

О ПРИНЦИПАХ И ФИЗИЧЕСКОЙ ПРОГРАММЕ

$\gamma\gamma$ -КОЛЛАЙДЕРОВ

Э.А.Кураев, М.В.Галынский, М.И.Левчук**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	155
ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ФОТОНОВ (ЛИНЕЙНЫЙ И НЕЛИНЕЙНЫЙ СЛУЧАИ)	160
Кинематика процесса $\gamma_0 e \rightarrow \gamma e$	160
Энергетические спектры фотонов	161
Поляризация конечных фотонов	163
Светимость, монохроматизация $\gamma\gamma$ -столкновений	165
Нелинейные эффекты в ОКР	168
ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА ФОТОННЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ	178
Проблемы стандартной модели	182
Адронная физика и предсказания КХД в $\gamma\gamma$ -пучках	188
Физика периферических взаимодействий	191
Образование пар тяжелых кварков в $\gamma\gamma$ -столкновениях	193
Поляризационные эффекты в γe - и $\gamma\gamma$ -коллайдерах	193
КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ	195
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	201

*Институт физики НАНБ, Минск, Белоруссия

О ПРИНЦИПАХ И ФИЗИЧЕСКОЙ ПРОГРАММЕ $\gamma\gamma$ -КОЛЛАЙДЕРОВ

Э.А.Кураев, М.В.Галынский*, М.И.Левчук*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены некоторые аспекты физической программы для встречных фотон-фотонных коллайдеров. Среди них — процессы с образованием тяжелых векторных мезонов, бозона Хиггса, тяжелых кварков, интегральные соотношения между сечениями (правила сумм) для различных поляризационных состояний, процессы образования адронов, физика померона. Эти вопросы изложены конспективно. Особое внимание уделено нелинейным эффектам в обратном комптоновском рассеянии фотонов циркулярно поляризованной лазерной волны, сфокусированной на пучке ультррелятивистских продольно поляризованных электронов. Рассмотрено также наиболее часто встречающееся в литературе линейное приближение в этом механизме конверсии. Достаточное внимание уделено описанию калибровочных процессов, предлагаемых для целей мониторинга — непрерывного контроля за светимостью $\gamma\gamma$ -коллайдеров и степенью поляризации фотонных пучков. Для этой цели рассмотрены процессы образования двух лептонных пар в кинематике узких струй, летящих вдоль оси пучков, и процесс образования пары заряженных лептонов или бозонов, летящих на большие углы. Представлены результаты численных анализов.

We present some aspects of the physical program of photon-photon colliders. Among them — the processes with creation of heavy vector mesons, Higgs boson, heavy quarks, the integral relations between the cross sections (sum rules) for different states of polarization, processes of hadron's production, the pomeron physics. These questions are considered in the conspective form. The main attention is paid to the nonlinear effects in the process of backward Compton scattering of the circularly polarized laser beam, focused on the bunch of ultrarelativistic longitudinally polarized electrons. We consider as well the most popular in the literature the linear approximation in this conversion mechanism. We consider the calibration processes, which supposed to be used for monitoring purposes — check the luminosity and to measure the degree of polarization of photon beams. For these aims we consider the processes of two lepton pair creation in the kinematics of jets, moving along the beams directions and the process of creation a pair of charged leptons or vector bosons, moving at large angles. We present the results of numerical analysis.

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с конца 80-х годов и по настоящее время в разных странах ведутся работы по проектированию и разработке физических программ для γe - и $\gamma\gamma$ -коллайдеров. В настоящее время имеются проекты по их созданию в

*Институт физики НАНБ, Минск, Белоруссия

США, ФРГ, Японии. Физические программы для этих коллайдеров, созданные в результате многолетнего сотрудничества представителей многих научных центров по физике частиц и высоких энергий, наиболее полно изложены в «Conceptual Design Reports» [1–3]. В этих проектах фотон-фотонные и фотон-электронные пучки предполагается создавать на основе использования линейных ускорителей со встречными e^+e^- -пучками.

Исследование двухфотонных процессов $\gamma\gamma \rightarrow X$ представляет собой важный раздел современной физики высоких энергий [4]. Традиционно в эксперименте они изучаются на встречных e^+e^- -пучках при взаимодействии виртуальных фотонов, которые испускаются начальными частицами (т.е. в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$). При этом образуется система частиц X с инвариантной массой W , а сечение этого процесса в приближении эквивалентных фотонов имеет вид

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}(s) = dn_1 dn_2 d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(W^2), \quad (1)$$

где dn_i — спектры излучения эквивалентных фотонов:

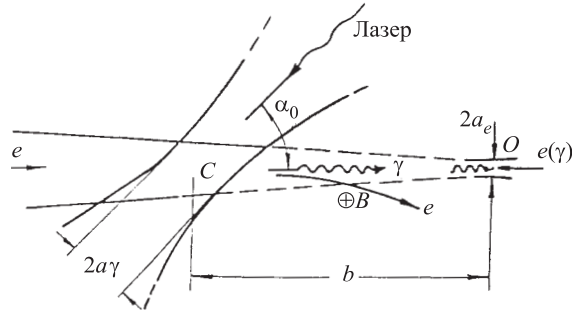
$$dn_i = \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\omega_i}{\omega_i} \frac{d(-q_i^2)}{(-q_i^2)} \left[1 - \frac{\omega_i}{\varepsilon} + \frac{\omega_i^2}{2\varepsilon^2} + \frac{m^2\omega_i^2}{q_i^2\varepsilon^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь ε — энергия в системе центра масс (СЦМ) пучка электронов (позитронов), m — масса электрона, ω_i и q_i — энергия и 4-импульс виртуального фотона ($i = 1, 2$), $W = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$.

К сожалению, возможности изучения двухфотонных процессов в e^+e^- -соударениях ограничены тем, что эффективные энергии и особенно светимости соударений виртуальных фотонов существенно ниже, чем в e^+e^- -соударениях. Поэтому представляется чрезвычайно важной задача получить прямые γe^- и $\gamma\gamma$ -пучки с высокими энергиями и светимостями. На таких установках можно было бы не только более детально исследовать те же вопросы, что и в соударениях виртуальных фотонов, но и изучать совершенно новые объекты, недоступные для изучения другими методами.

