



Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

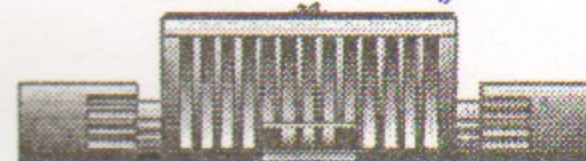
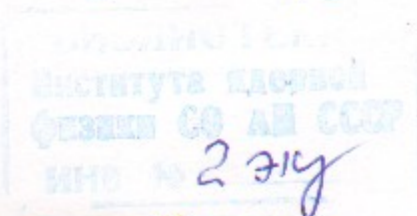
A. 95
1998

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. Поспелов, И.Я. Протопопов, Л.В. Романов,
А.Г. Шамо́в, Д.Н. Шатилов, Е.А. Симонов,
Ю.А. Тихонов

ДЕЛЬБРЮКОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ $140 \div 450$ МэВ

ИЯФ 98-51

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК

1998

ДЕЛЬБРЮКОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $140 \div 450$ МэВ.

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск, Российская Федерация

Аннотация

Измерено дифференциальное сечение дельбрюковского рассеяния фотонов на мишени из германата висмута ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) при энергиях $140 \div 450$ МэВ в диапазоне углов рассеяния $2.6 \div 16.6$ мрад. Найдено хорошее согласие с теоретическими расчётами, выполненными при точном учёте кулоновского поля.

1. Введение

Дельбрюковское рассеяние [1] есть процесс, в котором начальный фотон переходит в виртуальную электрон-позитронную пару, пара рассеивается в кулоновском поле ядра и затем превращается в конечный фотон (рис. 1а). При этом энергия конечного фотона равна энергии начального (упругое рассеяние).

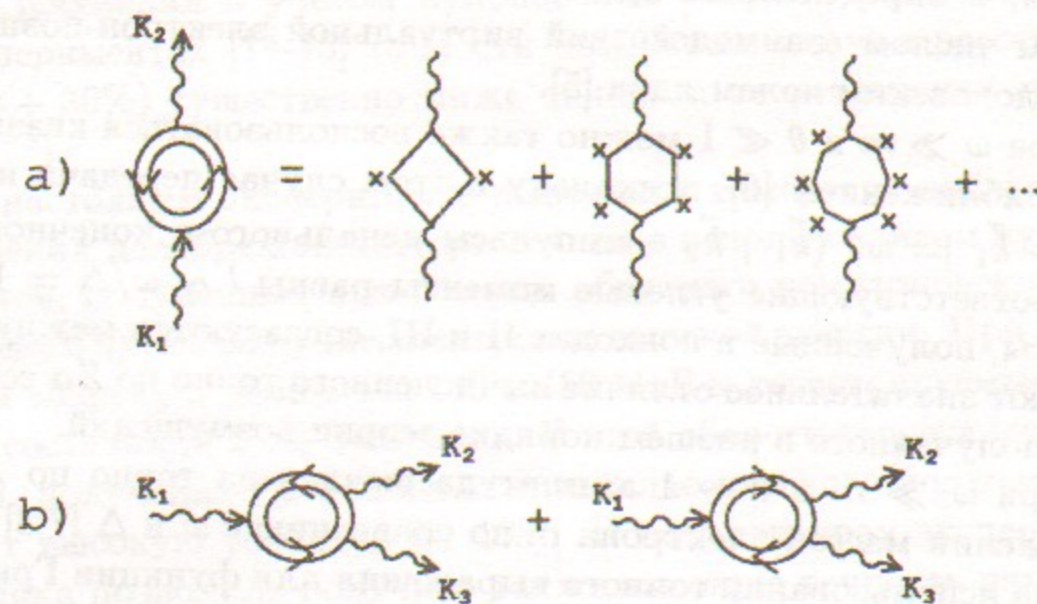


Рис. 1. (а) Диаграммы Фейнмана для процесса дельбрюковского рассеяния: в представлении Фарри и в виде обычных диаграмм теории возмущений. Двойная линия обозначает функцию Грина электрона в кулоновском поле, кресты обозначают взаимодействие с кулоновским полем. (б) Диаграммы Фейнмана в представлении Фарри для процесса расщепления фотона.

Интерес к его экспериментальному изучению обусловлен тем, что это один из немногих нелинейных процессов квантовой электродинамики, доступных в настоящее время прямому наблюдению. Другим таким процессом является расщепление фотона в кулоновском поле (рис. 1б). Для

этих процессов вклад высших порядков теории возмущений по параметру $Z\alpha$ (Z – заряд ядра, $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры) при больших Z существенно влияет на величину сечения, что может быть использовано для проверки предсказаний квантовой электродинамики в сильных электромагнитных полях. Кроме того, дельбрюкское рассеяние является фоновым процессом при изучении ядерного комптоновского рассеяния, которое в настоящее время служит эффективным методом изучения мезонных и нуклонных степеней свободы ядра [2].

На данный момент существует несколько методов расчета амплитуды дельбрюковского рассеяния, имеющих разные области применимости:

I) Амплитуда вычисляется в низшем порядке теории возмущений по $Z\alpha$ (обзор многочисленных результатов, полученных в этом приближении, см. в [3,4]), но точно по энергии фотона ω и углу рассеяния θ . Эти результаты применимы только при небольших значениях Z , когда $Z\alpha \ll 1$.

II) При большой энергии начального фотона $\omega \gg m$ (m – масса электрона) и малых углах рассеяния $\theta \ll 1$ амплитуда получена путём суммирования, в определённом приближении, диаграмм Фейнмана с произвольным числом взаимодействий виртуальной электрон-позитронной пары с кулоновским полем ядра [5].

III) При $\omega \gg m$ и $\theta \ll 1$ можно также воспользоваться квазиклассическим приближением [6], поскольку в этом случае передача импульса $\Delta = |\vec{k}_2 - \vec{k}_1| = \omega\theta$ (\vec{k}_1, \vec{k}_2 – импульсы начального и конечного фотонов), а соответствующие угловые моменты равны $l \sim \omega/\Delta = 1/\theta \gg 1$. Результаты, полученные в подходах II и III, согласуются между собой и показывают значительное отличие вычисленного точно по $Z\alpha$ сечения от сечения, полученного в низшем порядке теории возмущений.

IV) При $\omega \gg m$ и $\theta \sim 1$ амплитуда вычислена точно по $Z\alpha$, но в пренебрежении массой электрона m по сравнению с ω и Δ [7,8]. Подход основан на использовании точного выражения для функции Грина уравнения Дирака в кулоновском поле. В этом случае кулоновские эффекты также велики.

Численные результаты расчётов амплитуд дельбрюковского рассеяния, выполненные для разных ω, θ и Z с использованием всех вышеперечисленных методов, можно найти в работе [9]. В нашей работе при расчётах использовался метод (III), критерии применимости которого соответствуют условиям данного эксперимента.

Выполненные ранее эксперименты по изучению процесса дельбрюковского рассеяния можно условно разбить на классы в зависимости от способа получения пучка начальных фотонов:

1) Фотоны от радиоактивных источников, например ^{24}Mg ($\omega = 2.75$ МэВ) [10,11].

2) Узкие фотонные линии от реакций захвата тепловых нейтронов в диапазоне энергий $\omega = 4 \div 12$ МэВ [12,13].

3) Фотоны от тормозного излучения. В диапазоне энергий $20 \div 100$ МэВ был проведён эксперимент с использованием меченых фотонов [14]. В эксперименте [15] фотоны не метились и имели энергию в интервале $\omega = 1 \div 7.3$ ГэВ.

В экспериментах [10–13] были достигнуты точности измерения сечения рассеяния фотонов, позволившие не только наблюдать дельбрюкское рассеяние, но и установить важность вкладов высших порядков теории возмущений по $Z\alpha$ (т. н. кулоновских поправок) в его амплитуду. К сожалению, в этой области энергий ($\omega \sim m$) в настоящее время кулоновские поправки не вычислены, что не позволяет провести детальное сравнение эксперимента и теории.

При $\omega \gg m$ имеются численные расчёты амплитуд дельбрюковского рассеяния с учётом кулоновских поправок, однако достигнутые в экспериментах [14–15] точности измерения сечения рассеяния фотонов ($\sim 20 \div 30\%$) существенно ниже точности теоретических предсказаний ($< 10^{-3}$).

В настоящем эксперименте выполнено измерение дифференциального сечения дельбрюковского рассеяния с использованием пучка меченых фотонов, полученных при помощи обратного комптоновского рассеяния лазерного пучка на пучке электронов высокой энергии. При этом фотоны имели энергии в диапазоне $140 \div 450$ МэВ и регистрируемые углы рассеяния составляли $2.6 \div 16.6$ мрад. В этой области теоретические предсказания, полученные с помощью квазиклассического подхода (метод III), имеют высокую точность ($< 1\%$). Используемая экспериментальная методика позволила получить также высокую точность измерения дифференциального сечения рассеяния фотона и произвести детальное сравнение теории и эксперимента.

