim 0.01 \cdot \sigma_{X_{edge}}$ за счёт дифференциальной нелинейности в детектирующей системе. На основе этого предположения ясно, что 10^4 электронов на краю спектра является максимальной разумной статистикой на основе которой можно делать дальнейшие заключения.

7.2.2. Моделирование

Сформулируем основные принципы, на основе которых проводилось изучение пригодности существующей конфигурации для проведения тестового эксперимента, целью которого является демонстрация работоспособности данной методики для измерения энергии пучка.

- В дальнейших расчётах используется модель спектрометра, основанная на проектных параметрах кольца ВЭПП-4М. При этом, однако, мы должны помнить, что реальная ситуация может отличаться от расчётной структуры.

- Прохождение электронов через магнитный спектрометр рассчитывается с аналитической точностью в рамках используемой модели спектрометра.

- Подразумевается, что отношение B_B/B_E зависит только от отношения углов θ_E/θ_B, но не зависит от абсолютной величины магнитного поля. Иными словами, это предположение означает, что карта магнитного поля в спектрометре линейно трансформируется при изменении токов катушек магнита.

- Расчёты прохождения электронов через спектрометр позволяют получить полный набор параметров, описывающих движение частиц. В том числе, это такие параметры, как, например, интеграл поля и угол поворота для каждого электрона. Однако подразумевается, что экспериментально доступными параметрами являются только пространственные распределения частиц в плоскости регистрации.

- Для упрощения задачи, вместо полного комптоновского спектра, программно генерируются только рассеянные фотоны и электроны, соответствующие краю спектра.

- В расчётах используются две различные длины волны лазерного излучения. Такой же подход предлагается использовать и в эксперименте, так как он может быть использован для дополнительного изучения систематических погрешностей, обусловленных различного рода нелинейностями аппаратуры.

- В целом, идея проведения расчётов состоит в том, чтобы показать, что экспериментально доступных параметров достаточно для определения энергии пучка в рамках исследуемой модели. Если нам удастся показать это, те же подходы модно будет использовать при работе в реальной ситуации с реальным оборудованием.

В проведённом моделировании, энергия пучка ВЭПП-4М изменялась в диапазоне от 2 ГэВ до 4 ГэВ с шагом 200 МэВ. На Рис. 7.7 представлена энергия пучка, полученная из моделирования в соответствии с формулой $E =< \int B_{beam} dl > / < \theta_{beam} >$ (конверсионная константа опущена). Здесь и далее $\Delta E = E_{obtained} - E_{set}$. Рис. 7.7 приведён здесь в доказательство тезиса о том, что расчёт проводится с аналитической точностью и модель полностью

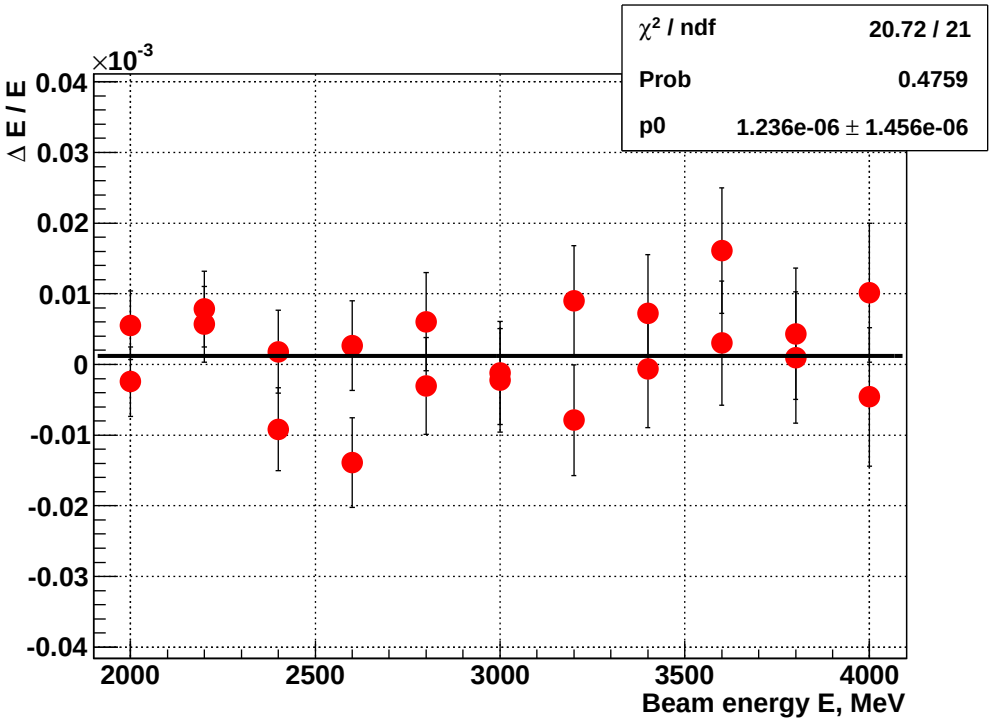


Рис. 7.7. Энергия пучка $E =< \int B_{beam} dl > / < \theta_{beam} >$

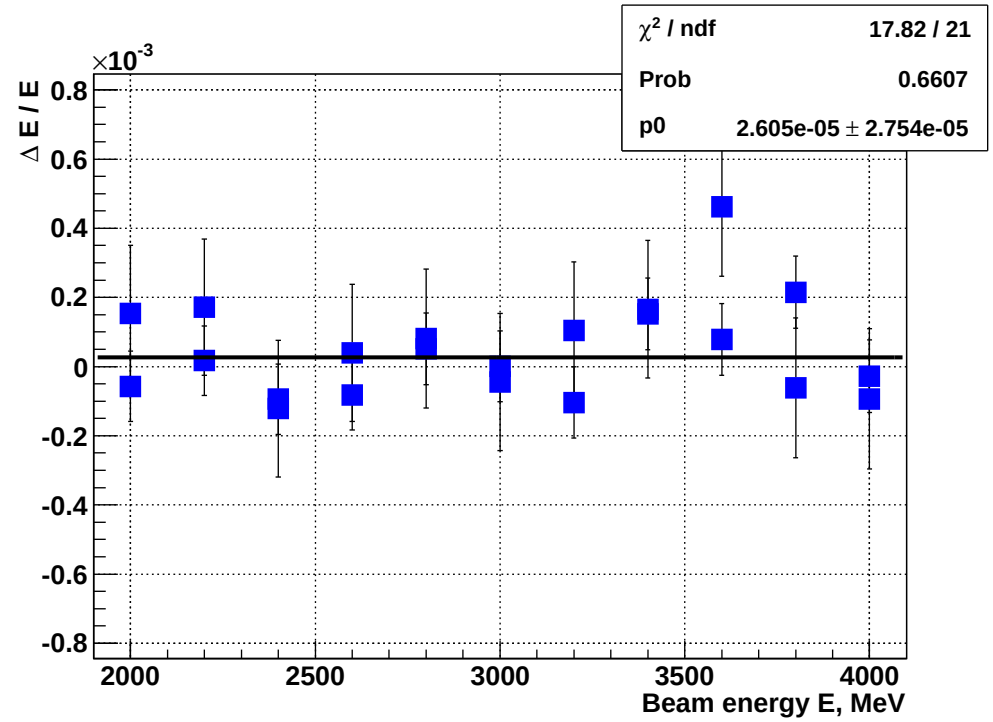


Рис. 7.8. Энергия пучка в соответствии с уравнением (7.4)

самосогласованна. Такой же смысл и у Рис. 7.8, где энергия пучка получена в соответствии с уравнением (7.4). Для каждой энергии пучка пара точек соответствует двум различным энергиям лазерного фотона.

На Рис. 7.9 энергия пучка получена в соответствии с выражением

$$E_{beam} = \frac{m^2}{4\omega_0}\left[\frac{\theta_{edge}}{\theta_{beam}} - 1\right], \tag{7.6}$$

т.е. без учёта вклада различного интеграла магнитного поля, которое «видят» оба типа частиц. Видно, что не учитывая это обстоятельство, мы имеем систематический сдвиг измеряемой энергии пучка относительно его истинной энергии на уровне -0.63%, причём сдвиг этот от энергии пучка не зависит.

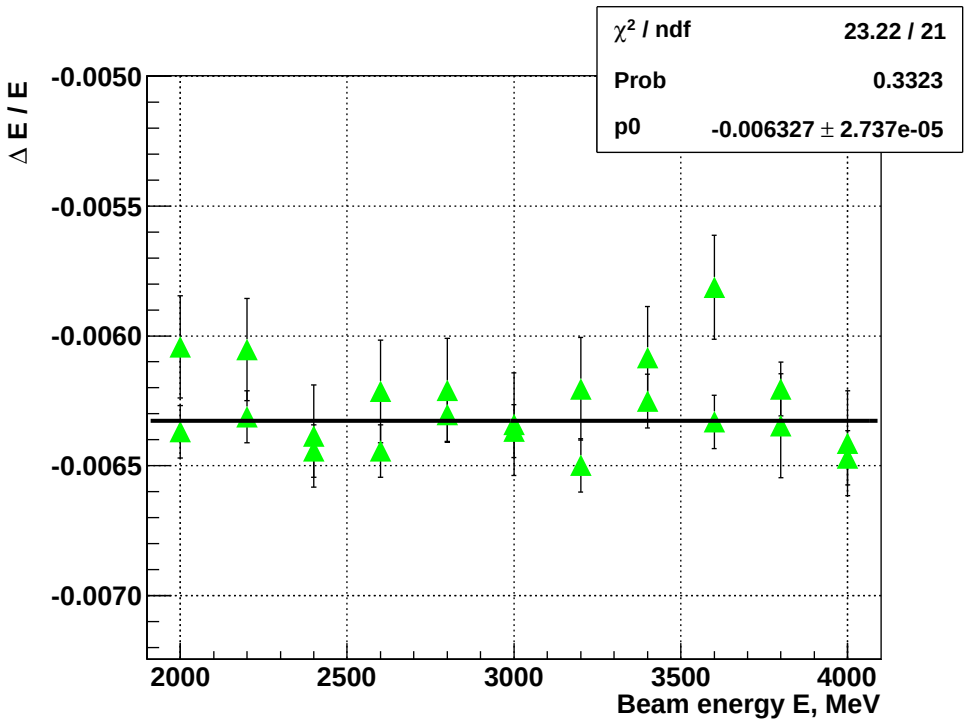


Рис. 7.9. Энергия пучка в соответствии с уравнением (7.6)

