

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Сибирское отделение

Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера

На правах рукописи

Мучной Николай Юрьевич

**Интенсивный источник поляризованных меченых
гамма-квантов высоких энергий на ВЭПП-4М**

01.04.20 - физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,

профессор Г.Я. Кезерашвили

кандидат физико-математических

наук А.Е. Бондарь

Новосибирск-2000

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| ВВЕДЕНИЕ | 4 |
| 1 Установка РОКК-1М | 9 |
| §1.1. Рассеяние фотона электроном | 9 |
| Сечение процесса | 10 |
| Угловое распределение рассеянных фотонов | 11 |
| Поляризационные явления | 12 |
| §1.2. Описание установки РОКК-1М | 13 |
| Коллайдер ВЭПП-4М | 13 |
| Интенсивность пучка γ -квантов | 16 |
| Пространственные свойства пучка γ -квантов | 26 |
| Лазерная система | 26 |
| Ввод лазерного излучения в вакуумную камеру | 31 |
| Монитор пучка γ -квантов | 33 |
| Система управления установкой | 36 |
| 2 Мечение γ-квантов по рассеянным электронам | 41 |
| §2.1. Система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) | 42 |
| Лазерная калибровка СРРЭ. | 46 |
| Измерение энергетического разрешения. | 49 |
| §2.2. Измерение энергетического и пространственного разрешения детекторов γ -квантов | 50 |

| | |
|---|-----------|
| Прототип жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР | 51 |
| Прототип CsI калориметра детектора BELLE | 54 |
| 3 Коллимация пучка γ-квантов | 58 |
| §3.1. Коллимация и энергетический спектр | 58 |
| Метод Монте-Карло | 59 |
| Аналитическая формула | 61 |
| §3.2. Изучение процессов фотоделения ядер | 64 |
| Схема эксперимента | 65 |
| Основные результаты | 70 |
| 4 Комбинированная схема формирования пучка γ-квантов | 72 |
| §4.1. Расщепление фотона в сильном кулоновском поле ядра | 72 |
| Идея эксперимента | 74 |
| §4.2. Схема эксперимента | 76 |
| Источник меченых фотонов | 78 |
| Канал формирования пучка γ -квантов | 78 |
| Мишень, поглотитель и детектор фотонов | 80 |
| Процедура установки устройств для формирования пучка γ -квантов . | 81 |
| Устройство экспериментального триггера | 85 |
| §4.3. Параметры пучка в режиме набора статистики эксперимента | 90 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 94 |
| Литература | 96 |

ВВЕДЕНИЕ

В 1963 году Арутюняном и Туманяном [1,2] и, независимо, Мильбурном [3], было предложено использовать обратное комптоновское рассеяние (ОКР) света на высокоэнергетичных электронах для получения γ -квантов высоких энергий. Даже в случае рассеяния фотонов видимого диапазона спектра, энергия рассеянных фотонов оказывается сравнимой с энергией электронов.

Современное состояние техники получения поляризованных γ -квантов высоких энергий путем рассеяния мощного лазерного излучения на пучке релятивистских электронов дает возможность обсуждать проекты по созданию γ - γ коллайдеров с высокой светимостью [4,5,6]. Фактически это означает возможность почти 100% преобразования электронного пучка в фотонный. Эксперименты же на выведенных пучках γ -квантов, полученных методом ОКР, ведутся во многих лабораториях мира начиная с 1978 года, когда была создана установка LADON [7] на накопительном кольце ADONE во Фраскати, Италия. Уровень развития ускорительной и лазерной техники позволяет получать интенсивные (до $10^7 \gamma \text{ c}^{-1}$) пучки поляризованных γ -квантов для проведения экспериментов по фотоядерной физике и физике высоких энергий [8,9,10,11]. Кроме того, ОКР является хорошим инструментом в диагностике электронного пучка и калибровках различных детекторных систем. Среди прочих способов получения высокоэнергетичных γ -квантов обратное комптоновское рассеяние лазерного излучения на релятивистских электронах дает возможность получить максимальную степень линейной или циркулярной поляризации. Сохранение углового момента гарантирует, что рассеянный на 2π γ -квант будет иметь ту же

поляризацию, что и начальный фотон до рассеяния. Кроме того, в противоположность тормозному излучению, в энергетическом спектре ОКР значительная часть сечения рассеяния сосредоточена вблизи максимальной энергии.

В июльском номере журнала "CERN Courier" за 1999 год [12] была опубликована обзорная статья по экспериментам на источниках комптоновских γ -квантов. Здесь мы приведем содержащуюся в этой статье таблицу основных параметров установок, где ведутся или велись эксперименты на пучках γ -квантов, получаемых методом ОКР:

| PHOTON BEAMS | | | | | | | | |
|---|-----------------|----------------------|---------------------|---------------------|----------------------|---------------------|------------------------|-------------------|
| | | | | | | | CERN Courier July 1999 | |
| Physics with photon beams | | | | | | | | |
| Project name | Ladon * | Taladon [†] | ROKK-1 [‡] | ROKK-2 [‡] | ROKK-1M [‡] | LEGS [§] | Graal | LEPS [¶] |
| Location | Frascati | | Novosibirsk | | | Brookhaven | Grenoble | Harima |
| Storage ring | Adone | Adone | VEPP-4 | VEPP-3 | VEPP-4M | NSLS | ESRF | SPring-8 |
| Energy defining method | collimation | internal tagging | internal tagging | tagging | tagging | external tagging | internal tagging | internal tagging |
| Electron energy (GeV) | 1.5 | 1.5 | 1.8-5.5 | 0.35-2.0 | 1.4-5.3 | 2.5 | 6.04 | 8 |
| Photon energy (eV) | 2.45 | 2.45 | 2.34-2.41 | 2.41-2.53 | 1.17-3.5 | 3.53 | 3.53 | 3.5 |
| Gamma-ray energy (MeV) | 5-80 | 35-80 | 100-960 | 140-220 | 100-1200 | 180-320 | 550-1470 | 500-2400 |
| Energy resolution (%) | 1.4-10 | 5 | - | 1.5 | 0.5 | 2 | 1.1 | 1.25 |
| FWHM (MeV) | 0.07-8 | 4-2 | 1.5-2 | 4 | - | 6 | 16 | 30 |
| Electron current (A) | 0.1 | 0.1 | 0.2 | 0.2 | 0.1 | 0.2 | 0.2 | 0.1 |
| Gamma Intensity (s⁻¹) | 10 ⁵ | 5 × 10 ⁵ | 2 × 10 ⁵ | 2 × 10 ⁶ | 2 × 10 ⁶ | 4 × 10 ⁶ | 2 × 10 ⁶ | 10 ⁷ |
| Date of operation | 1978 | 1989 | 1982 | 1987 | 1993 | 1987 | 1996 | 1999 |

*Laser ADONE, †Tagged LADON, ‡ROKK is a russian abbreviation for Backscattered Compton Gamma, §Laser Electron Gamma Source, ||Grenoble Anneau Accelérateur Laser, ¶Laser-Electron Photons at SPring-8.

Из представленных в таблице установок в настоящее время работают только четыре: ROKK-1M, LEGS (США), Graal (Франция) и LEPS (Япония). Тот факт, что из восьми установок три - ияфовские, во многом обусловлен большой ролью ИЯФ в развитии метода ОКР для генерации пучков γ -квантов высоких энергий.

В 1982 году на коллайдере ВЭПП-4 была создана установка "Лазерный поляриметр", на которой впервые в ИЯФ 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 электронно-

го пучка методом резонансной деполяризации [13]. Помимо выполнения этих задач на установке проводились также эксперименты по изучению процессов фотоделения ядер [14]. Установка получила название РОКК-1 (Рассеянные Обратно Комптоновские Кванты - 1). Далее, в 1987 году, на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-3 была построена установка РОКК-2 [10], предназначенная для дальнейшего исследования физики фотоделения ядер [15].

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. Исходя из накопленного к тому времени значительного опыта работы с пучками ОКР γ -квантов, установка была спроектирована для решения широкого круга задач экспериментальной физики.

Целью диссертационной работы являлось создание новой установки РОКК-1М на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М и использование пучка γ -квантов высоких энергий для

- абсолютной калибровки энергетической шкалы и измерения энергетического разрешения системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР,
- проведения экспериментов по фотоядерной физике с внешней мишенью на выведенном пучке γ -квантов,
- изучения процессов нелинейной квантовой электродинамики,
- измерения степени поляризации электронного и позитронного пучков в коллайдере ВЭПП-4М,
- абсолютной калибровки энергии пучков в коллайдере ВЭПП-4М методом резонансной деполяризации,
- проведения калибровки энергетического и пространственного разрешения детекторных систем на выведенном пучке γ -квантов,

- диагностики параметров электронного и позитронного пучков в коллайдере ВЭПП-4М.

Диссертация посвящена рассмотрению техники получения и использования в экспериментах пучков γ -квантов высоких энергий на установке РОКК-1М. Автор диссертационной работы начал свою деятельность на установке в 1991 году, будучи студентом НГУ. В то время уже существовал проект установки и начинался этап его осуществления. Все работы на установке, позволившие в мае 1993 года получить первый пучок ОКР γ -квантов, были проделаны автором в тесном сотрудничестве с А.М.Миловым под руководством Г.Я.Кезерашвили. Со времени запуска установки РОКК-1М на ней проводились различные эксперименты по ядерной физике, физике высоких энергий, изучению свойств детекторных систем и диагностике параметров электронного пучка. В проведенных экспериментах автор принимал активное участие, которое прежде всего заключалось в обеспечении необходимых параметров пучка γ -квантов.

В первой главе приводятся основные свойства процесса комптоновского рассеяния фотона релятивистским электроном, обсуждаются вопросы техники получения интенсивного пучка γ -квантов, дается подробное описание устройства установки РОКК-1М.

Вторая глава посвящена описанию метода мечения γ -квантов по рассеянным электронам и возможностей его экспериментального применения. Приведено описание системы регистрации рассеянных электронов, обсуждены вопросы получения высокого энергетического разрешения системы и приведены результаты калибровки ее энергетической шкалы. Описаны эксперименты по измерению энергетического и пространственного разрешения прототипов двух калориметров – жидкокриптонового и кристаллического

В третьей главе рассмотрен метод монохроматизации энергетического спектра пучка γ -квантов путем коллимации, подробно описана методика и приведены результаты расчета спектра в проведенных на установке РОКК-1М экспериментах

по физике фотоделения ядер с использованием эмульсионных детекторов ядерных фрагментов.

В четвертой главе описана методика комбинированного (коллимация+мечение) формирования пучка γ -квантов, позволившая успешно провести на установке эксперимент по наблюдению процесса расщепления фотона в кулоновском поле ядра.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1

Установка РОКК-1М

§1.1. Рассеяние фотона электроном

Кинематика процесса рассеяния фотона на релятивистском электроне показана на Рис. 1.1. Фотон с энергией ω_0 и волновым вектором \vec{k}_0 рассеивается на релятивистском электроне ε, \vec{p} .

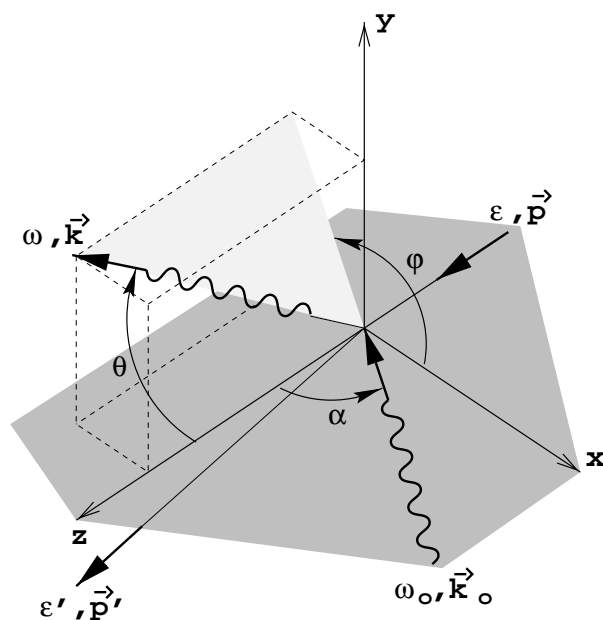


Рис. 1.1. Кинематика процесса ОКР.

Максимальная энергия комптоновского γ -кванта после рассеяния на электроне ω_{max} определяется из начальных параметров взаимодействующих частиц следующим образом:

$$\omega_{max} = \varepsilon \frac{\lambda}{1 + \lambda}, \quad \lambda = \frac{4\varepsilon\omega_0}{m^2} \cos^2 \frac{\alpha}{2}, \quad (1.1)$$

где m – масса покоя электрона. Здесь и далее в этом параграфе мы полагаем скорость света $c = 1$. Энергия рассеянного γ -кванта ω связана с углом рассеяния θ :

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_{max}}{1 + \left(\frac{\theta}{\theta_c}\right)^2}, \quad (1.2)$$

где $\theta_c = \frac{m\sqrt{1+\lambda}}{\varepsilon}$ – характеристический угол рассеяния. Направление волнового вектора γ -кванта с энергией $\omega = \omega_{max}$ совпадает с направлением импульса начального электрона ($\theta = 0$). Угол рассеяния электрона связан с углом вылета фотона из закона сохранения импульса $\theta_e = \theta\omega/\varepsilon'$.

Сечение процесса

Сечение процесса рассеяния фотона электроном [16] описывается формулой (1.3):

$$\sigma_c = \frac{2\sigma_0}{\lambda} \left\{ \left[1 - \frac{4}{\lambda} - \frac{8}{\lambda^2} \right] \ln(1 + \lambda) + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{(1 + \lambda)^2} \right] + \frac{8}{\lambda} \right\}, \quad (1.3)$$

где $\sigma_0 = \pi \cdot r_e^2$, а r_e – классический радиус электрона. Первые члены разложения при $\lambda \ll 1$ (нерелятивистский случай) дают

$$\sigma_c = \frac{8}{3} \pi r_e^2 (1 + \lambda). \quad (1.4)$$

Первый член есть классическое томпсоновское сечение. Зависимость полного сечения обратного комптоновского рассеяния от энергии электрона для различных энергий лазерного фотона показана на Рис.1.2.

Энергетический спектр рассеянных γ -квантов задается выражением:

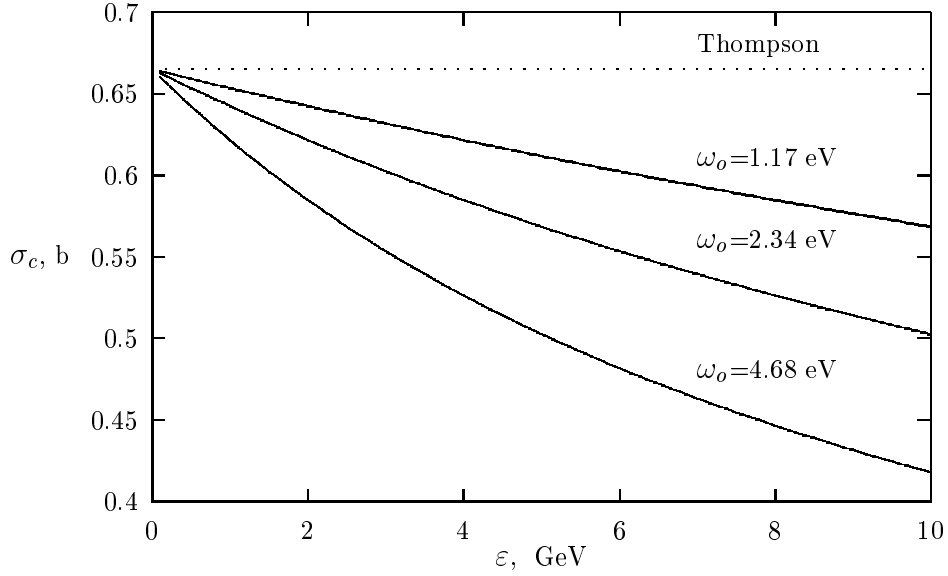


Рис. 1.2. Зависимость полного сечения ОКР от энергии электрона для 1, 2 и 4 гармоник излучения Nd:YAG лазера.

$$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy} \equiv f(\lambda, y) = \frac{2\sigma_o}{\lambda\sigma_c} \left\{ \frac{1}{1-y} + 1 - y - \frac{4y}{\lambda(1-y)} + \frac{4y^2}{\lambda^2(1-y)^2} \right\}, \quad (1.5)$$

где $y = \omega/\epsilon$.

Угловое распределение рассеянных фотонов

Для $\epsilon \gg m$ больше половины сечения рассеяния лежит внутри конуса с углом $\theta_c \simeq m/\epsilon$ по отношению к направлению распространения начального электрона, как это видно из Рис. 1.3. Именно поэтому комптоновское рассеяние фотона на релятивистском электроном называется *обратным* комптоновским рассеянием.

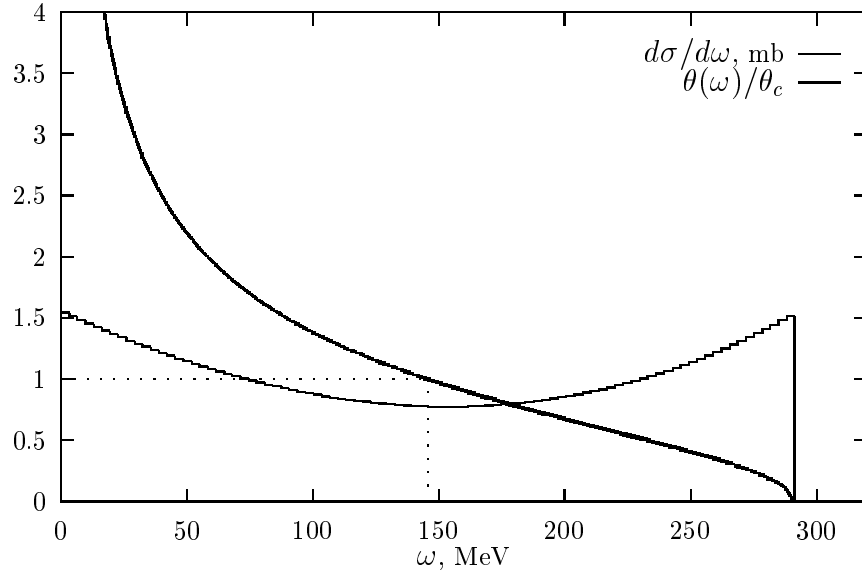


Рис. 1.3. Дифференциальное сечение рассеяния фотона с энергией $\omega_0 = 2.34$ эВ на электроне с энергией $\varepsilon = 3.0$ ГэВ и зависимость угла рассеяния γ -кванта θ от его энергии.

Дифференциальное сечение процесса ОКР (*O.Klein, Y.Nishina, 1929*) получаем, подставляя (1.2) в (1.5):

$$\frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{\omega_{max}}{\varepsilon\pi} \cdot \frac{f(\lambda, y(\theta))}{\theta_c^2 (1 + (\theta/\theta_c)^2)^2}. \quad (1.6)$$

Поляризационные явления

На всех современных установках, где для получения пучка γ -квантов используется процесс ОКР, в качестве источника света применяются лазеры – наиболее мощные источники оптического излучения. Неотъемлемыми свойствами лазерного излучения являются его монохроматичность и когерентность, и, как следствие, лазерное излучение всегда поляризовано. Характер поляризации может быть различным, в зависимости от типа лазера: например, у газовых лазеров излучение всегда линейно поляризовано. Согласно закону сохранения момента, поляризация фотона, рассеянного на угол 2π , совпадает с поляризацией фотона до рассеяния. Поскольку излучение лазера поляризовано, пучок γ -квантов, рассеянных на угол 2π , имеет

ту же степень поляризации. Наличие поперечной или продольной поляризации у электронного пучка [17] приводит к появлению добавочных членов в сечении ОКР, что позволяет использовать процесс ОКР для измерения поляризации электронного пучка [18]. Мы не будем приводить здесь сколь-нибудь развернутого описания поляризационных эффектов, поскольку в последующих главах диссертации они использоваться не будут. Отметим только, что установка РОКК-1М будет использоваться для измерения поляризации электронного пучка ВЭПП-4М и абсолютной калибровки его энергии методом резонансной деполяризации [19]. Подробное описание поляризационных эффектов в ОКР может быть найдено в работах [20,21,22].

§1.2. Описание установки РОКК-1М

Коллайдер ВЭПП-4М

Свойства пучка γ -квантов, получающихся при ОКР лазерного света на ультрарелятивистском пучке заряженных частиц, естественно, сильно зависят от параметров накопителя и характеристик лазерной системы. Параметры накопительного кольца являлись основой для проектирования установки РОКК-1М, поэтому описание ее устройства логично начать с описания коллайдера ВЭПП-4М.

Коллайдер ВЭПП-4М [23] является в настоящее время единственной в России установкой со встречными электрон-позитронными пучками в диапазоне энергий 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. 1.4. На рисунке показано также местонахождение установки РОКК-1М в составе комплекса ВЭПП-4.

Общая схема расположения элементов установки РОКК-1М показана на Рис. 1.5. Элементы установки находятся в экспериментальном зале коллайдера ВЭПП-4М,

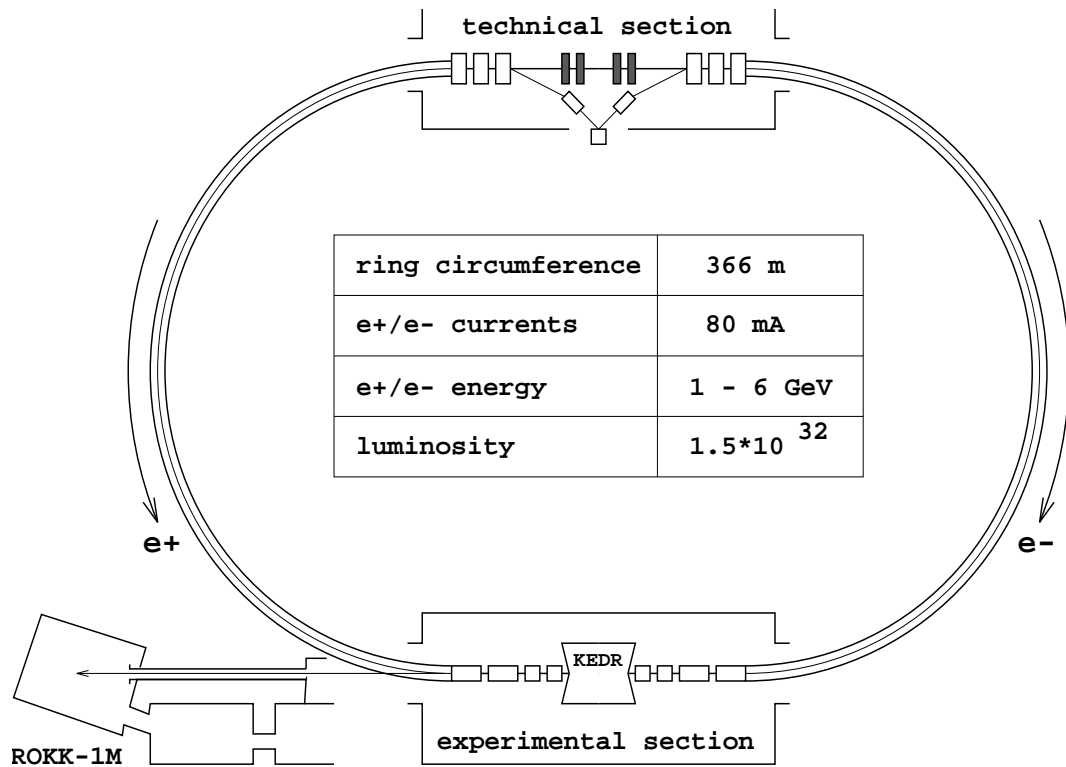


Рис. 1.4. Схема коллайдера ВЭПП-4М.

собственном детекторном зале установки и двух пультовых с различным экспериментальным оборудованием. 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. На установке также имеется так называемая коллиматорная комната, пересекаемая линией распространения пучка γ -квантов, предназначенная для установки (при необходимости) коллиматоров, чистящих магнитов и устройств контроля параметров пучка.

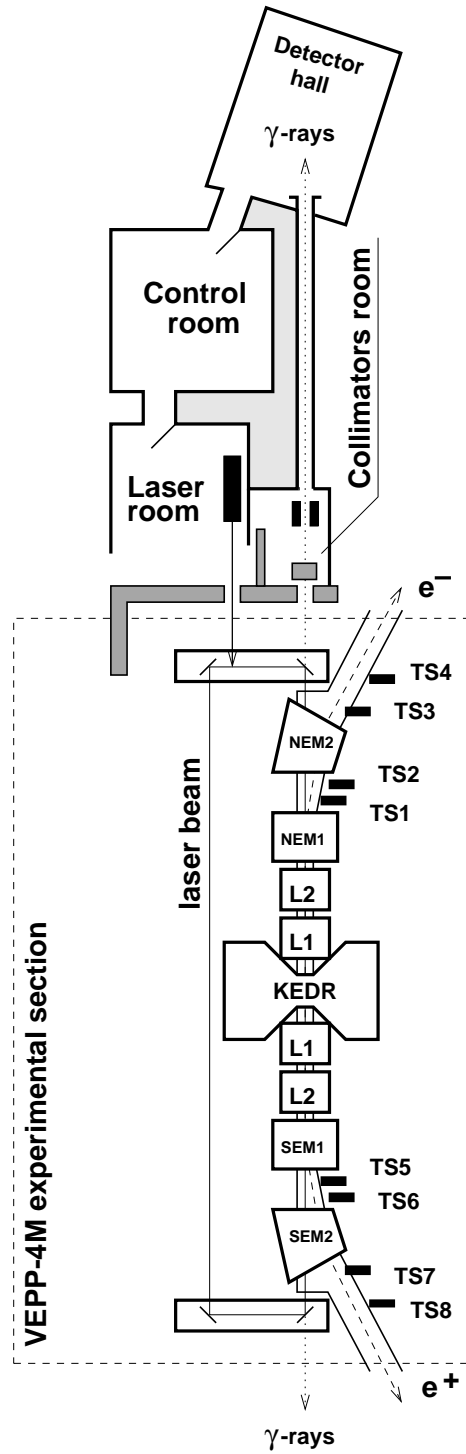


Рис. 1.5. План-схема установки РОКК-1М.

Интенсивность пучка γ -квантов

Взаимодействие электронного (позитронного) и лазерного пучков происходит в прямолинейной части экспериментального промежутка коллайдера ВЭПП-4М, которая заключена между магнитами NEM1 и SEM1 (см. Рис. 1.5 и Рис. 1.6), что прежде всего обусловлено необходимостью проведения лазерной калибровки системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР.