Одним из наилучших методов получения интенсивных фотонных пучков является использование обратного комптоновского рассеяния (ОКР) лазерного света на электронном пучке линейного ускорителя [5–9]. В кратких сообщениях [5] было впервые показано, что на базе линейных однопролетных ускорителей со встречными e^+e^- -пучками можно реализовать встречные γe^- и $\gamma\gamma$ -пучки примерно с теми же энергиями и светимостями, что и для исходных ускорителей. Необходимые для этого интенсивные пучки γ -квантов было предложено получать при рассеянии мощной лазерной вспышки на электронных пучках этих ускорителей.

Малые размеры пучков линейных коллайдеров делают возможным получение значения коэффициента конверсии (отношения числа высокоэнергетических фотонов к числу электронов) $k = N_\gamma/N_e \sim 1$ при энергиях лазерной

Рис. 1. Схема получения встречных γe - и $\gamma\gamma$ -пучков

вспышки в несколько джоулей, т.е. при разумном выборе параметров можно конвертировать большую часть электронов в фотоны высоких энергий.

Существенная монохроматизация фотонных пучков может быть достигнута за счет использования поляризованных пучков сталкивающихся частиц. Что касается поляризационных свойств самих фотонных пучков, то они определяются состоянием поляризации начальных частиц, могут быть практически полностью поляризованными по абсолютной величине, и, кроме того, их знак может регулироваться.

Детальное описание схемы конверсии электронного пучка в γ -пучок, основные характеристики встречных γe - и $\gamma\gamma$ -соударений, вопросы фона и калибровки светимости, а также нетривиальные поляризационные эффекты в таких γe - и $\gamma\gamma$ -соударениях были подробно рассмотрены в [6, 7]. По сути дела, в работах [6, 7] было дано изложение совершенно новой концепции по созданию фотонных линейных коллайдеров (ФЛК). Она оказалась привлекательной по многим причинам, продолжала обсуждаться и развиваться в многочисленных работах других авторов [10–21]. В [11] для реализации указанной в [5] схемы предлагалось использовать лазер на свободных электронах того же пучка.

Схема реализации фотонных коллайдеров (ФК) показана на рис. 1. Два сфокусированных электронных пучка движутся навстречу друг другу к точке взаимодействия O и на расстоянии примерно 1 см от нее сталкиваются с сфокусированным лазерным пучком в точке C . В результате ОКР лазерные фотоны превращаются в пучок высокоэнергетических фотонов (имеющих энергию, сравнимую с энергией начального пучка электронов ε), распространяющихся с небольшим угловым разбросом (порядка m/ε) практически вдоль направления движения начальных электронов, т.е. фокусируются в точке встречи, где сталкиваются с идущим навстречу электронным или таким же γ -пучком. Электроны продолжают двигаться к точке встречи, имея

широкое энергетическое распределение $\varepsilon' = (1 \div 0,02)\varepsilon$ в результате многократного комптоновского рассеяния, либо отклоняются магнитным полем $B \sim 1$ Тл от точки встречи.

Размеры фотонного пучка в точке встречи могут практически совпадать с размерами электронного пучка, поэтому светимость γe^- и $\gamma\gamma$ -столкновений может иметь такой же порядок, как и «геометрическая» светимость исходных e^+e^- -пучков (при этом наличие позитронов вовсе не обязательно для ФК).

Метод получения γ -квантов высоких энергий с помощью ОКР хорошо известен [22], он использовался во многих лабораториях [23]. Однако коэффициент конверсии электронов в фотоны при этом был мал и имел порядок: $k \sim 10^{-7} - 10^{-5}$.

Фотонные (т.е. γe^- и $\gamma\gamma$) линейные коллайдеры обладают богатым физическим потенциалом и рядом преимуществ по сравнению с обычными e^+e^- -коллайдерами. Одно из них заключается в том, что ФК обладают высокой монохроматичностью. Типичное распределение светимости $\gamma\gamma$ -столкновений имеет острый пик вблизи максимально достижимых инвариантных масс $W_{\gamma\gamma}$ сталкивающихся фотонов с шириной $\delta W_{\gamma\gamma}/W_{\gamma\gamma} \cong 0,15$.

Вследствие наличия резкой границы в спектрах светимости $\gamma\gamma$ -столкновений в области максимальных инвариантных масс поиски различных мод распада хиггсовского бозона (ХБ) в виде узких одиночных резонансов, измерение его массы путем сканирования по энергии в СЦМ могут быть лучше проведены на ФЛК, чем с помощью $p\bar{p}$ - или e^+e^- -столкновений [21]. Измерение двухфотонной ширины распада ХБ $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ может оказаться полезным при поиске возможного четвертого поколения лептонов и кварков, поскольку благодаря петлевым диаграммам все массивные (даже ультратяжелые) заряженные частицы дают вклад в эту ширину распада, если их масса обусловлена механизмом Хиггса.

Светимость $\gamma\gamma$ -коллайдеров потенциально выше светимости e^+e^- -столкновений. Как показано в работе [16], для ФК существует принципиальная возможность получения предельных светимостей на уровне $10^{34} - 10^{35}$ см⁻². с⁻¹ при использовании области инвариантных масс вблизи пика светимости ($z = W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon > 0,65$).

Сечения рождения заряженных пар частиц со спином 0 и 1/2 в $\gamma\gamma$ -столкновениях превышают соответствующие сечения в e^+e^- -столкновениях примерно в 5 раз (см. рис. 2); для рождения пар W -мезонов этот фактор даже больше, он равен примерно 10–20. Следовательно, статистика событий того же порядка, что и достижимая на e^+e^- -коллайдерах, может быть достигнута на $\gamma\gamma$ -коллайдерах при светимостях, как минимум, в пять раз меньших. Кроме того, эти сечения убывают с ростом энергии значительно медленнее, чем на e^+e^- -коллайдере (см. рис. 2). Как впервые показано в работе [21], аналогичная ситуация имеет место и при образовании бозона Хиггса в $\gamma\gamma$ -столкновениях.