На Рис. 7.10 представлено отношение B_B/B_E в зависимости от отношения θ_E/θ_B. Зависимость подогнана функцией $f(x) = 1+p_0(x-1)+p_1(x-1)^2$. Становится очевидным, что систематический сдвиг в «измеренной» энергии

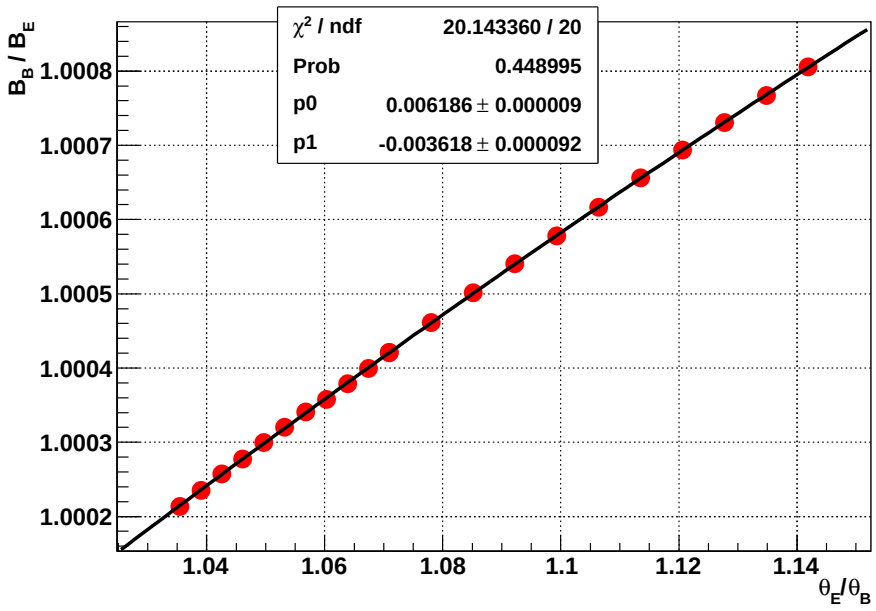


Рис. 7.10. Зависимость B_B/B_E от θ_E/θ_B.

пучка обусловлен доминирующим линейным членом функции $f(x)$. В рамках нашей модели линейный член с коэффициентом p_0 обусловлен секторной формой полюса магнита, т.к. в нашей модели только геометрия полюсов и траектория движения определяют интеграл поля, которое видит электрон, и, как следствие, $B_B/B_E \neq 1$.

Заканчивая предварительное рассмотрение вопроса, сделаем некоторые важные заключения о том, какие проблемы нужно решить, чтобы измерить энергию пучка с хорошей точностью в заданных условиях:

Проблема №1. Нелинейная геометрия установки: большие углы поворотов магнитов распределены по четырём диполям. Для решения проблемы необходимо произвести тригонометрические расчёты для выяснения связи между координатными измерениями и углами поворота частиц.

Проблема №2. Интеграл магнитного поля, видимый электроном, зависит от его энергии и траектории.

Проблема №3. Весьма вероятным источником систематической погрешно-

сти является также невозможность абсолютной привязки измеренного с помощью пикапа положения пучка к координатам частиц, измеренным детекторами рассеянных электронов и фотонов. Иными словами, придётся иметь дело с ситуацией, когда $X_{beam} = X_{BPM} + \delta_{BPM}$, гле X_{BPM} – измеренное пикапом положение пучка, а δ_{BPM} – неточность абсолютной привязки измерения пикапа.

7.2.3. Определение отношения θ_E/θ_B

В соответствии с базовой идеей метода нам нужно измерить отношение углов поворота $R_\theta = \theta_E/\theta_B$. В эксперименте же мы предполагаем измерять линейные координаты частиц в плоскости регистрации: X_0, X_B, X_E. Логично предположить, что $R_\theta \sim R_X$, где $R_X \equiv (X_E - X_0)/(X_B - X_0)$. Связь между R_θ и R_X должна, по всей видимости, слабо зависеть от координат и углов, с которыми пучок входит в спектрометр. На Рис. 7.11 представлена зависимость R_X от R_θ, построенная на основе результатов моделирования. Зависимость подогнана функцией $f(x) = p_0 \cdot x + \frac{p_1}{3} \cdot x^3$. Зададимся вопросом, с какой точностью можно использовать эту функцию для определения отношения θ_E/θ_B. Разность между углом электрона в плоскости детектирования θ_D и углом входа в первый диполь спектрометра θ_0 равна:

$$\theta_D - \theta_0 = \sum_{i=1}^{N} \theta_i \tag{7.7}$$

где θ_i – угол поворота в i-том магните, а N – количество магнитов в спектрометре ($N = 4$). Разница между координатой электрона в плоскости детектирования X_D и его же координатой без магнитного поля X_0 (см. Рис. 7.12) равна:

$$X_D - X_0 = \sum_{i=1}^{N} L_i \mathrm{tg}\Big(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\Big) \tag{7.8}$$

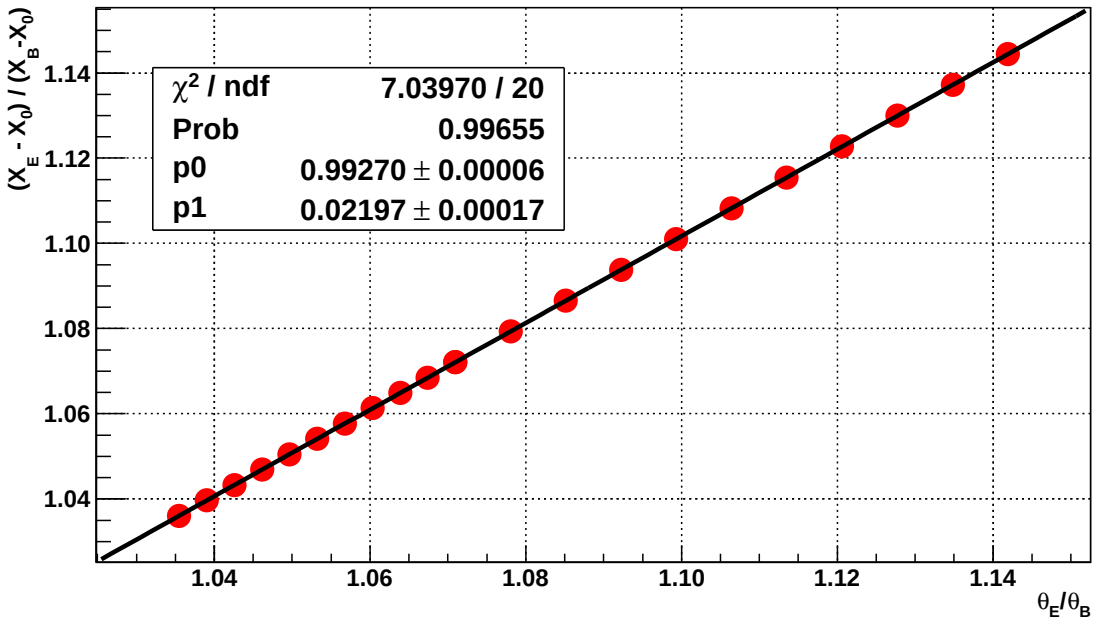


Рис. 7.11. Зависимость R_X от R_θ на основе результатов моделирования

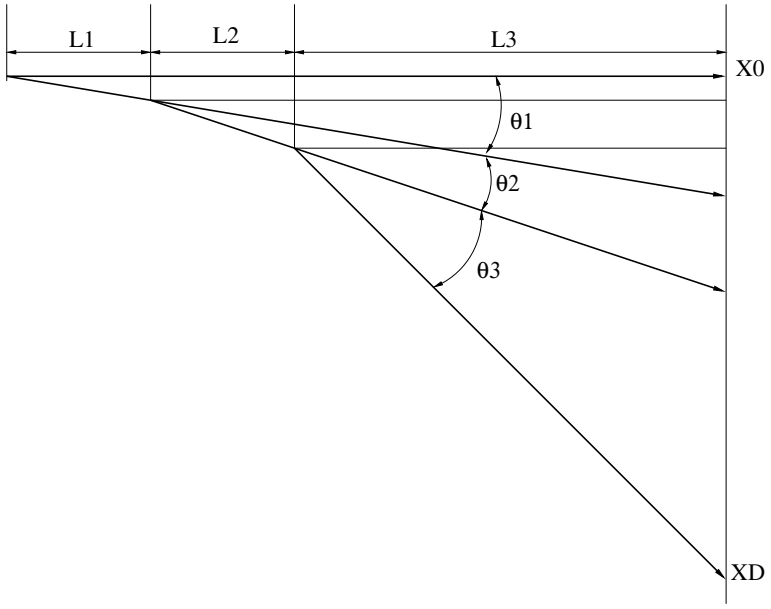


Рис. 7.12. Схема спектрометра из 3-х магнитов

где L_i $(i = 1, .. N-1)$ – расстояния между центрами соответствующих магнитов, а L_N – расстояние между центром последнего магнита и плоскостью детектирования. Предполагая что $R_\theta \simeq R_{\theta,i} = \theta_{E,i}/\theta_{B,i}$:

$$R_X = \frac{\sum_{i=1}^{N} L_i \mathrm{tg}\left(\sum_{j=1}^{i} R_\theta \theta_j\right)}{\sum_{i=1}^{N} L_i \mathrm{tg}\left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)}\ , \text{ где } \theta_j \equiv \theta_{B,j} \tag{7.9}$$

Раскладывая числитель (7.9) в ряд Тейлора по параметру $R_\theta \theta_j$ имеем:

$$\begin{aligned} R_X = R_\theta \underbrace{\left[\frac{\sum_{i=1}^{N} L_i \left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)}{\sum_{i=1}^{N} L_i \mathrm{tg}\left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)}\right]}_{= p_0} + \\ + \frac{R_\theta^3}{3} \underbrace{\left[\frac{\sum_{i=1}^{N} L_i \left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)^3}{\sum_{i=1}^{N} L_i \mathrm{tg}\left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)}\right]}_{= p_1} + \frac{2R_\theta^5}{15} \underbrace{\left[\frac{\sum_{i=1}^{N} L_i \left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)^5}{\sum_{i=1}^{N} L_i \mathrm{tg}\left(\sum_{j=1}^{i} \theta_j\right)}\right]}_{= p_2} ; \end{aligned} \tag{7.10}$$

где p_0, p_1 и p_2 – коэффициенты, имеющие тот же смысл, что и коэффициенты подгоночной функции на Рис. 7.11. Несложно показать, что член $\sim R_\theta^5$ необходимо учитывать в нашей геометрии для получения нужной нам точности.