Измерение сечения дельбрюковского рассеяния проводилось одновременно с измерением сечения расщепления фотона в электрическом поле ядра. Последний процесс впервые наблюдался в данном эксперименте. Обработка соответствующих результатов находится в стадии завершения, предварительные данные опубликованы в работе [16]. Здесь лишь отметим, что наблюдаемая в эксперименте величина эффекта в пределах экспериментальной точности ($\sim 10\%$) согласуется с результатами недавних вычислений, выполненных с учётом кулоновских поправок [17].

2. Экспериментальная установка

Эксперимент проводился на установке РОКК-1М [18] ускорительного комплекса ВЭПП-4М [19]. Она включает в себя твердотельный лазер, оптическую систему для ввода лазерного пучка в вакуумную камеру накопителя и систему регистрации рассеянных электронов (TS) [20] детектора КЕДР [21]. Схематическое изображение установки приводится на рис. 2.

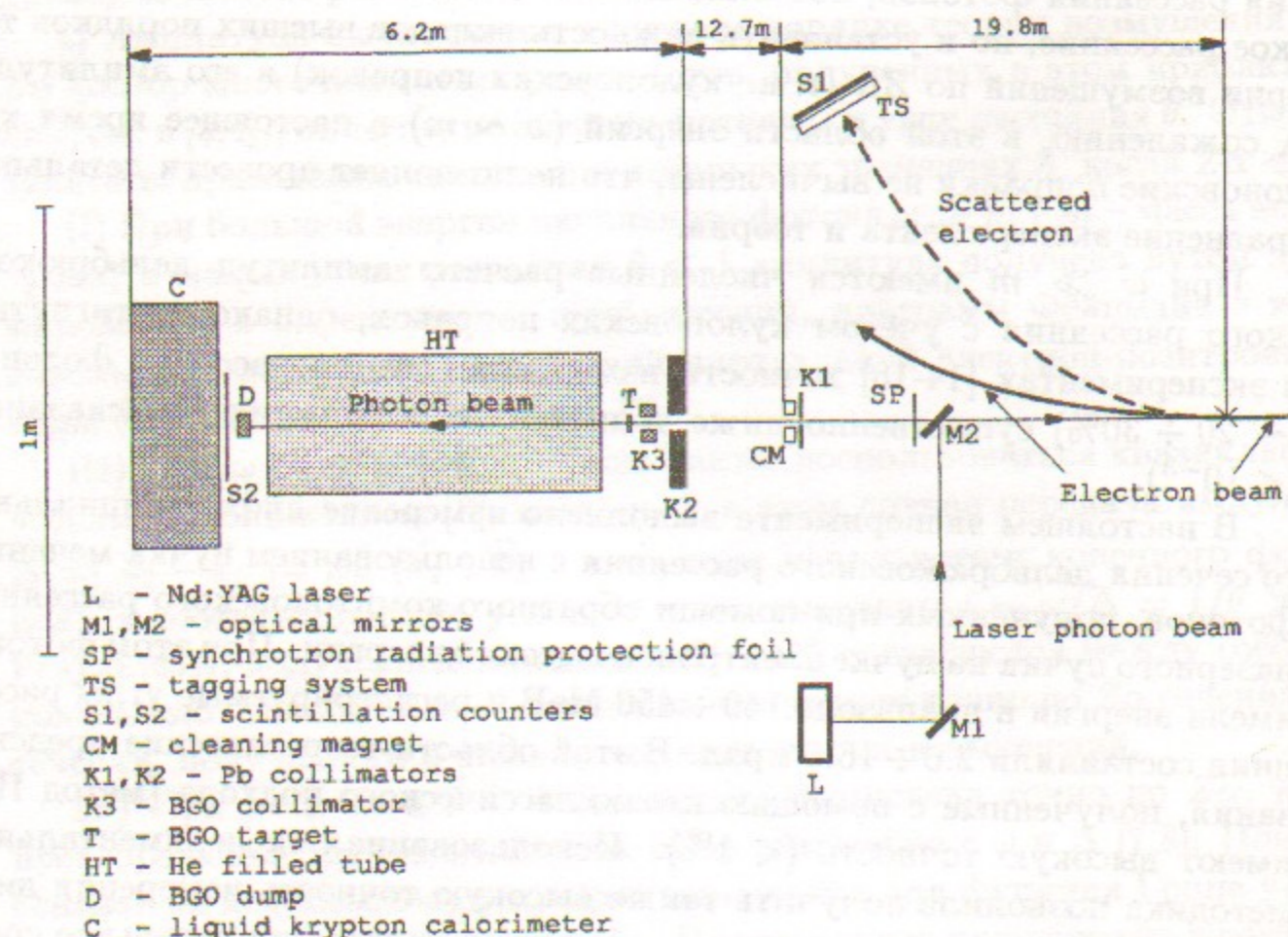


Рис. 2. Схема эксперимента.

Фотоны высокой энергии получают в результате обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов ускорителя. Рассеянные фотоны движутся по направлению электронного пучка в узком конусе с углом раствора порядка $1/\gamma$, где γ – релятивистский фактор электронного пучка. Их энергетический спектр имеет резкую границу с максимальной энергией, определяющейся следующим выражением:

$$E_{max} = \frac{4\omega_L \gamma^2}{1 + 4\omega_L \gamma / mc^2},$$

где ω_L – энергия лазерного фотона (1.17 эВ), γ – релятивистский фактор электрона, m – масса электрона. Энергия электронного пучка в эксперименте составляла 5.25 ГэВ, при этом край энергетического спектра фотонов равен 451 МэВ.

Потерявший часть своей энергии электрон выводится из пучка поворотными магнитами ускорителя и попадает в годоскоп дрейфовых трубок системы регистрации рассеянных электронов, где измеряется его поперечная координата, которая однозначно связана с энергией электрона. Координатное разрешение системы позволяет определить энергию фотона по энергии рассеянного электрона с точностью 1.3% (мечение фотонов). Минимальное значение энергии фотона, которое может быть измерено с помощью системы регистрации рассеянных электронов, при энергии электронного пучка 5.25 ГэВ равно 120 МэВ.

Для формирования чистого фотонного пучка малых поперечных размеров, фотоны высокой энергии, перед тем как попасть на мишень, проходят через систему из трех коллиматоров. Первый свинцовый коллиматор толщиной 10 см с отверстием 4×4 мм² фактически задает поперечные размеры пучка. После этого коллиматора, кроме узкого пучка фотонов, имеется широкое "гало" вторичных частиц, связанное с взаимодействием начальных фотонов с веществом коллиматора. Заряженная компонента этого паразитного пучка убирается постоянным магнитом с полем 550 Гс, который располагается за коллиматором.

На расстоянии около 13 м от первого коллиматора находится второй свинцовый коллиматор толщиной 30 см с отверстием диаметром 25 мм. Его задача – поглотить вторичные частицы, рассеянные на большой угол. За ним установлен третий, активный коллиматор, который образован четырьмя сцинтилляционными кристаллами ВГО с поперечными размерами 25×25 мм² и длиной 150 мм. Отверстие в этом коллиматоре (9×9 мм²) подобрано так, чтобы фотон, прошедший без взаимодействия первый коллиматор, проходил бы и сквозь него. Сцинтилляционный свет из каждого кристалла ВГО этого коллиматора регистрируется с помощью фотоумножителя ФЭУ-64, сигнал с которого включается в триггер эксперимента на антисовпадение. Активный коллиматор убирает примесь вторичных частиц, летящих под малым углом к основному фотонному пучку.

Мишень располагается непосредственно за последним коллиматором. Она изготовлена из кристалла ВГО толщиной 12 мм (1.07 радиационной длины) и поперечными размерами 25×25 мм². Свет с кристалла регистрируется при помощи двух ФЭУ-84, сигналы с которых включены в триггер на антисовпадение. Это позволяет эффективно подавить фон от

неупругих процессов в мишени уже на уровне триггера. В эксперименте порог на энерговыделение в мишени был установлен на уровне 150 КэВ.

Расстояние от мишени до детектора (4.8 м) фотоны пролетают в трубе диаметром 30 см, наполненной гелием. Назначение этой трубы – уменьшить фон от комптоновского рассеяния фотонов после мишени. Фотоны, прошедшие без взаимодействия мишень, попадают в поглотитель, установленный перед входным окном детектора. Поглотитель представляет собой цилиндр из кристалла BGO диаметром 25 мм и длиной 146 мм. Сцинтилляционный свет из этого кристалла регистрируется с помощью ФЭУ-64. Сигнал с поглотителя также включался в триггер на антисовпадение, что позволяло практически исключить срабатывание триггера от фотонов, прошедших мишень без взаимодействия. Для подавления запуска триггера от заряженных частиц на входном окне детектора был установлен тонкий сцинтилляционный вето-счетчик.