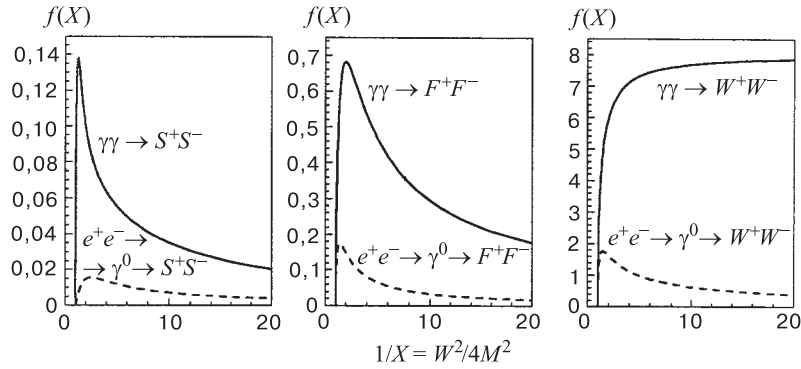


Рис. 2. Сравнение сечений образования заряженных пар частиц в e^+e^- - и $\gamma\gamma$ - столкновениях. Они имеют вид [14]: $\sigma = (\pi\alpha^2/M^2)f_p(X)$, где $p = S$ (скаляр), $p = F$ (фермион), $p = W$ (W -бозоны); M — масса частицы; $X = W_{p\bar{p}}^2/4M^2$

Фотонные коллайдеры предоставляют наилучшую возможность для изучения t -кварков. При энергиях, достаточно далеких от порога рождения $t\bar{t}$ -пар, $\gamma\gamma$ -коллайдеры позволят получать примерно 10^5 $t\bar{t}$ -пар в год [2]. Продукты их распада будут слабо перекрываться, и, таким образом, можно будет изучать некоторые редкие распады.

Этот далеко не полный список достоинств и преимуществ ФЛК является перечнем очень сильных аргументов в пользу создания γe^- - и $\gamma\gamma$ -коллайдеров. Отметим, что одной из самых главных целей проектируемых $\gamma\gamma$ -коллайдеров является решение ключевой проблемы стандартной модели (СМ) — открытие и изучение свойств бозона Хиггса.

В первом разделе обзора рассматривается схема конверсии лазерных фотонов. При этом изучается влияние нелинейных эффектов на спектры, поляризационные характеристики рассеянных фотонов и электронов, а также светимости $\gamma\gamma$ -столкновений.

Во втором разделе кратко рассматриваются основные аспекты физической программы фотон-фотонных коллайдеров.

В третьем разделе исследуются процессы, которые могут быть использованы для калибровки светимости $\gamma\gamma$ -коллайдеров, а также определения степени поляризации фотонных пучков. Это процесс образования двух лептонных пар двумя поляризованными фотонами и процесс образования одной пары тяжелых заряженных бозонов или же фермионов.

2. ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЙНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ФОТОНОВ (ЛИНЕЙНЫЙ И НЕЛИНЕЙНЫЙ СЛУЧАИ)

2.1. Кинематика процесса $\gamma_0 e \rightarrow \gamma e$. Основные кинематические соотношения для процесса комптоновского рассеяния лазерного света на релятивистских электронах были получены в [22]:

$$\gamma(k_0) + e^-(p) \rightarrow \gamma(k) + e^-(p'). \quad (3)$$

Они составляют принципиальную основу метода генерации γ -квантов высоких энергий с помощью ОКР. Основные характеристики конечных электронов и фотонов, такие как энергетическое и угловое распределение, их поляризации, а также другие, с ними связанные, определяются дифференциальным сечением процесса (3). В настоящее время в связи с созданием ФЛК необходим полный расчет поляризационных состояний как конечных фотонов, так и электронов. Это, в свою очередь, требует знания дифференциального сечения процесса (3) с учетом поляризаций как начальных, так и конечных частиц. Впервые такой расчет был проведен в работе [24] (1954 г.) в случае, когда начальный электрон покоится (см. также [25,26]). Более чем сорок лет назад эта задача представляла чисто академический интерес, но в настоящее время (удивительно, но факт!) он перерос в чрезвычайно важный практический. Отметим, что другим основным процессам квантовой электродинамики (КЭД) в этом смысле повезло не так сильно.

Процесс комптоновского рассеяния фотона на электроном в произвольной системе отсчета и с учетом поляризаций частиц рассматривался в большом количестве работ. Мы будем использовать наиболее удобные, на наш взгляд, хорошо известные формулы для комптоновского рассеяния, которые были получены в работах [6, 7]. При этом везде будет использоваться система единиц, в которой скорость света c и постоянная Планка \hbar равны единице: $\hbar = c = 1$.

В области конверсии происходит рассеяние фотонов с энергией $\omega_0 \sim 1$ эВ на электроном с энергией ε при небольшом угле встречи α_0 (см. рис. 1). Мы будем пренебрегать зависимостью от этого угла α_0 и считать столкновение лобовым. Энергия комптоновского фотона ω зависит от его угла рассеяния ϑ по отношению к направлению движения начального электрона следующим образом:

$$\omega = \frac{\omega_m}{1 + (\vartheta/\vartheta_0)^2}, \quad \omega_m = \frac{x}{x+1}\varepsilon, \quad \vartheta_0 = \frac{m}{\varepsilon}\sqrt{x+1}, \quad x = \frac{4\omega_0\varepsilon}{m^2}, \quad (4)$$

где ω_m — максимальная энергия фотона, m — масса электрона. При этом углы рассеяния электронов и фотонов являются уникальными функциями от энергии фотона:

$$\vartheta_\gamma(y) = \vartheta_0 \sqrt{\frac{y_m}{y} - 1}, \quad \vartheta_e(y) = \vartheta_\gamma(y) \frac{y}{1-y}, \quad y_m = \frac{\omega_m}{\varepsilon} = \frac{x}{1+x}, \quad (5)$$

где $y = \omega/\varepsilon$ — безразмерная энергетическая переменная, а y_m — ее максимальное значение. Например, для $\varepsilon = 250$ ГэВ и $\omega_0 = 117$ эВ (неодимовый лазер) имеем: $x = 45$ и $y_m \approx 0,818$. При этом около половины всех фотонов летит в интервал углов $\vartheta < \vartheta_0 \simeq 10^{-5}$ рад *, а их энергия $\omega > \omega_m/2$. С ростом x (то есть с ростом ω_0 либо ε) максимальная энергия комптоновского фотона ω_m также увеличивается. При этом в области конверсии становятся возможными другие процессы [6, 13]. Наиболее важным из них является процесс образования e^+e^- -пар при столкновении комптоновских фотонов с фотонами той же лазерной волны. Порог этой реакции: $\omega_m\omega_0 > m^2$, т.е. $x = 2(1 + \sqrt{2}) \approx 4,828$. Выше этого порога ($x \sim 8 \div 20$) сечение рождения пар в 1,5–2 раза превышает сечение комптоновского рассеяния [13, 14]. Вследствие этого максимум коэффициента конверсии при больших x ограничен значением 25–35%. По этой причине более предпочтительно работать при $x = 4,8$ ($y_m \approx 0,828$), хотя этот выбор не абсолютен. Отметим, что область более высоких x также представляет интерес для экспериментов, в которых требуется предельная монохроматизация $\gamma\gamma$ -столкновений. Ниже, для понимания тенденций, мы также будем рассматривать более широкую область x .