Итак:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial p_0}{\partial L_i} &= \frac{1}{X_B - X_0}\Big[\sum_{j=1}^{i}\theta_j - p_0\mathrm{tg}\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)\Big] \\
\frac{\partial p_0}{\partial \theta_i} &= \frac{1}{X_B - X_0}\Big[1 - p_0\Big/\cos^2\sum_{j=1}^{i}\theta_j\Big]\sum_{j=1}^{i}L_j \\
\frac{\partial p_1}{\partial L_i} &= \frac{1}{X_B - X_0}\Big[\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)^3 - p_1\mathrm{tg}\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)\Big] \\
\frac{\partial p_1}{\partial \theta_i} &= \frac{1}{X_B - X_0}\Big[3\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)^2 - p_1\Big/\cos^2\sum_{j=1}^{i}\theta_j\Big]\sum_{j=1}^{i}L_j \\
\frac{\partial p_2}{\partial L_i} &= \frac{1}{X_B - X_0}\Big[\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)^5 - p_2\mathrm{tg}\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)\Big] \\
\frac{\partial p_2}{\partial \theta_i} &= \frac{1}{X_B - X_0}\Big[5\big(\sum_{j=1}^{i}\theta_j\big)^4 - p_2\Big/\cos^2\sum_{j=1}^{i}\theta_j\Big]\sum_{j=1}^{i}L_j
\end{aligned} \tag{7.11}$$

Последнее выражение необходимо нам для того, чтобы оценить как возможные отличия нашей модели от реальности повлияют на систематическую погрешность измерений.

При оценке погрешности необходимо правильно учесть независимые источники ошибок, которых в нашем случае восемь: четыре угла поворота θ_i и четыре расстояния L_i. Погрешности в этих величинах в итоге и определят точность преобразования $R_X = F(R_\theta)$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial R_X}{\partial L_i} &= \frac{\partial p_0}{\partial L_i}R_\theta + \frac{1}{3}\frac{\partial p_1}{\partial L_i}R_\theta^3 + \frac{2}{15}\frac{\partial p_2}{\partial L_i}R_\theta^5 \\
\frac{\partial R_X}{\partial \theta_i} &= \frac{\partial p_0}{\partial \theta_i}R_\theta + \frac{1}{3}\frac{\partial p_1}{\partial \theta_i}R_\theta^3 + \frac{2}{15}\frac{\partial p_2}{\partial \theta_i}R_\theta^5
\end{aligned} \tag{7.12}$$

Численные значения всех интересующих нас параметров приведены в Таблице 7.1. Расстояния L_1 и L_3 заданы конструкцией магнитов NEM1 и NEM2, поэтому оценка точности этих расстояний в 1 см скорее всего переоценена.

i	1	2	3	4
Расчётные параметры спектрометра				
θ_i, rad	0.0065	0.0667	0.0065	0.0667
L_i, cm	116.28	291.00	115.92	515.45
частные производные p_0, p_1, p_2				
$\partial p_0/\partial L_i$, см$^{-1}$	$3.4 \cdot 10^{-7}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$
$\partial p_1/\partial L_i$, см$^{-1}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-7.7 \cdot 10^{-6}$	$-7.7 \cdot 10^{-6}$	$6.3 \cdot 10^{-6}$
$\partial p_2/\partial L_i$, см$^{-1}$	$-1.0 \cdot 10^{-6}$	$-1.1 \cdot 10^{-5}$	$-1.2 \cdot 10^{-5}$	$-2.2 \cdot 10^{-5}$
$\partial p_0/\partial \theta_i$, рад$^{-1}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$9.7 \cdot 10^{-4}$	$-3.6 \cdot 10^{-3}$	**-0.155**
$\partial p_1/\partial \theta_i$, рад$^{-1}$	$-1.8 \cdot 10^{-2}$	$-2.6 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	**0.457**
$\partial p_2/\partial \theta_i$, рад$^{-1}$	$-1.8 \cdot 10^{-2}$	$-6.3 \cdot 10^{-2}$	$-8.1 \cdot 10^{-2}$	**-0.143**
Максимальные значения для $1.03 < R_\theta < 1.15$				
$\lvert\partial R_X/\partial L_i\rvert$, см$^{-1}$	$3.92 \cdot 10^{-7}$	$3.97 \cdot 10^{-6}$	$4.23 \cdot 10^{-6}$	$5.21 \cdot 10^{-6}$
$\lvert\partial R_X/\partial \theta_i\rvert$, рад$^{-1}$	0.007	0.017	0.020	0.015
$\Delta L_1 = \Delta L_3 = 1$ см; $\Delta L_2 = \Delta L_4 = 10$ см				
$\Delta R_X(\Delta L_i)$	$3.92 \cdot 10^{-7}$	$\underline{3.97 \cdot 10^{-5}}$	$4.23 \cdot 10^{-6}$	$\underline{5.21 \cdot 10^{-5}}$
$\Delta\theta_i = 0.05 \cdot \theta_i$				
$\Delta R_X(\Delta\theta_i)$	$2.3 \cdot 10^{-6}$	$\underline{5.7 \cdot 10^{-5}}$	$6.5 \cdot 10^{-6}$	$\underline{5.00 \cdot 10^{-5}}$

Таблица 7.1. Все параметры соответствуют расчётной структуре кольца ВЭПП-4М. Значения параметров равны: $p_0 = 0.994403$, $p_1 = 0.016658$, $p_2 = 0.000331$

Расстояния L_2 и L_4 считаем известными с точностью 10 см, что тоже грубее чем точность выставки магнитов. Все углы поворота будем считать известными с точностью 5%.

Итак, можно утверждать, что преобразование $R_\theta \to R_X$ описывается функцией

$$R_X = 0.994403 \cdot R_\theta + \frac{1}{3} \cdot 0.016658 \cdot R_\theta^3 + \frac{2}{15} \cdot 0.000331 \cdot R_\theta^5 \, . \qquad (7.13)$$

Точность этого преобразования $\Delta R_X / R_X$ лучше чем 10^{-4} даже при переоценке возможных неточностей в геометрических параметрах спектрометра. Обратное преобразование,

$$R_\theta = \mathfrak{F}(R_X) \, , \qquad (7.14)$$

может быть выполнено путём численного решения уравнения (7.13) с такой же точностью, т.е. $\Delta R_\theta / R_\theta \simeq \Delta R_X / R_X$. Сравнивая параметры в выражении (7.13) с параметрами функции подгонки на Рис. 7.11, видно, что они отличаются. Природа этого отличия заключается в предположении, что $R_\theta \simeq R_{\theta,i} = \theta_{E,i}/\theta_{B,i}$, сделанном в уравнении (7.9).

Таким образом, при выводе связи между R_θ и R_X мы сознательно ограничивали себя решением **«Проблемы №1»** на странице 179, для того, что бы «разделить переменные» и решать **«Проблему №2»** отдельно. Такой подход привёл к тому что в «новых переменных» количественное влияние неоднородности поля изменилось. Сравнение результатов приведено на Рис. 7.13. В качестве предварительного заключения можно сказать, что описанная выше процедура позволяет полностью решить **«Проблему №1»**, т.е. получить прямую оценку систематической погрешности, связанной с геометрией спектрометра. Эта погрешность вполне может быть получена на приемлемом уровне ($\Delta R_\theta / R_\theta$ лучше чем 10^{-4}). Более того, вклад **«Проблемы №2»** в систематическую погрешность определения энергии пучка уменьша-