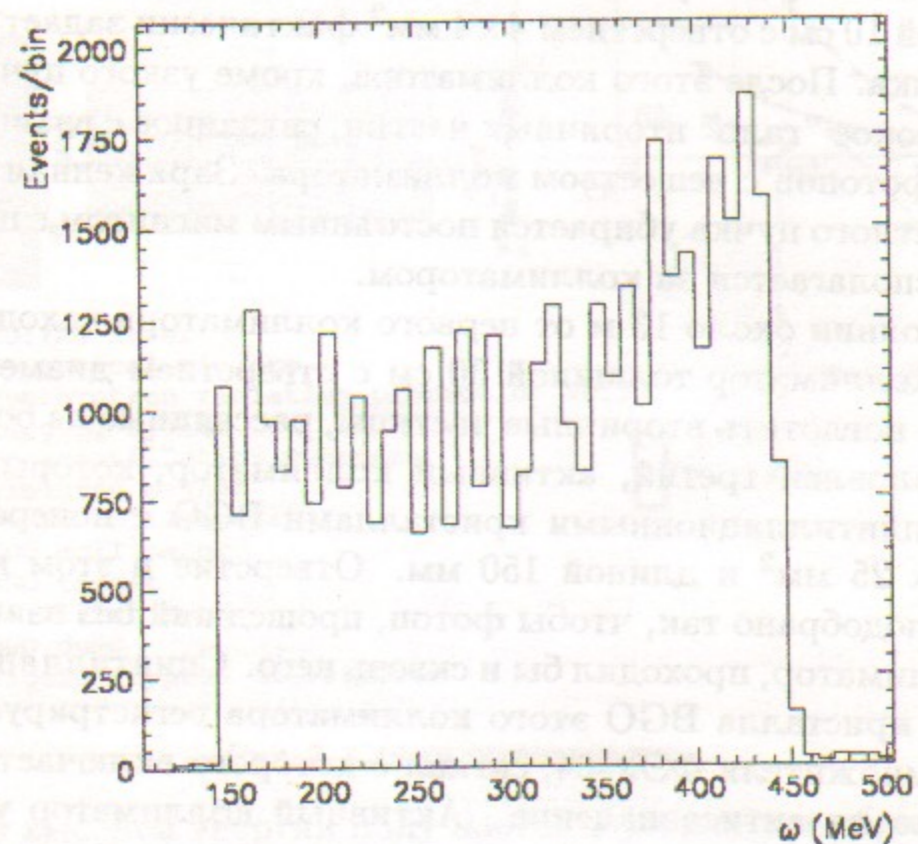


Рис. 3. Энергетический спектр фотонов, падающих на мишень.

Сигналы с BGO-коллиматора, мишени, поглотителя, вето-счётчика на входном окне калориметра оцифровывались при каждом срабатывании триггера и использовались в дальнейшем при обработке для отбора полезных событий.

Помимо этого, сигналы с мишени и поглотителя использовались для определения числа фотонов, попавших на мишень. Измеряемая таким способом интенсивность пучка начальных фотонов в эксперименте составляла 5 – 10 КГц. Эти же сигналы формировали вспомогательный триггер, по которому осуществлялось чтение только системы регистрации рассеянных электродов. Таким способом определялся энергетический спектр начальных фотонов (рис. 3).

В качестве детектора фотонов в эксперименте использовался ионизационный калориметр на основе жидкого криптона [22]. Схематическое изображение калориметра приведено на рис. 4.

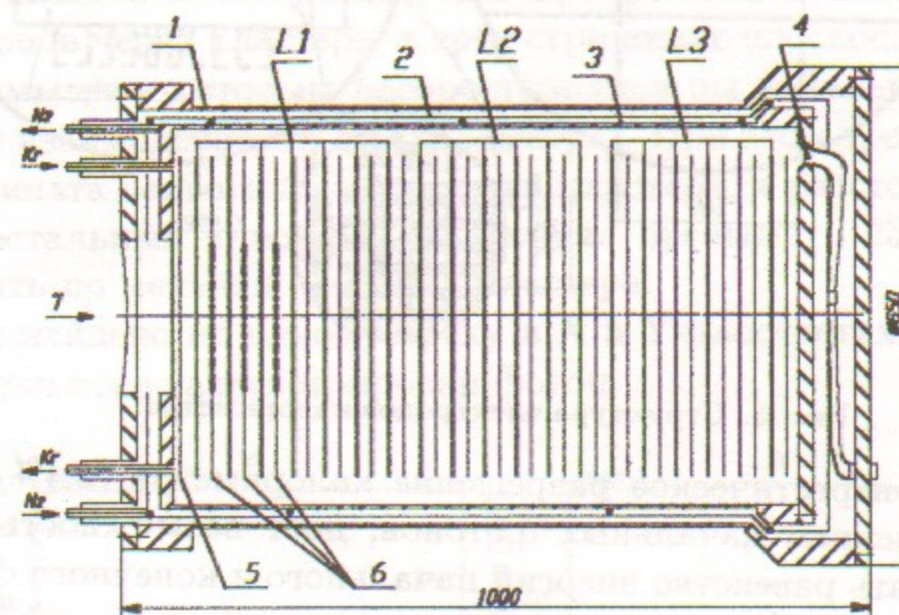


Рис. 4. Устройство калориметра: 1 – внешний объём, 2 – медный экран, 3 – внутренний объём, 4 – сигнальный кабель, 5 – вето-электрод, 6 – стриповые электроды, L1, L2, L3 – башни.

Электродная структура калориметра состоит из набора круглых электродов, изготовленных из фольгированного стеклотекстолита толщиной 0.5 мм, которые образуют ионизационные камеры с зазором 19.5 мм. На чётные электроды подаётся высокое напряжение, а нечётные заземлены. Высоковольтные электроды, разбитые на 9 частей, объединяются так, чтобы образовать ячейки для измерения энергии ("башни"). Три земляных электрода – со второго по четвёртый – разбиты на полоски для координатных измерений. Полоски имеются на обеих плоскостях каждого из этих электродов и ориентированы перпендикулярно друг другу. Это позволяет измерять обе поперечные координаты (X и Y) в одном слое. Ширина полосок изменяется от центра калориметра (1 см) к краю (3 см). Подробно геометрия высоковольтных и координатных электродов изо-

бражена на рис. 5. Пространственное разрешение, которое достигается в такой координатной структуре, равно 1 мм в центре и 2.3 мм на краю.

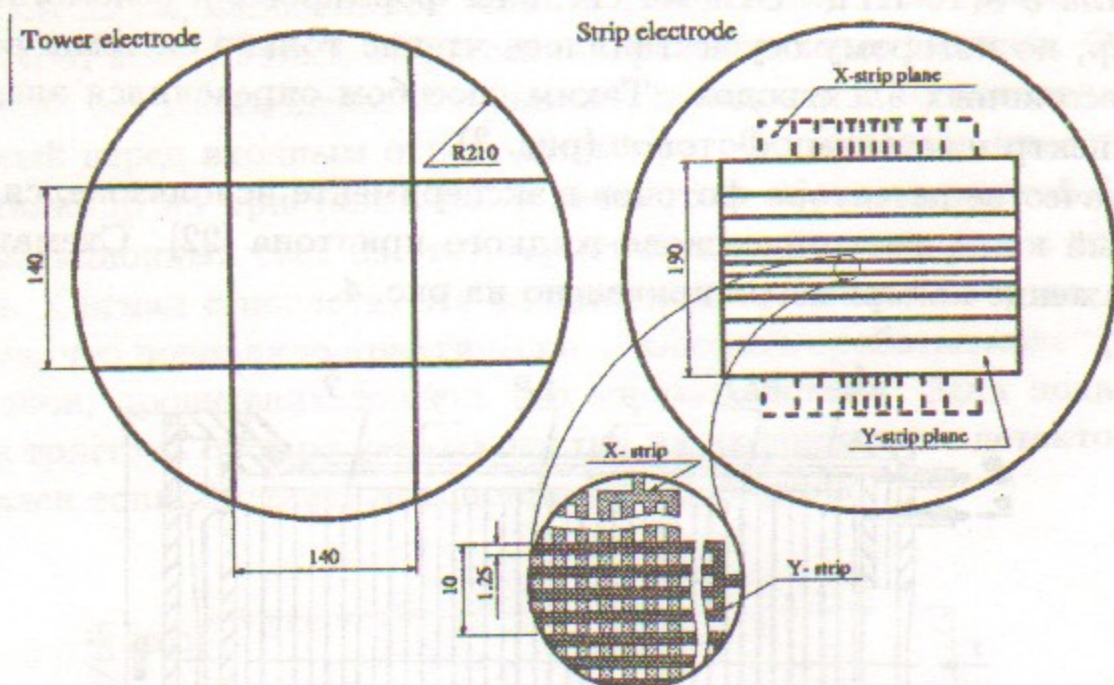


Рис. 5. Структура электродов калориметра.

Хорошее энергетическое разрешение калориметра ($2.4\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$), наряду с мечением начальных фотонов, даёт возможность эффективно использовать равенство энергии начального и конечного фотонов при дельбрюковском рассеянии для существенного подавления фона от неупругих процессов.

Время формирования сигналов со стрипов калориметра составляло 5.2 мкс, а временной интервал между соседними электронными сгустками в ускорителе был равен 600 нс, что при большой загрузке могло приводить к наложению событий и детектированию ложных треков в калориметре. Для исключения этого эффекта сигналы с мишени, поглотителя и ВГО-коллиматора оцифровывались с дискретностью 200 нс в диапазоне $-9 \div +5$ мкс относительно срабатывания основного триггера и использовались при обработке.