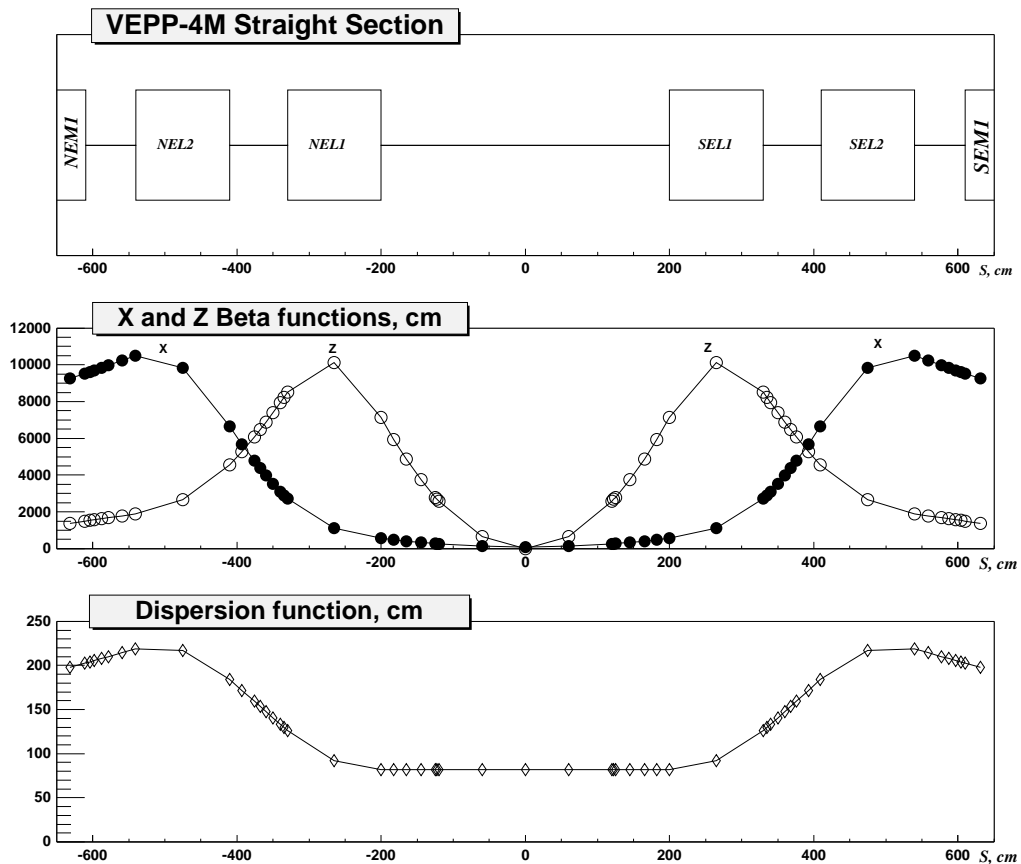


Рис. 1.6. Прямолинейная часть экспериментального промежутка коллайдера ВЭПП-4М.

Для решения этой задачи необходимо обеспечить взаимодействие лазерного и электронного пучков в месте электрон-позитронной встречи в экспериментальном промежутке коллайдера ВЭПП-4М. Такая конфигурация позволяет также использовать СРРЭ детектора КЕДР в качестве системы мечения для рассеянных γ -квантов (см. Главу 2).

Взаимодействие под нулевым углом – "продольная" встреча

Организация взаимодействия лазерного излучения с электронным (позитронным) пучком под нулевым углом ($\alpha = 0$ на Рис. 1.1) дает возможность получить максимально возможную энергию и интенсивность пучка комптоновски рассеянных γ -квантов. Поэтому именно такая схема ввода лазерного излучения в основном и используется на установке РОКК-1М.

Вначале мы рассмотрим случай взаимодействия циркулирующего в накопительном кольце электронного пучка с потоком фотонов от лазера, работающего в непрерывном режиме генерации. В этом случае плотность внутренней фотонной мишени, на которой рассеивается электронный пучок, не зависит от времени, а светимость электрон-фотонного взаимодействия определяется чисто геометрическими факторами, зависящими от характера фокусировки электронного и лазерного пучков.

Интенсивность пучка ОКР γ -квантов \dot{N} при взаимодействии лазерного пучка с электронным выражается как произведение сечения процесса ОКР на электрон-фотонную светимость $L_{e\gamma}$:

$$\dot{N} = L_{e\gamma} \cdot \sigma_c(\omega_o, \varepsilon), \quad (1.7)$$

где $\sigma_c(\omega_o, \varepsilon)$ - полное сечение рассеяние (формула (1.3)). Для непрерывного режима работы лазера мощностью P с энергией лазерного фотона ω_o , число фотонов на единицу длины описывается выражением:

$$n_{ph} = \frac{P}{\omega_o c e}. \quad (1.8)$$

В формуле (1.8) мощность P измеряется в ваттах, энергия фотона ω_o – в электрон-вольтах, соответственно заряд электрона e – в кулонах. При фокусировке лазерного пучка для изменения его поперечного размера $\sigma_{ph}(s)$ в зависимости от расстояния до точки фокусировки ($s = 0$) можно написать следующее выражение [24]:

$$\sigma_{ph}^2(s) = \sigma_{ph}(0)^2 + \left(\frac{2\hbar c s}{\omega_o \sigma_{ph}(0)} \right)^2. \quad (1.9)$$

Плотность фотонов лазерного пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, можно описать распределением Гаусса:

$$\rho_{ph}(x, z, s) = \frac{n_{ph}}{2\pi\sigma_{ph}(s)^2} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_{ph}^2(s)} - \frac{z^2}{2\sigma_{ph}^2(s)}\right\}. \quad (1.10)$$

Число частиц N_e в электронном сгустке для накопительного кольца с периметром Π , током I , в котором циркулирует n сгустков, запишется как:

$$N_e = \frac{I\Pi}{ecn}. \quad (1.11)$$

Для ВЭПП-4М при токе в 1 мА, число частиц в одном электронном сгустке $N_e = 0.76 \cdot 10^{10}$. В результате бетатронных и синхротронных колебаний электронный пучок в накопительном кольце имеет определенный поперечный размер и угловой разброс в каждой точке по длине орбиты. Распределение частиц в фазовом пространстве при данной продольной координате s описывается инвариантом Куранта-Снайдера:

$$p^2 + \left(\beta_p(s) \cdot p' + \alpha_p(s) \cdot p\right)^2 = \beta_p(s)\epsilon_p, \quad (1.12)$$

где p — поперечная координата частицы в пучке (x или z), s — продольная координата вдоль траектории пучка, $p' = dp/ds$ — угловое отклонение частицы от равновесной траектории, β_p — бета-функция, ϵ_p — эмиттанс пучка, $\alpha_p = -\frac{1}{2}d\beta_p/ds$ — альфа-функция. Из-за наличия сильной фокусировки пучков, обеспечиваемой структурой коллайдера ВЭПП-4М, логично предположить, что и светимость взаимодействия лазерного и электронного пучков будет локализована в межлинзовой части прямолинейной части экспериментального промежутка ВЭПП-4М, который имеет длину 400 см (см. Рис. 1.6). Зависимость бета-функции от продольной координаты s в межлинзовом промежутке ВЭПП-4М описывается параболой вида

$$\beta_p(s) = \beta_p(0) + s^2/\beta_p(0), \quad (1.13)$$

где координата $s = 0$ соответствует центру детектора КЕДР — т.е. месту встречи электронного и позитронного пучков. Поперечные размеры пучка σ_x, σ_z увеличива-

ются с удалением от места встречи. Форма распределения электронов в пучке по координатам x, z описывается нормальным распределением со среднеквадратичными размерами пучка, равными:

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x(s) + \left(\psi(s) * \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}, \quad (1.14)$$

$$\sigma_z(s) = \sqrt{\epsilon_z \cdot \beta_z(s)}, \quad (1.15)$$

где $\psi(s) * (\delta\varepsilon/\varepsilon)$ — произведение дисперсионной функции на относительный энергетический разброс в электронном пучке. Распределение плотности электронов по координатам x, z выглядит следующим образом:

$$\rho_e(x, z, s) = \frac{N_e}{2\pi\sigma_x(s)\sigma_z(s)} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(s)} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2(s)}\right\}. \quad (1.16)$$

Так как светимость пропорциональна произведению плотностей фотонов и электронов в области электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ), нужно перемножить между собой функции распределения плотностей фотонов (1.10) и электронов (1.16) и проинтегрировать по координатам x, z . В итоге получаем выражение электрон-фотонной светимости на единицу длины ОЭФВ:

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{\nu n_{ph} N_e}{2\pi \sqrt{(\sigma_{ph}(s)^2 + \sigma_x(s)^2)(\sigma_{ph}(s)^2 + \sigma_z(s)^2)}}, \quad (1.17)$$

где ν это частота электрон-фотонного взаимодействия. Когда лазер работает в непрерывном режиме $\nu = n \cdot f_0$, где n — число электронных сгустков в коллайдере ВЭПП-4М и $f_0 = 819$ кГц — частота обращения электронного пучка. Проинтегрировав выражение (1.17) по координате s , получим выражение полной светимости ОКР по всей ОЭФВ:

$$L_{e\gamma} = \int_{-l}^l \frac{dL_{e\gamma}}{ds} ds. \quad (1.18)$$

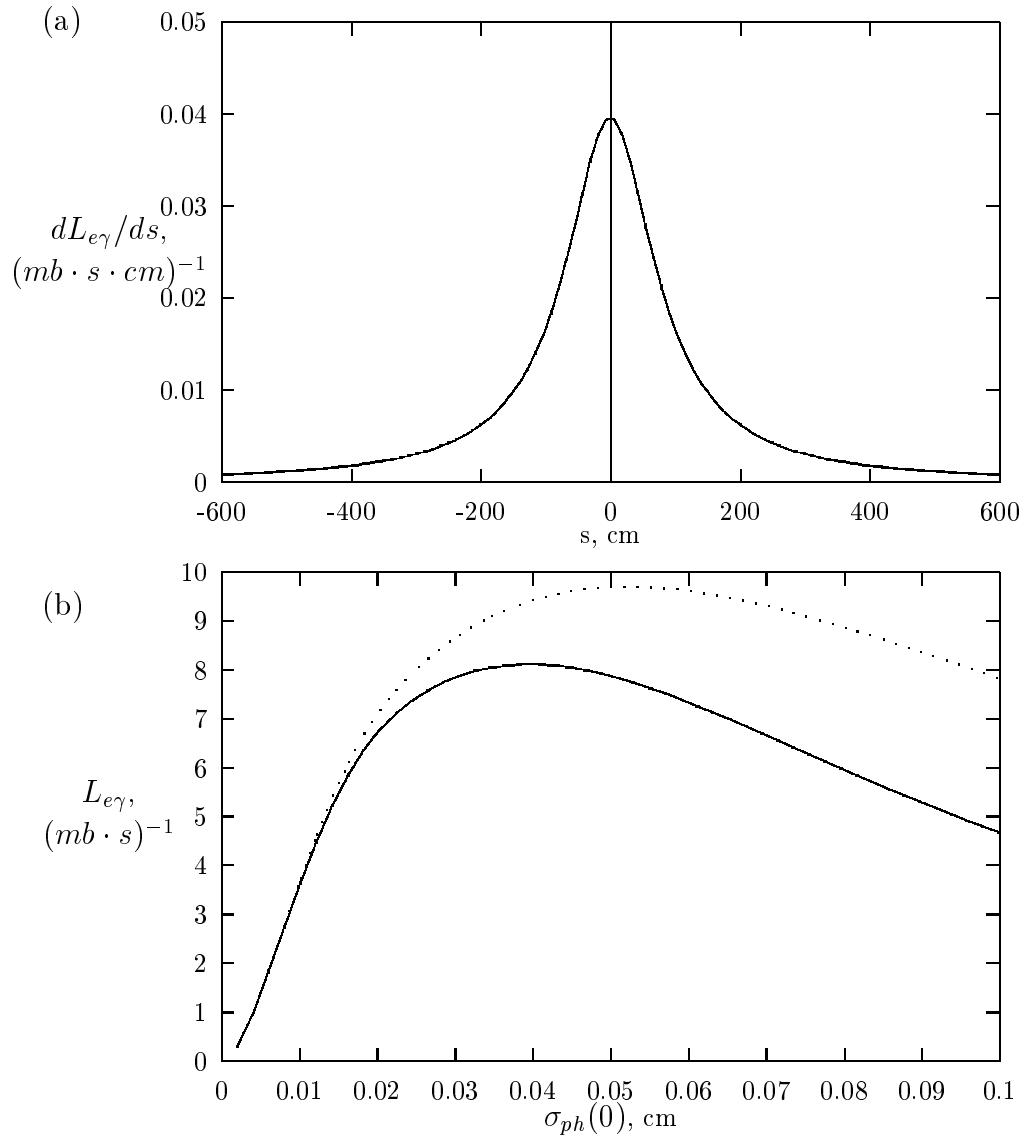


Рис. 1.7. (а) – распределение светимости по ОЭФВ для $\sigma_{ph}(0) = 0.05$ см. (б) – зависимость электрон-фотонной светимости от размера перетяжки лазерного пучка. Пунктир – полная светимость, сплошная линия – доля межлинзового промежутка в полной светимости.

Пределы интегрирования по продольной координате s определяются длиной прямолинейного участка орбиты электронного пучка. На Рис. 1.7 представлены результаты расчетов электрон-фотонной светимости.

Параметры расчета:

| | |
|--|--|
| периметр кольца ВЭПП-4М: | $\Pi=366$ м |
| энергия электронного пучка: | $\varepsilon = 5$ ГэВ |
| ток электронного пучка: | $I=1$ мА |
| количество электронных сгустков: | $n=1$ |
| горизонтальный эмиттанс: | $\epsilon_x = 1.5 \cdot 10^{-5}$ см |
| вертикальный эмиттанс: | $\epsilon_z = 4.5 \cdot 10^{-7}$ см |
| горизонтальная β -функция в месте встречи: | $\beta_x(0) = 81$ см |
| вертикальная β -функция в месте встречи: | $\beta_z(0) = 5.6$ см |
| ψ -функция в межлинзовом промежутке: | $\psi = 82$ см |
| энергетический разброс в пучке: | $\delta\varepsilon/\varepsilon=0.08\%$ |
| средняя мощность лазера: | $P=1$ Вт |
| энергия лазерного фотона: | $\omega_0=1.165$ эВ |

Из Рис. 1.7 (b) видно, что при лобовой встрече лазерного и электронного пучков в центре экспериментального промежутка ВЭПП-4М существует оптимальный размер фокусировки лазерного луча $\sigma_{ph}(0) \simeq 0.05$ см. На Рис. 1.7 (a) показано дифференциальное распределение электрон-фотонной светимости по продольной координате s , из которого следует, что около 70% пучка ОКР γ -квантов образуется внутри межлинзового промежутка ВЭПП-4М.

Полную интенсивность пучка γ -квантов получаем, умножив $L_{e\gamma} = 9.5(mb \cdot s)^{-1}$ на сечение процесса ОКР $\sigma_c = 630 mb$: $\dot{N} \simeq 6$ КГц. Это значение соответствует приведенным выше параметрам электрон-фотонного взаимодействия и удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями интенсивности, полученными на установке РОКК-1М. Фактически $\dot{N} \simeq 6$ кГц – это удельная интенсивность пуч-

ка γ -квантов из расчета на один ватт лазерной мощности и один миллиампер тока электронного пучка.

Импульсный режим работы лазера

Число фотонов в одном импульсе лазера со средней мощностью P , энергией фотона ω_o и частотой повторения импульсов f_l (единицы измерения - те же, что и в (1.8)) запишем как

$$N_{ph} = \frac{P}{\omega_o e f_l}. \quad (1.19)$$

Предположим, что продольная плотность фотонов в лазерном импульсе в зависимости от координаты s описывается нормальным распределением:

$$p_{ph}(s, ct) = \frac{N_{ph}}{\sqrt{2\pi}\sigma_l} \exp\left\{-\frac{(s + ct)^2}{2\sigma_l^2}\right\}. \quad (1.20)$$

Здесь σ_l – среднеквадратичный продольный размер лазерного импульса. Релятивистский электронный пучок также движется со скоростью света, но в обратном направлении, и закон его распространения мы запишем аналогичным образом:

$$p_e(s, ct) = \frac{N_e}{\sqrt{2\pi}\sigma_e} \exp\left\{-\frac{(s - ct)^2}{2\sigma_e^2}\right\}, \quad (1.21)$$

где σ_e – среднеквадратичный продольный размер электронного пучка, а N_e – количество частиц в сгустке (см. формулу 1.11). Электронный и фотонный пучки синхронизированы по времени таким образом, что они встречаются своими максимумами в начале координат (центре ОЭФВ). Проинтегрировав произведение плотностей лазерного (1.20) и электронного (1.21) пучков по времени мы получим распределение произведения плотностей фотонов и электронов по продольной координате s . Это распределение описывает дополнительный вклад в выражение электрон-фотонной светимости (формула 1.17), связанный с переходом к импульсному режиму работы лазера. При этом мы предполагаем, что все полученные ранее выражения, учитывающие фокусировку лазерного и электронного пучков, остаются в силе. Иными

словами это предположение говорит о том, что характер фокусировки лазерного луча не зависит от того, в непрерывном или же в импульсном режиме работает лазер. Итак,

$$p_e p_{ph}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} p_e(s, ct) p_{ph}(s, ct) d(ct) = \frac{1}{2} \frac{N_e N_{ph}}{\sqrt{2\pi} \sigma_s} \exp\left\{-\frac{s^2}{2\sigma_s^2}\right\}, \quad (1.22)$$

где $\sigma_s = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_l^2}/2$ – среднеквадратичный продольный размер получившегося распределения, связанного с вкладом длительности лазерного импульса в распределение светимости по продольной координате s .

Теперь мы можем переписать формулу распределения дифференциальной светимости электрон-фотонного взаимодействия по продольной координате s в случае, когда лазер работает в импульсном режиме. Для этого $n_{ph} N_e$ в (1.17) заменим на полученное выражение (1.22):

$$\frac{dL_{e\gamma}}{ds} = \frac{\nu N_{ph} N_e}{4\pi \sigma_s \sqrt{2\pi (\sigma_{ph}(s)^2 + \sigma_x(s)^2) (\sigma_{ph}(s)^2 + \sigma_z(s)^2)}} \exp\left\{-\frac{s^2}{2\sigma_s^2}\right\}, \quad (1.23)$$

где ν по-прежнему соответствует частоте электрон-фотонного взаимодействия, и при частоте повторения лазерных импульсов $f_l \leq n \cdot f_0$ имеем $\nu = f_l$. Если это условие выполняется (то есть каждый лазерный импульс встречается с электронным пучком), то светимость перестает зависеть от частоты повторения лазерных импульсов (при той же самой средней мощности излучения и длительности импульса). Сравнивая Рис. 1.8 и Рис. 1.7 мы видим, что переход от непрерывного к импульсному режиму генерации дает почти 40-кратное увеличение электрон-фотонной светимости и в нашем случае в 2 раза уменьшает длину ОЭФВ.

Взаимодействие под углом – "поперечная" встреча

Организация электрон-фотонного взаимодействия под ненулевым углом дает возможность существенного укорочения продольного размера ОЭФВ, и в этом слу-

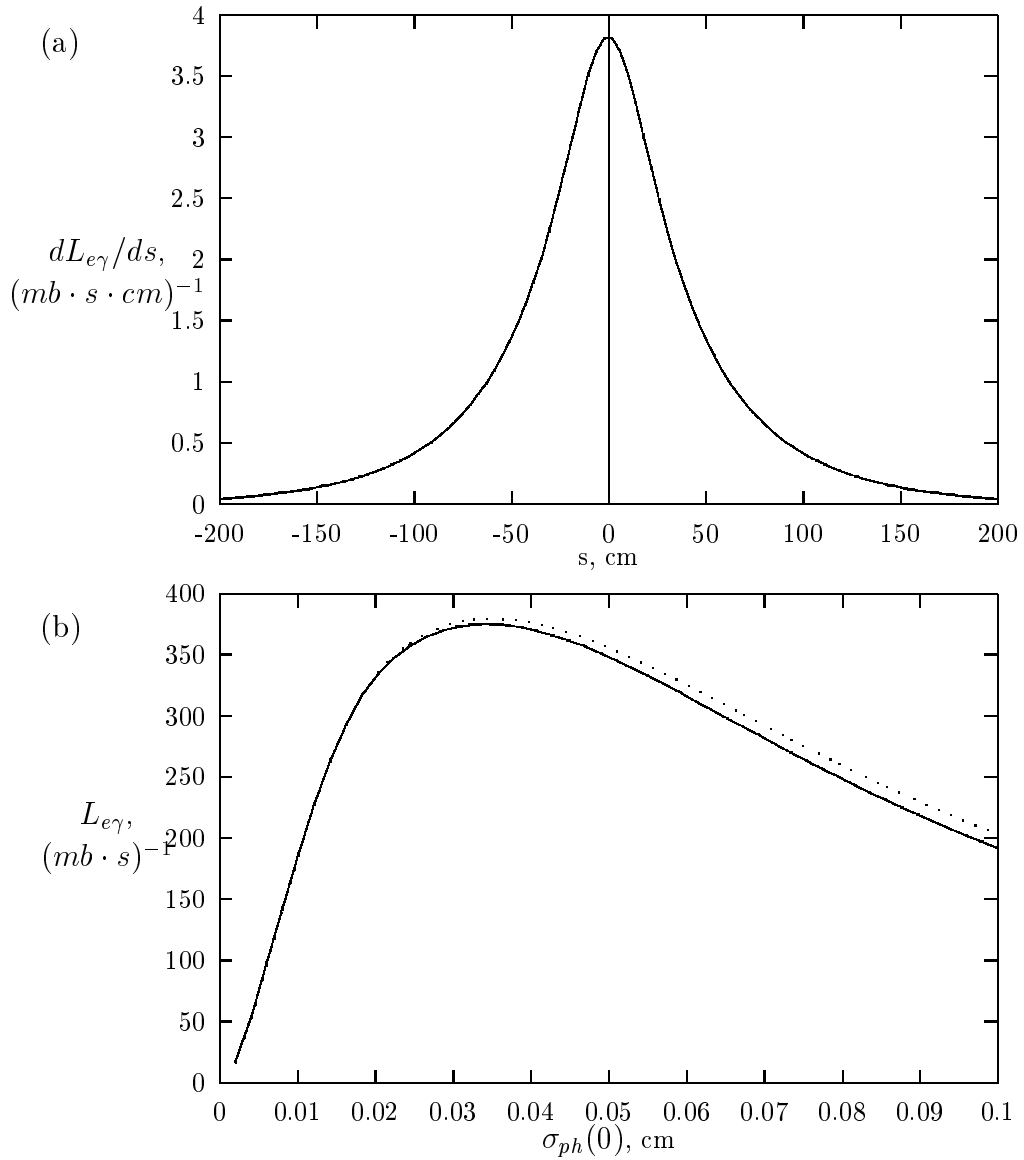


Рис. 1.8. (а) – распределение светимости по ОЭФВ для $\sigma_{ph}(0) = 0.05$ см. (б) – зависимость электрон-фотонной светимости от размера перетяжки лазерного пучка для случая импульсного режима работы лазера. Пунктир – полная светимость, сплошная линия – доля межлинзового промежутка в полной светимости. Параметры расчета – продольный размер электронного пучка $\sigma_e = 10$ см; длительность лазерного импульса $\tau = 6$ нс, $\sigma_l = c\tau$. Остальные параметры те же, что и на Рис. 1.7

чае размеры электронного и лазерного пучков можно считать постоянными. Электронный пучок пролетает через "лазерную нить" под углом α , конфигурацию ОЭФВ иллюстрирует Рис. 1.9, при этом предполагается что поперечный размер лазерного пучка меньше, чем у электронного:

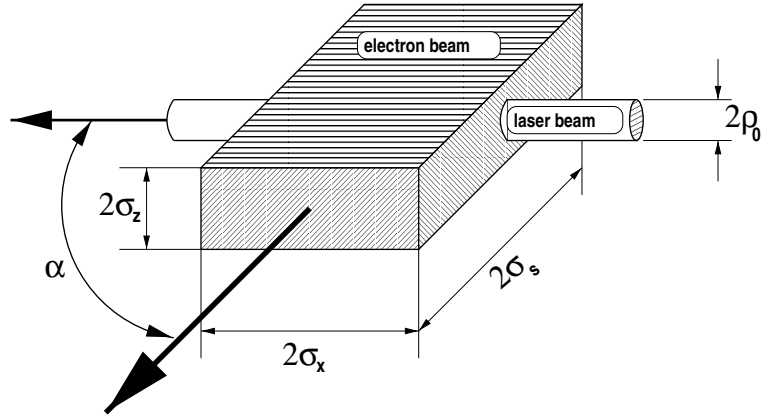


Рис. 1.9. Взаимодействие под углом α , близким к $\pi/2$.

Выражение для электрон-фотонной светимости выглядит следующим образом:

$$L_{e\gamma} = \frac{\nu n_{ph} N_e}{2\sigma_z |\sin \alpha|} \quad (1.24)$$

Применительно к коллайдеру ВЭПП-4М, при таких же параметрах пучков, как и в предыдущем разделе ($P=1$ Вт, $I=1$ мА), $\alpha = 90^\circ$ и $\sigma_z=100$ мкм $L_{e\gamma} = 0.056(mb \cdot s)^{-1}$ что дает интенсивность пучка рассеянных γ -квантов $\dot{N} \simeq 40$ Гц, т. е. приблизительно в 150 раз меньше, чем в случае лобового взаимодействия. Однако, такая конфигурация электрон-фотонной встречи может быть полезной, когда необходимо иметь малую длину ОЭФВ и точно знать положение точки взаимодействия. Интенсивность пучка рассеянных γ -квантов можно существенно повысить, перейдя к импульсному режиму работы лазера.

Пространственные свойства пучка γ -квантов

Для проведения любых экспериментов с пучком γ -квантов принципиальное значение имеет плотность пучка γ -квантов на мишени, т. е. количество γ -квантов на единицу площади в единицу времени. Плотность определяется интенсивностью и начальным размером пучка, плюс его угловой расходимостью, умноженной на расстояние от ОЭФВ до мишени. Начальный размер пучка γ -квантов определяется поперечными размерами ОЭФВ, а его угловая расходимость — сверткой собственного углового распределения процесса ОКР (формула 1.6) с угловыми разбросами электронного пучка $\sigma'_x(l), \sigma'_z(l)$ по всей длине ОЭФВ.

Лазерная система

Исходя из экспериментальных задач, поставленных перед установкой РОКК-1М при ее проектировании, лазерная система установки должна обеспечивать:

- Высокую электрон-фотонную светимость для получения интенсивного пучка рассеянных γ -квантов.
- Возможность генерации различных линий лазерного излучения, в том числе и в ультра-фиолетовом диапазоне длин волн.
- Долговременную стабильность работы.

С 1993 по 1998 годы на установке использовалась лазерная система на основе твердотельного лазера на кристалле иттрий-алюминиевого граната (Nd:YAG) ЛТИ-701. В режиме непрерывной генерации такая лазерная система генерирует 15 Вт инфракрасного излучения ($\omega_0=1.165$ eV) в моде TEM_{00} .