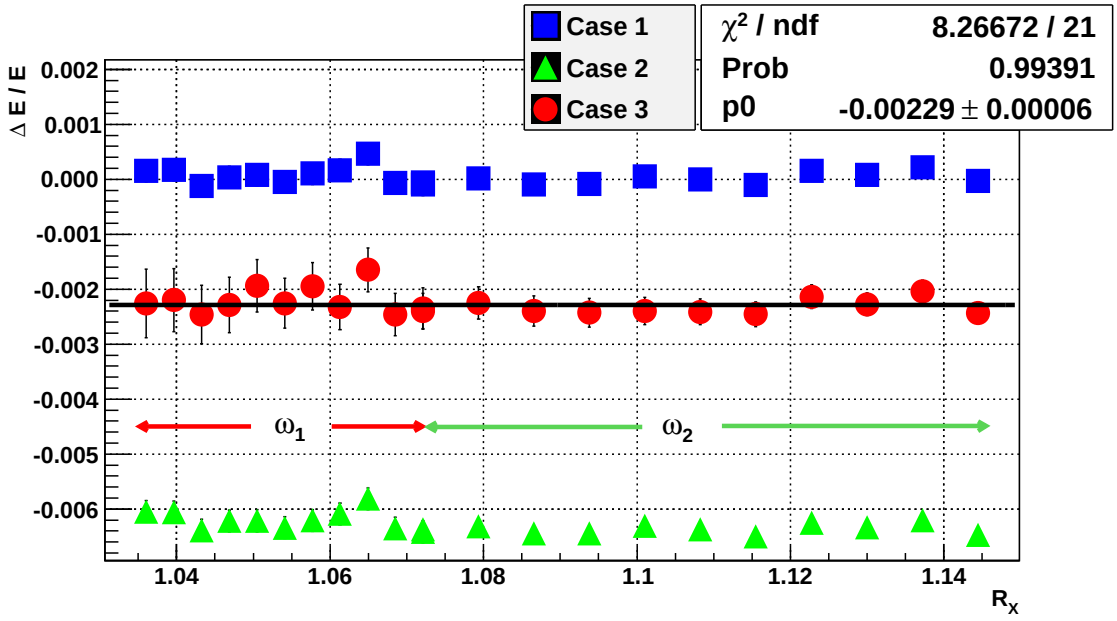


Рис. 7.13. Зависимость $\Delta E/E$ от R_X (энергия пучка изменялась от 2 ГэВ до 4 ГэВ с шагом 200 МэВ). **Case 1:** в соответствии с формулой (7.4). **Case 2:** по формуле (7.6), причём отношение $\theta_{edge}/\theta_{beam}$ взято из моделирования. **Case 3:** по формуле (7.6), но отношение $\theta_{edge}/\theta_{beam}$ взято из преобразования $R_X \to R_\theta$ с помощью формулы (7.14), а R_X взято из моделирования.

ется практически в три раза.

7.2.4. Абсолютная калибровка измерений пикапа

Очевидно, что систематический сдвиг в координате пучка X_B, измеренной пикапом, по-отношению к координатам рассеянных фотонов и электронов, измеряемых соответствующими детекторами, приведёт к неправильным измерениям энергии пучка («**Проблема №3**» на странице 180). Наличие такого эффекта может быть обнаружено на основе измерений, проведённых с различными энергиями лазерных фотонов, т.е.:

$$\omega_2(R_\theta(\omega_2) - 1) \neq \omega_1(R_\theta(\omega_1) - 1) \ . \tag{7.15}$$

Неравенство (7.15) может быть использовано для разрешения этой проблемы с помощью уравнения:

$$\mathfrak{G}(\delta) = \omega_2(R_\theta(\omega_2, \delta) - 1) - \omega_1(R_\theta(\omega_1, \delta) - 1) = 0 \; ; \tag{7.16}$$

где δ – ошибка привязки измерения пикапа,

$$R_\theta(\omega_{1,2}, \delta) = \mathfrak{F}\Big(\frac{X_{edge}(\omega_{1,2}) - X_0}{X_{beam} + \delta - X_0}\Big) \; ; \tag{7.17}$$

а функция $\mathfrak{F}$ определена в выражении (7.14). Уравнение (7.17) легко решается численно. Для демонстрации описанного выше эффекта предположим, что измерения пикапа сдвинуты на величину $\delta = +100\mu$m. Рис. 7.14 является наглядной иллюстрацией неравенства (7.15). С этим же набором данных

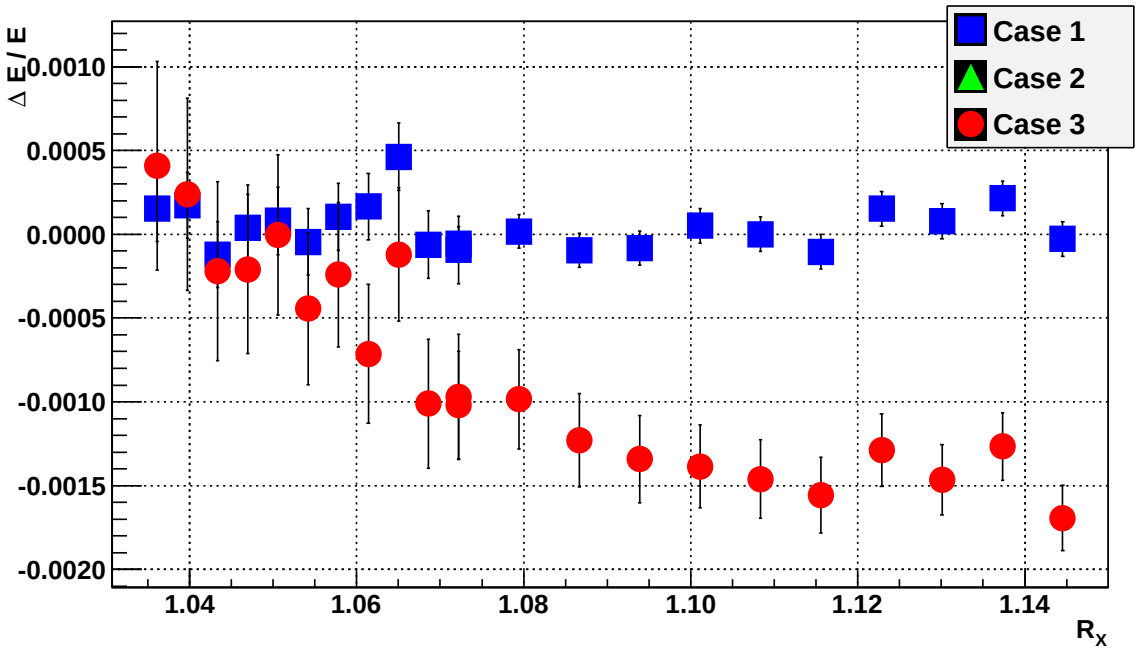


Рис. 7.14. То же, что и на Рис. 7.13, на в ситуации, когда измерения пикапа смещены на $\delta = +100$ мкм.

решаем численно уравнение (7.16) отдельно для каждой энергии пучка. Результаты представлены на Рис. 7.15, а ошибки в каждой точке определены

в соответствии с выражением (7.18).

$$(\Delta\delta)^2 = \left[\Delta X_{edge}^{(\omega_2)} \frac{\omega_2}{\omega_2 - \omega_1}\right]^2 + \left[\Delta X_{edge}^{(\omega_1)} \frac{\omega_1}{\omega_2 - \omega_1}\right]^2 + 2\left[\Delta X_{beam}\right]^2 \qquad (7.18)$$

На основе результатов моделирования видно, что калибровка абсолютной

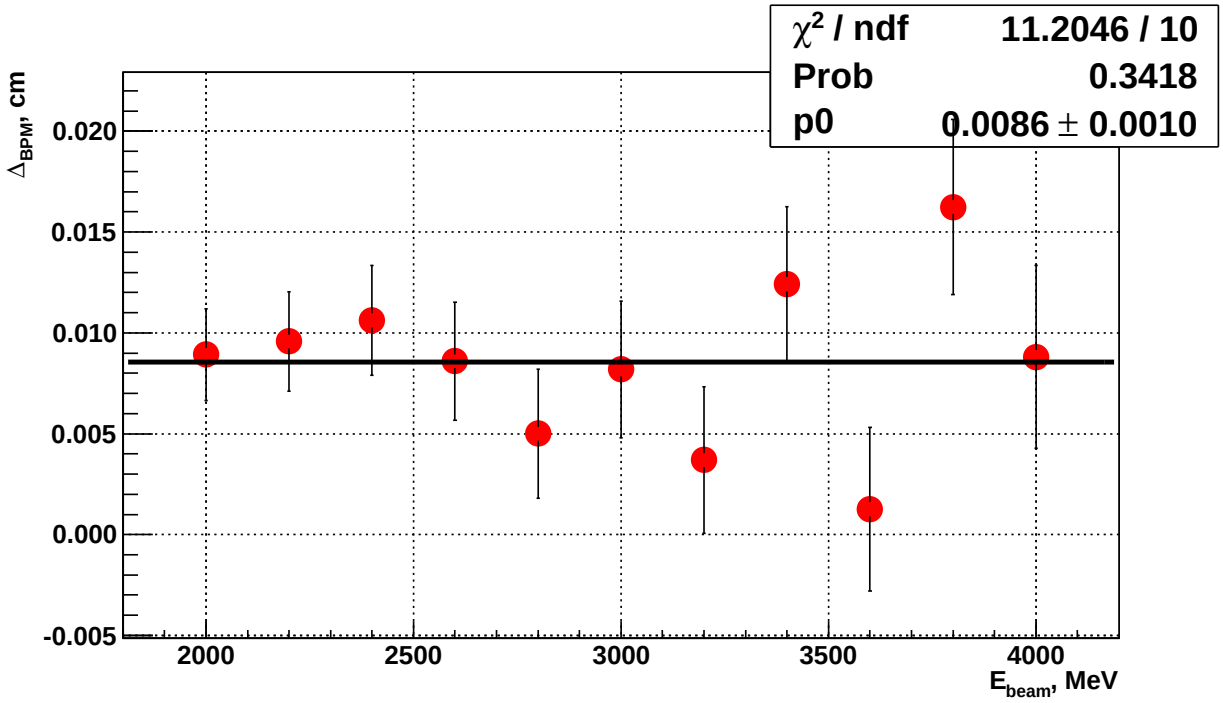


Рис. 7.15. Решение уравнения (7.16) для различных энергий пучка.

привязки показаний пикапа может быть выполнена с точностью около 10 мкм, и все точки на Рис. 7.15 не противоречат друг другу. В случае, если такое противоречие возникает при обработке результатов реальных измерений, можно сделать вывод о том, что неоднородность интеграла магнитного поля $R_B(R_\theta) = B_E/B_B$ для разных типов частиц ведёт себя существенно нелинейно, и эту нелинейность тоже придётся учесть. Повышение точности определения положения пикапа возможно за счёт увеличения количества измерений при меняющейся энергии пучка.