При обработке на начальном этапе отбирались события (в дальнейшем они называются событиями с зарегистрированным фотоном), удовлетворяющие следующим условиям:

- 1) Найден один трек в системе регистрации рассеянных электронов.
- 2) Энерговыделение в кристаллах ВГО-коллиматора и поглотителя < 0.35 МэВ.
- 3) Энерговыделение в мишени < 0.15 МэВ.

4) Энерговыделение в сцинтилляционной счётчике на входном окне калориметра < 0.4 МэВ.

5) Энерговыделение в центральной башне первого по ходу пучка слоя калориметра > 80 МэВ.

6) В калориметре зарегистрирован один фотон.

Алгоритм отбора событий в калориметре заключался в следующем:

а) В каждой из стриповых плоскостей выделяются кластеры (кластером называется стрип с энерговыделением > 3 МэВ плюс два соседних, имеющих энерговыделение меньше, чем у центрального), и с помощью обобщённого метода центра тяжести [15] определяются их координаты.

б) Для каждой из координат, X и Y, параллельно линии начального пучка фотонов через кластеры в трёх стриповых плоскостях проводятся треки (прямые, по которым распространялся бы начальный фотон при отсутствии взаимодействий в калориметре). При этом треку приписывается координата первого по ходу пучка кластера, и расстояние от линии трека до остальных кластеров не должно превышать 25 мм. В треке должно быть по меньшей мере два кластера.

в) Если найдено по одному треку в X и Y-плоскостях, то считается, что в калориметре зарегистрирован фотон.

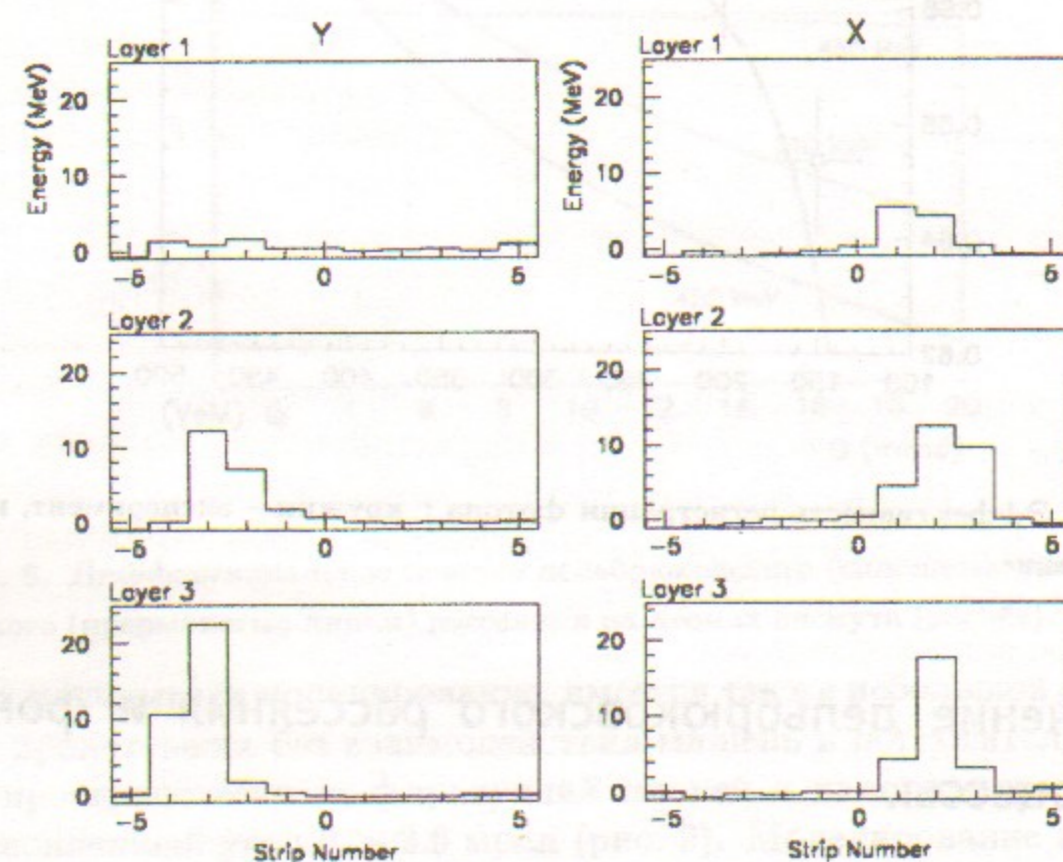


Рис. 6. Пример события, в котором зарегистрирован фотон с координатами $X=1.46$ см, $Y=-2.56$ см.

На рис. 6 приведён пример события, отобранного при помощи данного алгоритма. В этом событии конверсия фотона произошла в первом по ходу фотонного пучка X-слое.

Эффективность регистрации фотона с данным алгоритмом отбора составляет около 70% и слабо зависит от энергии при $\omega > 140$ МэВ (рис. 7). Экспериментальные данные на рис. 7 получены в заходах, когда были убраны мишень и поглотитель. Из рисунка видно, что эффективность регистрации в эксперименте несколько выше, чем в моделировании, поэтому в дальнейшем вся обработка велась с учётом этой поправки.

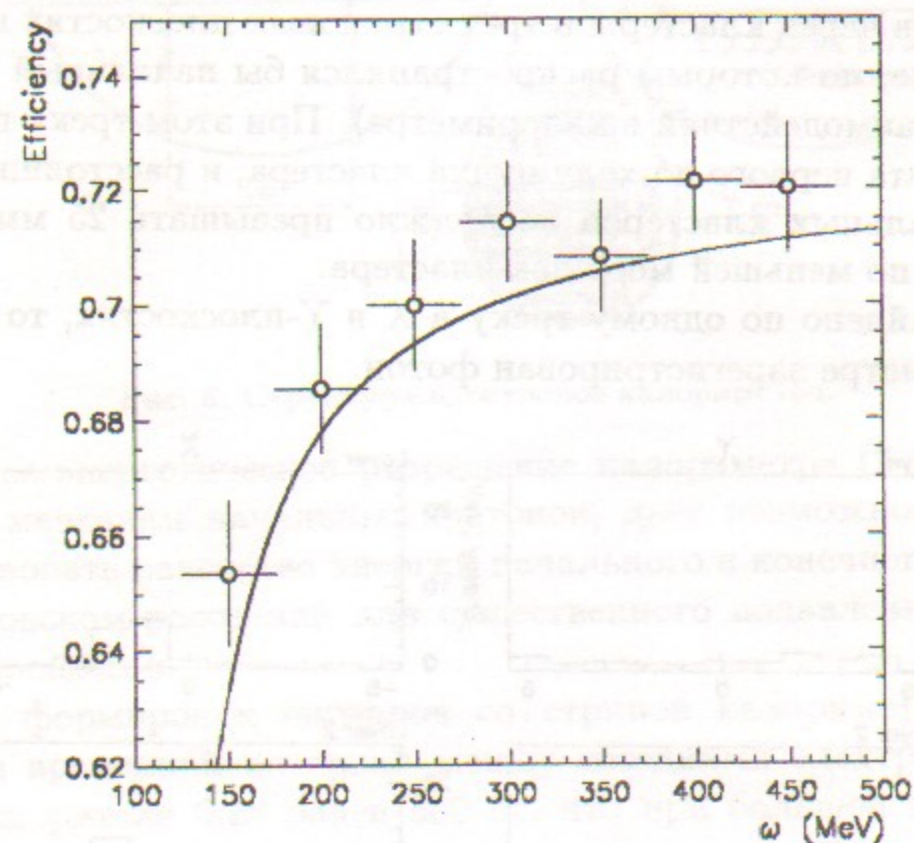


Рис. 7. Эффективность регистрации фотона : кружки – эксперимент, кривая – моделирование.

3. Сечение дельбрюкковского рассеяния и фоновые процессы.

Полное сечение процесса дельбрюкковского рассеяния при $\omega \gg m$ не зависит от энергии, а основная его часть набирается на углах $\theta \sim m/\omega$. В эксперименте регистрировались фотоны в диапазоне углов $2.6 \div$

16.6 мрад (или $0.7 \div 14.6$ в единицах m/ω). Сечение рассеяния на эти углы составляет для висмута ($Z = 83$) 5.9 мб при $\omega = 140$ МэВ и 1.2 мб при $\omega = 450$ МэВ (полное сечение процесса при данном Z равно 6.4 мб). Вклад в сечение от рассеяния на германии ($Z=32$) равен приблизительно 3%.

Сечение комптоновского рассеяния, которое является основным фоновым процессом в условиях проведения эксперимента, для висмута составляет 5.3 мб и 4.9 мб при $\omega = 140$ МэВ и 450 МэВ соответственно.

Дифференциальное по углу сечение дельбрюкковского рассеяния и комптон-эффекта показано на рис. 8.