Для количественной оценки эффективности использования лазерного излучения мы будем использовать параметр η , который иногда называют "коэффициентом заполнения пучка". Этот параметр определяет долю общего числа фотонов, выходящих из лазерного резонатора в единицу времени, которая пересекается во времени с

пролетающим через ОЭФВ электронным пучком. Для непрерывного режима генерации лазера эта часть определяется как $\eta = 2 \cdot n \cdot L_{int} / \Pi$, где L_{int} это эффективная длина ОЭФВ, Π – периметр орбиты электронного пучка, а n – число электронных сгустков. Это выражение применимо до тех пор, пока η не достигнет 100%, в противном случае $\eta = 100\%$. При наличии в ускорителе одного электронного сгустка и $L_{int} \simeq 3$ м (см. Рис. 1.7,а) параметр $\eta \simeq 2\%$.

Увеличения параметра η можно достичь за счет перехода от непрерывного к импульсному режиму генерации лазера. Это дает возможность увеличения электрон-фотонной светимости при использовании лазерной системы с той же самой, по порядку величины, средней мощностью, что и в непрерывном режиме. Для твердотельных лазеров высокой степени концентрации мощности излучения в коротком импульсе можно достичь применяя технику модуляции добротности лазерного резонатора. Модуляция добротности резонатора в лазере типа ЛТИ-701 осуществляется акусто-оптическим модулятором, принцип действия которого основан на дифракции света на ультразвуковой волне, возбуждаемой в оптически прозрачном кристалле кварца. Вызываемые ультразвуковой волной упругие деформации приводят к локальным изменениям показателя преломления вещества (фотоупругий эффект). При выполнении условий Брэгговской дифракции происходит отклонение пучка фотонов на угол Брэгга, что приводит к выводу его из резонатора и срыву генерации. При закрытом резонаторе в лазерной среде идет накопление энергии на верхнем уровне лазерного перехода. После выключения источника ультразвуковых волн добротность резонатора восстанавливается и происходит генерация мощного импульса излучения за счет сброса всей запасенной в лазерной среде энергии, после чего вновь включается модулятор и идет накопление энергии. Режим модуляции добротности резонатора лазера ЛТИ-701 позволяет получать лазерные импульсы длительностью порядка 100 нс с частотой повторения импульсов до 20 кГц с незначительной потерей (10-20% по сравнению с непрерывным режимом) в средней мощности излучения. Таким образом, мощность излучения в импульсе становится на 3 порядка выше средней. Коэффициент заполнения пучка в случае импульсного режи-

ма работы лазера $\eta = 2L_{int}/c\tau$, если длительность лазерного импульса $\tau > 2L_{int}/c$, в противном случае $\eta=100\%$. При длине ОЭФВ $L_{int}=3$ м и $\tau=100$ нс параметр $\eta=27\%$. Для того, чтобы оценить выигрыш в светимости при переходе от непрерывного к импульсному режиму генерации лазера, достаточно умножить значение светимости, полученной для непрерывного режима на отношение коэффициентов заполнения пучка:

$$L_{e\gamma}^{имп} = L_{e\gamma}^{непр} \frac{\eta_{имп}}{\eta_{непр}}, \quad (1.25)$$

то есть в нашем случае мы увеличиваем светимость более чем в 10 раз.

С точки зрения работы установки РОКК-1М на накопителе ВЭПП-4М, описанный выше метод модуляции добротности резонатора твердотельного лазера для получения импульсного режима генерации имеет свои преимущества и недостатки, на рассмотрении которых мы и сосредоточим свое внимание. Высокая импульсная мощность лазера с модуляцией добротности резонатора позволяет получать высокий коэффициент преобразования лазерного света в высшие гармоники излучения. Для получения второй гармоники излучения ($\omega_0=2.33$ эВ) внутри резонатора лазера ЛТИ-701, возле выходного зеркала, устанавливается кристалл иодата лития ($LiIO_3$). Система позволяет получать мощность второй гармоники на выходе лазера 4-5 Вт при работе в режиме модуляции добротности резонатора, т.е. эффективность преобразования излучения во вторую гармонику составляет величину порядка 30%. Поскольку эффективность преобразования квадратично зависит от напряженности электрического поля световой волны внутри нелинейно-оптического кристалла, для непрерывного режима работы лазера мощность второй гармоники на выходе из лазера примерно в 10^4 раз ниже. Заметим, что в настоящее время производятся кристаллы с большим коэффициентом квадратичной поляризуемости, что дает возможность получения высокой эффективности генерации второй гармоники излучения даже в непрерывном режиме работы лазера. Оптимальной, с точки зрения получения максимальной электрон-фотонной светимости на второй гармонике излу-

чения, частотой повторения лазерных импульсов в режиме модуляции добротности является частота $f_L \simeq 8$ кГц, т. е. приблизительно в сто раз меньшая, чем частота обращения электронного пучка f_0 в кольце ВЭПП-4М. Высокая энергия каждого импульса позволяет иметь большое число рассеянных γ -квантов (до 100) на каждый акт взаимодействия лазерного импульса с электронным пучком. Путем организации совпадений между аппаратурой, регистрирующей γ -кванты, и лазерным импульсом, можно существенно (в f_0/f_L раз) подавить фон от γ -квантов тормозного излучения электронов на атомах остаточного газа в вакуумной камере ВЭПП-4М. Подавление фона от тормозного излучения существенно упрощает проведение экспериментов по калибровке энергетического разрешения различных детекторных систем на пучке комптоновских γ -квантов.

Переходя к обсуждению недостатков работы лазера на низкой частоте повторения импульсов (по отношению к частоте обращения электронного пучка), кратко остановимся на описании техники получения пучков меченых γ -квантов, которая будет описана подробно в главе 2. Суть метода мечения состоит в определении энергии каждого γ -кванта по энергии рассеявшего его электрона, которая обычно измеряется по отклонению траектории электрона от траектории равновесного электронного пучка в магнитном поле. Ясно, что мечение пучка γ -квантов возможно только в том случае, когда за каждый акт электрон-фотонного взаимодействия генерируется не более чем один рассеянный γ -квант и не более чем один трек рассеянного электрона пересекает систему мечения – в противном случае соответствие рассеянного электрона γ -кванту перестает быть однозначным. Это значит, что при проведении эксперимента на пучке меченых γ -квантов, среднее число γ -квантов на один акт электрон-фотонного взаимодействия μ не должно превосходить единицу. Следовательно, для того чтобы увеличить интенсивность пучка меченых γ -квантов, электрон-фотонное взаимодействие должно происходить на частоте $n \cdot f_0$, где n – число электронных сгустков в кольце накопителя.

Частота повторения лазерных импульсов, сравнимая с f_0 , не может быть достигнута в режиме простой модуляции добротности резонатора, поскольку в активной

среде лазера за время между импульсами не успевает накопиться достаточное для генерации следующего импульса количество энергии. Повышение скорости оптической накачки активной среды твердотельного лазера хотя и может в принципе повысить частоту повторения импульсов, но упирается в ограничение по оптической стойкости кристалла. Следуя этому пути, выгодно использовать накачку в узком спектральном диапазоне с помощью полупроводниковых светодиодов, а не с помощью газового разряда, как это сделано в лазере типа ЛТИ. Другой возможностью развития техники модуляции добротности резонатора является режим "обрывания" импульса [25], который осуществляется на практике с помощью быстродействующего оптического затвора, позволяющего закрыть резонатор до того момента, когда уровень инверсной заселенности в активной среде лазера упадет ниже порогового уровня генерации. Такой режим работы лазера позволяет получать более короткие импульсы и существенно повысить частоту их повторения. На установках РОКК-1 и РОКК-2 [9,10] для получения большой (до 4 МГц) частоты повторения импульсов использовался газовый аргоновый лазер INNOVA-20 фирмы COHERENT Inc. со специальным устройством вывода излучения из резонатора, устанавливаемым вместо выходного зеркала. Устройство, называемое "Cavity Dumper", позволяет с высокой частотой повторения "открывать" резонатор на короткие промежутки времени, что дает возможность получать длительность лазерного импульса порядка 10 нс на частоте повторения до 4 МГц при средней мощности излучения около 2 Вт. Лазер INNOVA был установлен и использовался на установке РОКК-1М в 1994-1995 гг. Выводом вышесказанного является то, что в лазерной технике уже существуют промышленные варианты лазерных систем, позволяющие в условиях установки РОКК-1М получать высокие (до $n \cdot 8 \cdot 10^5$) интенсивности пучка меченых комптоновских γ -квантов.

Управление поляризацией лазерного излучения на установке РОКК-1М осуществляется с помощью термостабилизированной ячейки Погкельса МЛ-203 на основе двух кристаллов дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP). Лазерное излучение выходит из резонатора линейно поляризованным и проходит через ячейку Погкельса.

Изменение подаваемого на ячейку Погкельса постоянного напряжения в диапазоне $\pm 500\text{В}$ позволяет получить необходимую поляризацию лазерного излучения на выходе из ячейки (полуволновое напряжение для данного типа прибора составляет приблизительно 150 В). Контроль за изменениями поляризации лазерного излучения вдоль оптического тракта осуществляется с помощью поляриметров, устанавливаемых на оптических скамьях в экспериментальном зале коллайдера ВЭПП-4М (см. Рис. 1.5).

Ввод лазерного излучения в вакуумную камеру

Элементы системы фокусировки, нацеливания и ввода лазерного излучения в вакуумную камеру накопителя расположены в экспериментальном зале ВЭПП-4М на виброустойчивых тумбах с обеих сторон экспериментального промежутка (см. Рис. 1.10). Измеренные амплитуды вибраций тумб на уровне установки оптических элементов составляют 3 нм на частоте 50 Гц и 7 нм на частоте 300 Гц. Для контроля за прохождением лазерного луча через элементы системы нацеливания и ввода лазерного излучения предусмотрена возможность видео-наблюдения из пультовой РОКК-1М за положением лазерного луча на зеркале М1 и входном окне (VC на Рис. 1.10).

Система фокусировки состоит из телескопической системы двух линз (L1 и L2 на Рис. 1.10) с фокусными расстояниями $f_1, f_2=20$ см. Линза L2 перемещается в диапазоне ± 1 см вдоль направления распространения лазерного луча с помощью дистанционно управляемого шагового двигателя. Этим достигается возможность автоматизированного дистанционного управления фокусным расстоянием телескопа. Система формирует перетяжку лазерного луча с поперечными размерами порядка $\sigma_{ph} \simeq 0.5$ мм в любом месте вдоль прямолинейного участка орбиты электронного пучка в экспериментальном промежутке ВЭПП-4М (± 6.1 м от центра детектора КЕДР). Расстояние от системы фокусировки до центра детектора КЕДР составляет 15 м.

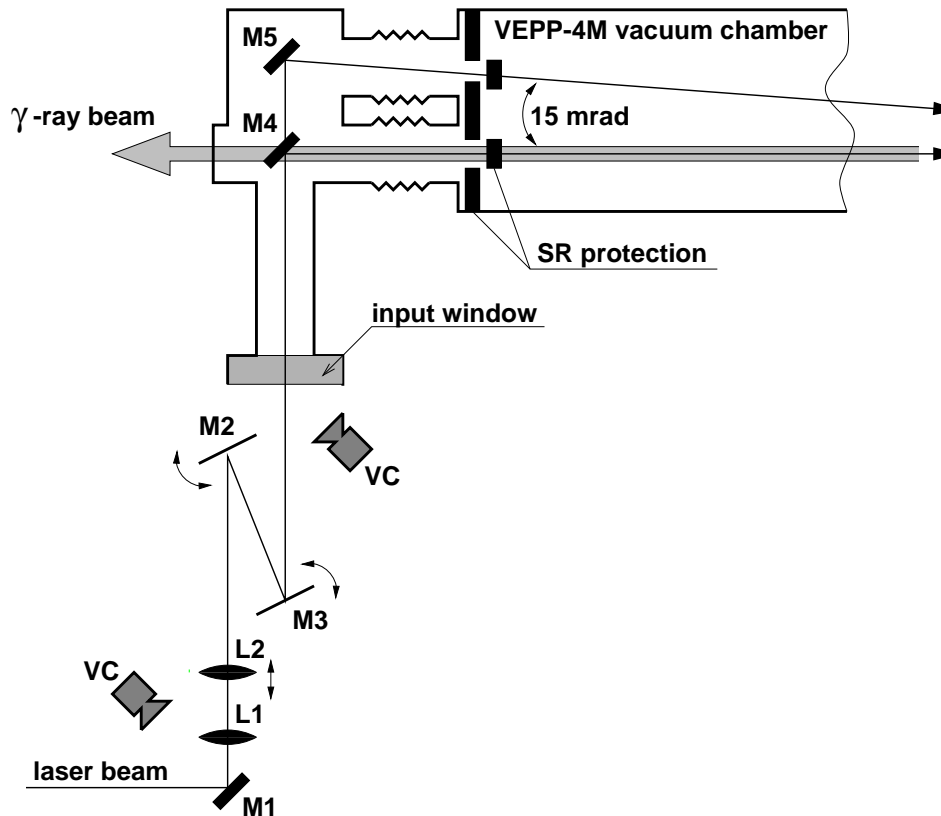


Рис. 1.10. Устройство системы фокусировки, нацеливания и ввода лазерного излучения в вакуумную камеру ВЭПП-4М.

Система нацеливания, предназначенная для точного попадания лазерным лучом в электронный пучок, состоит из зеркал M2 и M3 на Рис. 1.10. Оба зеркала имеют дистанционное управление поворотами в вертикальной и горизонтальной плоскостях, которое осуществляется шаговыми двигателями, причем один шаг двигателя соответствует повороту зеркала на угол 1.5 мкрад. Поворот обоих зеркал одновременно в одном направлении дает возможность управления параллельным смещением лазерного луча с точностью около 2 мкм в диапазоне ± 2 см.

Система ввода лазерного излучения в вакуумную камеру ВЭПП-4М также представлена на Рис. 1.10. Лазерное излучение вводится в вакуумную камеру через окно из радиационно-стойкого плавленого кварца диаметром 75 мм и толщиной 8 мм под прямым углом к направлению прямолинейного участка орбиты электронного

пучка. Затем лазерный луч попадает на зеркало М4, которое поворачивает его на 90° в горизонтальной плоскости и обеспечивает лобовую встречу лазерного луча с электронным пучком ($\alpha = 0$ в формуле 1.2). Зеркало М4 может быть оперативно опущено вниз (весь механизм передвижения зеркала расположен внутри вакуумной камеры), что позволяет лазерному лучу попасть на зеркало М5 и рассеиваться на электронном пучке под углом $\alpha=15$ мрад. Оба зеркала (М4 и М5 на Рис. 1.10) изготовлены из оптического кварца КУ-1 толщиной 5 мм и поперечными размерами 60 мм по горизонтали и 50 мм по вертикали. Из-за того, что эти зеркала поворачивают лазерный пучок на 90° в горизонтальной плоскости, горизонтальная апертура зеркал уменьшается с 60 до 40 мм. На рабочую поверхность зеркал напылено отражающее покрытие из алюминия. Пучок γ -квантов выходит из вакуумной камеры насквозь через зеркало М4 и расположенный за ним фланец из нержавеющей стали толщиной 0.5 мм. Таким образом, суммарная радиационная длина вещества на пути пучка γ -квантов до выхода из вакуумной камеры накопителя ВЭПП-4М составляет 8.5% от X_0 . Для защиты зеркал М4 и М5 от теплового нагрева и радиационного воздействия мощного синхротронного излучения перед ними со стороны электронного пучка расположены приемники синхротронного излучения. Первые со стороны электронного пучка приемники излучения могут быть введены или выведены и позволяют полностью перекрыть апертуру не используемого в данный момент зеркала. Следующий за ним приемник излучения - стационарный, представляет из себя охлаждаемую водой медную пластину, в нем сделаны отверстия для ввода лазерного излучения и вывода пучка γ -квантов. Размер отверстия перед зеркалом М4 составляет 70 мм по горизонтали и 40 мм по вертикали, а перед зеркалом М5 отверстие круглое, диаметром 30 мм.

Монитор пучка γ -квантов

Система мониторинга пучка γ -квантов представлена на Рис. 1.11. Она состоит из сцинтилляционного вето-пластика для подавления заряженной компонен-

ты в пучке, многопроволочной двухкоординатной пропорциональной камеры для измерения профиля пучка γ -квантов (m.w.p.c на Рис. 1.11) и NaI(Tl) калориметра полного поглощения для регистрации потока γ -квантов и измерения энергетического спектра.

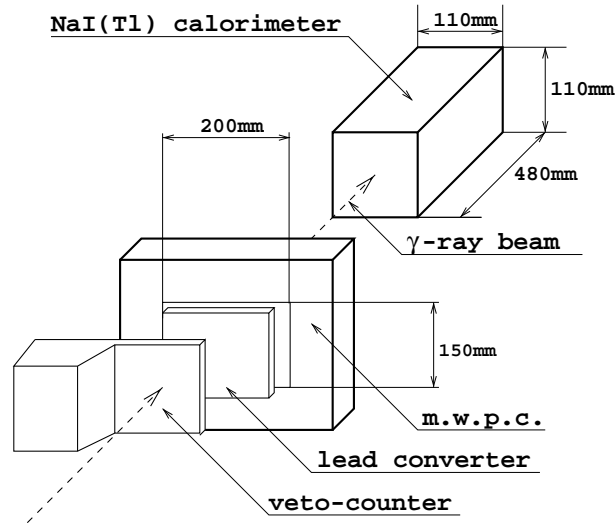


Рис. 1.11. Монитор пучка γ -квантов.

Возможность on-line измерения интенсивности пучка γ -квантов необходима для формирования оптимальных параметров фокусировки и нацеливания. Если лазер работает в импульсном режиме и $f_L < f_0$, становится возможным разделение скоростей счета комптоновских и тормозных γ -квантов путем организации совпадений отсчетов калориметра и лазерных импульсов. Для этого используется схема, представленная на Рис. 1.12, на выходе которой имеем четыре сигнала:

- f_L — частота повторения лазерных импульсов;
- \dot{N}_L — скорость счета совпадений монитора светимости с лазерным импульсом;
- f_0 — частота обращения электронного пучка;
- \dot{N}_{tot} — полная скорость счета монитора светимости.

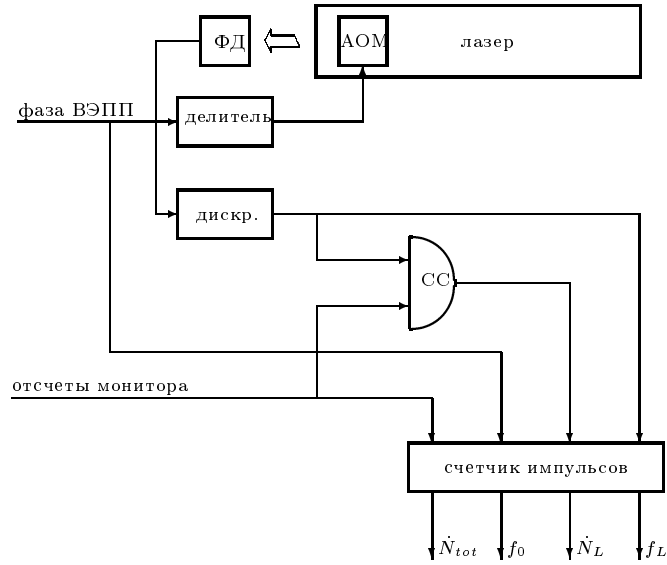


Рис. 1.12. Схема разделения скоростей счета комптоновских и тормозных γ -квантов.

Согласно распределению Пуассона ($P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}$), среднее число не-комптоновских γ -квантов на каждый пролет электронного пучка через прямолинейный промежуток ВЭПП-4М можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu_{brem} &= -\ln(P_{brem}(0)); \\ P_{brem}(0) &= 1 - \frac{\dot{N}_{tot} - \dot{N}_L}{f_0 - f_L}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Аналогично, среднее число комптоновских γ -квантов на один акт электрон-фотонного взаимодействия выражается как

$$\begin{aligned} \mu_{comp} &= -\ln(P_{comp}(0)); \\ P_{comp}(0) &= 1 - \frac{\dot{N}_L}{f_L} + \frac{\dot{N}_{tot} - \dot{N}_L}{f_0 - f_L}. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Это позволяет нам разделить скорости счета тормозных и комптоновских γ -квантов, а их скорректированные значения будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{N}_{comp} &= \mu_{comp} \cdot f_L; \\ \dot{N}_{brem} &= \mu_{brem} \cdot f_0. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Система управления установкой

Система управления и контроля (СУ) установки РОКК-1М состоит из аппаратного и программного обеспечения. Она выполнена на базе трех микро-ЭВМ Одренок, каждая из которых является контроллером и управляет своим КАМАК-крейтом. Каждый Одренок имеет свое условное имя - РОКК-1М, CONTROL и ДЕТЕКТОР, которое в известной мере отражает специфику выполняемых им задач. Основной принцип, которому мы следовали при создании программного обеспечения СУ — построение ее на основе небольших самостоятельных программ, взаимодействие между которыми осуществляется программой-сервером. Это позволило создать простую, удобную и легко модернизирующуюся под различные усовершенствования и изменения режима работы среду для операторов установки.

Крейт с названием РОКК-1М является центральным узлом СУ установки РОКК-1М: к нему подключен жесткий диск (объемом 20 Мб) на котором хранится все программное обеспечение, и, кроме того, он связан по сети с СУ комплекса ВЭПП-4М. Связь по сети с СУ комплекса ВЭПП-4М используется для получения в режиме on-line необходимой информации о статусе работы комплекса ВЭПП-4М — энергии, токе и времени жизни электронного и позитронного пучков, данных об измерениях положения орбиты пучка и т.д. Этот Одренок обеспечивает также загрузку других машин СУ РОКК-1М и возможность их взаимодействия между собой. В режиме проведения эксперимента на установке РОКК-1М в центральном крейте обычно работают следующие программы:

- *OBME* — читает в Одренке СУ ВЭПП-4М текущие параметры комплекса — токи, энергию, время жизни пучков в накопителе. Выводит данные на графический монитор и записывает их в файл, доступный остальным программам в СУ РОКК-1М.
- *TRAJ* — по запросу оператора либо автоматически через определенные им промежутки времени берет в СУ ВЭПП-4М сведения о положении орбиты

электронного пучка с 10 ближайших к месту встречи пикапов (по 5 с каждой стороны от места встречи). Выводит график вертикальной и горизонтальной проекций траектории пучка на графический монитор, может при несанкционированном изменении траектории оповещать оператора звуковым сигналом.

- *DECA* — используется только если лазер работает в импульсном режиме: непрерывно с помощью время-цифрового преобразователя измеряет временной интервал между лазерным импульсом (сигнал берется с фотодиода, расположенного за глухим зеркалом лазерного резонатора) и импульсом ВЧ-системы ВЭПП-4М, соответствующим каждому обороту электронного пучка. Строит гистограмму по этому временному интервалу, что позволяет судить о стабильности работы лазера в импульсном режиме по ширине распределения и о правильности задержки лазерного импульса по положению центра распределения. Само распределение, положение его центра и его ширина в наносекундах выводятся на графический монитор.

Аппаратура и программы, работающие в крейте с названием CONTROL предназначены для управления и контроля за процессом взаимодействия лазерного и электронного пучков. В задачу программ, работающих в этом крейте, входит нацеливание лазерного пучка в ОЭФВ, подбор необходимой задержки светового импульса лазера относительно импульса запуска, управление поляризацией лазерного излучения.

- *ROKK* — упрощает взаимодействие между оператором и программами более низкого уровня. Оператор выбирает элемент воздействия, а программа *ROKK* запускает конкретную управляющую программу.
- *AIMI* — предназначена для управления системой нацеливания (см. §1.2.). Каждое из зеркал (М2 и М3 на Рис. 1.10) управляется двумя шаговыми двигателями с помощью блока УШД в стандарте КАМАК. Коммутация необходимого канала осуществляется через блоки ИШАК. Оператор управляет зеркалами

с помощью стрелок на клавиатуре. Переключение между режимами углового нацеливания и параллельного смещения пучка (одновременно двумя зеркалами) осуществляется клавишей "Tab". Клавишами "+" и "-" осуществляется умножение (деление) на 2 текущего угла поворота зеркала в шагах шагового двигателя (1 шаг соответствует углу поворота зеркала в 1 μ рад), что позволяет оператору легко переходить от грубой настройки к более точной и наоборот.

- *FOCU* — предназначена для управления продольным положением линзы L2 на Рис. 1.10 и смещения положения перетяжки лазерного пучка вдоль ОЭФВ для оптимизации электрон-фотонной светимости. Управляется с помощью шагового двигателя стрелками на клавиатуре, аналогично программе *AIMI*.
- *EPLU* — Программа on-line мониторинга электрон-фотонной светимости (интенсивности пучка γ -квантов). В крейте КАМАК установлен блок счетчика логических импульсов, на четыре входа которого подаются логические (в стандарте NIM) сигналы от монитора светимости. Счетчик импульсов определяет количество импульсов, пришедших на каждый из четырех входов, за время, заданное блоком таймера. Затем полученные числа обрабатываются программой согласно процедуре, изложенной в §1.2., и выводятся на экран графического монитора в виде бегущего графика и цифр в кГц, соответствующих текущему и усредненному по нескольким измерениям значениям интенсивности. Опции разделения комптоновской и тормозной составляющей в общей интенсивности пучка и нормировки ее на ток электронного пучка могут быть включены либо выключены по усмотрению оператора.
- *POLA* — управляет напряжением, подаваемым на ячейку Погкельса для управления поляризацией лазерного излучения. Управляемыми элементами являются блок двухканального разнополярного высоковольтного источника и коммутатор высоковольтного напряжения. Система позволяет плавно изменять напряжение в диапазоне от -500 до +500 В, а кроме того — производить быструю

коммутацию выхода на один или другой канал источника.

- *DELA* — управляет привязкой по времени лазерного импульса к фазе электронного пучка в ВЭПП-4М. Запускающий импульс подается на источник питания акусто-оптического затвора лазера через линию задержки, которая способна задерживать импульс на время от 0 до 1255 нс с шагом в 1 нс. Программа позволяет плавно регулировать задержку, устанавливать определенное значение задержки в нс, автоматически сканировать задержку в заданном интервале с заданным шагом.

В кейте с названием ДЕТЕКТОР могут работать различные программы опроса аппаратуры, работающей с мониторирующей системой пучка γ -квантов (см. Рис. 1.11). В кейте установлены КАМАК-блоки зарядо-цифрового (ЗЦП) и время-цифрового (ВЦП) преобразователей, которые позволяют измерять амплитуды сигналов с калориметра и координаты γ -квантов по величине временного интервала между сигналами с разных сторон внутренней линии задержки пропорциональной камеры. Стандартная программа измерения параметров пучка γ -квантов выводит на графический монитор ЦДР-2 энергетический спектр пучка фотонов и их координатные распределения. Результат работы программы *BEAM* представлен на Рис. 1.13. Рисунок соответствует параметрам пучка комптоновских γ -квантов при рассеянии второй гармоники излучения Nd:YAG лазера $\omega_0=2.33$ эВ на электронном пучке с энергией $\varepsilon=1800$ МэВ, монитор пучка на расстоянии 33 м от центра ОЭФВ в детекторном зале установки РОКК-1М, за коллиматором размером 4x4 мм, расположенным на расстоянии 18 м от центра ОЭФВ. По горизонтальной оси графиков отложены каналы ВЦП (для координатных распределений 10 каналов/мм) и ЗЦП (для энергетического спектра около 0.7 МэВ/канал). Линейчатая структура энергетического спектра обусловлена тем, что среднее количество одновременно регистрируемых γ -квантов больше единицы, а степень монохроматизации энергетического спектра пучка после прохождения коллиматора довольно высока (см. главу 3).