7.2.5. Выводы

Рассмотрена принципиальная возможность проведения на коллайдере ВЭПП-4М и установке РОКК-1М эксперимента для изучения предложенного метода измерения энергии пучка с относительной точностью порядка 10^{-4}. Конфигурация проведения такого эксперимента состоит из:

- распределённого магнитного спектрометра,
- двух Nd:YAG лазеров для генерации рассеянных фотонов и электронов с помощью обратного комптоновского рассеяния,
- трёх детекторов расположенных в одной плоскости регистрации: детектора рассеянных электронов, детектора рассеянных фотонов и пикапа для определения координаты пучка.

Проведённые расчёты показали, что:

- Статистическая точность измерения энергии пучка может быть получена на уровне $\Delta E/E \sim 10^{-4}$, на основе весьма общих предположений о свойствах детектирующей аппаратуры, которые, разумеется, должны быть досконально исследованы.
- Проблема относительно сложной геометрии магнитного спектрометра решена с точностью лучше чем 10^{-4}, на основе измерения отношения (а не абсолютных значений) углов поворота частиц.
- Предложено использовать в эксперименте две линии лазерного излучения. Это позволит провести калибровку измерений пикапа, а также указать на возможное нелинейное поведение неоднородности отношения интегралов магнитных полей для разных типов частиц.

- Набор экспериментально измеряемых параметров, на основе которых должны проводиться измерения, не позволяет определить и исключить систематическую ошибку, связанную с линейной зависимостью интеграла магнитного поля от угла поворота частицы. Показано, что этот эффект приводит к постоянному систематическому сдвигу (см. Рис. 7.13) в величине $\Delta E/E$. Возможным вариантом решения этой проблемы является проведение магнитных измерений, или, что по-сути то же самое, измерение X_{edge}, X_{beam} и X_0 с электронным пучком, энергия которого уже измерена другим методом.

Дополнительные возможности рассматриваемого подхода:

- Возможность измерения горизонтального профиля пучка по краю пространственного распределения комптоновски рассеянных электронов.

- Возможность использования измерения отношения координат рассеянного электрона и основного пучка в плоскости регистрации для восстановления энергии рассеянного электрона с помощью СРРЭ в экспериментах по двух-фотонной физике на детекторе КЕДР. Такой подход к калибровке и использованию СРРЭ может обеспечить более высокую точность измерений в условиях изменяющейся орбиты пучка в области расположения детектирующих модулей СРРЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты, полученные в ходе работ, описанных в диссертации:

- На установке РОКК-1М развита техника проведения прецизионных экспериментов с использованием обратного комптоновского рассеяния монохроматического лазерного излучения на релятивистском электронном пучке коллайдера ВЭПП-4М.

- Исследовано влияние различных факторов, определяющих форму края комптоновского спектра в условиях реального эксперимента. К таким факторам относятся: степень монохроматичности лазерного излучения, угловые и пространственные распределения фотонов и электронов в области рассеяния электронного пучка на лазерной мишени.

- Разработана оригинальная методика точных измерений абсолютных энергий гамма квантов с помощью HPGe детектора в диапазоне энергий 1–10 МэВ. Выбрана и проверена в экспериментах эмпирическая модель описания формы пика полного поглощения для HPGe детектора, разработан алгоритм проведения абсолютной калибровки энергетической шкалы HPGe детектора с использованием гамма линий радиоактивных источников.

- На базе установки РОКК-1М создана система прецизионной калибровки энергии электронного пучка ВЭПП-4М, основанная на измерении максимальной энергии гамма квантов от обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения (метод ОКР).

- Обеспечена возможность измерения энергии пучка в течение длитель-

ных экспериментов. При измерении средней энергии электронов в пучке достигнута точность на уровне $\Delta E_{beam}/E_{beam} \sim 1.3 - 1.7 \cdot 10^{-5}$, являющаяся рекордной для этого метода. Эксплуатация системы измерения энергии пучка методом ОКР и анализ данных проводился в течение всех экспериментов на детекторе КЕДР с 2005 по 2010 годы.

- На основе опыта применения метода ОКР для измерения энергии пучка на ВЭПП-4М, аналогичная система была запущена на накопительном кольце ВЭПП-3. Система использовалась в эксперименте по измерению зарядовой асимметрии в упругом рассеянии электронов и позитронов на протоне.

- В декабре 2010 года была введена в эксплуатацию система измерения абсолютной энергии электронного и позитронного пучков на электрон-позитронном коллайдере BEPC-II в Институте физики высоких энергий академии наук Китайской Народной Республики. Основная цель создания этой системы – планируемый эксперимент по измерению массы тау-лептона с точностью $\simeq$50 кэВ.

- Разработан проект системы измерения энергии пучков для коллайдера ВЭПП-2000, которую планируется ввести в эксплуатацию в конце 2011 года.

- Проведена калибровка энергетической шкалы системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) детектора КЕДР по краю комптоновского спектра рассеянных электронов. С 2010 года обеспечена возможность параллельной эксплуатации системы измерения энергии пучка в ВЭПП-4М и системы калибровки СРРЭ. Проведены эксперименты по измерению энергетического и пространственного разрешения прото-

типа жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР и прототипа кристаллического калориметра детектора BELLE на выведенном пучке меченых комптоновских гамма квантов.

- Автором диссертации, совместно с коллегами из DESY, предложен новый метод абсолютного измерения энергии пучка для проекта международного линейного коллайдера (ILC). Метод основан на использовании рассеянных комптоновских электронов для калибровки магнитного спектрометра, отклоняющего основной электронный пучок. Одним из безусловных достоинств такого подхода является отсутствие ограничений на диапазон измеряемых энергий пучка.

- В диссертации рассмотрена возможность применения этого метода на ВЭПП-4М, которая позволила бы, во-первых, решить проблему измерения энергии пучка выше 2 ГэВ, а во-вторых, явилась бы экспериментальной демонстрацией возможностей метода для других проектов и установок.

В заключение, пользуясь предоставившейся возможностью, автор хотел бы выразить благодарность своим наставникам, друзьям и коллегам, без помощи и участия которых было бы невозможным появление данной работы. Свою научную деятельность автор начал в 1990 году, будучи студентом 3-го курса Новосибирского государственного университета. Волею случая моим руководителем стал Гурам Яковлевич Кезерашвили, выдающийся физик-экспериментатор и прекрасный человек. Я благодарен судьбе за годы работы в команде, лидером которой был Гурам Яковлевич, так как именно в этот период и под влиянием этого открытого, честного и смелого

Человека сформировалось моё мировоззрение в науке, да и не только в науке. Жизнь Гурама Яковлевича трагически оборвалась 27 ноября 1999 года. В 1990-е годы, непростое для пост-советской науки время, автору посчастливилось участвовать в создании новой установки РОКК-1М и проведении на ней интересных экспериментов, за что мне бы хотелось выразить глубокую благодарность своим коллегам Александру Милову и Андрею Петровичу Чабанову.

Автор выражает искреннюю благодарность соавторам работ, положенных в основу диссертации, В.Н. Жиличу, М.Н. Ачасову, И.Б. Николаеву, С.А. Никитину, К.Ю. Тодышеву, А.Г. Шамову, А.В. Богомягкову, Е.Э. Пяте, Юргену Шрайберу и Микаэлю Вити за интересную и плодотворную работу. Автор от всей души благодарит Е.Б. Левичева, В.Е. Блинова, Ю.А. Тихонова, Г.М.Тумайкина и А.Е. Бондаря за активную поддержку идеи создания на ВЭПП-4М комптоновского монитора энергии пучка, полезные обсуждения и всестороннюю поддержку.

Автор выражает признательность всем сотрудникам Института, вместе с которыми он работал на комплексе ВЭПП-4М, в том числе С.Е.Карнаеву, В.А. Киселёву, В.В. Смалюку, Д.Н.Шатилову, О.И. Мешкову, С.В. Пелеганчуку, Д.М. Николенко, В.М. Цуканову, А.Л. Масленникову, а так же другим, чей труд способствовал выполнению работы.

Литература

[1] *Compton, Arthur H.* A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements / Arthur H. Compton // *Phys. Rev.* — 1923. — May. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 483–502.

[2] *Debye, P.* Zerstreuung von Rontgenstrahlen und Quantentheorie / P. Debye // *Physikalische Zeitschrift.* — 1923. — no. 24. — Pp. 161–166.

[3] *Klein, O.* Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac / O. Klein, T. Nishina // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei.* — 1929. — Vol. 52, no. 11. — Pp. 853–868. — 10.1007/BF01366453. `http://dx.doi.org/10.1007/BF01366453`.

[4] *Арутюнян, Ф.Р.* Комптон-эффект на релятивистских электронах и возможность получения пучков жёстких γ-квантов / Ф.Р. Арутюнян, В.А. Туманян // *ЖЭТФ.* — 1963. — Т. 44, № 6. — С. 2100–2103.

[5] *Milburn, Richard H.* Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field / Richard H. Milburn // *Phys. Rev. Lett.* — 1963. — Feb. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 75–77.

[6] Backward Compton scattering of laser light against high-energy electrons: the LADON photon beam at Frascati / L. Federici, G. Giordano, G. Matone et al. // *Il Nuovo Cimento B (1971-1996).* — 1980. — Vol. 59, no. 2. — Pp. 247–256. — 10.1007/BF02721314. `http://dx.doi.org/10.1007/BF02721314`.

[7] Colliding γe and $\gamma\gamma$ Beams Based on the Single Pass Accelerators (of Vlepp

Type) / I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin, V. G. Serbo, Valery I. Telnov // *Nucl. Instr. Meth.* — 1983. — Vol. 205. — Pp. 47–68.

[8] Colliding γe and $\gamma\gamma$ Beams Based on the Single Pass e+ e- Accelerators. 2. Polarization Effects. Monochromatization Improvement / I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin, S. L. Panfil et al. // *Nucl. Instr. Meth.* — 1984. — Vol. A219. — Pp. 5–24.