В области конверсии e^+e^- -пары могут образоваться также при столкновении электрона с лазерным фотоном в бете-гайтлеровском процессе $e + \gamma_0 \rightarrow e + e^+e^-$. Однако при $x < 20$ его сечение по крайней мере на два порядка меньше сечения комптоновского рассеяния [6].

2.2. Энергетические спектры фотонов. Энергетический спектр рассеянных фотонов $f(x, y)$ определяется дифференциальным сечением процесса [6, 7]:

$$f(x, y) \equiv \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy} = \frac{2\sigma_0}{x\sigma_c} \left[\frac{1}{1-y} + 1 - y - 4r(1-r) + \lambda_e \lambda r x (1-2r)(2-y) \right], \quad (6)$$

$$y \leq y_m = \frac{x}{x+1}; \quad r = \frac{y}{x(1-y)} \leq 1; \quad \sigma_0 = \pi \left(\frac{e^2}{m} \right)^2 = 2,5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

*Дифференциальное сечение процесса в случае неполяризованных частиц вблизи $\vartheta = 0$ (в направлении импульса начального электрона) имеет очень острый пик [6]:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_\gamma} = \frac{d\sigma_c(0)}{d\Omega_\gamma} \left(1 - \mathcal{D} \frac{\vartheta^2}{\vartheta_0^2} \right), \quad \mathcal{D} \approx x + 6,$$

то есть угловой размер области высокой плотности фотонов определяется углом [6] $\vartheta \sim \vartheta_0/\sqrt{x+6}$.

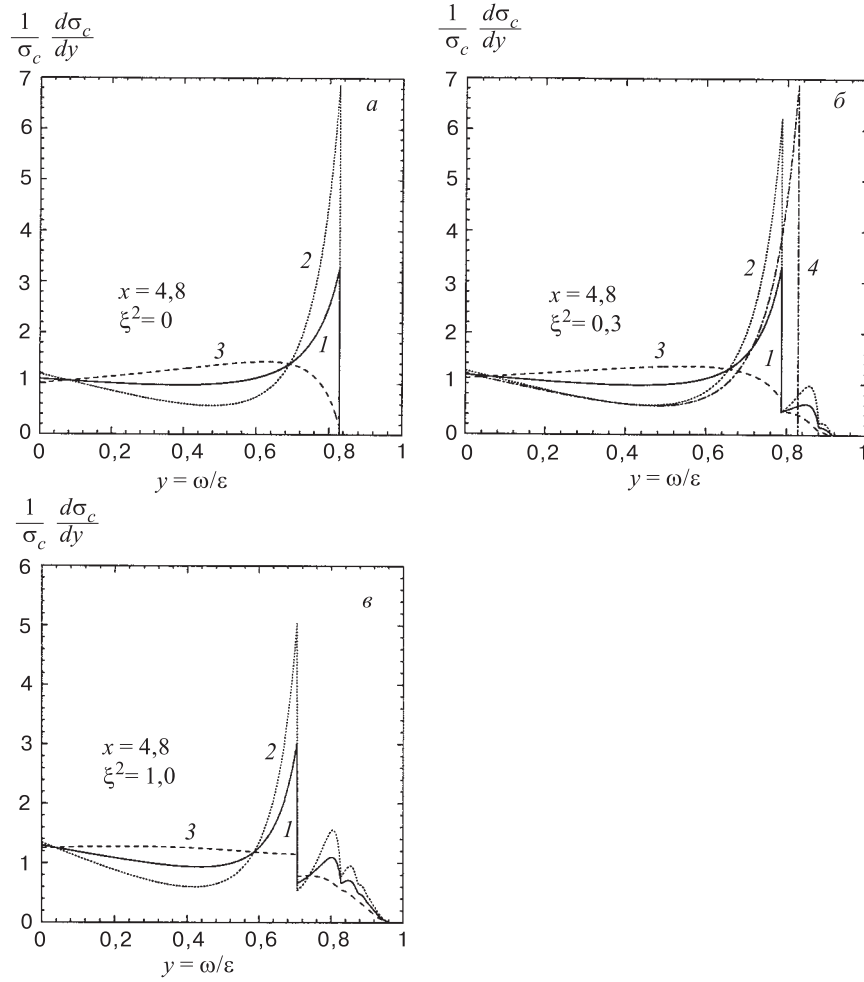


Рис. 3. Спектры ОКР, построенные для $x = 4,8$ и значений параметра интенсивности ξ^2 циркулярно поляризованной электромагнитной волны (17), равных: *a*) $\xi^2 = 0$; *б*) $\xi^2 = 0,3$; *в*) $\xi^2 = 1,0$, как функция от $y = \omega/\varepsilon$. Линии 1, 2, 3 соответствуют следующему выбору спиральностей начального электрона (λ_e) и фотона лазерной волны (λ): 1) $\lambda_e = 0, \lambda = 1$; 2) $\lambda_e = 1, \lambda = -1$; 3) $\lambda_e = 1, \lambda = 1$. Линия 4 на рис. 3,б отвечает обычному комптоновскому рассеянию в случае, когда спины сталкивающихся частиц параллельны

где λ_e и λ — удвоенная спиральность начального электрона и спиральность лазерного фотона ($\lambda_e = \pm 1, \lambda = \pm 1$). Полное сечение комптоновского процесса:

$$\sigma_c = \sigma_c^{np} + \lambda_e \lambda \sigma_1,$$

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

$$\sigma_1 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\left(1 + \frac{2}{x} \right) \ln(x+1) - \frac{5}{2} + \frac{1}{x+1} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right],$$

где σ_c^{np} — сечение для неполяризованных пучков. В области $x = 1 \div 10$ отношение $|\sigma_1/\sigma_c| < 0,2$, а при $x \approx 2,5$ величина $\sigma_1 = 0$, т.е. полное сечение σ_c слабо зависит от поляризации ($\lambda\lambda_e$) и мало отличается от полного сечения для неполяризованных пучков.