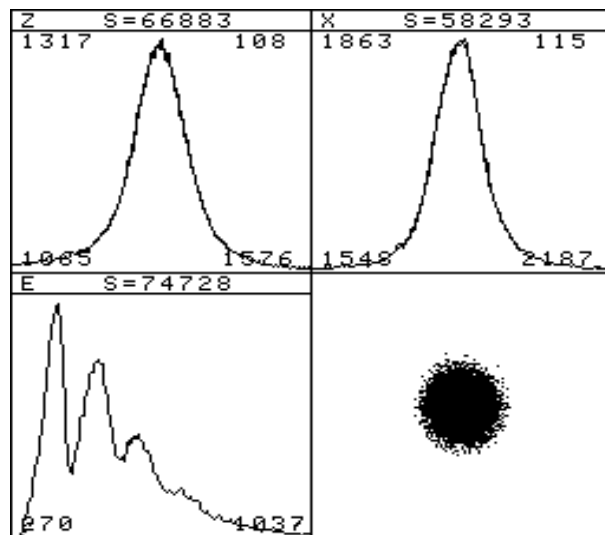


Рис. 1.13. Копия экрана ЦДР-2. Результат работы программы *VEAM*. Вверху слева – вертикальный профиль пучка γ -квантов, справа – горизонтальный; внизу слева – энергетический спектр, справа - X-Z распределение.

Глава 2

Мечение γ -квантов по рассеянным электронам

Согласно закону сохранения энергии, сумма энергий рассеянного электрона (ε') и γ -кванта (ω) при комптоновском рассеянии равна сумме энергий электрона и фотона до рассеяния:

$$\varepsilon' + \omega = \varepsilon + \omega_0. \quad (2.1)$$

В релятивистском случае ($\varepsilon \gg m$) энергия лазерного фотона $\omega_0 \ll \omega, \varepsilon, \varepsilon'$ и в выражении (2.1) ей можно пренебречь. Следовательно, измеряя разность энергий электрона до и после рассеяния, можно определить энергию рассеянного γ -кванта. Такой способ определения энергии γ -кванта принято называть *мечением*. Метод мечения применим также и для иных распространенных способов получения γ -квантов высоких энергий: например при тормозном рассеянии высокоэнергетичного пучка заряженных частиц на кристаллах, аморфной мишени, встречном пучке, атомах остаточного газа в вакуумной камере и др. В определенном смысле слова мечение можно назвать методом монохроматизации пучка γ -квантов, понимая при этом, что речь идет не об узком энергетическом спектре всего пучка, а о возможности косвенного определения энергии каждого γ -кванта.

§2.1. Система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ)

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 $\alpha = 1/137$, 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) [26,27,28]. 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 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. 1.5. 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 2.1.

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 (см. Рис. 1.6). ψ -функция определяет корреляцию между горизонтальной координатой электрона, связанной с синхротронными колебаниями пучка, и его энергией. В результате электроны, имевшие до рассеяния различные энергии (в пределах энергетического

| 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 2.1. Основные параметры СРРЭ.

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;
- горизонтальное 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 распределе-

ния в плоскости регистрации σ_x , в соответствие которой ставилось энергетическое разрешение σ_ω .

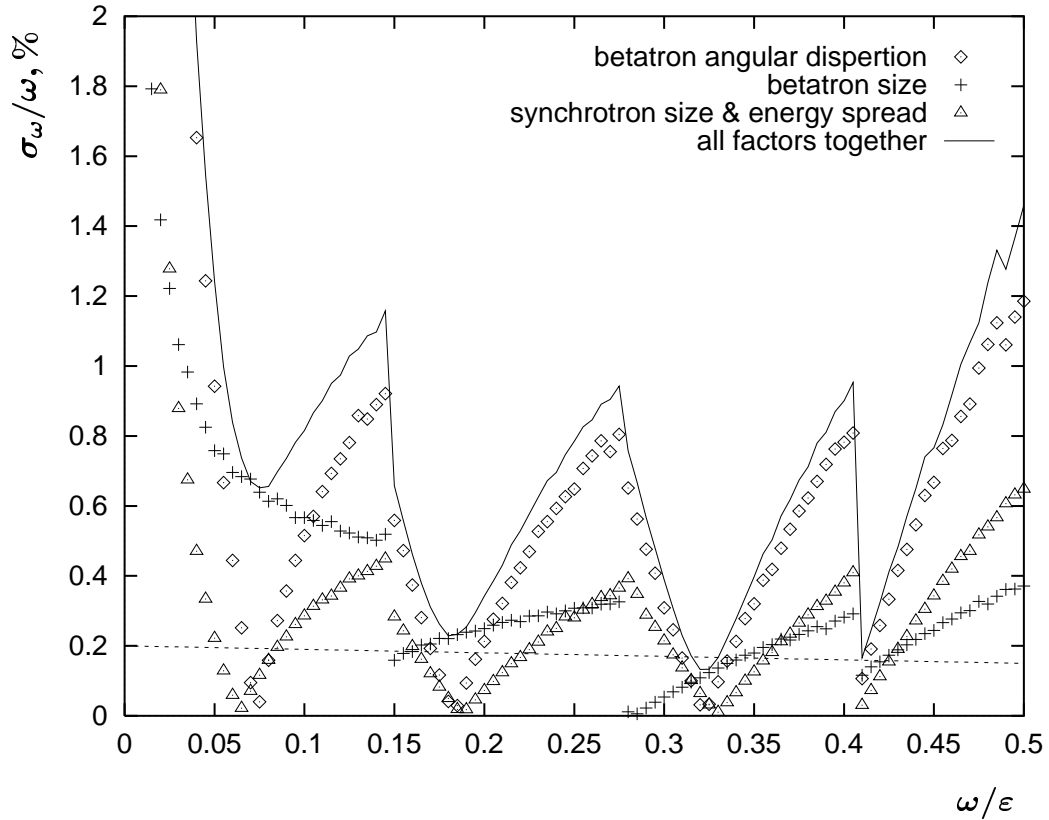


Рис. 2.1. Результаты расчета энергетического разрешения СРРЭ при энергии электронного пучка $\epsilon=1850$ МэВ. Ромбы – вклад углового разброса в электронном пучке, кресты – вклад от бетатронного размера пучка в месте встречи, треугольники – вклад энергетического разброса в пучке и синхротронного размера пучка, сплошная линия – учет всех вкладов. Пунктиром показана ширина края комptonовского спектра при рассеянии монохроматического света с энергией фотона $\omega_o = \frac{\omega m^2}{4\epsilon(\epsilon - \omega)}$ (см. далее, формулы 2.2 и 2.4).

Основные параметры расчета:

энергия электронного пучка: $\epsilon = 1850$ 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: $\delta\epsilon/\epsilon=0.1\%$

Результаты моделирования представлены на Рис. 2.1. Из Рис. 2.1 и таблицы 2.1 видно, что обе кривые фокусировки компенсации вкладов углового и энергетического разбросов проходят близко к центрам регистрирующих модулей СРРЭ.

Конструктивно каждый модуль системы регистрации представляет собой годоскопическую систему дрейфовых трубок, состоящую из шести регистрирующих плоскостей (Рис.2.2). 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.

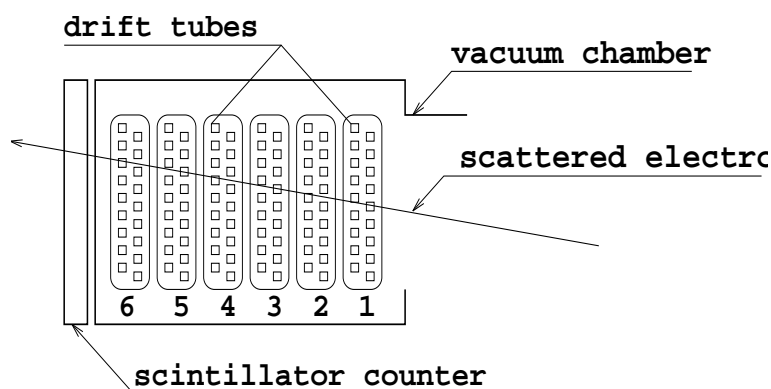


Рис. 2.2. Годоскопическая система дрейфовых трубок.

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 энергии во всем диапазоне регистра-

ции $((0.02 - 0.61)\varepsilon)$. Реально осуществимым 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 (1.1). 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.

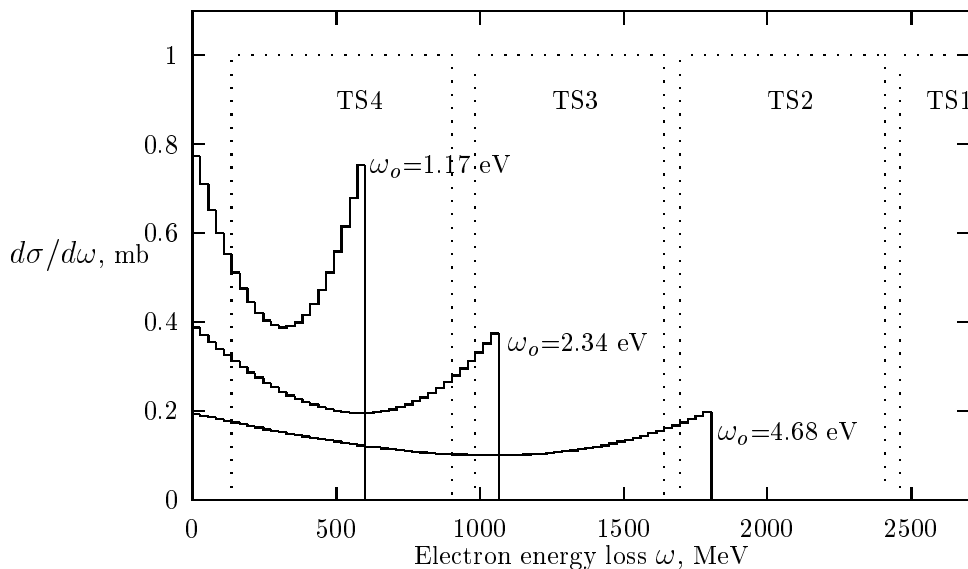


Рис. 2.3. Калибровка СРРЭ по краям комптоновских спектров ($\varepsilon = 6.0$ ГэВ).

Для проведения независимой 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.2.3 представлены спектры потерь энергии электронов при обратном комптоновском взаимодействии 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 $\lambda=1064$ нм; энергия электронов в пучке $\varepsilon=6.0$ 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 1.1:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} = \left[\frac{2 + \lambda}{1 + \lambda} \right] \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \oplus \left[\frac{1}{1 + \lambda} \right] \frac{\Delta\omega_o}{\omega_o} . \quad (2.2)$$

Относительный энергетический разброс в электронном пучке для 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:

$$\frac{\Delta\omega_{max}}{\omega_{max}} \lesssim 2 \cdot 10^{-3} , \quad (2.3)$$

и определяется, в основном, энергетическим разбросом в электронном пучке. На Рис. 2.1 пунктирной линией показана ширина края комптоновского спектра потерь энергии рассеянных электронов (выражение 2.2) при рассеянии на монохроматиче-

ских фотонах с такой энергией ω_o , чтобы край комптоновского спектра имел энергию ω :

$$\omega_o = \frac{\omega m^2}{4\varepsilon(\varepsilon - \omega)} . \quad (2.4)$$

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. 1.5). 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.2.4 представлен измеренный СРРЭ спектр потерь энергии рассеянных электронов в результате ОКР лазерного света с $\omega_0=2.33$ эВ на электронном пучке с $\varepsilon=2.1$ ГэВ.

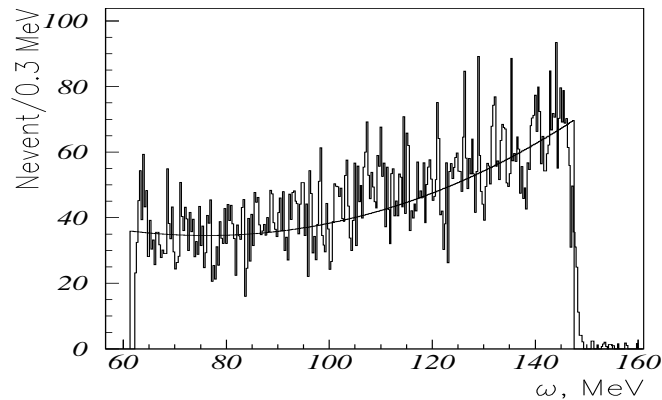


Рис. 2.4. Энергетический спектр комптоновски рассеянных электронов, измеренный TS4.

На Рис. 2.5 представлены результаты проведенных в 1998 году измерений энерге-

тического разрешения СРРЭ при различных энергиях электронного пучка ε и энергиях лазерного фотона ω_0 . В этих экспериментах годоскопическая система дрейфовых трубочек модуля TS4, координатное разрешение которых вносит существенный вклад в энергетическое разрешение СРРЭ, была дополнена микроstriповой камерой с координатным разрешением 30 мкм. В итоге измеряемое энергетическое разрешение определялось, в основном, фокусирующими свойствами магнитного спектрометра.

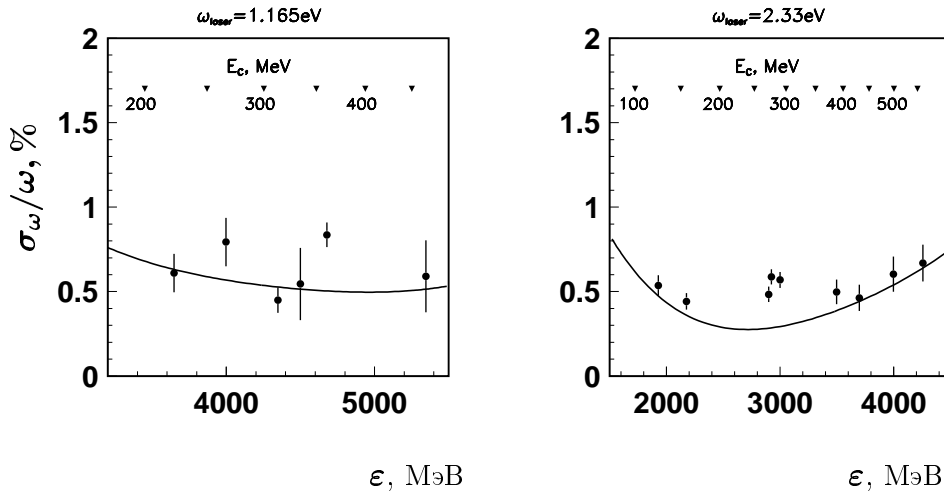


Рис. 2.5. Сравнение экспериментальных данных и расчета ширины края комптоновских спектров. Треугольниками показана зависимость положения края комптоновского спектра от ε .

§2.2. Измерение энергетического и пространственного разрешения детекторов γ -квантов

В этом параграфе описана методика измерения энергетического и пространственного разрешения различных детекторных систем на пучке комптоновских γ -квантов установки РОКК-1М и приведены основные результаты работ по экспериментам с прототипами двух калориметров — жидкокриптонового и кристаллического (CsI).

Прототип жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР

В настоящее время жидкокриптоновый (LKr) калориметр детектора КЕДР уже собран и установлен на свое место. 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. 2.6.

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. Съём 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 расстоянием между ними также 1.25 мм. Подобная структура позволяет с хорошей эффективностью измерять обе координаты γ -кванта по наведенному на полоски заряду вблизи

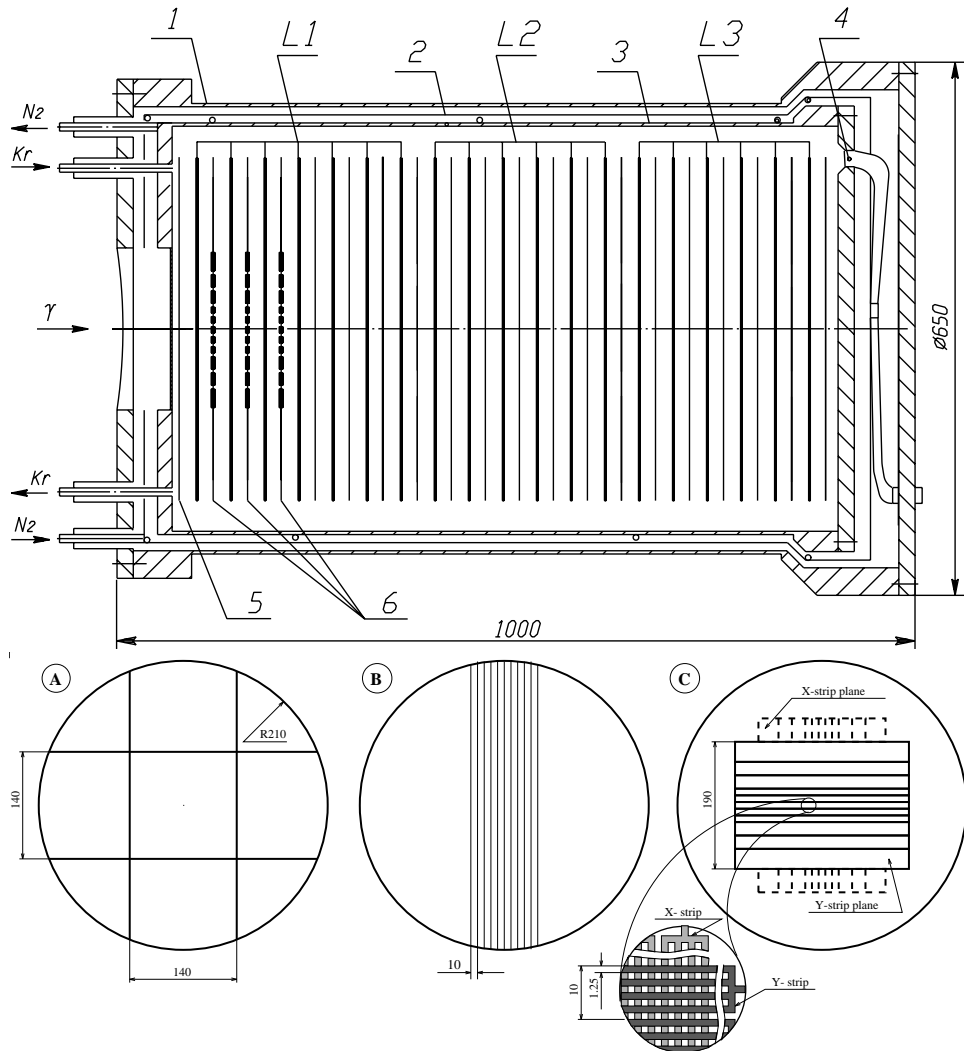


Рис. 2.6. Устройство LKr калориметра (вверху) и схема электродной системы (внизу). Верхний рисунок: 1 — внешний объем, 2 — медный экран, 3 — внутренний объем, 4 — сигнальный кабель, 5 — вето-электрод, 6 — координатные электроды, L1,L2,L3 — башни. Нижний рисунок: А — башенный электрод, В — однокоординатный электрод исходного варианта прототипа, С — модернизированный в 1995 электрод для измерения обоих координат γ -кванта, использовавшийся в эксперименте по экспериментальному обнаружению процесса расщепления фотона в поле ядра (см главу 4).

точки конверсии. Детальное описание прототипа калориметра и результаты эксперимента можно найти в [30,31].

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

- по положению и форме края измеренного калориметром энергетического спектра пучка ОКР γ -квантов (• на Рис. 2.7);
- по положению и форме края энергетического спектра γ -квантов от тормозного рассеяния электронов пучка на атомах остаточного газа (* на Рис. 2.7).
- по соответствию энергии γ -кванта, измеренной калориметром и системой мечения (o на Рис. 2.7). Энергия электронного пучка варьировалась в течение эксперимента от 1.5 ГэВ до 4.5 ГэВ, так что диапазон энергий мечения фотонов с помощью модуля системы мечения TS4 составлял, согласно таблице 2.1, 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 [29], была ниже истинной на 22 МэВ. На энергии 5 ГэВ этот систематический сдвиг возрастал до 50 МэВ.

На Рис. 2.7 представлена зависимость энергетического разрешения калориметра от энергии γ -квантов, полученная в эксперименте на установке РОКК-1М.

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

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \sqrt{\left(\frac{a}{E(\text{GeV})}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E(\text{GeV})}}\right)^2 + c^2}, \quad (2.5)$$

где $a = 0.3$, $b = 1.6$, $c = 1.6$.

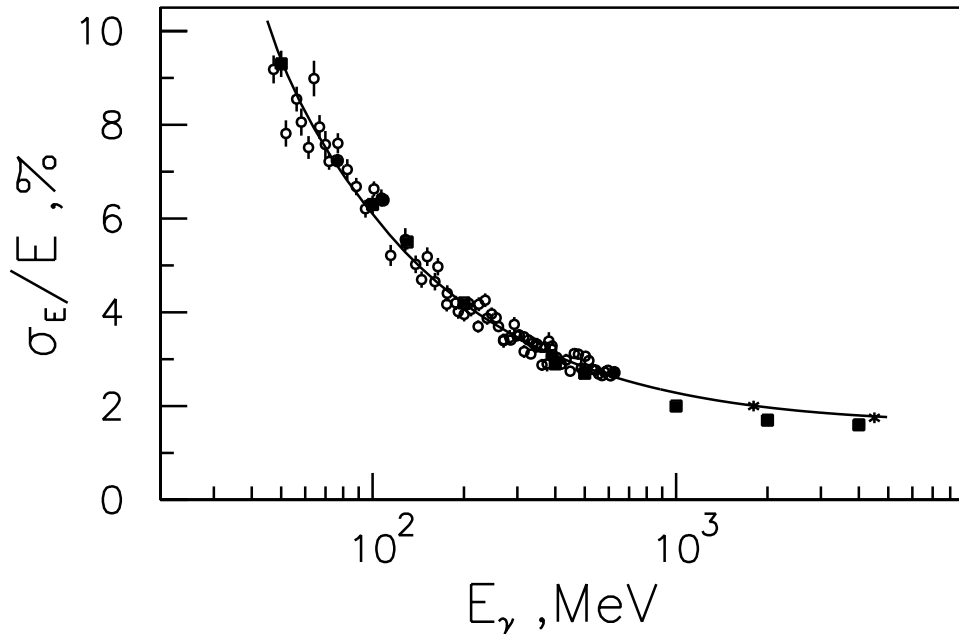


Рис. 2.7. Энергетическое разрешение LKг calorиметра. \circ – разрешение, полученное с помощью мечения, \bullet – разрешение, полученное по размытию края комптоновского спектра, *– разрешение, полученное по краю тормозного спектра, \blacksquare — моделирование, линия — формула (2.5).

Для экспериментального изучения пространственного разрешения прототипа (с координатными электродами типа B на Рис. 2.6) 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. Между коллиматором и прототипом устанавливался сцинтилляционный вето-счетчик для подавления фона от электромагнитных ливней. Коллиматор сдвигался перпендикулярно направлению стрипов и его положение измерялось с точностью 0.1 мм. На Рис. 2.8 представлена зависимость пространственного разрешения calorиметра от энергии фотона. Подробный анализ результатов эксперимента по измерению координатного разрешения жидкокриптонового calorиметра приведен в работе [32].

Прототип CsI calorиметра детектора BELLE

С декабря 1995 года по октябрь 1997 года на установке ROKK-1M были проведены три серии эксперимента по изучению энергетического и пространственного

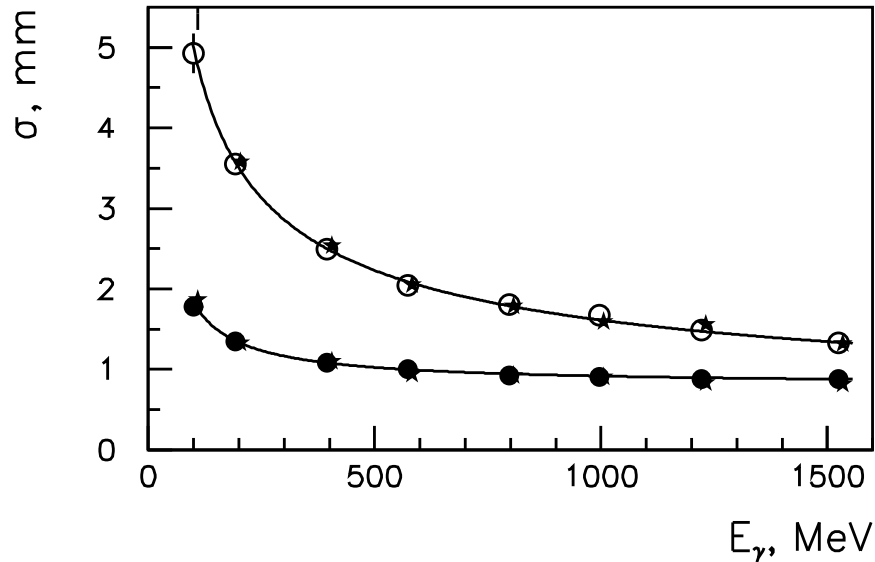


Рис. 2.8. Зависимость пространственного разрешения LКг калориметра от энергии. • – разрешение в слое, в котором произошла конверсия, ◦ – разрешение в слое, следующим за ним, ★ – моделирование, линии – подгонка.

разрешения прототипа электромагнитного калориметра детектора BELLE [33], созданного для экспериментов по изучению несохранения CP -четности в распадах B -мезонов на B -фабрике в КЕК, 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 LКг 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 [34,35].

Измеренное энергетическое разрешение прототипа CsI калориметра хорошо опи-

свается функцией:

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \sqrt{\left(\frac{a}{E(\text{GeV})}\right)^2 + \frac{b^2}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + c^2} , \quad (2.6)$$

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. Энергетический отклик CsI калориметра на монохроматическую линию E_p в спектре пучка γ -квантов описывается формулой:

$$F(E, E_p) = \frac{\eta}{\sqrt{2\pi}\sigma_0\sigma_E} \exp\left[-\frac{\sigma_0^2 + \frac{\ln(1-\eta(E-E_p)/\sigma_E)}{\sigma_0^2}}{2}\right] , \quad (2.7)$$

где $\sigma_0 = \frac{\text{arcsinh}(\eta\sqrt{2\ln 2})}{\sqrt{2\ln 2}}$ а $\eta=0.4$ для матрицы из 3×3 кристаллов и $\eta=0.2$ для матрицы из 5×5 кристаллов.

Для сравнения свойств LKr и CsI калориметров на рисунке 2.9 приведены зависимости энергетического разрешения обоих калориметров от энергии, согласно формулам 2.5 и 2.6.