[9] *Скринский, А.Н.* Прецизионные измерения масс элементарных частиц на накопителях с поляризованными пучками / А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов // *Успехи физических наук.* — 1989. — Т. 158, № 2. — С. 315–326.

[10] Fissilities of 238U and 237Np nuclei measured with tagged photons in the energy range 60-240 MeV / A. S. Iljinov, D. I. Ivanov, M. V. Mebel et al. // *Nuclear Physics A.* — 1992. — Vol. 539, no. 2. — Pp. 263–275. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-476F36V-5K/2/cc40e48196b7bd95bcebb3397cf0fe76.

[11] A nuclear fragment detector for experiments with backscattered laser photons / B. M. Alexandrov, D. I. Ivanov, G. Ya. Kezerashvili et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1990. — Vol. 288, no. 2-3. — Pp. 399–405. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-470F9RK-27/2/8a770499c0127335254555e2d0e164c3.

[12] Photofission of actinide and pre-actinide nuclei in the quasideuteron and delta energy regions / B. L. Berman, C. Cetina, P. L. Cole et al. // *Nuclear Physics A.* — 1999. — Vol. 654, no. 1, Supplement 1.

— Pp. 837–840. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-4066MSR-2P/2/542bb9ba5231fd4771e0c4c3d13063da.

[13] *Kezerashvili, G. Ya.* The gamma ray energy tagging spectrometer of the ROKK-2 facility at the VEPP-3 storage ring / G. Ya. Kezerashvili, A. M. Milov, B. B. Wojtsekhowski // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1993. — Vol. 328, no. 3. — Pp. 506–511. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-472T1R0-C5/2/cf37562c66b4de9dc5300ccb2705db47.

[14] A Compton source of high energy polarized tagged [gamma]-ray beams. The ROKK-1M facility / N.Yu. Muchnoi, G. Ya. Kezerashvili, A. M. Milov, A. P. Usov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* — 1998. — Vol. 145, no. 1-2. — Pp. 40–48. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJN-3XDH639-29/2/51beafba87c7c29b4f81ca2ad34c924a.

[15] GRAAL: a polarized [gamma]-ray beam at ESRF / J. P. Bocquet, J. Ajaka, M. Anghinolfi et al. // *Nuclear Physics A.* — 1997. — Vol. 622, no. 1-2. — Pp. –124. — Prospects of Hadron and Quark Physics with Electromagnetic Probes. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-3WP2J51-C/2/27689a34915c46e27952d7ad423dbd28.

[16] The GRAAL Collaboration: Results and prospects. — 2005. — Prepared for International Workshop on the Physics of Excited Baryons (NSTAR 05), Tallahassee, Florida, 10-15 Oct 2005.

[17] Laser electron photon facility at SPring-8 / T. Hotta, J. K. Ahn, H. Akimune et al. // Hadron and Nuclear Physics with Electromagnetic

Probes / Ed. by K. Maruyama, H. Okuno. — Amsterdam: Elsevier Science, 2000. — Pp. 271–275. http://www.sciencedirect.com/science/article/B84NB-4N9X461-6/2/da1ac6d57bad7f0466dd0ea356dd05a4.

[18] *Nakano, Takashi.* Results and prospects from LEPS and LEPS2 / Takashi Nakano // *AIP Conf. Proc.* — 2007. — Vol. 915. — Pp. 162–167.

[19] The LEGS electron spectrometer for tagging backscattered photons / C. E. Thorn, G. Giordano, O. C. Kistner et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1989. — Vol. 285, no. 3. — Pp. 447–458. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473DCGP-5M/2/2623ef5cc264c5f00a063137baa5143a.

[20] The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA / D. P. Barber, H. D. Bremer, M. Bцge et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1993. — Vol. 329, no. 1-2. — Pp. 79–111. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4731HF1-18/2/5aa65ae6efeac68f3e0048a0511bba24.

[21] *Assmann, R.* Calibration of centre-of-mass energies at LEP2 for a precise measurement of the W boson mass / R. Assmann et al. // *The European Physical Journal C - Particles and Fields.* — 2005. — Vol. 39, no. 3. — Pp. 253–292. — 10.1140/epjc/s2004-02108-8. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2004-02108-8.

[22] The Compton polarimeter at the SLC / G. Shapiro, S. Bethke, O. Chamberlain et al. // Particle Accelerator Conference, 1993., Proceedings. — 1993. — may. — Pp. 2172–2174.

[23] Beam diagnostics at the BESSY I electron storage ring with Compton backscattered laser photons: measurement of the electron energy and related quantities / R. Klein, T. Mayer, P. Kuske et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1997. — Vol. 384, no. 2-3. — Pp. 293–298. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPCMY9-1N/2/dcd125a8f93ca0d19cec0ed4fa84702e.

[24] Measurement of the electron energy and energy spread at the electron storage ring BESSY I / R. Klein, R. Thornagel, G. Ulm et al. // *J. Synchrotron Radiat.* — 1998. — Vol. 5. — Pp. 392–394.

[25] Measurement of the BESSY II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons / R. Klein, P. Kuske, R. Thornagel et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2002. — Vol. 486, no. 3. — Pp. 545–551. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-44SKGXW-4/2/6331bab0d6445849c70feafea51a7a8d.

[26] *Шушеначев, В.Ю.* Радиационные поправки к комптоновскому рассеянию. — дипломная работа НГУ, руководитель Фадин, В.С. — 2001.

[27] *Звелто, Орацио.* Принципы лазеров / Орацио Звелто. — 2 изд. — Москва: МИР, 1984.

[28] Справочник по лазерам. / Под ред. акад. Прохорова. — Москва: Сов. Радио, 1977.

[29] *Patel, C. K. N.* Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational

Transitions of $CO2$ / C. K. N. Patel // *Phys. Rev.* — 1964. — Nov. — Vol. 136, no. 5A. — Pp. –1187.

[30] *Paschotta, Rüdiger.* An Open Access Encyclopedia for Photonics and Laser Technology. — `http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html`.

[31] Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios. — ISO Standard 11146. — 2005.

[32] *Møller, C.* General Properties of the Characteristic Matrix in the Theory of Elementary Particles. / C Møller // *K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* — 1945. — Vol. 23. — P. 1.

[33] *Furman, M. A.* The Møller Luminosity Factor / M. A. Furman // *Center for Beam Physics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Note-543.* — 2003.

[34] AMETEK Advanced Measurement Technology. — `http://www.ortec-online.com`.

[35] CANBERRA Analitical Instruments. — `http://www.canberra.com`.

[36] *Keyser, Ronald M.* Germanium radiation detector manufacturing: Process and advances / Ronald M. Keyser, Thomas W. Raudorf // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1990. — Vol. 286, no. 3. — Pp. 357–363. `http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FVWF-H6/2/443eddcb8b3089737397a9151828bdcf`.

[37] *Fano, U.* On the Theory of Ionization Yield of Radiations in Different

Substances / U. Fano // *Phys. Rev.* — 1946. — Jul. — Vol. 70, no. 1-2. — Pp. 44–52.

[38] *Fano, U.* Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions / U. Fano // *Phys. Rev.* — 1947. — Jul. — Vol. 72, no. 1. — Pp. 26–29.

[39] *Alig, R. C.* Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors / R. C. Alig, S. Bloom, C. W. Struck // *Phys. Rev. B.* — 1980. — Dec. — Vol. 22, no. 12. — Pp. 5565–5582.

[40] *Bilger, Hans R.* Fano Factor in Germanium at 77 ° K / Hans R. Bilger // *Phys. Rev.* — 1967. — Nov. — Vol. 163, no. 2. — Pp. 238–253.

[41] Gamma-ray escape peak characteristics of radiation-damaged reverse-electrode germanium coaxial detectors / R. H. Pehl, E. L. Hull, N. W. Madden et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* — 1996. — feb. — Vol. 381. — Pp. 97–102.

[42] Radiation Damage Resistance of Reverse Electrode Ge Coaxial Detectors / Richard H. Pehl, Norman W. Madden, Jack H. Elliot et al. // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* — 1979. — Vol. NS-26, no. 1.

[43] *Ferrell, Richard A.* Theory of Positron Annihilation in Solids / Richard A. Ferrell // *Rev. Mod. Phys.* — 1956. — Jul. — Vol. 28, no. 3. — Pp. 308–337.

[44] Positron-Annihilation Momentum Profiles in Aluminum: Core Contribution and the Independent-Particle Model / K. G. Lynn, J. R. MacDonald, R. A. Boie et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Jan. — Vol. 38, no. 5. — Pp. 241–244.

[45] *А.В.Бушуев Е.В.Петрова, А.Ф.Кожин.* Практическая гамма-спектрометрия / А.Ф.Кожин А.В.Бушуев, Е.В.Петрова. — Москва: МИФИ, 2006.

[46] *Helmer, R. G.* Recommended standards for [gamma]-ray energy calibration / R. G. Helmer, C. van der Leun // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1999. — Vol. 422, no. 1-3. — Pp. 525–531. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3VR1CVW-3P/2/322b88cbb08c95f38510fefb9efe3a1e.

[47] *King, J. D.* The energy of the ^{40}K gamma ray and its use as a calibration standard / J. D. King, N. Neff, H. W. Taylor // *Nuclear Instruments and Methods.* — 1967. — Vol. 52, no. 2. — Pp. 349–350. http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-470P01T-4SB/2/6ab0fe9ec078cbac4ae48872853b52ae.

[48] ЗАО РИТВЕРЦ. — http://www.ritverc.ru.

[49] *McKee, David W.* A 13C([alpha],n)16O calibration source for KamLAND / David W. McKee, Jerome K. Busenitz, Igor Ostrovskiy // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2008. — Vol. 587, no. 2-3. — Pp. 272–276. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4RC2NGM-3/2/dc17ce501d59a3abce6fc7ae11cb7a25.

[50] *Mason, J. P.* A 6130 keV gamma-ray source using the 13C([alpha], n)16O reaction / J. P. Mason // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1985. — Vol. 241, no. 1.