Отличие от полного сечения, энергетический спектр весьма существенно зависит от значения $\lambda\lambda_e$. При $\lambda\lambda_e < 0$ число наиболее жестких фотонов ($y > x/(x+2)$) возрастает, а число мягких фотонов (с $y < x/(x+2)$) уменьшается. Иными словами, с ростом величины ($-\lambda\lambda_e$), так же, как и с ростом x , происходит эффективная «перекачка» мягких фотонов в жесткие. Особенности поведения энергетических спектров в зависимости от переменной $y = \omega/\varepsilon$ для $x = 4, 8$ в случае, когда

$$1) \rightarrow \lambda\lambda_e = 0, \quad 2) \rightarrow \lambda\lambda_e = -1, \quad 3) \rightarrow \lambda\lambda_e = 1, \quad (7)$$

представлены на рис. 3,а. Им отвечают линии 1, 2 и 3 соответственно. Когда $\lambda\lambda_e = -1$ (спины у сталкивающихся электронов и фотонов лазерной волны параллельны), число жестких фотонов почти удваивается по сравнению с неполяризованным случаем (ср. кривые 2 и 1 на рис. 3,а). Это приводит к существенному улучшению монохроматичности спектров и $\gamma\gamma$ -соударений. Наоборот, при антипараллельных спинах у электронов и лазерных фотонов ($\lambda\lambda_e = +1$) число жестких фотонов уменьшается (кривая 3 на рис. 3,а). Соответственно монохроматичность соударений ухудшается.

Отметим, что точке пересечения линий 1, 2, 3 на рис. 3,а соответствует значение $y = x/(x+2) = 0,706$ для $x = 4, 8$. Кроме того, в рассматриваемом (линейном) приближении, когда интенсивностью лазерной волны можно пренебречь, спектры ОКР, как это видно из рис. 3,а, имеют резкую, четкую границу (при $y_m = 0,828$), что имеет очень важное значение для поиска ХБ в $\gamma\gamma$ -столкновениях [21].

2.3. Поляризация конечных фотонов. С помощью поляризованных начальных электронных и лазерных пучков могут быть получены высокоэнергетические фотоны различной поляризации. Общие формулы, используемые ниже для поляризаций рассеянных фотонов, просуммированные по поляризациям конечных электронов, даны в [7]. При этом степень циркулярной поляризации комптоновского фотона определяется выражением

$$\lambda_\gamma^f(y) = \frac{\lambda_e x r [1 + (1-y)(1-2r)^2] + \lambda(1-2r)((1-y)^{-1} + 1-y)}{(1-y)^{-1} + 1-y - 4r(1-r) + \lambda\lambda_e r x(1-2r)(2-y)}. \quad (8)$$

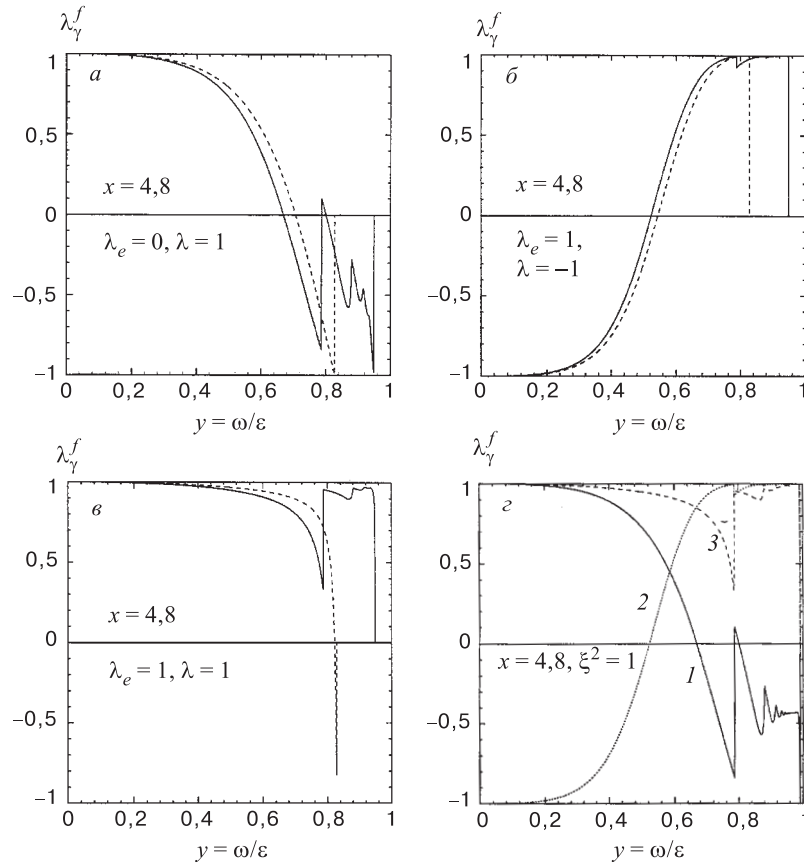


Рис. 4. Энергетические зависимости степени циркулярной поляризации ОКР-фотонов, вычисленные для $x = 4,8$ при $\xi^2 = 0, 0,3$ (а–в) и $\xi^2 = 1$ (з) для следующих поляризационных состояний сталкивающихся частиц: а) $\lambda_e = 0, \lambda = 1$; б) $\lambda_e = 1, \lambda = -1$; в) $\lambda_e = 1, \lambda = 1$. Штриховые линии на рис.а–в отвечают обычному комптоновскому рассеянию

Зависимость от энергии степени циркулярной поляризации λ_γ^f для $x = 4,8$ показана на рис.4,а–в штриховыми линиями (соответствующими рассматриваемому случаю обычного комптоновского рассеяния). Отметим, что на границе спектра (при точном рассеянии назад), когда $y = y_m$, $\lambda_\gamma^f = -\lambda$. Это соотношение является естественным следствием требования сохранения спиральности в случае лобового столкновения частиц.

Если $\lambda\lambda_e = -1$ (случай с наилучшей монохроматичностью), то фотоны в области $y \sim y_m$ имеют высокую, почти 100% степень поляризации. Рассеянные фотоны имеют также высокую степень циркулярной поляризации в

широкой области энергий вблизи y_m даже в том случае, когда $\lambda_e = 0$. Отметим, что при низких y спиральность конечных фотонов λ_γ^f зависит от λ_e очень слабо.

Высокая степень циркулярной поляризации фотонов должна сыграть решающую роль в подавлении фоновых процессов при образовании хиггсовских частиц, поскольку сечение процесса образования ХБ в $\gamma\gamma$ -столкновениях, который распадается преимущественно на $b\bar{b}$ -пары, $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}) \propto 1 + \lambda_{\gamma 1}\lambda_{\gamma 2}$, в то время как сечение главного фонового процесса $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}) \propto 1 - \lambda_{\gamma 1}\lambda_{\gamma 2}$ [18].