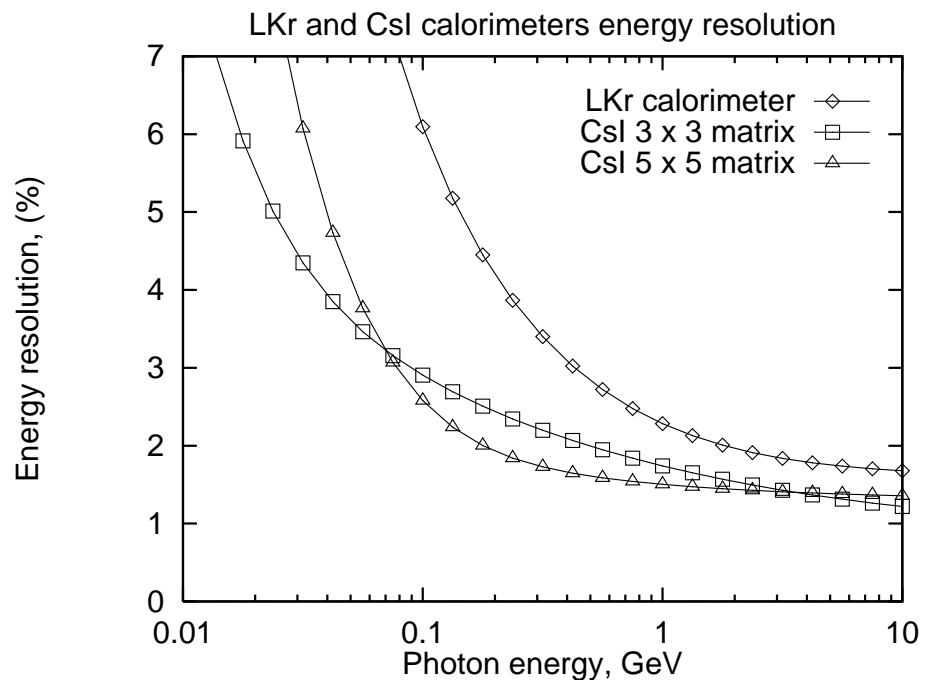


Рис. 2.9. Сравнительное энергетическое разрешение LKr и CsI калориметров согласно формулам 2.5 и 2.6.

Глава 3

Коллимация пучка γ -квантов

§3.1. Коллимация и энергетический спектр

Возможность монохроматизации энергетического спектра γ -квантов ОКР путем коллимации основана на существовании корреляции между энергией рассеянного γ -кванта и углом его рассеяния относительно начального импульса электрона (1.2). Идею метода коллимации пучка иллюстрирует рис. 3.1.

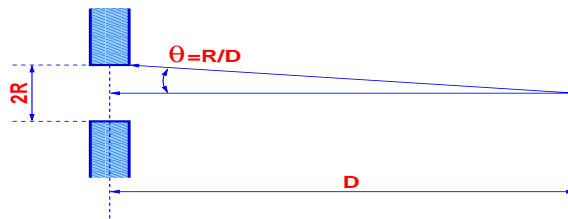


Рис. 3.1. Коллимация пучка γ -квантов ОКР.

Если направления импульсов электронов в области электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ) параллельны, то, расположив на оси пучка γ -квантов на расстоянии D от ОЭФВ ограничивающую апертуру диаметра $2R$, за ней мы получим γ -кванты с углами от 0 до R/D (предполагается что $R \ll D$), что, согласно формуле (1.2), соответствует диапазону энергий от $\omega(R/D)$ до ω_{max} . Однако в реальной ситуации электронный пучок в ОЭФВ имеет определенные поперечные размеры и

угловые расходимости, к тому же и сама ОЭФВ имеет ненулевую протяженность (см. §1.2.).

Исходя из этого краткого введения, мы можем сформулировать основные преимущества, недостатки и рекомендации по применению коллимации для проведения экспериментов на выведенном пучке комптоновских γ -квантов:

- с помощью коллимации пучка возможно уменьшить энергетический разброс комптоновских γ -квантов;
- прохождение пучка через ограничивающую апертуру, помимо его возможной монохроматизации, приводит, с одной стороны, к уменьшению общей интенсивности пучка, с другой стороны, позволяет получить пучок γ -квантов с заданными поперечными размерами;
- при расчете интенсивности и энергетического спектра прошедшего через коллиматор пучка γ -квантов, равно как и для выбора положения и размеров устанавливаемого коллиматора, необходимо учитывать свойства электронного и лазерного пучков в ОЭФВ.

Метод Монте-Карло

Пожалуй, самым распространенным методом проведения расчетов параметров получившегося пучка γ -квантов является метод численного Монте-Карло моделирования. Основными параметрами моделирования являются энергия электрона в пучке ε и энергия лазерного фотона ω_0 . Помимо этого необходимо учесть параметры ОЭФВ: функцию распределения светимости по длине ОЭФВ (§1.2.), поперечные размеры ОЭФВ, угловые расходимости электронного пучка и его энергетический разброс. Алгоритм генерации событий моделирующей программой состоит в следующем: согласно функциям, описывающим распределения электронов по поперечным координатам, углам и энергии разыгрываются соответствующие параметры

электрона. Затем, согласно формуле (1.5), разыгрывается энергия ω рассеянного γ -кванта и по формуле (1.2) вычисляется его угол θ относительно направления вектора импульса рассеявшего его электрона. Разыгрывается угол φ (Рис.1.1) – в случае отсутствия спиновой поляризации электронного пучка распределение сечения ОКР по углу φ равномерно в интервале от 0 до 2π . Векторно складывая угол рассеяния γ -кванта с направлением первоначального импульса рассеявшего его электрона, получаем вертикальный и горизонтальный углы θ_z, θ_x распространения рассеянного γ -кванта относительно направления распространения электронного пучка как целого ($\theta_z, \theta_x \equiv 0$). В качестве выходных данных для каждого события моделирующая программа выдает следующие значения:

1. энергию γ -кванта ω ,
2. вертикальную и горизонтальную координаты точки вылета γ -кванта z, x ,
3. вертикальный и горизонтальный углы вылета γ -кванта θ_z, θ_x ,
4. расстояние l от точки вылета γ -кванта до центра ОЭФВ.

Далее предположим, что на некотором расстоянии D от центра ОЭФВ, перпендикулярно направлению распространения пучка γ -квантов, расположен гипотетический плоский экран. Поперечные координаты попадания γ -кванта на экран связаны с вышеперечисленными параметрами простым соотношением:

$$X = x + \theta_x \cdot (D + l); \quad Z = z + \theta_z \cdot (D + l). \quad (3.1)$$

Теперь вместо экрана мы расположим коллиматор ("непрозрачный" для γ -квантов экран с отверстием определенной формы и размера), и отберем из всех γ -квантов, упавших на экран, те, координаты Z, X которых находятся внутри отверстия. Отношение числа γ -квантов, прошедших через отверстие, к числу γ -квантов, упавших на экран, определяет величину подавления исходного потока, а распределение прошедших через отверстие коллиматора γ -квантов по энергии дает нам энергетический спектр пучка после коллимирования.

Аналитическая формула

Рассмотрим задачу о нахождении дифференциального по энергии сечения ОКР в элемент телесного угла $d\Omega$. Пусть интересующий нас телесный угол ограничен апертурой прямоугольного сечения с координатами вершин $(x_1, z_1)(x_2, z_2)$ на плоском экране, расположенном перпендикулярно вектору импульса электрона на расстоянии D от точки взаимодействия, причем $x_1, z_1, x_2, z_2 > 0$ (см. Рис. 3.2).

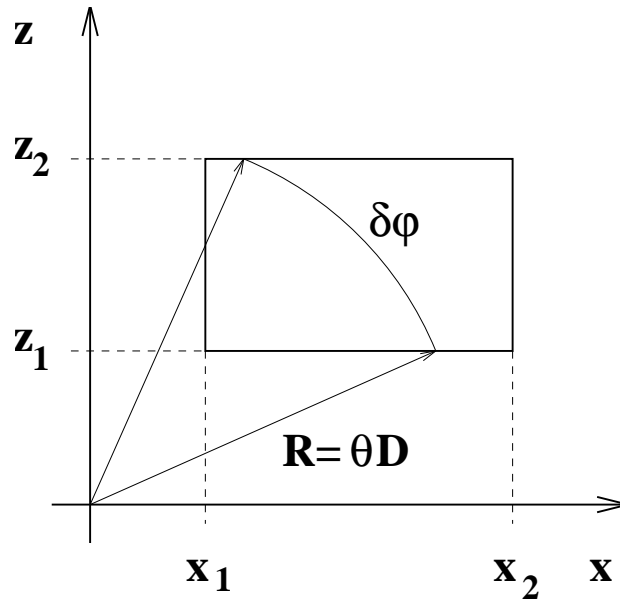


Рис. 3.2.

Определим расстояния от начала системы координат на экране до углов прямоугольника как $R_{ij} = \sqrt{x_i^2 + z_j^2}$. Очевидно, что диапазон углов рассеяния θ , попадающих в $d\Omega$, заключается в интервале от R_{11}/D до R_{22}/D . Для каждого угла рассеяния θ , принадлежащего этому диапазону, можно легко найти угол $\delta\varphi$, описывающий дугу радиусом $R = \theta \cdot D$ внутри прямоугольника (см. Рис. 3.2).

$$\delta\varphi(R) = \begin{cases} 0, & \text{если } R \leq R_{11} \text{ или } R \geq R_{22}; \\ \arccos \frac{x_1}{R} - \arcsin \frac{z_1}{R}, & \text{если } R \leq R_{12} \text{ и } R \leq R_{21}; \\ \arcsin \frac{z_2}{R} - \arcsin \frac{z_1}{R}, & \text{если } R \geq R_{12} \text{ и } R \leq R_{21}; \\ \arccos \frac{x_1}{R} - \arccos \frac{x_2}{R}, & \text{если } R \leq R_{12} \text{ и } R \geq R_{21}; \\ \arcsin \frac{z_2}{R} - \arccos \frac{x_2}{R}, & \text{если } R \geq R_{12} \text{ и } R \geq R_{21}. \end{cases} \quad (3.2)$$

Имея в распоряжении функцию зависимости $\delta\varphi(R)$, мы можем записать выражение дифференциального по энергии сечения ОКР в заданный телесный угол $d\Omega$ как

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\omega}\right)_{\rightarrow d\Omega} = \frac{d\sigma_c}{d\omega} \cdot \frac{\delta\varphi(D \cdot \theta(\omega), x_1, z_1, x_2, z_2)}{2\pi}, \quad (3.3)$$

где $\frac{d\sigma_c}{d\omega}$ задано формулой (1.5), а зависимость $\theta(\omega)$ – формулой (1.2). Для произвольных значений x_1, z_1, x_2, z_2 нахождение функции $\delta\varphi(R)$ может быть произведено путем суммирования по всем квадрантам системы координат x, z . Аналогичным образом можно рассчитать зависимость $\delta\varphi(R)$ и при других формах ограничивающей телесный угол апертуры. Несмотря на некоторую внешнюю громоздкость полученного результата, формула (3.3) является точным аналитическим выражением для расчета дифференциального по энергии сечения ОКР в заданный телесный угол.

Для учета параметров ОЭФВ при расчете энергетического спектра пучка ОКР γ -квантов после коллимации необходимо произвести свертку полученного выражения (3.3) с функциями, описывающими угловые, пространственные и энергетическое распределения электронов пучка в ОЭФВ. Результаты расчетов энергетического спектра пучка ОКР γ -квантов после коллимации представлены на Рис. 3.3.

Исходя из сравнения спектров на Рис. 3.3 можно сделать вывод, что поперечные угловые разбросы σ'_z, σ'_x вносят определяющий вклад в форму энергетического спектра пучка ОКР γ -квантов после коллимации. Существенной монохроматизации энергетического спектра можно достичь только при $\sigma'_z, \sigma'_x \leq \theta_c$.

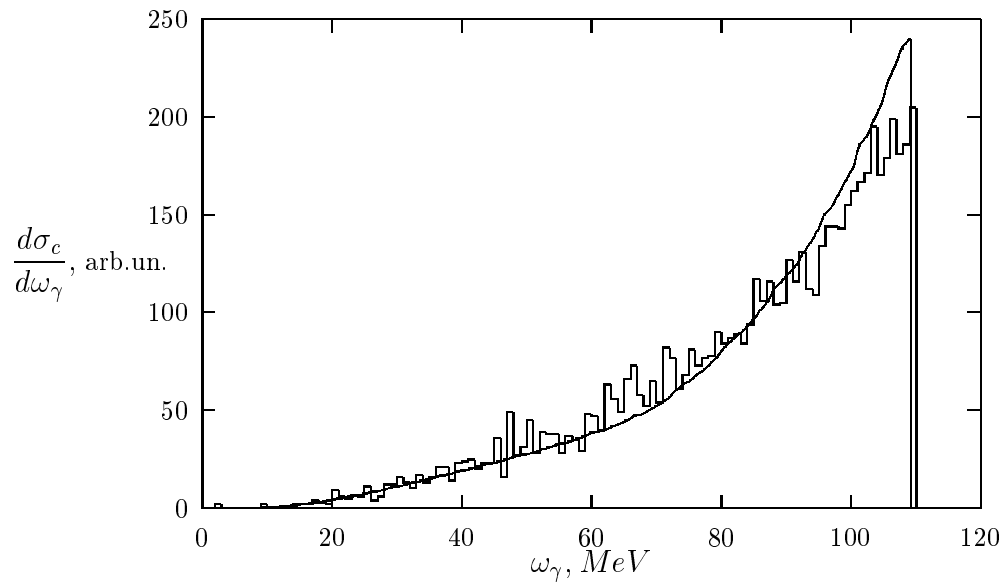


Рис. 3.3. Результаты расчетов энергетического спектра пучка ОКР γ -квантов после коллимации. Гистограмма получена путем Монте-Карло моделирования, кривая – путем свертки формулы (3.3) с функциями распределения электронов по углам. Параметры моделирования: энергия электронного пучка $\varepsilon = 1800$ МэВ, энергия лазерного фотона $\omega_0 = 2.33$ эВ, расстояние от центра ОЭФВ до плоскости установки коллиматора $D = 1800$ см, размеры отверстия в коллиматоре 4×4 мм, среднеквадратичные угловые разбросы в электронном пучке $\sigma'_z = 1.4 \cdot 10^{-4}$ рад, $\sigma'_x = 3.1 \cdot 10^{-4}$ рад. Параметры, учтенные только в Монте-Карло моделировании: среднеквадратичные поперечные размеры ОЭФВ $\sigma_z = 10$ мкм, $\sigma_x = 100$ мкм, среднеквадратичный продольный размер ОЭФВ $\sigma_s = 100$ см. Коэффициент ослабления потока $\simeq 15$.

§3.2. Изучение процессов фотоделения ядер

Наиболее простым способом изучения структуры ядра на нуклонном уровне является их возбуждение γ -квантами или электронами средних энергий ($100 \div 1000$ МэВ), у которых длина волны сравнима с размером нуклона [36]. При меньших энергиях, когда длина волны возбуждающей частицы сравнима с размером всего ядра, эффективно возбуждаются коллективные состояния (гиганские резонансы), при более высоких начинают проявляться кварковые степени свободы. С точки зрения ядерных или нуклонных взаимодействий электроны и фотоны являются точечными частицами, не имеющими собственной структуры. Это означает, что любая особенность в сечениях рассеяния электронов или фотонов на ядрах связана именно со структурой ядра. При этом взаимодействие в основном имеет электромагнитный характер – электрон или γ -квант "видит" кварки, из которых состоит нуклон, но не глюоны, что существенно упрощает интерпретацию получаемых данных.

Оценка зависимости параметра делимости ядер (отношения сечения фотоделения к полному сечению фотопоглощения) от параметра Z^2/A была впервые сделана Никсом и Сасси [37], которые показали, что делимость ядер с $Z^2/A \lesssim 20$ не уменьшается экспоненциально с уменьшением Z^2/A , а, напротив, возрастает, начиная с минимума в районе серебра. Эта тенденция была подтверждена позднее Ильиновым и др. [38], в результате детального Монте-Карло моделирования каскадно-испарительной модели фотоядерных реакций и жидкостно-капельной модели процесса ядерного деления.

Изучение фотоядерных процессов на выведенном пучке γ -квантов активно проводилось в ИЯФ на установках РОКК-1 и РОКК-2 с 1982 по 1992 годы [14,15], и это направление исследований было продолжено в экспериментах на установке РОКК-1М. В 1993-1996 годах была проведена серия экспериментов по измерению сечений фотоделения и делимостей ряда ядер при различных энергиях γ -квантов. Эксперименты проводились совместно с группами физиков из Римского Университета "Tor Vergata", Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) и Centro Brasileiro

de Pesquisas Fisicas (CBPF). Измерялись сечения фотоделения ядер Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V, Ti в трех точках по энергии пучка γ -квантов: 100, 120 и 145 МэВ. Целью эксперимента являлось изучение зависимости сечения фотоделения ядер и параметра делимости от энергии налетающего γ -кванта и от расположения элемента в периодической системе (параметра Z^2/A). В 1996 году был проведен эксперимент по измерению сечения фотоделения ядер алюминия при энергии пучка γ -квантов 100 МэВ. В этих экспериментах использовался метод коллимации для монохроматизации энергетического спектра пучка комптоновских γ -квантов, падающего на ядерную мишень. Продукты деления ядер регистрировались детектором ядерных фрагментов на основе makrofol пленок. Такая методика проведения экспериментов была для ИЯФ новой, ранее все эксперименты проводились на меченном пучке γ -квантов с использованием детектора [39] на основе пропорциональных газовых камер низкого давления для регистрации продуктов ядерного деления. Данный параграф посвящен описанию методики проведения этих экспериментов на установке РОКК-1М.

Схема эксперимента

На Рис. 3.4 приведена схема эксперимента по экспозиции сборки из нескольких ядерных мишеней с makrofol детекторами на установке РОКК-1М. Пучок высокоэнергетичных ОКР γ -квантов от рассеяния излучения второй гармоники Nd:YAG лазера выводится из вакуумной камеры ВЭПП-4М и проходит сквозь свинцовый коллиматор (7) толщиной 80 мм и размерами отверстия 4x4 мм. Расположенный сразу же за коллиматором постоянный магнит (6) с поперечным (по отношению к траектории распространения пучка γ -квантов) горизонтальным магнитным полем $H=550$ Гс выводит из пучка заряженные частицы от электромагнитных ливней с краев коллиматора. Сцинтилляционный пластик (4) используется для контроля примеси заряженных частиц в пучке γ -квантов. За ним расположен блок ядерных мишеней и makrofol детекторов (3), устройство одной из секций которого представ-

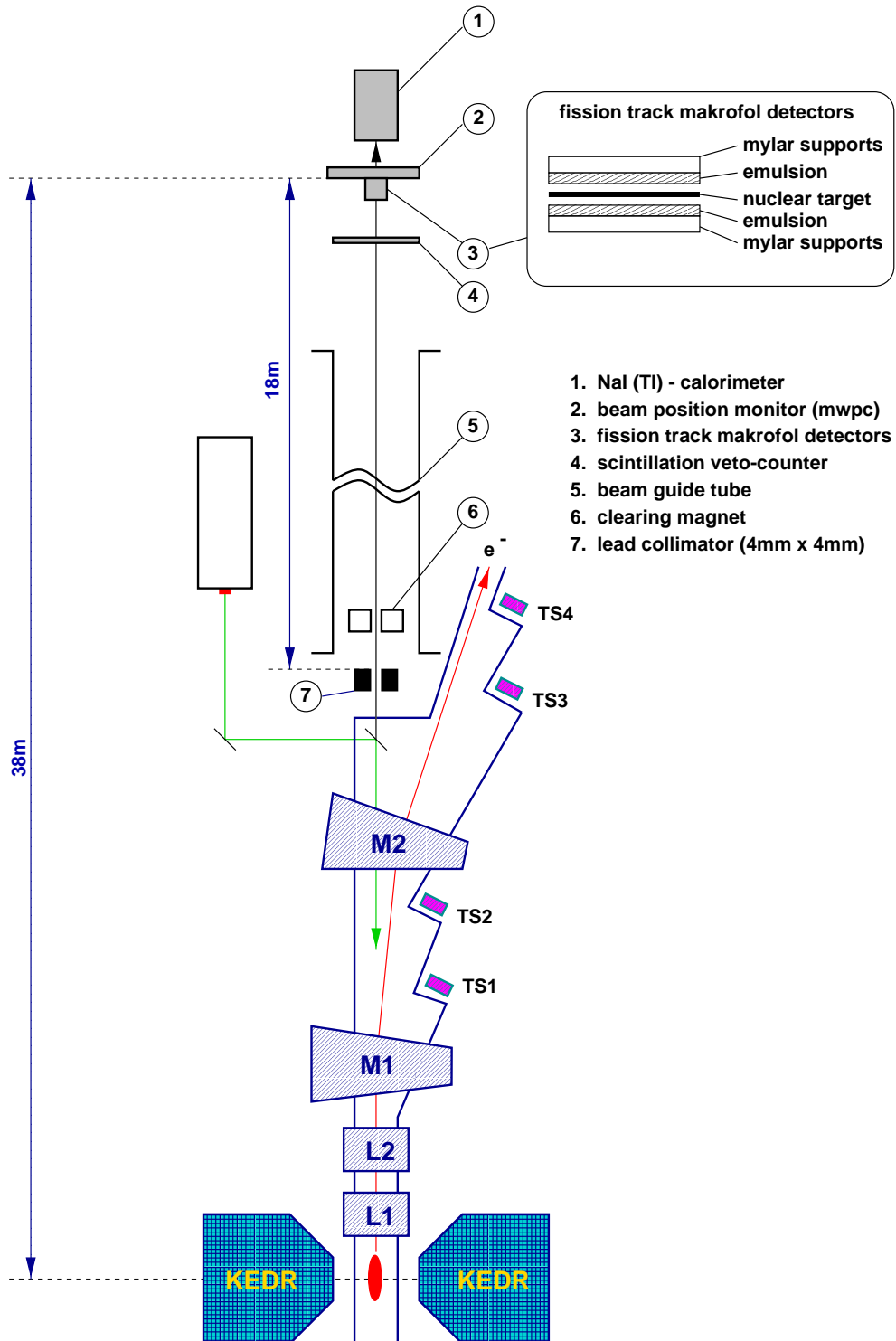


Рис. 3.4. Схема эксперимента по измерению сечения фотоделения ядер с использованием детектора ядерных фрагментов на основе makrofol пленок

лено на фрагменте в верхнем правом углу Рис. 3.4. Безусловным преимуществом такого типа детекторов является простота их конструкции. В чувствительном слое (эмульсии) makrofol пленки тяжелые осколки ядерного деления оставляют треки, которые визуализируются с помощью процесса травления. При этом пленки не чувствительны к более легким продуктам реакций типа α -частиц. После экспозиции мишеней на пучке γ -квантов и травления, с помощью микроскопа подсчитывается количество треков, оставленных осколками деления в чувствительном слое пленки. Если известно количество треков в детекторе, плотность вещества и толщина мишени, доза и спектр облучения, можно определить сечение фотоделения ядер. Процедура обработки результатов эксперимента и определения сечений фотоделения проводилась в Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Бразилия, и подробно описана в [41,42,43]. Контроль за размерами и положением пучка γ -квантов относительно блока ядерных мишеней ведется с помощью пропорциональной камеры (2). Калориметр полного поглощения (1) используется для определения потока и интегральной дозы облучения мишеней пучком γ -квантов.

Для уменьшения систематических ошибок при обработке полученных данных крайне важно максимально точно определить форму энергетического спектра, полное количество упавших на мишень за время экспозиции γ -квантов и долю заряженных частиц в пучке. Энергетический спектр γ -квантов можно измерить либо калориметром полного поглощения, либо с помощью Системы Мечения (СМ), организовав совпадения между наличием треков рассеянных электронов в СМ и γ -квантами, прошедшими сквозь отверстие в коллиматоре. Однако при энергиях γ -квантов порядка 100 МэВ типичное энергетическое разрешение хороших калориметров составляет величину порядка 6 %, что может существенно увеличить ширину измеренного энергетического спектра по отношению к реальной его ширине. Использование СМ для измерения формы спектра тоже имеет существенный недостаток принципиального характера: высокий энергетический порог регистрации. В условиях эксперимента энергия электронного пучка в ВЭПП-4М изменялась от 1800 МэВ до 2200 МэВ, что, согласно таблице 2.1, соответствовало энергетическому порогу

СМ для γ -квантов от 36 МэВ до 44 МэВ. Таким образом, гигантский дипольный резонанс в сечении фотоделения ядер оказывается ниже порога регистрации СМ, что затрудняет определение его вклада в измеряемое сечение фотоделения.

Для более точного определения формы энергетического спектра пучка γ -квантов была проведена следующая последовательность действий:

- a. Согласно методике, описанной в [40], были проведены измерения вертикального и горизонтального углового разброса электронного пучка в ОЭФВ.
- b. Полученные экспериментально параметры среднеквадратичных угловых разбросов σ'_z, σ'_x электронного пучка в ОЭФВ использовались для расчета энергетического спектра пучка γ -квантов после коллиматора. Расчеты проводились путем проведения численной свертки аналитической формулы 3.3 с гауссовой функцией распределения электронов в пучке по вертикальному и горизонтальному углам.
- c. Полученный из расчета энергетический спектр пучка комптоновских γ -квантов после прохождения коллиматора свертывался путем численного интегрирования с функцией энергетического отклика CsI калориметра (матрицы из 3×3 кристаллов) на монохроматическое возбуждение, полученную в результате экспериментов по измерению энергетического разрешения прототипа калориметра детектора BELLE (см. §2.2.).
- d. Энергетический спектр пучка комптоновских γ -квантов после коллиматора измерялся калориметром полного поглощения на кристаллах CsI (прототипом калориметра детектора BELLE).
- e. Хорошее совпадение формы энергетических спектров, полученных согласно пунктам c и d являлось дополнительным критерием, подтверждающим соответствие расчетного спектра (пункт b) реальному энергетическому спектру пучка γ -квантов после коллиматора.

Результаты восстановления истинной формы энергетического спектра, согласно вышеописанной процедуре, представлены на Рис. 3.5.