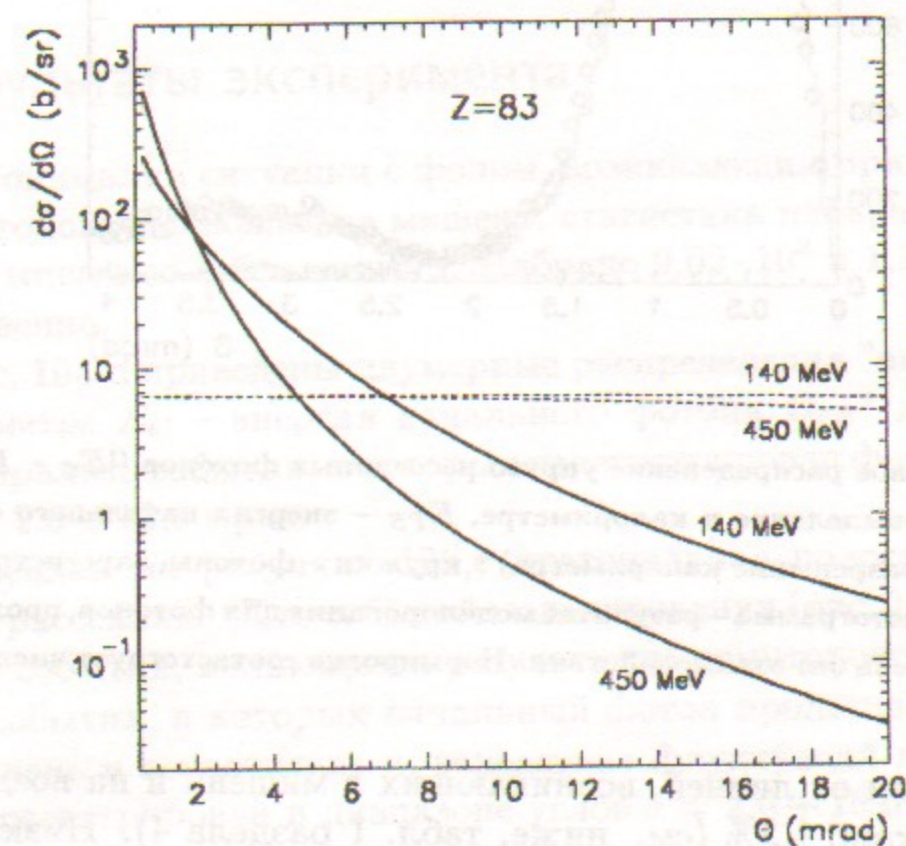


Рис. 8. Дифференциальное сечение дельбрюкковского (сплошные линии) и комптоновского (прерывистые линии) рассеяния на атомах висмута (расчёт).

Как показывает моделирование, имеется также небольшой фон от фотонов, пролетевших без взаимодействия мишень и поглотитель и, вследствие пространственных флуктуаций ливней в калориметре, имеющих восстановленный угол $\theta > 2.6$ мрад (рис. 9). Моделирование производилось при помощи пакета GEANT, версия 3.21.

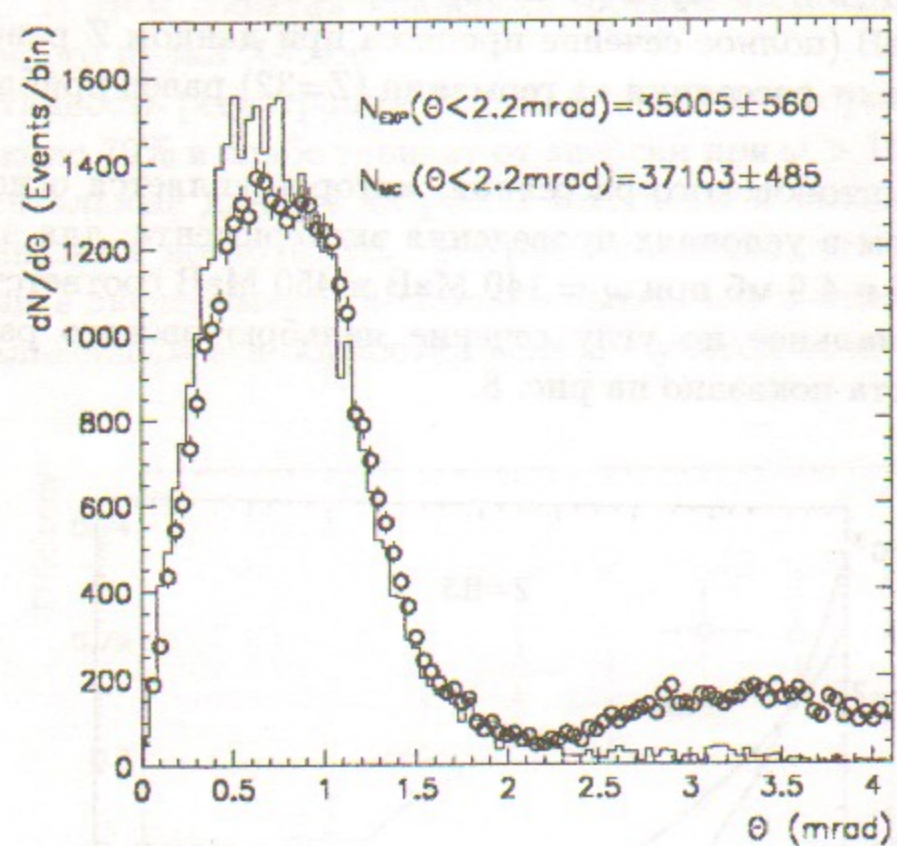


Рис. 9. Угловое распределение упруго рассеянных фотонов ($|E_C - E_{TS}| < 2.5\sigma_c$, где E_C – энергосодержание в калориметре, E_{TS} – энергия начального фотона, σ_c – энергетическое разрешение калориметра): кружки – фотоны, зарегистрированные в эксперименте, гистограмма – результат моделирования для фотонов, пролетевших мишень и поглотитель без взаимодействия. Нормировка соответствует числу начальных фотонов 10^9 .

Вклад в фон от ливней, возникающих в мишени и на воздухе, составляет всего около 1.3% (см. ниже, табл. 1 раздела 4). Низкий уровень этого фона обусловлен тем, мишень в эксперименте была "активной", а также тем, что при отборе событий дельбрюковского рассеяния для зарегистрированных фотонов требовался баланс энергии в калориметре и в системе мечения фотонов.

В моделировании, помимо комптоновского рассеяния и ливней (процессы, заложенные в GEANT), в качестве фонового учитывался также процесс расщепления фотона. Так как сечение этого процесса мало по сравнению с сечением исследуемого эффекта, то для его расчёта при моделировании использовалась приближённая формула, основанная на методе эквивалентных фотонов и имеющая логарифмическую точность ($\sim 20\%$).

Другие процессы, например ядерное комптоновское рассеяние, фоторождение π_0 , в условиях эксперимента, по оценкам, дают пренебрежимо малый вклад в число регистрируемых рассеянных фотонов. Вклад в число рассеянных фотонов от процесса, в котором начальный фотон рождает электрон-позитронную пару с излучением фотона, составляет около 0.5%.

Особое внимание необходимо уделить фону, который возникает при формировании пучка фотонов, падающих на мишень. Это может быть комптоновское или дельбрюковское рассеяние фотонов на краях коллиматоров, особенно на краях коллиматора КЗ. Этот вопрос обсуждается в разделе 4.

4. Результаты эксперимента

Для понимания ситуации с фоном, возникающим при формировании пучка фотонов, падающих на мишень, статистика набиралась в двух режимах: с мишенью и без мишени. Набрано $9.02 \cdot 10^8$ и $1.98 \cdot 10^8$ фотонов соответственно.

На рис. 10а-д приведены двумерные распределения "энергосодержание в калориметре E_C – энергия начального фотона E_{TS} " для этих режимов. Отбирались события, в которых зарегистрирован фотон в диапазоне углов $\theta = 2.6 \div 16.6$ мрад.

Выделенная на рисунках 10а,с диагональная полоса соответствует упругому рассеянию. Для событий моделирования (рис. 10с) в эту полосу попадают события, являющиеся результатом комптоновского рассеяния, а также события, в которых начальный фотон пролетел без взаимодействия мишень и поглотитель и, вследствие флуктуаций ливня в калориметре, зарегистрирован в диапазоне углов $\theta = 2.6 \div 16.6$ мрад; вклад от возникновения ливней в мишени и на воздухе очень мал. Для экспериментального распределения (рис. 10а), за счёт дельбрюковского рассеяния фотонов в мишени, событий, лежащих в данной полосе, намного больше.

Из рис. 10 также видно, что в эксперименте имеется большое число событий с "утечкой" энергии, т. е. когда энергосодержание в калориметре меньше энергии падающего фотона. Данные события – результат образования ливней в ВГО-коллиматоре, когда в него попадает фотон начального пучка.

Поскольку величина этого эффекта сильно зависит от местоположения коллиматора на линии пучка и его ориентации, аккуратно смодели-

ровать этот эффект не представляется возможным. Тем не менее, для вычитания данного фона при определении величины эффекта дельбрюкского рассеяния, можно использовать экспериментальные данные для заходов без мишени.