Степень линейной поляризации комптоновских фотонов определяется выражением

$$p_{l_\gamma} = \frac{2r^2 p_l}{(1-y)^{-1} + 1 - y - 4r(1-r) + \lambda\lambda_e r x(1-2r)(2-y)}, \quad (9)$$

где p_l — степень линейной поляризации лазерных фотонов. (В случае полной поляризации p_l и спиральность λ связаны соотношением $p_l^2 + \lambda^2 = 1$.)

Интересно отметить [14], что можно получить большие значения p_{l_γ} , вплоть до $p_{l_\gamma} = 1$, в случае, когда $\lambda\lambda_e \approx +1$, что соответствует линии 3 на рис.3,а, когда число фотонов с энергией вблизи ω_m мало.

Линейная поляризация фотонных пучков может быть очень полезной при определении CP -четности хиггсовских частиц, поскольку сечение его образования двумя фотонами $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow H) \propto 1 \pm p_{l_{\gamma 1}} p_{l_{\gamma 2}}$ для $CP = \pm 1$ соответственно.

Рассмотренные выше формулы для дифференциальных сечений, энергетических спектров, степени циркулярной поляризации ОКР-фотона справедливы только для однократного комптоновского рассеяния. Между тем при рассеянии лазерной волны с большой плотностью фотонов возрастает вероятность многократного комптоновского рассеяния, которая приводит к подъему энергетических спектров рассеянных фотонов в области низких и средних энергий [14]. Для полного моделирования многократного комптоновского рассеяния необходимо знать поляризацию электрона в конечном состоянии, что, однако, не было сделано в [14], поскольку не были известны формулы, описывающие изменение поляризации электрона в процессе ОКР. Эта проблема в случае, когда нелинейными эффектами в области конверсии можно пренебречь, была недавно рассмотрена в [27]. Мы также ее рассмотрим ниже, но не в линейном приближении, а с учетом влияния нелинейных эффектов в ОКР, где это описание представляется нам наиболее удобным и полным.

2.4. Светимость, монохроматизация $\gamma\gamma$ -столкновений. Светимость L является одной из основных характеристик ускорителя со встречными пучками.

В случае гауссовских e^+e^- -пучков она определяется следующим выражением:

$$L_{ee} = \frac{\nu N_{e^+} N_{e^-}}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (10)$$

где N_{e^-} (N_{e^+}) — число электронов (позитронов) в пучке, ν — частота столкновений, а $4\pi\sigma_x\sigma_y$ есть площадь перекрытия пучков с поперечными размерами σ_x и σ_y . В литературе величину L_{ee} часто называют «геометрической светимостью» [2,14]. Если известна светимость ускорителя L , то число событий в единицу времени \dot{N} для процесса с известным сечением σ определяется следующим соотношением: $\dot{N} = L \sigma$.

Физические процессы и требования к светимости. С точки зрения требований к светимости и ее спектральному распределению в γe^- и $\gamma\gamma$ -соударениях можно выделить две группы процессов [6,7].

а) Процессы, в которых конечные частицы вылетают на большие углы, так что по продуктам реакции можно восстановить инвариантную массу системы. Такие процессы обусловлены взаимодействиями на малых расстояниях. Их сечения невелики: $\sim (\alpha/E)^2$, $(\alpha/M_W)^2 \sim 10^{-36} \div 10^{-34}$ см² и имеют плавную зависимость от энергии (исключая пороговую область). Для их изучения требуется максимально доступная светимость, а монохроматизация необязательна.

б) Процессы, в которых полезно иметь хорошую монохроматичность соударений. Таковы, например, процессы, связанные с взаимодействиями на больших расстояниях, сечения которых большие, но быстро падают с ростом поперечных импульсов частиц. Полная регистрация продуктов реакции, летящих под малыми углами, является очень сложной задачей. Поэтому здесь необходимо иметь монохроматичные пучки, но вовсе не нужна высокая светимость. Другим примером являются процессы рождения новых частиц с ярко выраженным пороговым или резонансным поведением. Так, например, в реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ возрастание сечения до половины асимптотического значения происходит на интервале энергии около 10% от порога.

Как показано в [6, 7], требования (а) и (б), перечисленные выше, предъявляемые к спектральной светимости $\gamma\gamma$ -коллайдеров, могут быть реализованы в случаях, когда точки конверсии S и взаимодействия O (см. рис. 1) совпадают (а) и разнесены в пространстве (б) соответственно. При этом для более комплексного улучшения монохроматичности γ -пучков, естественно, должны быть использованы поляризованные пучки сталкивающихся лазерных фотонов и электронов.

В первом случае, когда жесткие γ -кванты сталкиваются друг с другом сразу же после комптоновской конверсии, спектральное распределение светимости $\gamma\gamma$ -столкновений $L_{\gamma\gamma}$ по инвариантной массе сталкивающихся фотонов $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$ вычисляется через энергетические спектры фотонов

$f(x, y)$ (6) следующим образом:

$$\frac{1}{L_{\gamma\gamma}} \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = 2z \int_{z^2/z_m}^{z_m} f(x, y) f(x, \frac{z^2}{y}) \frac{dy}{y}, \quad (11)$$

$$z \equiv W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon, \quad 0 \leq z \leq z_m = y_m = x/(1+x),$$

либо

$$\frac{1}{L_{\gamma\gamma}} \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = 2z \int_{-\eta_m}^{+\eta_m} f(x, ze^{+\eta}) f(x, ze^{-\eta}) d\eta, \quad (12)$$

$$\eta \equiv \ln \sqrt{y_1/y_2}, \quad -\eta_m \leq \eta \leq +\eta_m, \quad \eta_m = \ln(y_m/z),$$

где $y_i = \omega_i/\varepsilon$ — доли энергий, уносимые фотонами, движущимися в противоположных направлениях 1 и 2; η — быстрота $\gamma\gamma$ -системы. Здесь z изменяется от 0 до $z_m = W_m/2\varepsilon = y_m$, где W_m — максимальное значение инвариантной массы $W_{\gamma\gamma}$, $W_m = 2\omega_m$, а η ограничена в области $|\eta| \leq \ln(y_m/z)$. Отметим, что формулы (12) и (11) эквивалентны между собой.