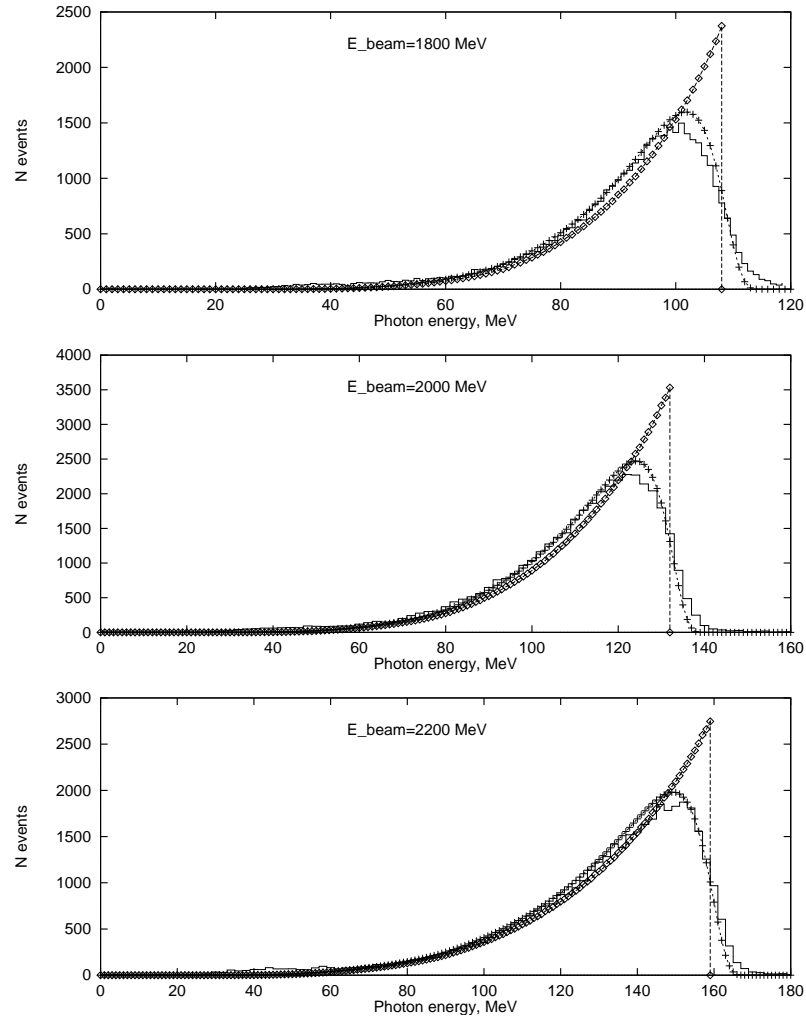


Рис. 3.5. Энергетические спектры: гистограмма – измеренный CsI калориметром спектр, ромбы – расчетный спектр, крестики – свертка расчетного спектра с энергетическим разрешением CsI калориметра.

Для измерения полной дозы облучения мишеней пучком γ -квантов и определения соотношения тормозных и комптоновских γ -квантов, использовалась схема разделения скоростей счета, описанная в §1.2.. Для определения доли заряженной компоненты измерялась интенсивность срабатывания вето-счетчика, установленного перед блоком ядерных мишеней. В течение набора статистики эксперимента ско-

рости счета постоянно записывались на диск, после чего подсчитывалась интегральная доза облучения.

Основные результаты

В результате проведенных экспериментов были получены новые данные по сечениям фотоделения и параметрам делимости f (отношение сечения фотоделения к полному сечению фотопоглощения) исследованных ядер. На Рис. 3.6 приведен график зависимости параметра делимости f ядер Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V, Ti от параметра Z^2/A для энергии пучка γ -квантов $\omega=100$ МэВ.

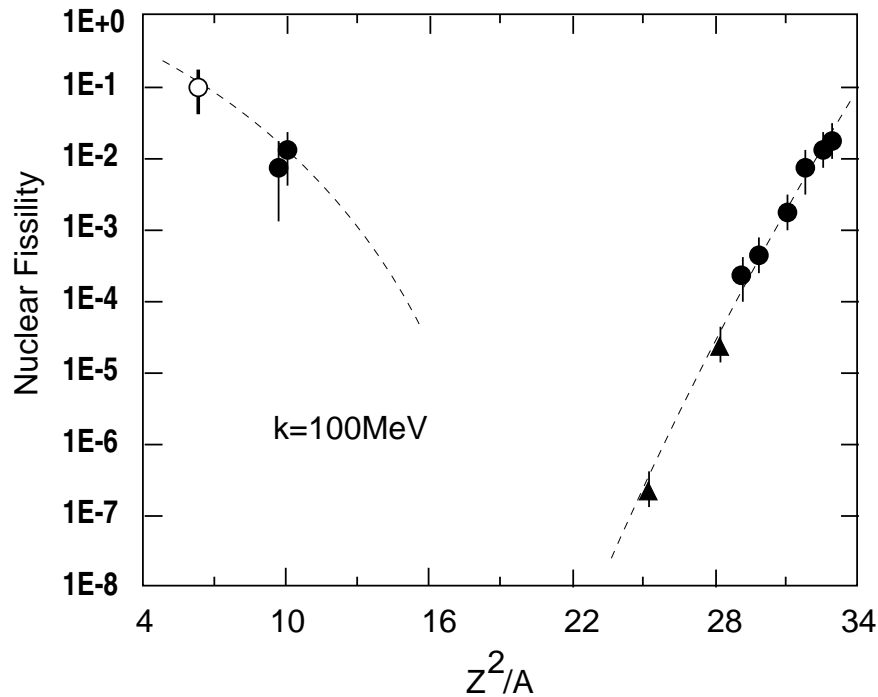


Рис. 3.6. Зависимость параметра делимости f от параметра Z^2/A для энергии пучка γ -квантов $\omega=100$ МэВ. Экспериментальные данные: \blacktriangle – ^{174}Yb и ^{154}Sm из [44]; \bullet – ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pt}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{181}Ta , ^{51}V , $^{\text{nat}}\text{Ti}$ из [41]; \circ – ^{27}Al из [43].

На Рис. 3.7 показана зависимость параметра делимости ядер пре-актиноидов и ядер промежуточной массы от энергии налетающего фотона в квази-дейтронной об-

ласти ядерного фотопоглощения. Видна общая тенденция роста параметра делимости с увеличением энергии фотона, что совпадает с теоретическими предсказаниями и согласуется с результатами эксперимента во Фраскати [45].

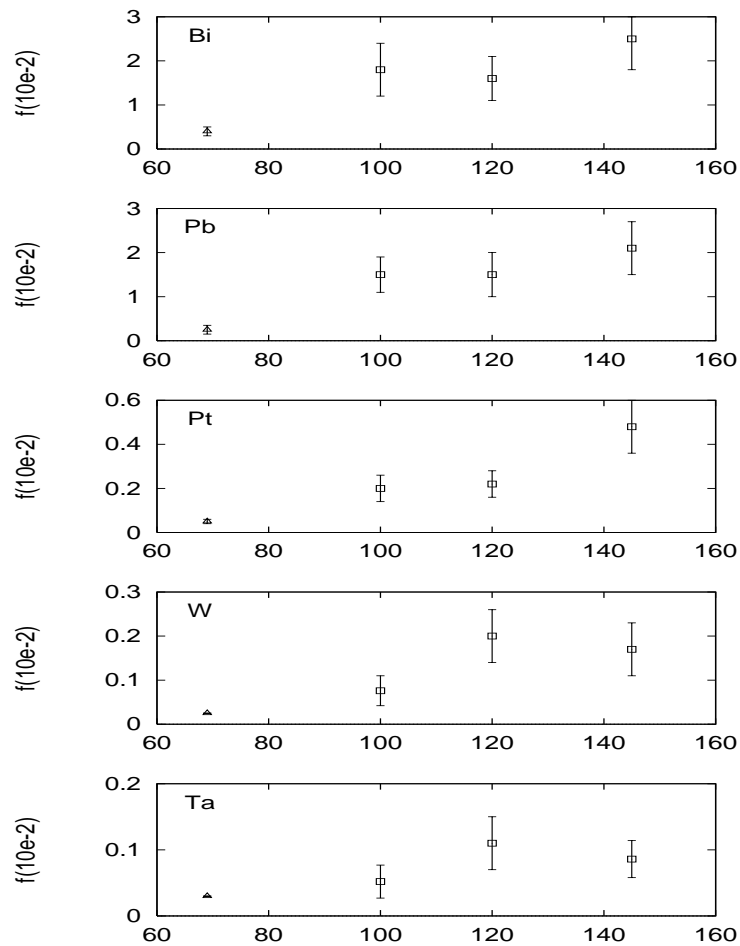


Рис. 3.7. Зависимость параметра делимости f ядер Bi, Pb, Pt, W, Ta, от энергии γ -кванта. Треугольники – эксперимент во Фраскати [45], прямоугольники – результат эксперимента на РОКК-1М [41,42]

Глава 4

Комбинированная схема формирования пучка γ -квантов

В 1994 году, после эксперимента по измерению энергетического и пространственного разрешения прототипа жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР, основные результаты которого описаны в параграфе §2.2., было принято решение о проведении на установке РОКК-1М эксперимента по обнаружению процесса расщепления фотона в сильном кулоновском поле ядра с использованием возможностей установки РОКК-1М, как источника пучка γ -квантов высоких энергий, и прототипа LКг калориметра в качестве детектора фотонов. Первая серия набора статистики была предпринята в 1994 году, вторая – в 1995-ом, третья (на данный момент последняя) – в 1996-ом.

§4.1. Расщепление фотона в сильном кулоновском поле ядра

Процессы нелинейной квантовой электродинамики (рассеяние света на свете, расщепление фотона, дельбрюксовское рассеяние) имеют маленькие сечения, что затрудняет их экспериментальное наблюдение. На Рис. 4.1 представлены диаграммы

Фейнмана процессов расщепления фотона (а) и дельбрюкковского рассеяния (b).

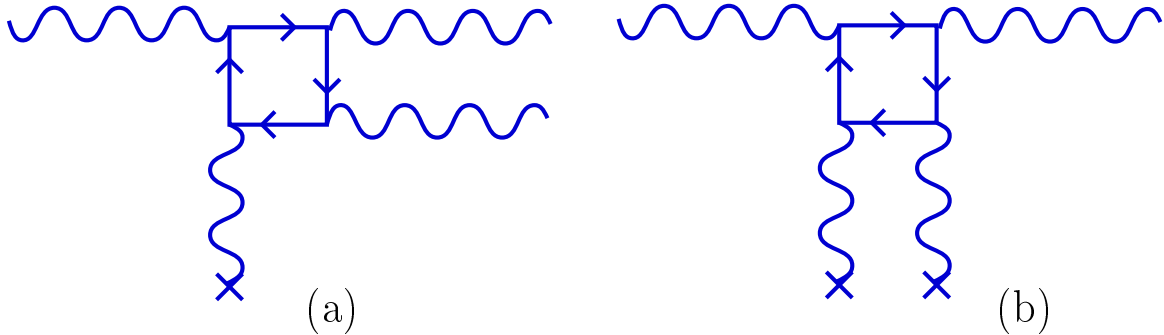


Рис. 4.1. Диаграммы Фейнмана низшего порядка теории возмущений для процессов расщепления фотона (а) и дельбрюкковского рассеяния (b).

Расщеплением фотона называется процесс рассеяния в кулоновском поле ядра, когда фотон расщепляется на два фотона, сумма энергий которых равна энергии начального фотона. Этот процесс запрещен в классической линейной электродинамике, но возможен в релятивистской квантовой теории. При $\omega_1 \gg m$ основная доля сечения процесса расщепления лежит в области $|k_{nucl}|^2 \ll m^2$, и его наблюдение почти эквивалентно наблюдению процесса рассеяния света на свете. Прямой эксперимент по рассеянию света на свете затруднен малостью сечения и трудностями получения низкофоновых фотонных пучков. Перечисленные выше особенности процесса расщепления вызывают повышенный интерес к нему как со стороны теоретиков (первая работа (E.Williams) вышла еще в 1935 году), так и со стороны экспериментаторов.

В 1973 году в DESY, на пучке тормозных γ -квантов, проводился эксперимент по наблюдению дельбрюкковского рассеяния фотонов в диапазоне энергий 1.7–6.3 ГэВ, в котором регистрировался только один фотон в конечном состоянии. Избыток событий с $E_\gamma = 0.87E_{max}$ пучка авторы приписали процессу расщепления фотона [47]. В работах [48,49] было показано, что ожидаемое сечение процесса расщепления лежит на два порядка ниже наблюдаемого и существует фоновый процесс тормозного излучения при рождении пары на ядре, неучтенный в [47], который и объясняет избыток фотонов. В работе [50] на основе метода, использующего квазиклассическое

представление функции Грина электрона в кулоновском поле, получено дифференциальное сечение процесса расщепления фотона в кулоновском поле ядра как в Борновском приближении, так и (впервые) с точным учетом высших поправок по полю. Показано, что кулоновские поправки приводят к значительному ($\sim 20\%$ для заряда ядра $Z = 83$ при точности расчетов около 1%) уменьшению сечения процесса расщепления фотона. В 1991 году, в работе [51], была предложена схема постановки эксперимента по наблюдению процесса расщепления фотона в кулоновском поле ядра с использованием пучка меченых тормозных γ -квантов и регистрацией обоих фотонов в конечном состоянии при помощи магнитного спектрометра. Эта работа, в которой была показана принципиальная возможность экспериментального наблюдения эффекта расщепления фотона на пучке γ -квантов, стимулировала дальнейшее обсуждение перспектив проведения в ИЯФ такого эксперимента.

Идея эксперимента

Для построения концепции проведения эксперимента по наблюдению процесса расщепления фотона в поле ядра необходимо проанализировать известные из теории свойства процесса:

- Сечение процесса расщепления фотона мало, оно на 5 порядков меньше сечения рождения электрон-позитронной пары (см. Рис. 4.2), логарифмически растет с энергией и выходит на константу при энергиях γ -квантов порядка сотен МэВ. Следовательно, для набора достаточного количества статистики в эксперименте с внешней мишенью, необходима большая интенсивность начального пучка γ -квантов с энергиями в сотни МэВ, но при этом желательно, чтобы пучок формировался из одиночных γ -квантов, так как одновременный приход двух или более γ -квантов может имитировать процесс расщепления.
- Сечения рождения γ -квантом электрон-позитронной пары, комптоновского рассеяния на атомарных электронах и даже дельбрюковского рассеяния (см. Рис. 4.2)

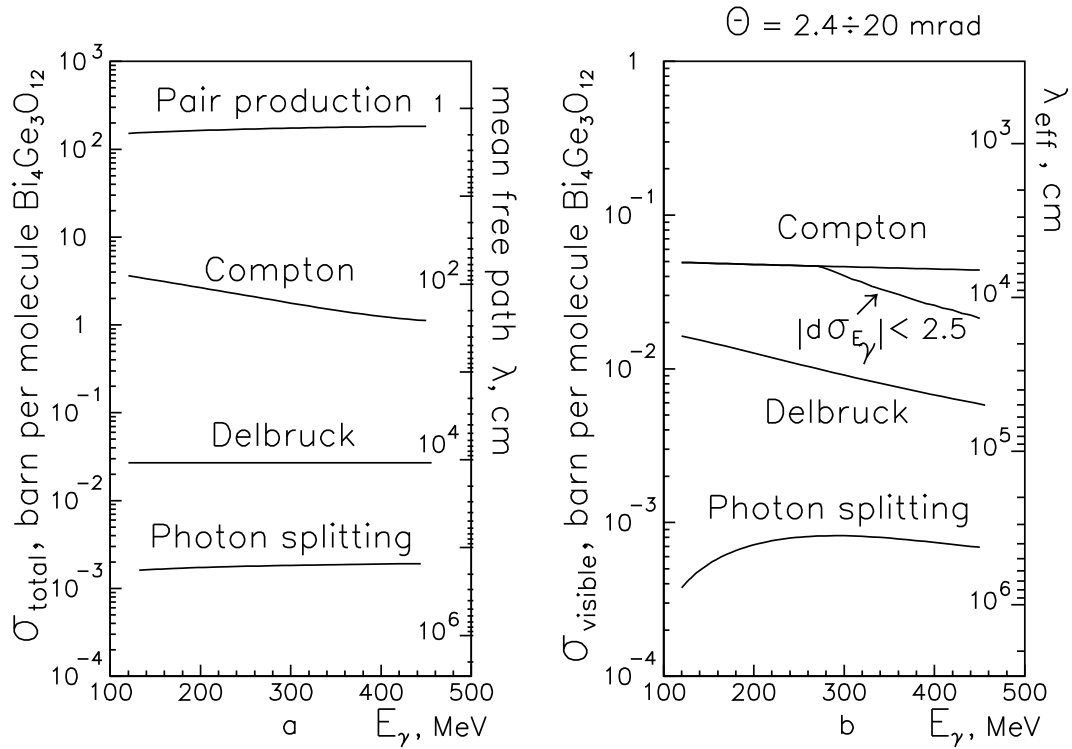


Рис. 4.2. Зависимость сечений различных процессов от энергии.

на несколько порядков превосходят сечение искомого процесса, что сильно усложняет фоновые условия проведения эксперимента. Для подавления фона от этих процессов можно использовать такие свойства эффекта расщепления фотона, как равенство энергий начального и конечного состояний, а также отсутствие заряженных частиц. Следовательно, необходимо с хорошей точностью измерять энергии как начального, так и конечных фотонов, а регистрация обоих фотонов в конечном состоянии позволяет резко уменьшить вклад процессов с наличием только одного фотона. Значительно подавить вклад процессов, в которых рождаются заряженные частицы, можно с помощью измерения выделенной в мишени энергии, т.е. мишень должна обладать высокой эффективностью регистрации к заряженным частицам.

- Углы разлета конечных фотонов по отношению к направлению импульса первичного малы. Поскольку вероятность расщепления фотона на мишени состав-

ляет величину порядка 10^{-6} , начальный пучок фотонов не должен попадать в детектор. Иными словами телесный угол, занимаемый пучком γ -квантов, должен быть либо закрыт поглотителем фотонов, предохраняющим детектор фотонов от прямого попадания пучка, либо область прямого попадания пучка γ -квантов в детектор должна быть нечувствительна или вообще отсутствовать. Таким образом, регистрация фотонов в конечном состоянии возможна только в телесном угле, не занятом пучком γ -квантов. Чтобы увеличить наблюдаемую в эксперименте часть сечения процесса расщепления фотона, необходимо минимизировать фазовый объем пучка γ -квантов на мишени.

§4.2. Схема эксперимента

На Рис.4.3 изображена принципиальная схема эксперимента по изучению расщепления фотона в кулоновском поле ядра, который проводился на пучке меченных γ -квантов установки РОКК-1М. Следует отметить, что такая постановка эксперимента позволяет параллельно наблюдать дельбрюкковское рассеяние фотонов (часть сечения дельбрюкковского рассеяния, ограниченную по телесному углу поглотителем фотонов). Это является важным обстоятельством, поскольку на момент проведения эксперимента были известны достоверные экспериментальные данные по сечению дельбрюкковского рассеяния. Прежде чем перейти к подробному описанию схемы проведения эксперимента заметим, что с момента выхода работы [51] (1991 год) до момента появления описываемой схемы эксперимента в своем окончательном виде (1996 год) прошло около 5 лет, а, с момента начала эксперимента в 1994 году, его схема 3 раза существенно модернизировалась и усложнялась, что в конечном итоге и позволило зарегистрировать события расщепления фотона.

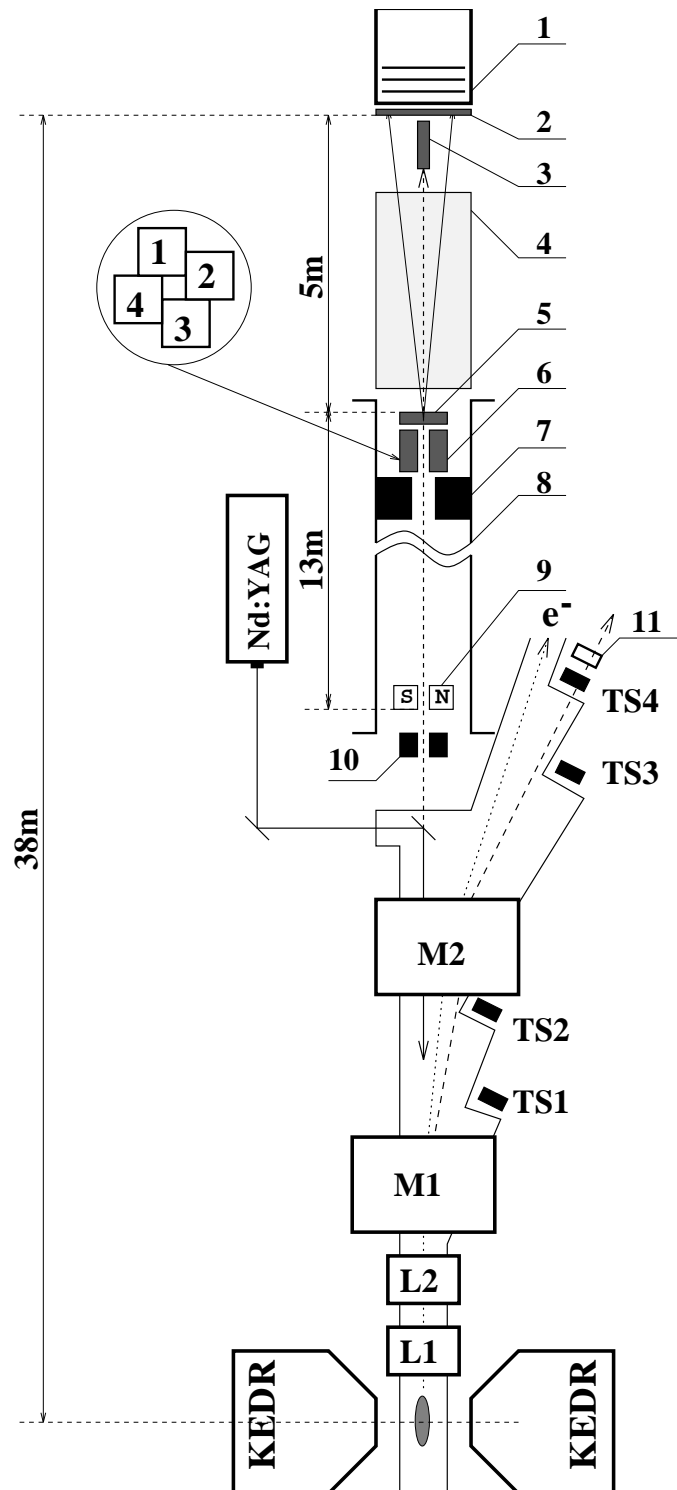


Рис. 4.3. Схема эксперимента по расщеплению фотона.

Источник меченых фотонов

В эксперименте использовался Nd:YAG лазер, работающий в непрерывном режиме, с длиной волны излучения 1.064 мкм (энергия фотона $\omega_0=1.17$ эВ). Энергия электронного пучка $\varepsilon=5.25$ ГэВ. Граница спектра комптоновских γ -квантов ω_{max} составляла 450 МэВ. Область электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ) сформирована в центре прямолинейной части экспериментального промежутка коллайдера ВЭПП-4М. Угловая расходимость пучка γ -квантов определяется сечением ОКР и усредненными по ОЭФВ угловыми разбросами в электронном пучке, которые составляют $\sigma'_z \simeq 0.15$ мрад (вертикальный) и $\sigma'_x \simeq 0.5$ мрад (горизонтальный). В качестве системы мечения (СМ) γ -квантов использовался модуль TS4 СРРЭ детектора КЕДР, энергетический диапазон которого при энергии электронного пучка в ВЭПП-4М 5250 МэВ составляет (120–787 МэВ). Таким образом формировался пучок меченных комптоновских γ -квантов в диапазоне энергий от 120 МэВ до 450 МэВ. Непосредственно за СМ расположен сцинтилляционный счетчик (11 на Рис. 4.3) размером 25×25 см. Его назначение — сформировать быстрый сигнал при наличии в СМ трека от рассеянного электрона.

Канал формирования пучка γ -квантов

Пучок γ -квантов выходит из вакуумной камеры коллайдера ВЭПП-4М через фланец из нержавеющей стали толщиной 0.5 мм. Внутри вакуумной камеры, непосредственно перед выходным фланцем, расположено кварцевое зеркало для ввода лазерного пучка толщиной 5 мм, под углом 45° к оси пучка γ -квантов. После выходного фланца установлена пластинка из свинца толщиной 2 мм для защиты последующих элементов канала от жесткой компоненты синхротронного излучения. Расстояние от центра области электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ) до выходного окна вакуумной камеры составляет 14 м. Суммарная радиационная длина зеркала, фланца и свинцовой пластины составляет $0.47 X_0$.

Геометрия пучка комптоновских γ -квантов формируется с помощью двух, дале-

ко отстоящих друг от друга, коллиматоров. Первый (по направлению распространения пучка γ -квантов) коллиматор (поз. 10 на Рис. 4.3) расположен на расстоянии $L=19.12$ м от центра ОЭФВ. Он представляет из себя свинцовый куб с длиной ребра 10 см. По оси пучка γ -квантов в нем имеется отверстие квадратного сечения размером 4×4 мм. Этот коллиматор пропускает приблизительно 10% первоначального потока γ -квантов. Основная функция первого коллиматора — сформировать необходимый размер пучка γ -квантов. Непосредственно после первого коллиматора пучок γ -квантов входит в окруженную бетоном железную трубу диаметром 30 см (поз. 8 на Рис. 4.3) и длиной 12.75 м.

Далее, на расстоянии $L=20.34$ м от центра ОЭФВ, внутри трубы, расположен постоянный магнит (поз. 9 на Рис. 4.3) с поперечным (по отношению к траектории распространения пучка γ -квантов) горизонтальным магнитным полем $H=550$ Гс. Он имеет длину 50 см и апертуру 11.4 см по вертикали и 12.2 см по горизонтали. Магнит предназначен для подавления примеси заряженных частиц в пучке γ -квантов. Заряженные частицы в пучке есть следствие электромагнитных ливней, образующихся при рассеянии γ -квантов на веществе вдоль траектории пучка: преимущественно на выходном окне вакуумной камеры и стенках первого коллиматора.

В конце трубы расположен дополнительный коллиматор, полностью перекрывающий апертуру трубы (поз. 7 на Рис. 4.3). Он имеет длину 30 см и представляет собой каркасную конструкцию из железа, заполненную дробью и свинцовыми блоками. В его центре имеется отверстие для пучка γ -квантов диаметром 25 мм. Пучок входит в коллиматор на расстоянии 32.30 м от центра ОЭФВ. Назначение дополнительного коллиматора — подавить электромагнитные ливни в большом телесном угле, а кроме того, защитить от них расположенный сразу же за ним активный коллиматор.

Второй, активный, коллиматор (поз. 6 на Рис. 4.3) образован четырьмя кристаллами ВГО (германат висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$), как показано на фрагменте рисунка 4.3. Он расположен на расстоянии 32.62 м от центра ОЭФВ. Размеры каждого кристалла 25×25 мм поперек траектории пучка γ -квантов и 150 мм вдоль нее. От-

верстие для пучка γ -квантов имеет размеры 9×9 мм. Этот размер выбран таким образом, чтобы γ -кванты, свободно пролетевшие через первый коллиматор, не задевали стенок ВГО коллиматора. Сзади (по направлению распространения пучка γ -квантов) к торцу каждого кристалла прикреплен ФЭУ-58. В случае появления электромагнитных ливней хотя бы в одном из кристаллов, сигнал с ФЭУ позволяет контролировать выделенную в этом кристалле энергию и используется в триггере эксперимента. Энергетический порог на каждом из кристаллов составляет 0.4 МэВ.

Мишень, поглотитель и детектор фотонов

Ядерная мишень (поз. 5 на Рис. 4.3), расположенная сразу же за ВГО коллиматором (на расстоянии 32.93 м от центра ОЭФВ), также изготовлена из кристалла ВГО и имеет размеры 25×25 мм поперек траектории пучка γ -квантов и 12 мм вдоль нее (одна радиационная длина для ВГО равна 11.2 мм). К верхней и нижней граням кристалла прикреплены два ФЭУ-84. Мишень сделана из сцинтиллирующего материала для того, чтобы иметь возможность подавить те процессы при взаимодействии γ -квантов с веществом, в которых рождаются заряженные частицы. Конструкция держателя мишени позволяет дистанционно выводить ее из пучка γ -квантов для набора статистики в режиме измерения фона. Энергетический порог мишени составляет 0.15 МэВ.