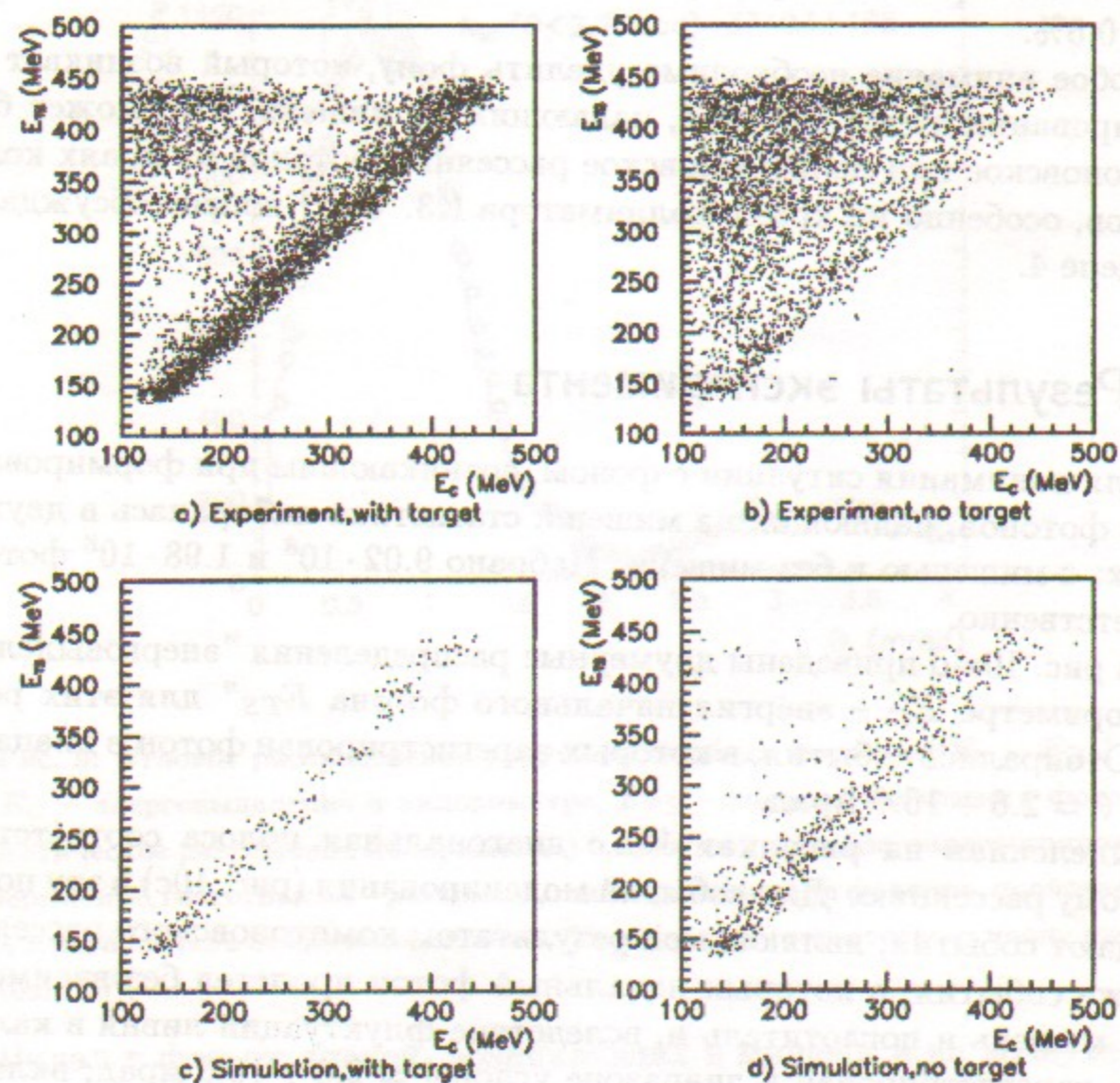


Рис. 10. Распределения "энерговыведение в калориметре E_C - энергия начального фотона E_{TS} " для событий, в которых зарегистрирован фотон в диапазоне углов $\theta = 2.6 \div 16.6$ мрад. В моделировании учтены только процессы, заложенные в GEANT. Нормировка соответствует числу начальных фотонов $1.5 \cdot 10^8$.

Чтобы понять, как правильно сделать такое вычитание, было проведено моделирование для заходов без мишени, когда ВГО-коллиматор был сдвинут относительно линии начального пучка фотонов так, что 0.2% фотонов пучка задевало его. При этом сигнал с коллиматора не учитывался.

На рис. 11 показано распределение по параметру $(E_C - E_{TS})/\sigma_c$

(где σ_c - энергетическое разрешение калориметра) для событий такого моделирования, когда зарегистрирован фотон в диапазоне углов $\theta = 2.6 \div 16.6$ мрад.

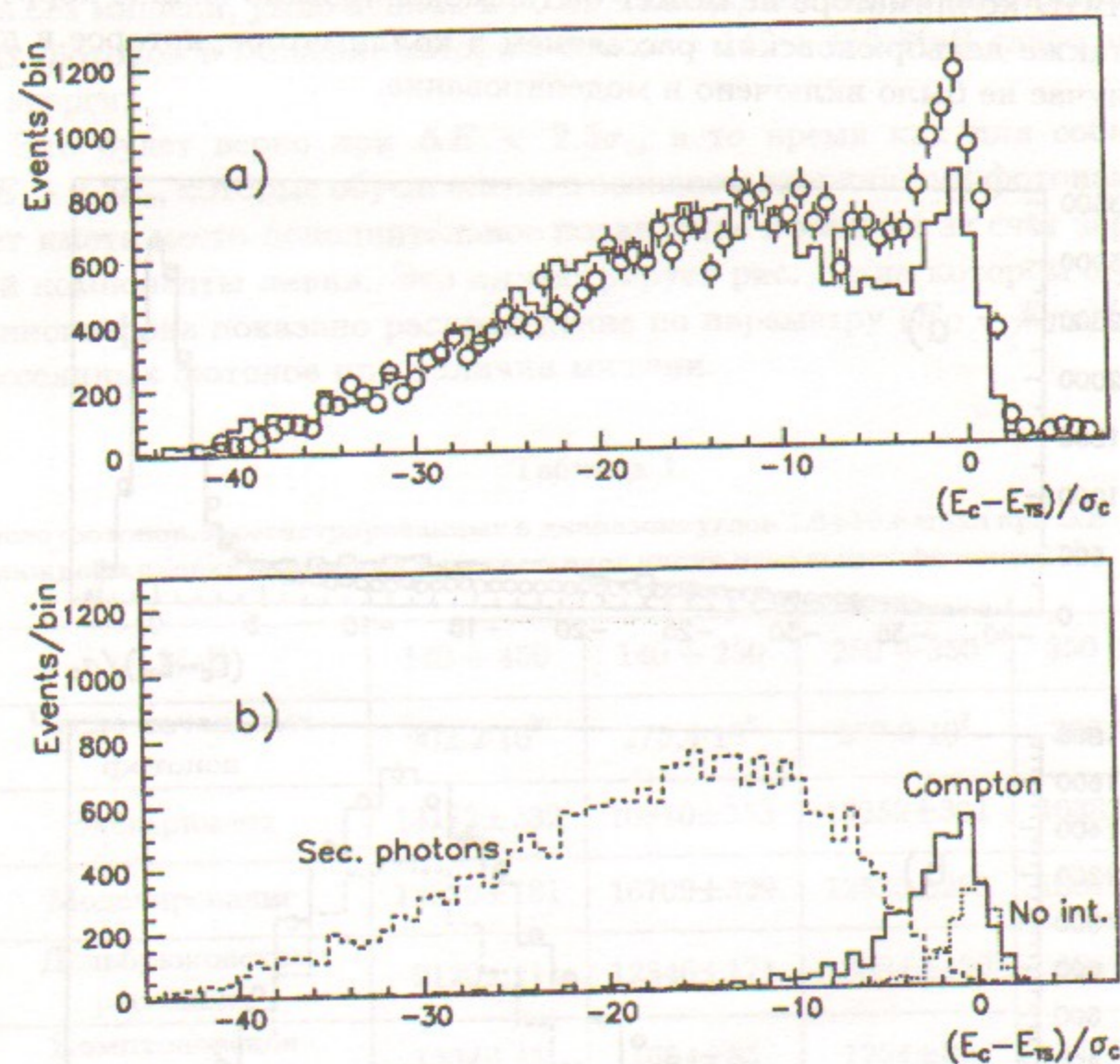


Рис. 11. Распределения по параметру $(E_C - E_{TS})/\sigma_c$ для заходов без мишени, когда зарегистрирован фотон в диапазоне углов $\theta = 2.6 \div 16.6$ мрад. (а) Кружки - экспериментальные данные, гистограмма - моделирование (учтены только процессы, заложенные в GEANT). (б) Вклады разных эффектов в гистограмму а): сплошная линия - комптоновское рассеяние, прерывистая линия - вторичные фотоны, возникшие в результате образования ливней, линия из точек - фотоны, пролетевшие мишень и поглотитель без взаимодействия. Нормировка соответствует числу начальных фотонов 10^9 .