— Pp. 207–209. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FN49-1JS/2/186f85b0f295a61ca32219c2c6a37ab0.

[51] *Papp, Tibor.* On the response function of solid-state detectors, based on energetic electron transport processes / Tibor Papp // *X-Ray Spectrometry.* — 2003. — Vol. 32, no. 6. — Pp. 1097–4539.

[52] *Lee, M. C.* Extension of the semiempirical germanium detector response function to low energy gamma rays / M. C. Lee, K. Verghese, R. P. Gardner // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* — 1987. — dec. — Vol. 262. — Pp. 430–438.

[53] *Siegert, H.* Precise determination of gamma-ray peak areas / H. Siegert, H. Janssen // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* — 1990. — jan. — Vol. 286. — Pp. 415–420.

[54] *Raudorf, Thomas W.* Effect of charge carrier trapping on germanium coaxial detector line shapes / Thomas W. Raudorf, Richard H. Pehl // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1987. — Vol. 255, no. 3. — Pp. 538–551. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-472J836-1Y/2/e76d8cf6dd4da11536c22d77404f55fb.

[55] Background elimination methods for multidimensional coincidence [gamma]-ray spectra / Miroslav Morhac, Jan Kliman, Vladislav Matousek et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1997. — Vol. 401, no. 1. — Pp. 113–132. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YGDBFS-11/2/24c801a8ce6b973e73b02c62b2c37d26.

[56] Efficient one- and two-dimensional gold deconvolution and its application to [gamma]-ray spectra decomposition / Miroslav Morhac, Jan Kliman, Vladislav Matousek et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1997. — Vol. 401, no. 2-3. — Pp. 385–408. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPX9YH-2K/2/4dc51ef6c8116b5b2bc5d2a2c28fec44.

[57] Identification of peaks in multidimensional coincidence [gamma]-ray spectra / Miroslav Morhac, Jan Kliman, Vladislav Matousek et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2000. — Vol. 443, no. 1. — Pp. 108–125. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YTT063-9/2/9f7481e1bd06c4d2130749363aaec7ed.

[58] Эксперименты по физике пучков заряженных частиц на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М / Н.Ю. Мучной, О.В. Анчугов, В.Е. Блинов et al. // *ЖЭТФ.* — 2009. — Vol. 136, no. 4. — Pp. 690–702.

[59] Experiments on the physics of charged particle beams at the VEPP-4M electron-positron collider / N.Yu. Muchnoi, O.V. Anchugov, V.E. Blinov et al. // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2009. — Vol. 109. — Pp. 590–601.

[60] Detector KEDR tagging system for two-photon physics / N.Yu. Muchnoi, V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1995. — Vol. 355, no. 2-3.

— Pp. 261–267. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YMWRDY-B/2/5dbdf241074e9fdcf33eb09b73be81ac.

[61] Detector KEDR tagging system for two-photon physics / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, S. E. Baru et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1996. — Vol. 379, no. 3. — Pp. 360–362. — Proceedings of the Sixth International Conference on Instrumentation for Experiments at e+ e- Colliders. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YS2CTC-1F/2/62d0d065cbdb71faf1050aa32a67f1be.

[62] Upgrade of the KEDR tagging system / V. M. Aulchenko, A. E. Bondar, A. F. Buzulutskov et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2002. — Vol. 494, no. 1-3. — Pp. 241–245. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-46MJR39-F/2/2fef80d2dd7122d0c9cc6a975b9375b3.

[63] Triple-GEM detectors for KEDR tagging system / V. M. Aulchenko, A. V. Bobrov, A. E. Bondar et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2009. — Vol. 598, no. 1. — Pp. 112–115. — Proceedings of the 10th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4T9M5YK-8/2/901f209d6a584e638549e830f96bf997.

[64] *Muchnoi, N. Yu.* Delbruck scattering at energies of 140-450 MeV / N.Yu Muchnoi, Sh. Zh. Akhmadaliev et al. // *Phys. Rev.* — 1998. — Vol. C58. — Pp. 2844–2850.

[65] *Muchnoi, N.Yu.* Experimental investigation of high-energy photon splitting in atomic fields / N.Yu. Muchnoi, S. Z. Akhmadaliev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 061802.

[66] Fissility of Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V, and Ti nuclei measured with 100-MeV Compton back scattered photons / N.Yu. Muchnoi, M. L. Terranova, G.Ya. Kezerashvili et al. // *J. Phys.* — 1996. — Vol. G22. — Pp. 511–522.

[67] Photofission of Al-27 nucleus in the quasideuteron region of photonuclear absorption / N.Yu Muchnoi, G.Ya. Kezerashvili, A.M. Milov et al. — preprint, 1999. — CBPF-NF-035-99.

[68] Liquid krypton calorimeter for KEDR detector / V. M. Aulchenko, S. G. Klimenko, G. M. Kolachev et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1992. — Vol. 316, no. 1. — Pp. 8–13. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FJPM-86/2/5c873c461fbd695fa6aaaddc553de9b.

[69] Liquid krypton electromagnetic calorimeter / V. M. Aulchenko, A. D. Bukin, S. G. Klimenko et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1993. — Vol. 327, no. 1. — Pp. 193–198. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473F2XK-5S/2/ca58035137a928ac50530e96a9368f3b.

[70] Liquid krypton calorimeter for KEDR detector and last prototype results / N.Yu. Muchnoi, V. M. Aulchenko, A. K. Barladyan et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1996.

— Vol. 379, no. 3. — Pp. 475–477. — Proceedings of the Sixth International Conference on Instrumentation for Experiments at e+ e- Colliders. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YS2CTC-2N/2/babe05f737d3c3165371ff8841ac8e0e.

[71] The test of the LKr calorimeter prototype at the tagged photon beam / N.Yu. Muchnoi, V. M. Aulchenko, A. E. Bondar et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1997. — Vol. 394, no. 1-2. — Pp. 35–45. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SR419N-34/2/5a93b007a199875430afc9074c89edd1.

[72] High-accuracy measurement of photon position in a liquid krypton calorimeter / N.Yu. Muchnoi, V. M. Aulchenko, G. Ya. Kezerashvili et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1998. — Vol. 419, no. 2-3. — Pp. 602–608. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3VHW9D0-2B/2/3099ae689124d74809cbdcd1dde82acc.

[73] Study of the BELLE CsI calorimeter prototype with the BINP tagged photon beam / N.Yu. Muchnoi, V. M. Aulchenko, A. E. Bondar et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1996. — Vol. 379, no. 3. — Pp. 491–494. — Proceedings of the Sixth International Conference on Instrumentation for Experiments at e+ e- Colliders. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YS2CTC-2V/2/177c24e1b4b299b9132741dbaf46a6b7.

[74] A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20 MeV and 5.4 GeV / N.Yu. Muchnoi, H. Ikeda, A. Satpathy et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2000. — Vol. 441, no. 3. — Pp. 401–426. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YS91CB-C/2/1edcceb694e2ef50d9d41b82d4462c47.

[75] The Belle detector / A. Abashian, K. Gotow, N. Morgan et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2002. — Vol. 479, no. 1. — Pp. 117–232. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-45BCM4R-2/2/905c8e450b275b0e557e7463d2228f12.

[76] Beam energy measurements at VEPP-4M collider by resonant depolarization technique / V. E. Blinov, A.V. Bogomyagkov, V.P. Cherepanov et al. // *ICFA Beam Dyn. Newslett.* — 2009. — Vol. 48. — Pp. 181–191.

[77] New precision measurement of the J/[psi]- and [psi]'-meson masses / N.Yu. Muchnoi, V. M. Aulchenko, S. A. Balashov et al. // *Physics Letters B.* — 2003. — Vol. 573. — Pp. 63–79. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-49KS3XT-1/2/93ea4e45f7547af29c76377e44bff39e.

[78] *Muchnoi, N.Yu.* VEPP-4M collider: Status and plans / N.Yu Muchnoi, V.V. Anashin et al. // Prepared for 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, 22-26 Jun 1998. — 1997.

[79] *Skrinsky, A. N.* Electron-positron colliders, detectors and experiments at

BINP / A. N. Skrinsky // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2009. — Vol. A598. — Pp. 1–6.

[80] Status of the KEDR detector / V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2002. — Vol. 478, no. 1-2. — Pp. 420–425. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-45HFC9M-2S/2/5ba7ae2c74310aec71993197abe73570.

[81] *Muchnoi, N. Yu.* Measurement of the tau lepton mass at the KEDR detector / N.Yu Muchnoi, V. V. Anashin et al. // *JETP Lett.* — 2007. — Vol. 85. — Pp. 347–352.

[82] Tau mass measurement at KEDR / N.Yu. Muchnoi, A. G. Shamov, V. V. Anashin et al. // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements.* — 2008. — Vol. 181-182. — Pp. 311–313. — Proceedings of the International Workshop on e+e- Collisions from ϕ to ψ. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4TSMRW9-24/2/8f9a23b24347e5d649f6e50eeaa5d57a.

[83] Tau mass measurement at KEDR / N.Yu. Muchnoi, A. G. Shamov, V. V. Anashin et al. // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements.* — 2009. — Vol. 189. — Pp. 21–23. — Proceedings of the Tenth International Workshop on Tau Lepton Physics. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4W6MPHM-7/2/947105e55ddcf8781e84a97a86d3d12d.

[84] Review of Particle Physics / S. Eidelman, K. G. Hayes, K. A. Olive et al. // *Physics Letters B.* — 2004. — Vol. 592, no. 1-4. — Pp. 1–5. —

Review of Particle Physics. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4CTM8FR-1/2/4ee62f46e2b55c661f68371bb1b9f382.

[85] Beam energy and energy spread measurement by Compton backscattering of laser radiation at the VEPP-4M collider / N.Yu. Muchnoi, V. E. Blinov, V.V. Kaminsky et al. // *ICFA Beam Dyn. Newslett.* — 2009. — Vol. 48. — Pp. 195–207.