Далее, за мишенью, пучок γ -квантов попадает в металлическую трубу (поз. 4 на Рис. 4.3) диаметром 30 см и длиной 4 м. Торцы трубы закрыты фланцами из полиэтилена толщиной 200 мкм. Труба заполнена гелием при небольшом избыточном давлении. Суммарная радиационная длина вещества (полиэтилен + гелий) составляет 0.16% от X_0 . Необходимость этой трубы объясняется тем, что, хотя толщина воздуха после мишени до детектора и составляет всего 1.5% от радиационной длины X_0 , комптоновское рассеяние фотонов на атомных электронах воздуха является заметным фоном для изучения процесса с таким маленьким сечением, как процесс расщепления фотона.

Поглотитель γ -квантов (поз. 3 на Рис. 4.3) расположен непосредственно перед входным окном LКг калориметра (на расстоянии 37.48 м от центра ОЭФВ). Его назначение — перекрыть нерассеянный пучок γ -квантов, формируя сигнал анти-совпадения в основном триггере эксперимента. Кроме того, вместе с мишенью, он участвует в измерении потока γ -квантов. Он изготовлен из кристалла ВГО и представляет собой цилиндр диаметром 23 мм и длиной 146 мм. ФЭУ-58 прикреплен к нему сзади. Энергетический порог поглотителя составляет 0.5 МэВ.

Перед входным окном детектора фотонов расположен сцинтилляционный вето-счетчик (поз. 2 на Рис. 4.3) размером 25×25 см, предназначенный для подавления фона от заряженных частиц в детекторе. Сигнал с вето-счетчика включен на антисовпадение в триггер эксперимента. Амплитуда с него записывается на диск аналогично амплитудам со второго коллиматора, мишени и поглотителя фотонов.

В качестве детектора фотонов (поз. 1 на Рис. 4.3) использовался ионизационный калориметр полного поглощения [30,31,32]. Расстояние между мишенью и калориметром составляет 4.8 м. Диаметр входного окна калориметра равен 20 см, таким образом фотоны регистрируются в полярном угле до 20 мрад. Устройство калориметра и его параметры были описаны в параграфе §2.2..

Процедура установки устройств для формирования пучка γ -квантов

Перед установкой элементов канала были измерены параметры исходного пучка γ -квантов: энергетический спектр и координатные распределения в плоскости LКг калориметра. Результаты этих измерений представлены на Рис.4.4.

Затем, непосредственно перед LКг-калориметром устанавливался He-Ne лазер так, чтобы вертикальная и горизонтальная координаты начала лазерного луча совпадали с центрами координатных распределений γ -квантов, после чего луч лазера направлялся на выходное окно вакуумной камеры ВЭПП-4М. Расстояние от лазера до окна вакуумной камеры составляет 22 метра, что при неопределенности поло-

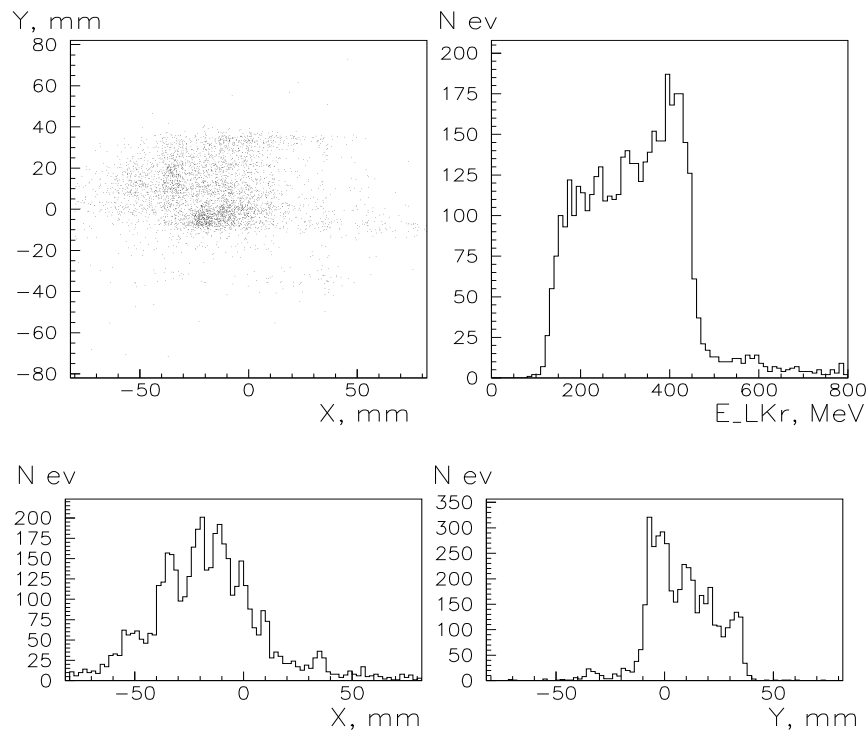


Рис. 4.4. Параметры неколлимированного пучка γ -квантов.

жения пучка на окне вакуумной камеры ± 1 см по обоим координатам обеспечивает рассогласование по углу между лазерным лучом и траекторией пучка γ -квантов не более 0.5 мрад. Затем по лазерному лучу выставлялся первый коллиматор. При помощи угловых юстировок он выставлялся параллельно лазерному лучу – критерием параллельности является исчезновение отражений лазерного луча от внутренних граней отверстия коллиматора. Вертикальным и горизонтальным перемещениями первого коллиматора достигалось максимальное значение скорости счета γ -квантов в ЛКг калориметре. Координатные распределения и энергетический спектр пучка γ -квантов, прошедших через первый коллиматор, представлены на Рис.4.5.

Затем He-Ne лазер устанавливался у выходного окна вакуумной камеры коллайдера ВЭПП-4М так, чтобы его луч попадал в центр распределения пучка γ -квантов на стриповой структуре ЛКг калориметра, проходя через отверстие первого коллиматора. Теперь направление лазерного луча совпадает с направлением распространения пучка γ -квантов с точностью 0.05 мрад. По лучу лазера выставлялись вто-

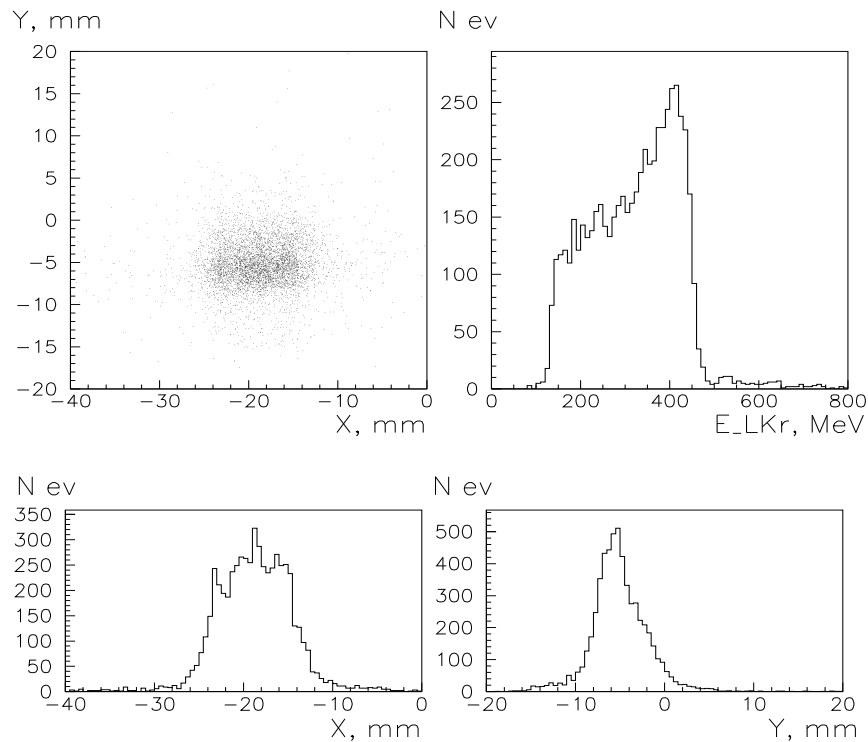


Рис. 4.5. Пучок после первого Pb коллиматора.

рой (Pb) и третий (BGO) коллиматоры так, чтобы изображение лазерного луча на входном окне детектора оставалось симметричным относительно измеренного центра координатных распределений. LKr калориметр был выставлен так, чтобы центры координатных распределений γ -квантов совпадали с геометрическим центром его стриповой структуры с точностью 0.5 мм. На следующем рисунке 4.6 показаны координатные распределения пучка γ -квантов, сформированного тремя коллиматорами, на входном окне LKr калориметра в отсутствие мишени и поглотителя.

После получения изображения профиля пучка на детекторе, перед входным окном калориметра устанавливался поглотитель. Для того, чтобы совместить центр поглотителя с центром пучка, в пучок в качестве рассеивателя вводилась мишень, которая выключалась из триггера при наборе статистики вместе с вето-счетчиком перед входным окном калориметра. Электромагнитные ливни, образующиеся в мишени и практически равномерно засвечивающие апертуру калориметра, регистрируются в нем только в том случае, когда частицы пролетают мимо поглотителя

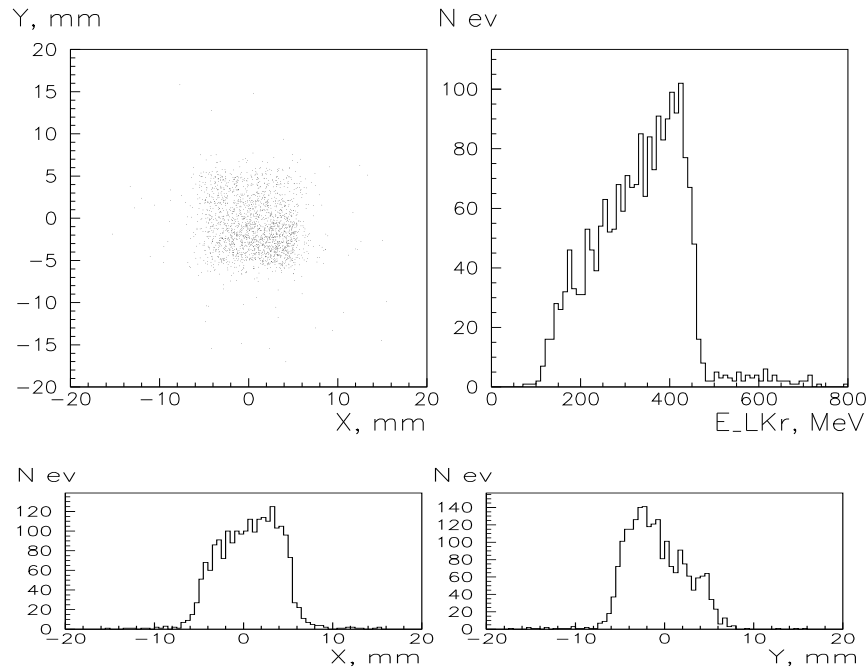


Рис. 4.6. Пучок γ -квантов, сформированный тремя коллиматорами, на входном окне калориметра.

— в противном случае поглотитель срабатывает и запуска триггера не происходит. Таким образом в координатных распределениях частиц на детекторе возникает "тень" от поглотителя (см. Рис. 4.7). Правильная (круглая) тень от поглотителя на двумерном $Y - X$ распределении (Рис. 4.7 сверху, слева) являлась критерием правильности его геометрической выставки, которая являлась последним шагом в процедуре настройки всех элементов канала для пучка γ -квантов. На Рис. 4.7 сверху, справа приведено распределение по энергиям событий в системе мечения и в калориметре, а внизу - соответствующие энергетические спектры: хорошо видно, что мы действительно регистрируем продукты электромагнитных ливней из мишени.

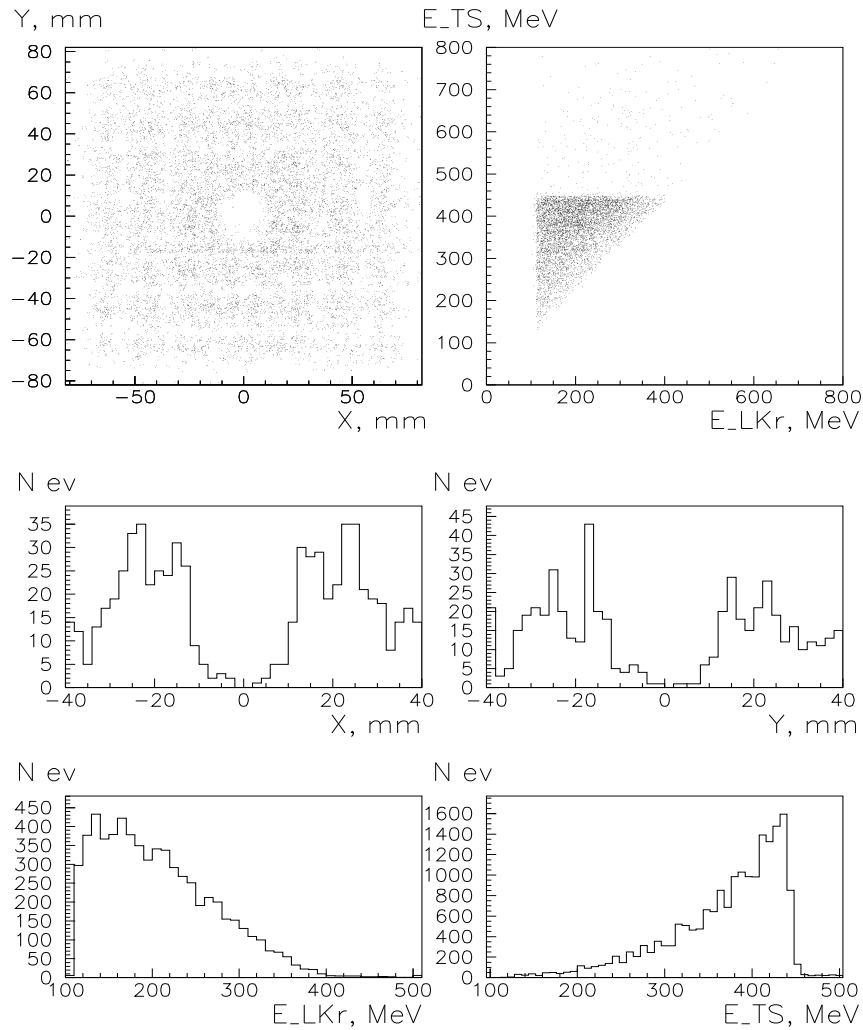


Рис. 4.7. Тень от поглотителя фотонов.

Устройство экспериментального триггера

Концепция построения основного экспериментального триггера — максимальное подавление фоновых процессов за счет регистрации заряженных частиц в активных элементах канала: мишени, коллиматоре и поглотителе. Принципиальная схема триггера представлена на Рис. 4.8.

На вход схемы совпадений триггера поступают следующие логические сигналы:

1. LKR — сигнал с центральной башни первого слоя калориметра — формируется

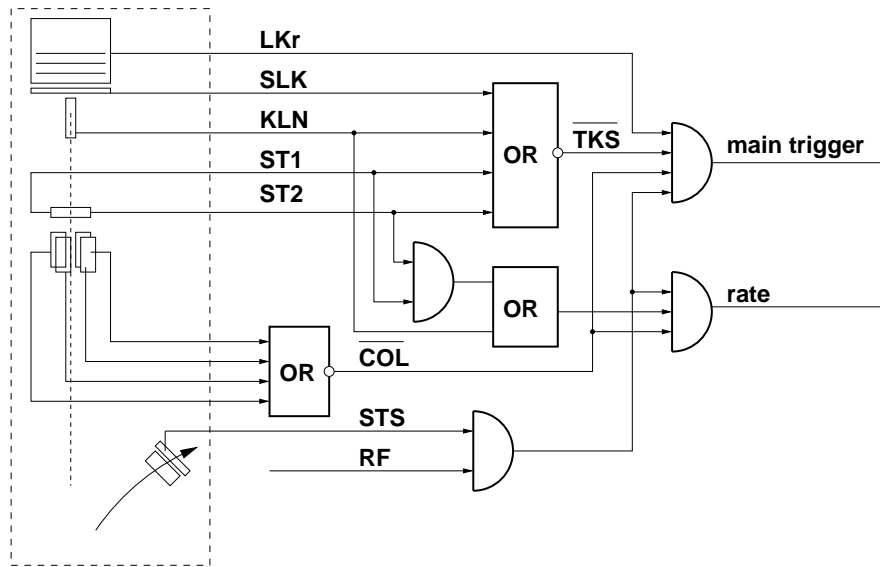


Рис. 4.8. Принципиальная схема экспериментального триггера.

если энерговыделение в ней превышает 30 МэВ,

2. SLK — сигнал со сцинтилляционного вето-счетчика,
3. KLN — сигнал с ФЭУ поглотителя фотонов,
4. $ST1, ST2$ — сигналы с первого и второго ФЭУ мишени,
5. \overline{TKS} — антилогический сигнал со схемы "ИЛИ", на вход которой поданы сигналы с мишени, поглотителя и вето-счетчика перед входным окном, калориметра
6. \overline{COL} — антилогический сигнал со схемы "ИЛИ", на вход которой поданы сигналы с 4-х ФЭУ активного коллиматора,
7. STS — быстрый сигнал сцинтилляционного счетчика рассеянных электронов,
8. RF — короткий стробирующий сигнал с периодом, равным интервалу времени между электронными сгустками в ВЭПП-4М (610.55 нс).

На выходе электронной схемы триггера имеем два логических сигнала: скорость счета в канале "rate" соответствует количеству γ -квантов, упавших на мишень в единицу времени, а сигнал "main trigger" инициирует опрос измерительной аппаратуры.

1. Для появления логических сигналов на любом из выходов схемы необходимо срабатывание сцинтилляционного счетчика рассеянных электронов (*STS*) на совпадение с фазой коллайдера ВЭПП-4М (*RF*), которое говорит о наличии рассеянного электрона в системе мечения. Также для обоих выходов требуется отсутствие сигналов во всех 4-х кристаллах активного коллиматора (они включены в триггер на антисовпадение через схему "Или").
2. Для появления сигнала "rate", дополнительно к условиям в пункте 1, требуется одновременное срабатывание либо обоих ФЭУ мишени, либо поглотителя фотонов. Этот сигнал используется для определения потока попадающих на мишень фотонов.
3. Для появления сигнала "main trigger", дополнительно к условиям в пункте 1, добавляются отсутствие запрещающего сигнала со схемы "ИЛИ", на вход которой поступают сигналы с мишени, поглотителя и вето-счетчика перед входным окном калориметра, а также наличие сигнала с первой башни калориметра.

Суммируем сказанное, используя введенные выше обозначения:

$$\text{"rate"} = STS \times RF \times \overline{COL} \times (ST1 \times ST2 + KLN),$$

$$\text{"main trigger"} = STS \times RF \times \overline{COL} \times LKR \times \overline{TKS}.$$

При появлении сигнала "main trigger" происходит блокировка регистрирующей аппаратуры и считывание в компьютер следующих сигналов:

1. Порядковых номеров и времен дрейфа для всех сработавших дрейфовых трубочек СМ для последующего восстановления энергии начального фотона по энергии рассеянного электрона.
2. Амплитуд в цифровом осциллографе АЦП 850-SK для 4-х ФЭУ кристаллов коллиматора, 2-х ФЭУ мишени, поглотителя и центральной башни первого слоя калориметра. Два цифровых четырехканальных осциллографа типа АЦП 850-SK были применены в экспериментальном заходе 1996 года для дополнительного подавления pile-up шума. В условиях эксперимента на момент срабатывания триггера и опроса блока в нем хранилась осциллограмма входного сигнала в интервале от -9 мкс до +6 мкс с шагом в 200 нс.
3. Амплитуд сигналов со всех электродов жидкокриптонового калориметра.
4. Амплитуд сигналов с ФЭУ коллиматора, мишени, поглотителя и сцинтилляционного вето-счетчика перед калориметром.

После считывания события по сигналу "main trigger" (первый уровень триггера) производился дальнейший отбор событий. На втором уровне триггера требовалось, чтобы полное энергосодержание в калориметре превышало 100 МэВ. События, прошедшие оба уровня отбора, записывались на диск.

Эффективность триггера

На Рис.4.9, вверху, показано отношение числа фотонов, упавших на мишень за некоторый отрезок времени к числу срабатываний первого (Рис. 4.9, слева) и второго (Рис. 4.9, справа) уровня триггера за это же время в зависимости от числа фотонов, падающих на мишень в секунду. Иными словами, показано, сколько фотонов должно упасть на мишень, чтобы вызвать одно срабатывание основного триггера данного уровня.

На Рис. 4.9, внизу, показаны распределения по количеству упавших на мишень фотонов и доле мертвого времени при наборе статистики в зависимости от скорости

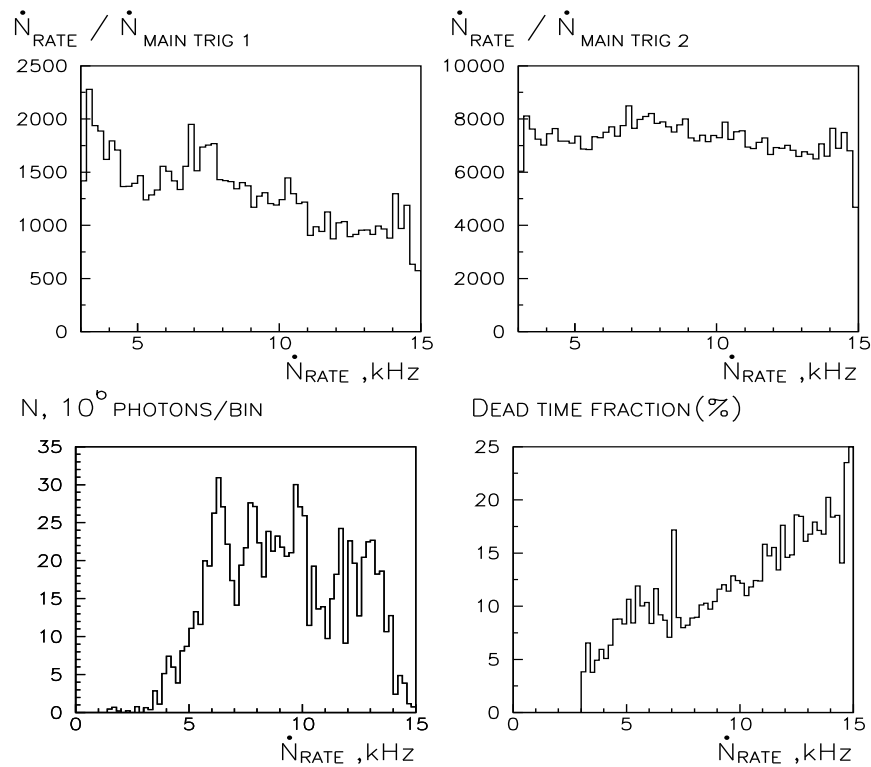


Рис. 4.9. Вверху – отношение числа фотонов, упавших на мишень, к числу срабатываний основного триггера в зависимости от числа фотонов, падающих на мишень в единицу времени. Внизу – распределения по количеству упавших на мишень фотонов и доле мертвого времени при наборе статистики в зависимости от скорости счета (имп./с) канала "rate" для группы стандартных заходов с мишенью STA 168–199.

счета канала "rate" для группы стандартных заходов с мишенью STA 168–199.

В результате применения вышеописанной схемы формирования пучка с использованием в экспериментальном триггере сигналов с активных элементов (коллиматора, мишени и поглотителя), была решена важнейшая для успешного проведения эксперимента задача аппаратного подавления срабатываний триггера от фоновых событий на уровне, необходимом для возможности записи полезных событий на диск с минимальной долей мертвого времени.

§4.3. Параметры пучка в режиме набора статистики эксперимента

После окончательной выставки всех периферийных элементов канала формирования пучка γ -квантов был начат набор статистики эксперимента по наблюдению процесса расщепления фотона. На рисунке 4.10 показан энергетический спектр и координатные распределения γ -квантов, насквозь без рассеяния пролетевших через поглотитель (толщиной $13 \cdot X_0$) в процессе набора статистики эксперимента. На двумерном координатном распределении (Рис. 4.10 (a)) хорошо виден квадратный профиль пучка, образованного системой коллиматоров. На Рис. 4.10 (b) показано распределение фотонов по энергии E_{LKr} в LКг калориметре и E_{TS} в системе меченя. В большинстве событий энергии E_{LKr} и E_{TS} совпадают в пределах разрешения LКг калориметра (эти события лежат около линии $E_{LKr} = E_{TS}$), то есть мы действительно видим нерассеянные γ -кванты. Превышение доли мягких γ -квантов в энергетическом спектре на Рис. 4.10 (c,d) по отношению к соответствующим спектрам на Рис. 4.6 обусловлено ростом сечения рождения пар на ядре с увеличением энергии налетающего γ -кванта. На Рис. 4.10 (e,f) представлены распределения событий по координатам x,y. На Рис. 4.10(g,h) представлены распределения событий по радиусу и по рассогласованию энергий $E_{LKr} - E_{TS}$ соответственно.