Из рисунка видно, что вклад в упругое рассеяние вторичных фотонов, возникших в результате образования ливней (в основном в ВГО-

коллиматоре), когда $\Delta E = |E_C - E_{TS}| < 2.5\sigma_c$, пренебрежимо мал. Небольшое расхождение моделирования с экспериментом при $\Delta E < 2.5\sigma_c$ можно объяснить тем, что, как уже отмечалось, комптоновское рассеяние в ВГО-коллиматоре не может быть смоделировано вполне корректно, а также дельбрюковским рассеянием в коллиматоре, которое в данном случае не было включено в моделирование.

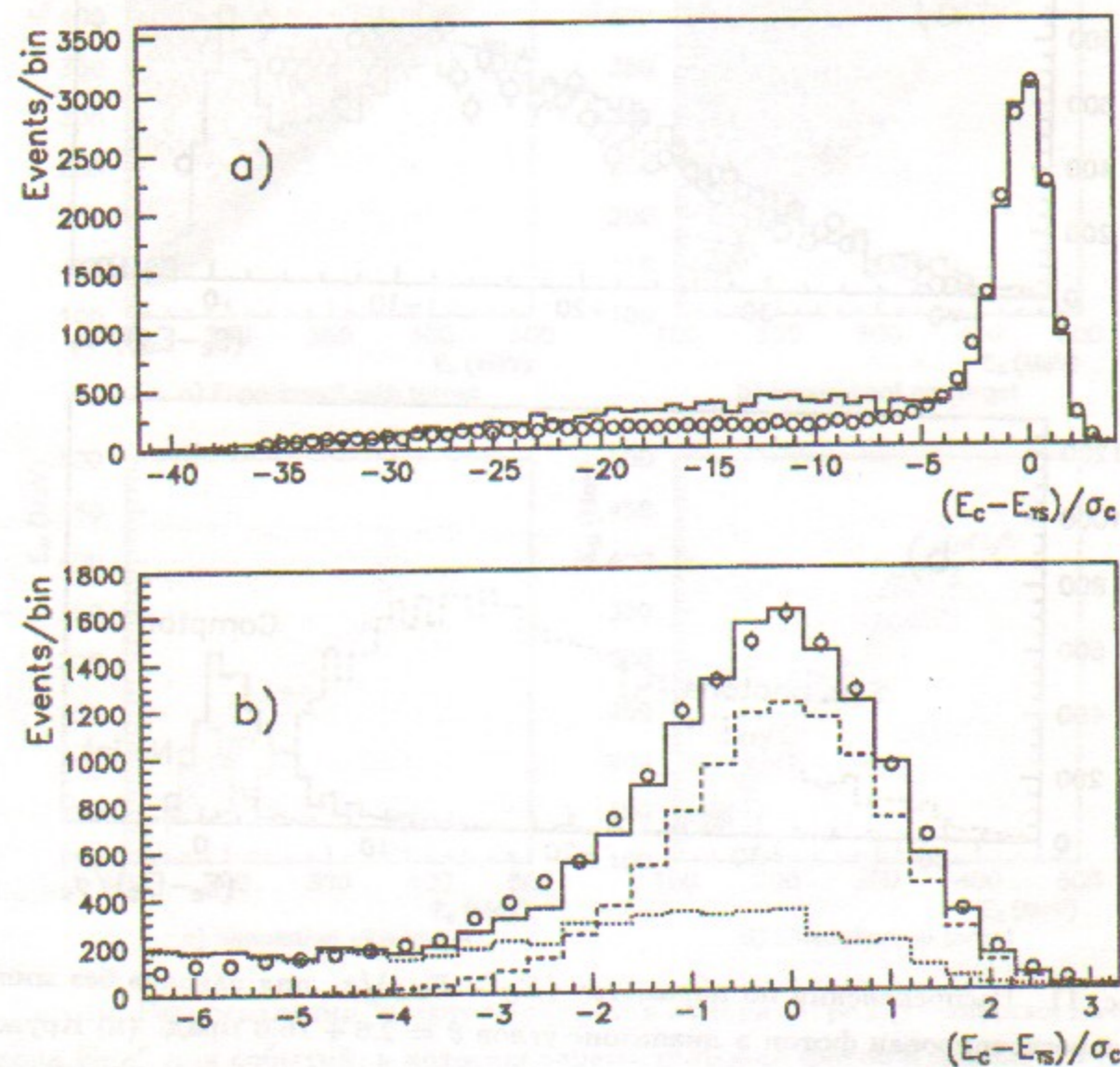


Рис. 12. Распределения по параметру $(E_C - E_{TS})/\sigma_c$ для заходов с мишенью, когда зарегистрирован фотон в диапазоне углов $\theta = 2.6 \div 16.6$ мрад. (а) Кружки – экспериментальные данные, гистограмма – моделирование на основе пакета GEANT с учётом дельбрюковского рассеяния, расщепления фотона и фона из ВГО-коллиматора. (б) Кружки – экспериментальные данные, сплошная линия – моделирование, прерывистая линия – дельбрюковское рассеяние, линия из точек – сумма всех фоновых процессов. Нормировка соответствует числу начальных фотонов 10^9 .

Таким образом, становится понятным, как для заходов с мишенью учесть этот дополнительный фон из ВГО-коллиматора. Он может быть получен как разница между экспериментом и моделированием для заходов без мишени, умноженная на 0.49 – коэффициент ослабления одиночных фотонов в мишени, который при $\omega = 140 \div 450$ МэВ слабо зависит от энергии.

Это будет верно при $\Delta E < 2.5\sigma_c$, в то время как для событий с $\Delta E > 2.5\sigma_c$, которые обусловлены в основном вторичными фотонами, может иметь место дополнительное подавление в мишени за счёт заряженной компоненты ливня. Это иллюстрирует рис. 12, на котором с учётом данного фона показано распределение по параметру $(E_C - E_{TS})/\sigma_c$ для рассеянных фотонов при наличии мишени.

Таблица 1.

Число фотонов, зарегистрированных в диапазоне углов $2.6 \div 16.6$ мрад при $\Delta E < 2.5\sigma_c$. В каждой колонке нормировка соответствует числу начальных фотонов 10^9 .

ω , МэВ	140 ÷ 450	140 ÷ 250	250 ÷ 350	350 ÷ 450
Число начальных фотонов	$902.2 \cdot 10^6$	$275.4 \cdot 10^6$	$259.9 \cdot 10^6$	$366.9 \cdot 10^6$
Эксперимент	13172 ± 232	16810 ± 353	13252 ± 301	10383 ± 229
Моделирование	12810 ± 181	16709 ± 329	12535 ± 283	10079 ± 209
Дельбрюковское рассеяние	9120 ± 111	12346 ± 171	8884 ± 150	6867 ± 119
Комптоновское рассеяние	1334 ± 45	1624 ± 85	1254 ± 80	1173 ± 66
Вторичные фотоны	52 ± 8	60 ± 16	57 ± 16	42 ± 13
Пролетевшие без взаимодействия	495 ± 62	954 ± 133	324 ± 65	270 ± 51
Расщепление фотона	435 ± 88	434 ± 90	519 ± 108	376 ± 78
Фон из ВГО-коллиматора	1374 ± 124	1290 ± 246	1497 ± 214	1351 ± 147

В таблице 1 произведено сравнение эксперимента и моделирования в разных диапазонах по энергии налетающего фотона. Показаны также результаты моделирования Дельбрюковского рассеяния и фоновых

процессов. Данные приведены с учётом систематической ошибки, которая складывается из ошибки при измерении потока фотонов, падающих на мишень (возникающей за счёт того, что может иметь место несколько взаимодействий лазерного и электронного пучков одновременно), и ошибки при определении эффективности регистрации фотона в калориметре (см. рис. 6). Величины этих ошибок, по оценкам, составляют 1.5% и 1% соответственно.