В случае, когда точки конверсии и взаимодействия C и O разнесены между собой в пространстве (т.е. расстояние $b \neq 0$, см. рис. 1), распределение светимости по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -системы $W_{\gamma\gamma}$, справедливое для аксиально-симметричных, гауссовских пучков, принимает более сложный вид [6, 7, 14]:

$$\begin{aligned} \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = 2zk^2 L_{ee} \int_{z^2/y_m}^{y_m} f(x, y) f(x, z^2/y) I_0(v) \times \\ \times \exp\left(-\left(\frac{y_m}{y} + \frac{y_m y}{z^2} - 2\right) \frac{(x+1)\rho^2}{2}\right) \frac{dy}{y}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$v = \rho^2(x+1) \sqrt{\left(\frac{y_m}{y} - 1\right) \left(\frac{y_m y}{z^2} - 1\right)}, \quad z = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2\varepsilon}, \quad \rho = \frac{b}{\gamma a_e}, \quad L_{ee} = \frac{\nu N_e^2}{2\pi a_e^2},$$

где $I_0(v)$ — модифицированная функция Бесселя от аргумента v , $\gamma = \varepsilon/m$ — лоренц-фактор, a_e — радиус электронного пучка в точке взаимодействий O , L_{ee} — геометрическая светимость базисных ee -столкновений, k — коэффициент конверсии. Таким образом, спектральная светимость $\gamma\gamma$ -столкновений зависит только от параметров $\rho, x, \lambda\lambda_e$ и не зависит от других параметров установки. Очевидно, что при $\rho \ll 1$ формула (13) переходит в (11), если учесть, что полная светимость $\gamma\gamma$ -столкновений связана с геометрической светимостью ee -столкновений следующим образом:

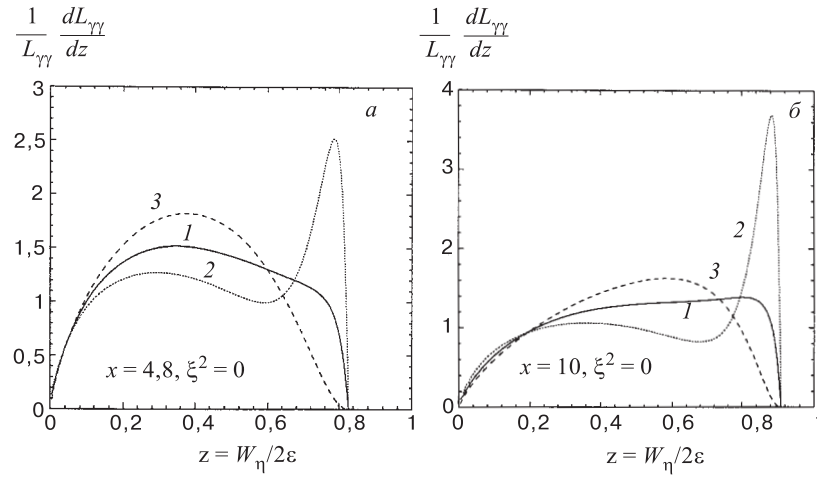


Рис. 5. Зависимость спектральной светимости $\gamma\gamma$ -столкновений от их инвариантной массы $W_{\gamma\gamma}$, $z = W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon$, построенная для $x = 4,8$ (а) и $x = 10$ (б). Кривые 1, 2, 3 соответствуют выбору поляризационных состояний частиц: 1) $\lambda_e = 0$, $\lambda = 1$; 2) $\lambda_e = 1$, $\lambda = -1$; 3) $\lambda_e = 1$, $\lambda = 1$

$$L_{\gamma\gamma} = k^2 L_{ee} . \quad (14)$$

Спектральные светимости $\gamma\gamma$ -соударений, рассчитанные по формуле (11), когда $x = 4,8$ и $x = 10$, представлены на рис. 5,а и б соответственно. При этом линиям 1, 2, 3 на каждом из этих рисунков отвечает одинаковый выбор поляризационных состояний (7) для обоих сталкивающихся пучков. Как и в случае энергетических спектров, линиям 1, 3 на рис. 5,а,б отвечают самые немонахроматичные распределения. Точечные линии на этих рисунках (с $\lambda\lambda_e = -1$, $\tilde{\lambda}\tilde{\lambda}_e = -1$) имеют характерный пик вблизи z_m . В случае $x = 4,8$ ($y_m = 0,828$) и $x = 10$ ($y_m = 0,909$) координаты пиков на рис.5,а и б равны, соответственно, (0,786, 2,519) и (0,882, 3,689). Очевидно, что их высота, а вместе с ней и монохроматичность жестких $\gamma\gamma$ -столкновений, растет с x , а ширина пиков, соответственно, уменьшается. Отношение светимостей при $x = 10$ и $x = 4,8$ в силу (14) определяется отношением квадратов коэффициентов конверсии, максимальные значения которых ниже и выше порога рождения e^+e^- -пар равны, соответственно, $k = 0,63$ и $k = 0,35$ [13, 14], поэтому $L_{\gamma\gamma}(x = 10)/L_{\gamma\gamma}(x = 4,8) = (0,35/0,63)^2 = 0,3$. Однако, как показано в [14], монохроматичность спектра при $x = 10$ в 1,7 раза выше, чем при $x = 4,8$.

На рис.6 показана спектральная светимость для неполяризованных ($\lambda\lambda_e = 0$) и поляризованных пучков (с $\lambda\lambda_e = -1$) при $x = 4,8$ для обоих

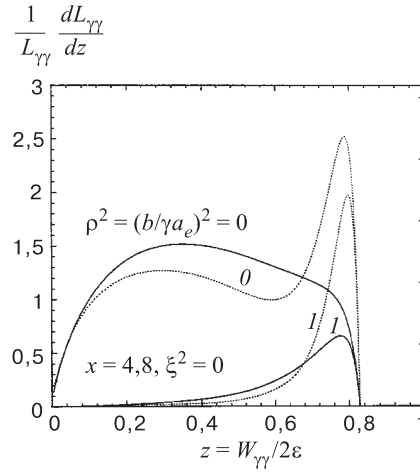


Рис. 6. Спектральная светимость $\gamma\gamma$ -столкновений как функция инвариантной массы $W_{\gamma\gamma}$, $z = W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon$, для случая, когда параметр $\rho^2 = (b/\gamma a_e)^2$ равен 0 и 1 (точки конверсии C и взаимодействия O совпадают и разнесены в пространстве). Сплошные и точечные кривые соответствуют кривым 1 и 2 на рис. 3,а

пучков, когда параметр $\rho = 0$ и 1. Как видно из этого рисунка, при $\rho = 1$ спектральное распределение сильно подавлено в области малых и средних инвариантных масс, а полная ширина половины максимума составляет примерно 10% для поляризованного и 20% для неполяризованного пучка.