[86] *Hsu, Ian C.* Energy measurement of relativistic electron beams by laser Compton scattering / Ian C. Hsu, Cha-Ching Chu, Chuan-Ing Yu // *Phys. Rev. E.* — 1996. — Nov. — Vol. 54, no. 5. — Pp. 5657–5663.

[87] Measurements for the energy and flux of laser Compton scattering [gamma]-ray photons generated in an electron storage ring: NewSUBARU / Ken Horikawa, Shuji Miyamoto, Sho Amano, Takayasu Mochizuki // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2010. — Vol. 618, no. 1-3. — Pp. 209–215. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4YHT7JK-J/2/4c8ddadf4080f04ff3768db5d74e7aea.

[88] Determination of electron beam parameters by means of laser-Compton scattering / K. Chouffani, F. Harmon, D. Wells et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* — 2006. — May. — Vol. 9, no. 5. — P. 050701.

[89] Energy and energy spread measurements of an electron beam by Compton scattering method / C. Sun, J. Li, G. Rusev et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* — 2009. — Vol. 12. — P. 062801.

[90] Review of beam energy measurements at VEPP-4M collider: KEDR/VEPP-4M / V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov, N. Yu. Muchnoi

et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2009. — Vol. 598, no. 1. — Pp. 23–30. — Proceedings of the 10th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4T8SKW6-4/2/48021f6e9903e9d016073f7769e82956.

[91] *Muchnoi, N. Yu.* Beam energy calibration in experiment on precise tau lepton mass measurement at VEPP-4M with KEDR detector / N.Yu. Muchnoi, A. Bogomyagkov et al. // Prepared for European Particle Accelerator Conference (EPAC 06), Edinburgh, Scotland, 26-30 Jun 2006. — 2006.

[92] Изучение Процесса $J/\psi \to e^+e^-$ на Детекторе КЕДР / В.В. Анашин, В.М. Аульченко, Е.М. Балдин et al. // *Ядерная физика.* — 2009. — Vol. 72, no. 3. — Pp. 531–536.

[93] *Shamov, A. G.* Measurement of J/ψ leptonic width with the KEDR detector / A. G. Shamov, KEDR collaboration // *Chinese Physics C.* — 2010. — Vol. 34, no. 6. — P. 836. http://stacks.iop.org/1674-1137/34/i=6/a=036.

[94] Measurement of D0 and D+ meson masses with the KEDR detector / N.Yu. Muchnoi, V. V. Anashin, V. M. Aulchenko et al. // *Physics Letters B.* — 2010. — Vol. 686, no. 2-3. — Pp. 84–90. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4YF5R37-6/2/bcb94f962b8b063c9e0c36a73f2e1609.

[95] Recent results from the KEDR detector / N.Yu. Muchnoi, V. V. Anashin, V. M. Aulchenko et al. // *Chinese Physics C.* — 2010. — Vol. 34, no. 6. — P. 650. http://stacks.iop.org/1674-1137/34/i=6/a=007.

[96] *Rosenbluth, M. N.* High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons / M. N. Rosenbluth // *Phys. Rev.* — 1950. — Aug. — Vol. 79, no. 4. — Pp. 615–619.

[97] G_{E_p}/G_{M_p} Ratio by Polarization Transfer in $\vec{e}p \to e\vec{p}$ / M. K. Jones, K. A. Aniol, F. T. Baker et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Feb. — Vol. 84, no. 7. — Pp. 1398–1402.

[98] Measurement of G_{E_p}/G_{M_p} in $\vec{e}p \to e\vec{p}$ to $Q^2 = 5.6GeV^2$ / O. Gayou, K. A. Aniol, T. Averett et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Feb. — Vol. 88, no. 9. — P. 092301.

[99] *Arrington, J.* How well do we know the electromagnetic form factors of the proton? / J. Arrington // *Phys. Rev. C.* — 2003. — Sep. — Vol. 68, no. 3. — P. 034325.

[100] Experiments with internal targets at the VEPP-3 electron storage ring / N. Muchnoi, D. Nikolenko, H. Arenhövel et al. // *Physics of Atomic Nuclei.* — 2010. — Vol. 73, no. 8. — Pp. 1322–1338. — 10.1134/S1063778810080065. http://dx.doi.org/10.1134/S1063778810080065.

[101] The construction of the BESIII experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2009. — Vol. A598. — Pp. 7–11.

[102] Design and construction of the BESIII detector / M. Ablikim, Z. H. An, J. Z. Bai et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2010. — Vol. 614, no. 3. — Pp. 345–399. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4Y7P6PG-1/2/0717e5e8c55001f16adb0dc4102afdf4.

[103] Проект системы калибровки энергии ВЭПП-2000 на основе метода обратного комптоновского рассеяния / Н.Ю. Мучной, М.Н. Ачасов, Д.Е. Беркаев, Е.Э. Пята. — Препринт, ИЯФ СО РАН 2009-10, 2009. — 4.

[104] Energy determination at BEPC-II / N.Yu. Muchnoi, M. N. Achasov, V. E. Blinov et al. // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements.* — 2009. — Vol. 189. — Pp. 366–370. — Proceedings of the Tenth International Workshop on Tau Lepton Physics. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4W6MPHM-25/2/f266a3dc4439bc342d16be95b01257c2.

[105] Beam energy measurement system at BEPC II / N.Yu. Muchnoi, M. O. Xiao-Hu, E. V. Abakumova et al. // *Chinese Physics C.* — 2010. — Vol. 34, no. 6. — P. 912. http://stacks.iop.org/1674-1137/34/i=6/a=050.

[106] Высоковакуумное Оптическое Окно Инфракрасного Диапазона / Е.В. Абакумова, М.Н. Ачасов, Н.Ю. Мучной et al. // *Вакуумная техника и технология.* — 2010. — Vol. 20, no. 2. — Pp. 77–78.

[107] *Koop, I. A.* Status of VEPP-2M collider, its upgrade plans and Novosibirsk Phi-factory project / I. A. Koop et al. // Prepared for 3rd Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE (DAPHNE 99), Frascati, Italy, 16-19 Nov 1999. — 1999.

[108] Project of a new electron positron collider VEPP-2000. — 2000. — Prepared for 7th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2000), Vienna, Austria, 26-30 Jun 2000.

[109] *Koop, I. A.* VEPP-2000 project / I. A. Koop // Proceedings of e+ e-

Physics at Intermediate Energies, SLAC, Stanford, California, 30 Apr - 2 May 2001. — 2001. — P. T08.

[110] VEPP-2000 Electron-Positron Collider Commissioning and First Results of Round Colliding Beam Tests. — 2008. — EPAC'08, 11th European Particle Accelerator Conference, 23- 27 June 2008, Genoa, Italy.

[111] *Khazin, B.* Detectors for VEPP-2000 / B. Khazin // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 2006. — Vol. 162. — Pp. 327–331.

[112] *Serednyakov, S. I.* Physical program for the new VEPP-2000 e+ e- collider / S. I. Serednyakov // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 2004. — Vol. 126. — Pp. 369–374.

[113] *Eidelman, S.* Physics at VEPP-2000 / S. Eidelman // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 2006. — Vol. 162. — Pp. 323–326.

[114] *Patel, C. K. N.* Vibrational-Rotational Laser Action in Carbon Monoxide / C. K. N. Patel // *Phys. Rev.* — 1966. — Jan. — Vol. 141, no. 1. — Pp. 71–83.

[115] Space and energy resolutions in a liquid krypton e.m. calorimeter / P. Cantoni, P. L. Frabetti, L. Stagni et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1992. — Vol. 315, no. 1-3. — Pp. 491–493. `http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-470F673-19G/2/c1e49a7721ad6a6a675d0aeb94772b6b`.

[116] *Muchnoi, N.Yu.* The KEDR liquid krypton calorimeter: Description and recent prototype results / N.Yu Muchnoi, V. M. Aulchenko et al. // Frascati 1996, Calorimetry in high energy physics. — 1996. — Pp. 441–448. —

Prepared for 6th International Conference on Calorimetry in High-energy Physics (ICCHEP 96), Rome, Italy, 8-14 Jun 1996.

[117] Study of characteristics of the BELLE CsI calorimeter prototype with a BINP tagged photon beam / N.Yu. Muchnoi, H. S. Ahn, V. M. Aulchenko et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 1998. — Vol. 410, no. 2. — Pp. 179–194. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3TP13FP-M/2/e3d733366669e4b729704a051a2912a0.

[118] *Muchnoi, N.* Calibration of the VEPP-4M Collider Beam Energy by Infrared Laser / N. Muchnoi, S. Peleganchuk. — 2001. — Presented at IEEE Particle Accelerator Conference (PAC2001), Chicago, Illinois, 18-22 Jun 2001.

[119] International Linear Collider. — http://www.linearcollider.org/cms/.

[120] Compact Linear Collider. — http://clic-study.web.cern.ch/clic-study/.

[121] Next Linear Collider. — http://www-project.slac.stanford.edu/lc/.

[122] *Duginov, V. N.* The beam energy spectrometer at the International Linear Collider / V. N. Duginov et al. // LC-DET-2004-031. — 2004.

[123] *Viti, Michele.* Precise and Fast Beam Energy Measurement at the International Linear Collider: Ph.D. thesis / DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON. — Notkestrasse 85 - 22607 HAMBURG, 2010. — February. — DESY-THESIS-2010-007.

[124] *Muchnoi, N.* ILC Beam Energy Measurement by means of Laser Compton Backscattering / N. Muchnoi, H. J. Schreiber, M. Viti. — DESY Preprint 08-064, PLATANENALLEE 6 - 15738 Zeuthen, 2008.

[125] *Muchnoi, N.* ILC beam energy measurement by means of laser Compton backscattering / N. Muchnoi, H. J. Schreiber, M. Viti // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2009. — Vol. 607, no. 2. — Pp. 340–366. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4WH6GF7-2/2/cf494faa649992b2baab8f37c0a185f6.