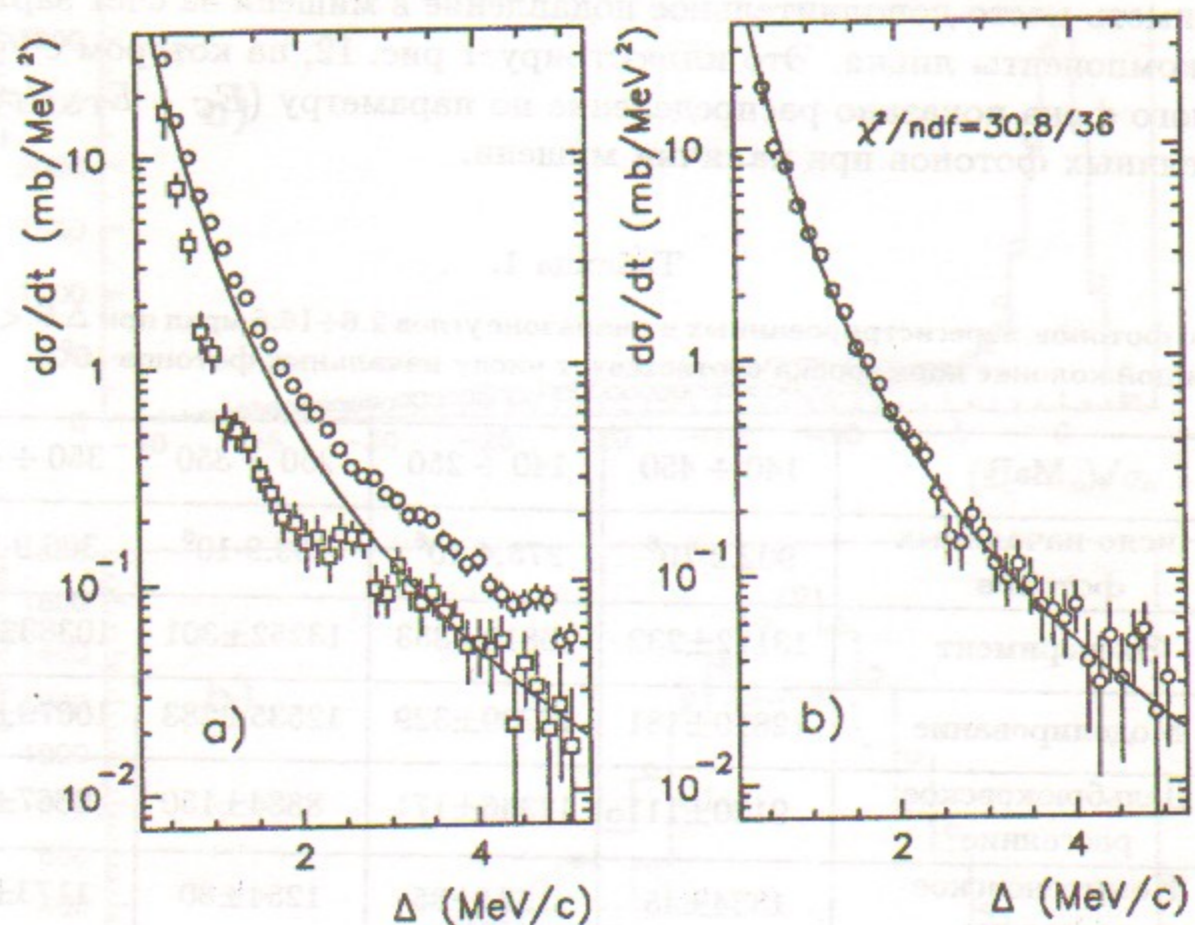


Рис. 13. Дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/dt$ для молекулы германата висмута в зависимости от передачи импульса Δ . (а) Кружки – экспериментальные данные, квадраты – фон. (б) Кружки – экспериментальные данные после вычитания фона. Сплошная линия – расчёт.

Дифференциальное по углу сечение дельбрюкковского рассеяния для неполяризованных фотонов может быть записано в виде [4]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (Z\alpha)^4 r_0^2 \{|A^{++}|^2 + |A^{+-}|^2\},$$

где r_0 – классический радиус электрона, A^{++} , A^{+-} – спиральные амплитуды рассеяния с сохранением и с изменением спиральности.

Таблица 2.

Дифференциальное сечение дельбрюкковского рассеяния $d\sigma/dt$ для молекулы германата висмута в зависимости от передачи импульса Δ .

Δ (МэВ)	$\frac{d\sigma}{dt}$ (мб/МэВ ²), расчёт	$\frac{d\sigma}{dt}$ (мб/МэВ ²), эксперимент
0.49	21.1	19.9±3.4
0.62	12.9	10.1±1.2
0.75	8.30	8.10±0.62
0.88	5.55	5.25±0.36
1.01	3.83	3.88±0.25
1.14	2.72	3.07±0.18
1.27	1.99	2.09±0.13
1.40	1.49	1.66±0.11
1.53	1.13	1.12±0.08
1.66	0.883	0.966±0.073
1.79	0.696	0.758±0.064
1.92	0.555	0.569±0.059
2.05	0.450	0.476±0.056
2.18	0.369	0.410±0.055
2.31	0.306	0.356±0.045
2.44	0.255	0.238±0.049
2.57	0.215	0.148±0.038
2.70	0.183	0.139±0.035
2.83	0.157	0.187±0.035
2.96	0.135	0.151±0.028
3.09	0.116	0.112±0.030
3.22	0.101	(9.65±2.7)·10 ⁻²
3.35	8.85·10 ⁻²	0.111±0.029
3.48	7.76·10 ⁻²	(9.0±2.6)·10 ⁻²
3.61	6.83·10 ⁻²	(7.0±2.3)·10 ⁻²
3.74	6.07·10 ⁻²	(6.7±2.2)·10 ⁻²
3.87	5.37·10 ⁻²	(6.1±2.1)·10 ⁻²
4.00	4.80·10 ⁻²	(7.1±2.0)·10 ⁻²
4.13	4.28·10 ⁻²	(3.9±2.1)·10 ⁻²
4.26	3.84·10 ⁻²	(3.0±1.9)·10 ⁻²
4.39	3.46·10 ⁻²	(5.0±2.1)·10 ⁻²
4.52	3.11·10 ⁻²	(3.1±1.9)·10 ⁻²
4.65	2.82·10 ⁻²	(4.7±1.8)·10 ⁻²
4.78	2.53·10 ⁻²	(5.3±1.7)·10 ⁻²
4.91	2.32·10 ⁻²	(2.2±1.7)·10 ⁻²
5.04	2.11·10 ⁻²	(3.2±1.7)·10 ⁻²

При $\omega \gg m$ и $\Delta \sim m$, как это имело место в эксперименте, спиральные амплитуды имеют вид $A \sim \omega f(\Delta)$. Поскольку $d\sigma/d\Omega$ не зави-

сит от азимутального угла φ , то дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ равно $d\sigma/dt = (\pi/\omega^2)d\sigma/d\Omega$ (где $t = \Delta^2$), и есть функция только передачи импульса Δ , но не энергии фотона ω . Это позволяет построить распределение $d\sigma/dt$ с использованием данных при всех энергиях налетающего фотона (рис. 13, табл. 2).

Из таблицы и рисунка видно, что полученные результаты в пределах экспериментальной точности хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями для сечения дельбрюкковского рассеяния.

Авторы выражают благодарность А.Н. Скринскому и В.А. Сидорову за интерес к данной работе и её поддержку. Благодарим В.П. Смахтина за полезные предложения, В.Н. Байера, А.Е. Бондаря, А.П. Онучина за полезные дискуссии. Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (грант RFBR-97-02-18556).

Литература

- [1] L. Meitner, H. Kösters (and M. Delbrück), Z.Phys. 84 (1933) 137.
- [2] A. Baumann *et al.*, Nucl. Phys. A536 (1992) 87.
- [3] P. Papatzacos and K. Mork, Phys. Rep. 21 (1975) 81.
- [4] A. I. Milstein and M. Schumacher, Phys. Rep. 243 (1994) N4.
- [5] M. Cheng and T.T. Wu, Phys. Rev. 182 (1969) 1873, Phys. Rev. D2 (1970) 2444, Phys. Rev. D5 (1972) 3077.
- [6] A.I. Milstein and V.M. Strakhovenko, Phys. Lett. A95 (1983) 135, Sov. Phys. JETP 58 (1983) 8.
- [7] A.I. Milstein and R.Zh. Shaisultanov, J.Phys. A21 (1988) 2941.
- [8] A.I. Milstein, P. Rullhusen and M. Schumacher, Phys. Lett. B247 (1990) 481.
- [9] H. Falkenberg *et al.*, Atomic Data and Nucl. Data Tables 50 (1992) 1.
- [10] P. Rullhusen *et al.*, Z. Physik A293 (1979) 287.
- [11] B. Kasten *et al.*, Phys. Rev. C33 (1986) 1606.

- [12] U. Zurmühl *et al.*, Phys. Lett. B114 (1982) 99.
- [13] U. Zurmühl *et al.*, Z. Phys. A314 (1983) 171.
- [14] A. Baumann *et al.*, Nucl. Phys. A536 (1992) 87.
- [15] G. Jarlskog *et al.*, Phys. Rev. D8 (1973) 3813.
- [16] Sh. Zh. Akhmadaliev *et al.*, PHOTON'97, Incorporating the XIth International Workshop on Gamma-Gamma Collisions, Egmond aan Zee, Netherlands, 246 (10-15/05/97).
- [17] R.N. Lee, A.I. Milstein, and V.M. Strakhovenko, JETP 85 (1997) 1049, Phys. Rev. A57 (1998) 2325.
- [18] G.Ya. Kezerashvili *et al.*, AIP Conference Proceedings 343, 260 (American Institute of Physics, Woodbury, New York, 1995).
- [19] И.Я. Протопопов, Труды XIII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Том 1, стр. 63, Новосибирск, 1987.
- [20] V.M. Aulchenko *et al.*, NIM, A355 (1995) 261.
- [21] В.В. Анашин и др., Труды международного симпозиума по координатным детекторам. Дубна, 1987.
- [22] V.M. Aulchenko *et al.*, NIM, A394 (1997) 35.

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. Поспелов, И.Я. Протопопов, Л.В. Романов,
А.Г. Шамов, Д.Н. Шатилов, Е.А. Симонов,
Ю.А. Тихонов

**Дельбрюковское рассеяние фотонов
в кулоновском поле при энергиях 140 ÷ 450 МэВ**

ИЯФ 98-51

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 17.06. 1998 г.

Сдано в набор 20.06.1998 г.

Подписано в печать 20.06.1998 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.1 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 51

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротаприфте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.