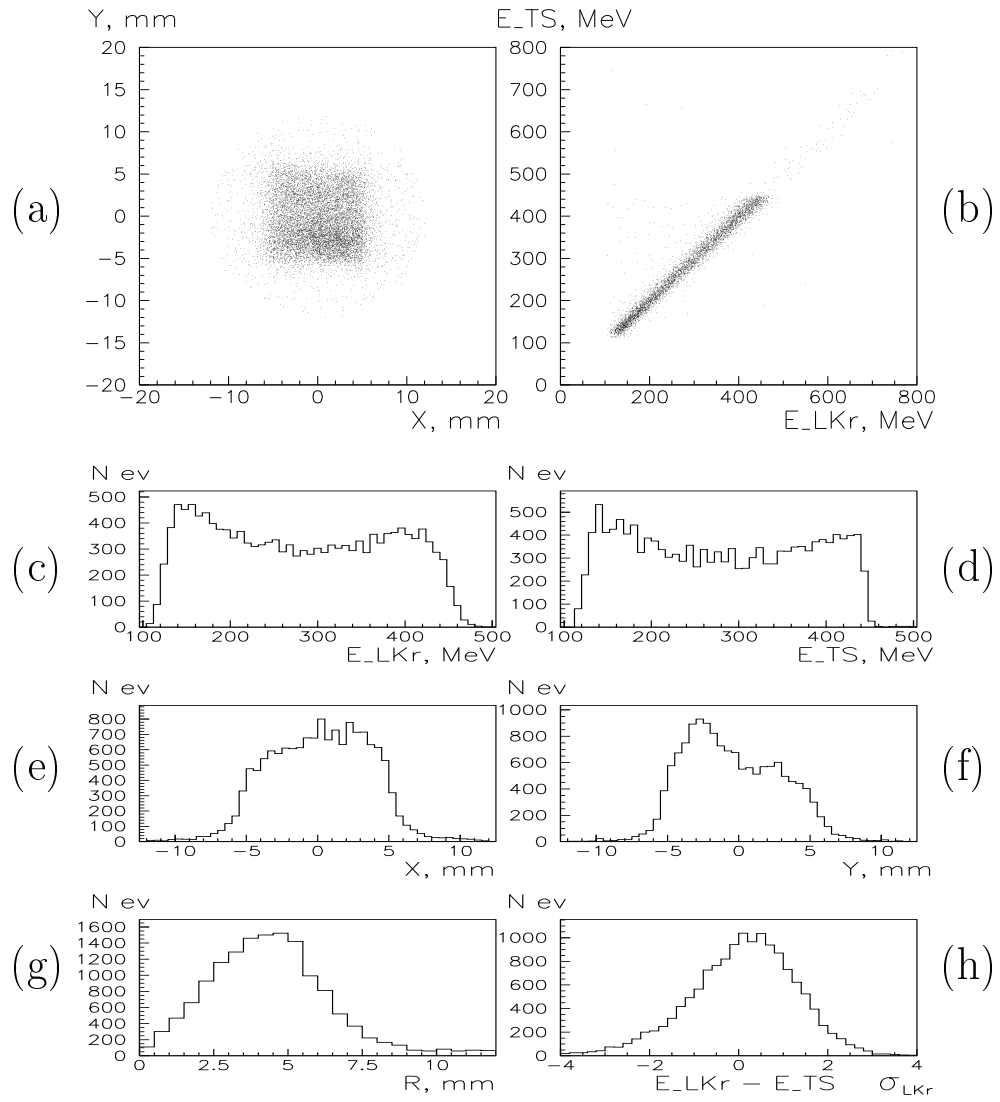
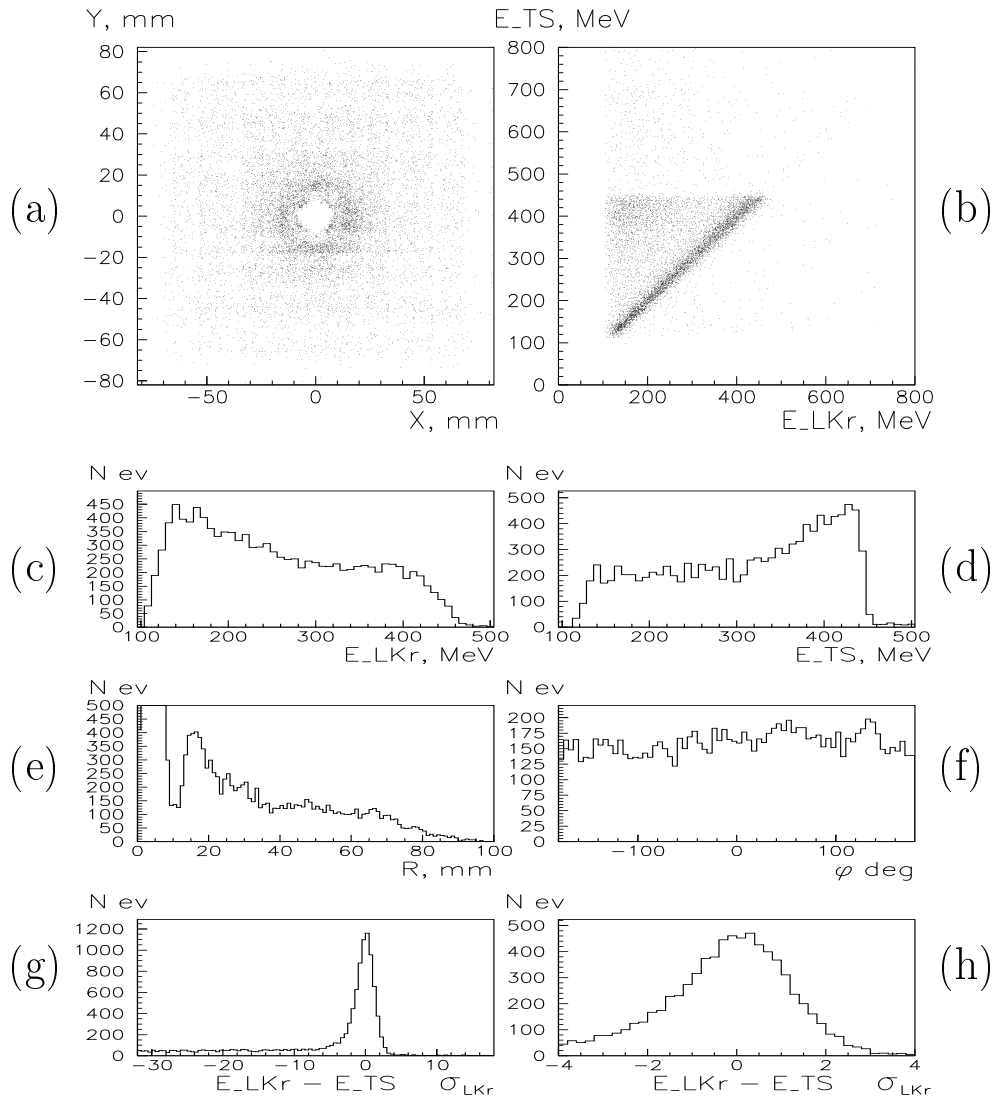


Рис. 4.10. Параметры γ -квантов, без рассеяния пролетевших через поглотитель

Рис. 4.11. Параметры рассеянных γ -квантов

Другая категория зарегистрированных событий — это γ -кванты, упруго рассеявшиеся в мишени и попавшие в стриповую структуру калориметра снаружи от поглотителя фотонов. Именно к этой категории относятся эффекты дельбрюковского рассеяния и расщепления фотона. На Рис. 4.11 (a) показано двумерное координатное распределение γ -квантов вне клина, на рисунке 4.11 (b) теперь кроме событий с $E_{LKr} = E_{TS}$, соответствующих упругому рассеянию γ -квантов, значительная доля событий лежит в области $E_{LKr} < E_{TS}$, что соответствует неупругому рассеянию, т.е.

различным фоновым процессам. На Рис. 4.11 (с,d) видно существенное различие в энергетических спектрах LКг калориметра и системы мечения. На распределении событий по радиусу (рис. 4.11 (g,h) хорошо виден провал, соответствующий радиусу поглотителя фотонов (11.5 мм).

Результаты эксперимента

Предварительные результаты эксперимента по наблюдению процесса расщепления фотона, полученные с помощью алгоритма отбора событий, обеспечивающего максимальное разделение эффекта и фона [52,53], находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами. В настоящее время заканчивается обработка данных, основанная на использовании критериев отбора, обеспечивающих более высокую эффективность регистрации для событий с двумя фотонами в конечном состоянии. По-видимому, это позволит приблизительно в два раза повысить число зарегистрированных событий расщепления (со 100 до 200) и проверить правильность точного расчета сечения процесса, сделанного в [50]. Завершена обработка данных и опубликованы результаты измерений дифференциального сечения процесса дельбрюковского рассеяния для фотонов в диапазоне энергий $140 \div 450$ МэВ [54,55]. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическими расчетами, а экспериментальные ошибки составляют величину около 3%, что почти на порядок лучше, чем в других экспериментах по измерению сечения дельбрюковского рассеяния при высоких энергиях фотона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко перечислим основные результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы:

- При определяющем участии автора создана установка РОКК-1М - источник интенсивного пучка меченных поляризованных γ -квантов высокой энергии, получаемых методом ОКР лазерного света на электронном пучке коллайдера ВЭПП-4М.
- Проведена калибровка энергетической шкалы и измерено энергетическое разрешение системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР.
- Разработана методика проведения на установке РОКК-1М экспериментов по измерению сечения фотоделения ядер с использованием эмульсионных детекторов ядерных фрагментов и монохроматизации энергетического спектра пучка γ -квантов путем коллимации. Методика включает в себя расчет параметров коллиматора, восстановление истинной формы энергетического спектра пучка γ -квантов и процедуру измерения потока γ -квантов, падающего на ядерную мишень. Проведены измерения сечений фотоделения и делимости ядер Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V, Ti в трех точках по энергии пучка γ -квантов: 100, 120 и 145 МэВ. Проведены измерения сечений фотоделения и делимости ядер Al при энергии пучка γ -квантов 100 МэВ.
- Разработана методика и обеспечена возможность проведения на установке РОКК-1М экспериментов по измерению энергетического и координатного разрешения

детекторов на пучке выведенных γ -квантов с энергиями от 30 МэВ до 6 ГэВ. Проведены измерения энергетического и координатного разрешения прототипа жидкокриптонового калориметра детектора КЕДР и прототипа кристаллического CsI калориметра детектора BELLE.

- Разработана схема комбинированного (коллимация + мечение) формирования пучка ОКР γ -квантов, позволившая успешно провести эксперимент по обнаружению эффекта расщепления фотона в кулоновском поле ядра.

В заключение мне хотелось бы выразить свою глубочайшую признательность Гурами Яковлевичу Кезерашвили за научное руководство и предоставившуюся мне возможность работать с ним в течение нескольких лет.

Я искренне благодарен А.Е.Бондарю за научное руководство, помощь и полезные консультации в ходе работы над диссертацией.

Я глубоко благодарен А.М.Милову, А.П.Чабанову, А.В.Богомякову, Е.В.Кремянской, Ю.А.Пахотину и А.П.Усову за сотрудничество в работе по созданию и эксплуатации установки РОКК-1М.

Я благодарен также А.Н.Алешаеву, А.Н.Дубровину, В.Н.Жиличу, В.А.Киселеву, С.Г.Клименко, А.С.Кузьмину, С.Е.Карнаеву, Г.Я.Куркину, Б.В.Левичеву, В.М.Малышеву, С.И.Мишневу, А.И.Науменкову, В.С.Панину, С.В.Пелеганчуку, В.В.Петрову, Г.Э.Поспелову, Л.В.Романову, Е.А.Симонову, В.В.Смалюку, Ю.А.Тихонову и Д.Н.Шатилову за совместную работу на установке РОКК-1М и ускорительном комплексе ВЭПП-4М.

Я глубоко благодарен И.Я.Протопопову, Л.М.Баркову и А.Л.Масленникову за постоянный интерес к работе, полезные обсуждения и критические замечания.

Я также благодарен всем коллегам по работе на ускорительном комплексе ВЭПП-4М за всестороннюю помощь и поддержку.

Литература

- [1] Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. Комpton-эффект на релятивистских электронах и возможность получения пучков жестких гамма-квантов. // *ЖЭТФ т. 44 (1963) стр. 2101.*
- [2] Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. Поляризационные эффекты при комpton-эффекте на движущемся электроне и возможность получения пучков поляризованных гамма-квантов. // *ЖЭТФ т. 45 (1963) стр. 312.*
- [3] R.H.Milburn Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field. // *Phys. Rev. Lett. vol. 10 (1963) p. 75.*
- [4] И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Сербо, В.И.Тельнов. Встречные γe и $\gamma\gamma$ пучки на основе однопролетных e^+e^- ускорителей. // *Препринт ИЯФ 82-160 (1982).*
- [5] V.I.Tel'nov. Problems in Obtaining $\gamma\gamma$ and γe Colliding Beams at Linear Colliders. // *Nucl. Inst. Meth. A294 (1990) p. 72-92.*
- [6] V.N.Bayer and K.Yokoya. Interaction of High Energy Electrons and Photons with Intense Electromagnetic Wave. // *Preprint KEK 93-80 (1993).*
- [7] L.Federici, G.Giordano, G.Matone *et al.* Backward Compton Scattering of Laser Light Against High-Energy Electrons: the LADON Photon Beam at Frascati. // *Nuovo Cimento Vol. 59B (1980) p. 247.*
- [8] D.Babusci, V.Bellini, M.Capogni *et al.* Polarized and Tagged Gamma-Ray Ladon Beams. // *Preprint INFN LNF-95/058(P) (1995).*

- [9] А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Источник квазимонохроматических поляризованных γ -квантов высоких энергий для экспериментов по ядерной физике на накопителе ВЭПП-4. // *Труды 2-го международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Серпухов (1985) с.140. Труды всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна т. 2 (1985) стр. 268-272.*
- [10] G.Ya. Kezerashvili, A.M.Milov and B.B.Wojtsekhovsky. The Gamma Ray Energy Tagging Spectrometer of ROKK-2 Facility at VEPP-3 Storage Ring. // *Nucl. Inst. Meth. A328 (1993) p. 506.*
- [11] G.Ya.Kezerashvili, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi and A.P.Usov. A Compton Source of High Energy Polarized Tagged Gamma-Ray Beam. The ROKK-1M Facility. // *Nucl. Inst. Meth. B145 (1998) p. 40-48.*
- [12] The Graal of particle physics. // CERN Courier, July (1999) p. 24-26.
- [13] П.В.Воробьев, А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, Л.М.Курдадзе, В.В.Петров, С.А.Никитин, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Измерение поляризации электронов на накопителе ВЭПП-4 лазерным поляриметром. // *Труды 8-го всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна т. 2 (1982) стр. 272.*
- [14] А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Первые результаты измерения сечений фотоделения ядер ^{238}U на пучке рассеянных обратных комптоновских квантов на накопителе ВЭПП-4. // *Препринт ИЯИ П-0329 (1984).*
- [15] A.S.Iljinov, D.I.Ivanov, G.Ya.Kezerashvili, M.V.Mebel, V.G.Nedorezov, A.S.Sudov. Fissilities of ^{238}U ^{237}Np Nuclei Measured with Tagged Photons in the Energy Range (60÷240) MeV. // *Nucl. Phys. A539 (1992) p. 263-274.*

- [16] В.Б.Берестецкий, Е.М.Лившиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская Квантовая Теория. // *Москва, Наука, (1968), Часть. 1, стр. 391.*
- [17] А.А.Соколов, И.М.Тернов. О поляризации и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения. // *ДАН СССР т. 153 (1963) стр. 1052.*
- [18] В.Н.Байер. Радиационная поляризация электронов в накопителях. // *УФН т. 105 (1971) стр. 441.*
- [19] Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov. Accurate Calibration of the Beam Energy in a Storage Ring Based on Measurement of Spin Precession Frequency of Polarized Particles. // *Part. Accel. vol. 10 (1980) p. 29.*
- [20] Обратный комптон-эффект на электрон-позитронных пучках в накопителях (методика, эксперименты, новые возможности). // *Диссертация докт. физ.-мат. наук Г.Я.Кезерашвили, Новосибирск, (1994).*
- [21] Я.Т.Гринчишин, М.П.Рекало. Обратный комптон-эффект, индуцированный интенсивной циркулярно-поляризованной волной. // *ЖЭТФ т. 84 (1983) стр. 1605-1614.*
- [22] Я.Т.Гринчишин, М.П.Рекало. Поляризационные явления при излучении γ -кванта релятивистским электроном в поле интенсивной линейно-поляризованной электромагнитной волны. // *ЯФ т. 40 (1984) стр. 181-187.*
- [23] И.Я.Протопопов. $e^+ e^-$ встречные пучки в Новосибирске. // *Труды XIII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Новосибирск, том. 1 (1987) стр. 63.*
- [24] А.Джеррард, Дж.М.Берч. Введение в матричную оптику. // *Москва, Мир, (1978).*

- [25] А.А.Фомичев. Новые режимы генерации лазеров на ИАГ: Nd^{3+} и возможности их использования // *Известия АН СССР, серия физическая том. 48 № 12 (1984) стр. 2325.*
- [26] В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, С.Е.Бару и др. Система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР для изучения двухфотонных процессов. // *Препринт ИЯФ 91-49 (1990).*
- [27] V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, S.E.Baru, A.E.Bondar, A.G.Chilingarov, G.S.Filimonov, G.Ya.Kezerashvili, G.M.Kolachev, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, T.A.Purlatz, L.V.Romanov, N.I.Root, B.A.Shwartz, V.A.Sidorov, V.M.Titov, V.N.Zhilich, A.A.Zholentz. Detector KEDR Tagging System for Two Photon Physics. // *Nucl. Inst. Meth. A355 (1995) p. 261-267.*
- [28] V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, S.E.Baru, A.E.Bondar, G.S.Filimonov, G.Ya.Kezerashvili, G.M.Kolachev, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, Yu.A.Pogorelov, T.A.Purlatz, L.V.Romanov, N.I.Root, B.A.Shwartz, V.A.Sidorov, V.M.Titov, V.N.Zhilich. Detector KEDR Tagging System for Two Photon Physics. // *Nucl. Inst. Meth. A379 (1996) p. 360.*
- [29] Е.М.Балдин, И.В.Бедный, В.Е.Блинов и др. Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР. // *Препринт ИЯФ 2000-5 (2000).*
- [30] V.M.Aulchenko, A.E.Bondar, P.Cantoni, P.L.Frabeti, S.F.Ganzhur, G.Ya.Kezerashvili, S.G.Klimenko, F.Lanni, L.A.Leontiev, B.Maggi, V.M.Malyshev, P.F.Manfredy, A.L.Maslennikov, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, A.P.Onuchin, F.Palombo, V.S.Panin, S.V.Peleganchuk, Yu.A.Pogorelov, G.E.Pospelov, I.Ya.Protopopov, V.Re, A.Sala, A.G.Shamov, D.N.Shatilov, E.A.Simonov, V.Speziali, L.Stagni, Yu.A.Tikhonov. The Test Experiment With the Prototype of LKr Calorimeter at the Tagged Photon Beam. // *Preprint BINP 95-96 (1995).*
- [31] V.M.Aulchenko, A.E.Bondar, P.Cantoni, P.L.Frabeti, S.F.Ganzhur,

- G.Ya.Kezerashvili, S.G.Klimenko, F.Lanni, L.A.Leontiev, B.Maggi, V.M.Malyshev, P.F.Manfredy, A.L.Maslennikov, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, A.P.Onuchin, F.Palombo, V.S.Panin, S.V.Peleganchuk, Yu.A.Pogorelov, G.E.Pospelov, I.Ya.Protopopov, V.Re, A.Sala, A.G.Shamov, D.N.Shatilov, E.A.Simonov, V.Speziali, L.Stagni, Yu.A.Tikhonov. The Test of the LKr Calorimeter Prototype at the Tagged Photon Beam. // *Nucl. Inst. Meth. A394 (1997) p. 35-45.*
- [32] V.M.Aulchenko, G.Ya.Kezerashvili, S.G.Klimenko, V.M.Malyshev, A.L.Maslennikov, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, A.P.Onuchin, V.S.Panin, S.V.Peleganchuk, G.E.Pospelov, A.G.Shamov, Yu.A.Tikhonov. High-accuracy Measurement of Photon Position in a Liquid Krypton Calorimeter. // *Nucl. Inst. Meth. A419 (1998) p. 602-608.*
- [33] The BELLE Collaboration. A Study of CP Violation in B-meson Decays. // *Preprint TDR; KEK report 95-1 (1995).*
- [34] V.M.Aulchenko, A.E.Bondar, A.Yu.Garmash, I.I.Ivanov, S.E.Karnaev, G.Ya.Kezerashvili, S.G.Klimenko, A.S.Kuzmin, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, A.I.Naumenkov, I.Ya.Protopopov, T.A.Purlatz, L.V.Romanov, N.I.Root, E.A.Simonov, M.A.Shubin, B.A.Shwartz, Yu.V.Usov, V.N.Zhilich, M.Fukushima, M.H.Lee, H.Sagawa, K.Tamai, H.Hayashii, H.Ikeda, K.Miayabayashi, K.Kaneyuki, Y.Oshima. Study of the BELLE CsI Calorimeter Prototype with the BINP Tagged Photon Beam. // *Nucl. Inst. Meth. A379 (1996) p. 491-494.*
- [35] H.Ikeda, A.Satpathy, B.S.Ahn, V.M.Aulchenko, A.E.Bondar, B.G.Cheon, T.H.Chu, M.Fukushima, A.Yu.Garmash, H.Hayashii, H.K.Jang, K.Kaneyuki, K.Kazui, G.Ya.Kezerashvili, H.J.Kim, E.V.Kremyanskaya, A.S.Kuzmin, M.H.Lee, K.Miayabayashi, N.Yu.Muchnoi, A.I.Naumenkov, S.Noguchi, C.S.Park, V.G.Popov, I.Ya.Protopopov, Yu.A.Pogorelov, L.V.Romanov, N.I.Root, H.Sagawa, D.N.Shatilov, A.V.Sidorov, E.A.Simonov, B.A.Shwartz, K.Tamai, T.Tsukamoto, Yu.V.Usov, Y.Watanabe, V.N.Zhilich. A Detailed Test of the CsI(Tl) Calorimeter

- for BELLE with Photon Beams of Energy between 20 MeV and 5.4 GeV. // *Preprint KEK 99-70 (1999); Preprint BELLE 99-03 (1999)*.
- [36] В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Киев, Наукова Думка, (1989).
- [37] J.R.Nix and E.Sassi. Estimates of the variation of nuclear fissilities through the periodic table // *Nucl. Phys. Vol. 81 No 2 (1966) p. 61-67*.
- [38] А.С.Ильинов, Е.А.Черепанов и С.Е.Чигринов. Вероятность деления ядер частицами средней энергии. // *Ядерная Физика т. 32 (1980) с.322*.
- [39] В.М.Alexandrov, D.I.Ivanov, G.Ya.Kezerashvili, A.S.Krivokhatsky, V.V.Muratov, V.G.Nedorezov, A.S.Sudov, V.A.Zapevalov. A Nuclear Fragment Detector for Experiments with Backscattered Laser photons. // *Nucl. Inst. Meth. A288 (1990) p. 399-405*.
- [40] Измерение дисперсии углового распределения электронного пучка в коллайдере ВЭПП-4М методом рассеянных обратно комптоновских γ -квантов. // *А.В.Богомяжков. Дипломная работа кафедры физики ускорителей физического факультета НГУ (1998)*.
- [41] M.L.Terranova, O.A.P.Tavares, G.Ya.Kezerashvili, V.A.Kiselev, A.M.Milov, N.Yu.Muchnoi, A.I.Naumenkov, V.V.Petrov, I.Ya.Protopopov, E.A.Simonov, E de Pavia and E.L.Moreira. Fissility of Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V and Ti Nuclei measured with 100 MeV Compton backscattered photons. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. v. 22 (1996) p. 511-522*.
- [42] M.L.Terranova, G.Ya.Kezerashvili, A.M.Milov, S.I.Mishnev, N.Yu.Muchnoi, A.I.Naumenkov, I.Ya.Protopopov, E.A.Simonov, D.N.Shatilov, O.A.P.Tavares, E de Pavia, E.L.Moreira. Photofission cross section and fissility of pre-actinide and intermediate-mass nuclei by 120 and 145 MeV Compton backscattered photons. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. v. 24 (1998) p. 205-216*.

- [43] O.A.P.Tavares, E de Pavia, G.Ya.Kezerashvili, R.Ya.Kezerashvili, N.Yu.Muchnoi, A.I.Naumenkov, I.Ya.Protopopov, E.A.Simonov and M.L.Terranova. Photofission of ^{27}Al nucleus in the quasi-deuteron region of photonuclear absorption // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* v. 25 (1999) p. 1979-1988.
- [44] L.G.Moretto, R.C.Gatti, S.G.Thompson, J.T.Routti, J.H.Heisenberg, L.M.Middleman, M.R.Yearian and R.Hofstadter. Electron and bremsstrahlung-induced fission of heavy and medium heavy nuclei. // *Phys. Rev. Vol. 179 (1969)* p. 1176.
- [45] Martins J B, Moreira E L, Tavares O A P, Vieira J L, Casano L, D'Angelo A, Schaerf C, Terranova M L, Babusci D and Girolami B. Absolute Photofission Cross-section of Au-197, Pb-nat, Bi-209, Th-232, U-238, U-235 Nuclei by 69-mev Monochromatic and Polarized Photons. // *Phys. Rev. C Vol. 44 (1991)* p. 354.
- [46] A.M.Johanessen et al. Photon-splitting Cross Sections. // *Phys. Rev. D Vol. 22 No 5 (1980)* p. 1051.
- [47] G.Jarlskog et al. // *Phys. Rev. D v.8 (1973)* p.3813.
- [48] В.Н.Байер, В.М.Катков, Э.А.Кураев и В.С.Фадин. Расщепление фотона на два фотона в кулоновском поле. // *Препринт ИЯФ 58-73 (1973); Phys. Lett. Vol. 49 B (1974)* p. 385.
- [49] R.M.Dzhilkibaev, V.S.Fadin, E.A.Kuraev and V.A.Khoze. Possible Explanation Of The Experiment On High-Energy Photon Splitting In The Field Of A Nucleus. // *JETP Lett. Vol. 19 (1974)* p. 47-48.
- [50] R.N.Lee, A.I.Milstein and V.M.Strakhovenko. High-energy Photon Splitting in a Strong Coulomb Field. // *Phys. Lett. A58 No5 (1998)* p.1757.
- [51] A.I.Milstein, B.B.Woitsekhovski. It is possible to observe photon splitting in a strong Coulomb field. // *Препринт ИЯФ 91-14 (1991)*.

- [52] Sh.Zh.Akhmadaliev, G.Ya.Kezerashvili, V.A.Kiselev, S.G.Klimenko, V.M.Malyshev, A.L.Maslennikov, A.M.Milov, A.I.Milstein, N.Yu.Muchnoi, A.I.Naumenkov, V.S.Panin, S.V.Peleganchuk, G.E.Pospelov, I.Ya.Protopopov, L.V.Romanov, A.G.Shamov, D.N.Shatilov, E.A.Simonov, Yu.A.Tikhonov. First Observation of Photon Splitting in a Strong Coulomb Field. Current Status of the Experiment. // *Photon-97 International Conference, Amsterdam, (1997)*..
- [53] A.L.Maslennikov. Photon physics in Novosibirsk. // *Workshop on photon interactions and the photon structure proceedings, Lund, (1998) p. 347-365*.
- [54] Ш.Ж.Ахмадалиев, Г.Я.Кезерашвили, С.Г.Клименко, В.М.Малышев, А.Л.Масленников, А.М.Милов, А.И.Мильштейн, Н.Ю.Мучной, А.И.Науменков, В.С.Панин, С.В.Пелеганчук, В.Г.Попов, Г.Э.Пospelov, И.Я.Протопопов, Л.В.Романов, А.Г.Шамов, Д.Н.Шатилов, Е.А.Симонов, Ю.А.Тихонов. Дельбрюкковское рассеяние фотонов в кулоновском поле при энергиях 140–450МэВ // *Препринт ИЯФ 98-51 (1998)*.
- [55] Sh.Zh. Akhmadaliev, G.Ya. Kezerashvili, S.G. Klimenko, V.M. Malyshev, A.L. Maslennikov, A.M. Milov, A.I. Milstein, N.Yu. Muchnoi, A.I. Naumenkov, V.S. Panin, S.V. Peleganchuk, V.G. Popov, G.E. Pospelov, I.Ya. Protopopov, L.V. Romanov, A.G. Shamov, D.N. Shatilov, E.A. Simonov and Yu.A. Tikhonov. Delbruck scattering at energies of 140-450 MeV. // *Phys. Rev. C, Vol. 58 (1998) p. 2844-2850*.