2.5. Нелинейные эффекты в ОКР. При достаточной мощности лазерной вспышки в области конверсии становятся существенными процессы, идущие за счет одновременного поглощения из волны нескольких лазерных фотонов [28]:

$$e^-(p) + n\gamma(k_0) \rightarrow e^-(p') + \gamma(k), \quad n \geq 1, \quad (15)$$

$$\gamma(k) + s\gamma(k_0) \rightarrow e^+(p_+) + e^-(p_-), \quad s \geq 1. \quad (16)$$

Процессы (15) и (16) представляют собой нелинейные по интенсивности поля процессы взаимодействия электронов и фотонов с полем электромагнитной волны (ЭМВ). Первый из этих нелинейных процессов приводит к расширению спектров высокоэнергетических фотонов, появлению дополнительных пиков в спектрах рассеянного излучения за счет поглощения из волны нескольких лазерных фотонов, а второй эффективно снижает порог рождения e^+e^- -пар [28]. Взаимодействие электронов и позитронов с полем ЭМВ при-

водит к эффективному увеличению их массы:

$$m^2 \rightarrow m_*^2 = m^2 (1 + \xi^2),$$

которое характеризуется параметром интенсивности лазерной волны ξ^2 :

$$\xi^2 = n_\gamma \left(\frac{4\pi\alpha}{m^2\omega_0} \right) = -\frac{e^2 a^2}{m^2}, \quad (17)$$

где n_γ — плотность фотонов в волне, ω_0 — их энергия, a — амплитуда классического 4-потенциала электромагнитной волны, e и m — заряд и масса электрона, α — постоянная тонкой структуры. Систематическое исследование нелинейных брейт-уилеровского и комптоновского процессов было проведено в работах [29, 30].

В настоящее время область нелинейных эффектов, определяемая условием $\xi^2 \geq 1$, является весьма актуальной и представляет большой интерес, поскольку в ней становятся существенными процессы излучения, идущие за счет одновременного поглощения из волны большого количества фотонов, а их вероятности являются существенно нелинейными функциями напряженности поля. В этой связи необходимо отметить, что недавно на ускорителе SLAC [31] закончилась серия экспериментов E-144 по проверке предсказаний нелинейной КЭД в области параметра $\xi \sim 1$, что стало возможным за счет использования сверхкоротких и жестко сфокусированных лазерных импульсов. Отметим, что при этом был впервые поставлен эксперимент, в котором процесс рождения e^+e^- -пар был осуществлен при участии только реальных (жесткого комптоновского и лазерных), а не виртуальных фотонов.

Поляризационные явления в процессе нелинейного комптоновского рассеяния были подробно изучены в работах [32, 33]. При этом в [32] рассматривались нелинейные эффекты в области значений параметра интенсивности волны не только $\xi^2 < 1$, но и $\xi^2 \geq 1$. Отметим, что численный расчет спектров излучения при больших интенсивностях ($\xi^2 \geq 1$) был впервые проведен в работе [28], при этом поляризации частиц не учитывались.

Основные формулы. Дифференциальное сечение процесса излучения фотона электроном в поле циркулярно поляризованной ЭМВ в случае, когда все частицы, участвующие в реакции, являются спирально поляризованными, имеет следующий вид [32–34]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{du} = & \frac{\pi\alpha^2}{2xm^2\xi^2(u+1)^2} \sum_{n=1}^{\infty} ((1 + \lambda_e\lambda'_e)F_{1n} + \lambda(\lambda_e + \lambda'_e)F_{2n} + \\ & + \lambda'(\lambda F_{3n} + \lambda_e F_{4n}) + \lambda_e\lambda'_e F_{5n}), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 F_{1n} &= -4 J_n^2 + \xi^2 \left(2 + \frac{u^2}{u+1} \right) (J_{n-1}^2 + J_{n+1}^2 - 2J_n^2), \\
 F_{2n} &= \xi^2 \frac{(2+u)u}{u+1} \left(1 - 2\frac{u}{u_n} \right) (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2), \\
 F_{3n} &= \xi^2 \left(2 + \frac{u^2}{u+1} \right) \left(1 - 2\frac{u}{u_n} \right) (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2), \\
 F_{4n} &= \frac{u}{u+1} (-4 J_n^2 + \xi^2 (2+u) (J_{n-1}^2 + J_{n+1}^2 - 2J_n^2)), \\
 F_{5n} &= -4 J_n^2 \frac{u^2}{1+u},
 \end{aligned} \tag{19}$$

где

$$u = \frac{k_0 k}{k_0 p'}, \quad u_n = \frac{2nk_0 p}{m_*^2} = \frac{nx}{1 + \xi^2}, \quad x = \frac{2k_0 p}{m^2},$$

$$z_n = \frac{2n\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \sqrt{\frac{u}{u_n} \left(1 - \frac{u}{u_n} \right)}, \tag{20}$$

J_n — функции Бесселя n -го порядка от аргумента z_n . При этом переменная u изменяется в пределах $0 \leq u \leq u_n$. Выражение, стоящее под знаком суммы в (18), определяет вероятность излучения n -й гармоники в поле циркулярно поляризованной ЭМВ в случае, когда поляризационные состояния начального и конечного электронов, а также испущенного фотона, являются спиральными, при этом $\lambda_e = \pm 1, \lambda'_e = \pm 1, \lambda = \pm 1, \lambda' = \pm 1$. Отметим, что термином n -й гармоники принято называть подпроцесс излучения фотона электроном, при котором из волны поглощается n лазерных фотонов.

Если поляризация конечного электрона не регистрируется, то, действуя по известным правилам, с помощью (18) получим выражение для степени циркулярной поляризации фотона в конечном состоянии λ_γ^f :

$$\lambda_\gamma^f = \sum_{n=1}^{\infty} (\lambda F_{3n} + \lambda_e F_{4n}) / \sum_{n=1}^{\infty} (F_{1n} + \lambda \lambda_e F_{2n}). \tag{21}$$

Аналогичным образом с помощью (18) нетрудно получить выражение для степени продольной поляризации электрона в конечном состоянии λ_e^f в случае, когда поляризация конечного фотона не регистрируется:

$$\lambda_e^f = \sum_{n=1}^{\infty} (\lambda_e F_{1n} + \lambda_e F_{5n} + \lambda F_{2n}) / \sum_{n=1}^{\infty} (F_{1n} + \lambda \lambda_e F_{2n}). \tag{22}$$

В случае лобового столкновения ультрарелятивистских электронов с фотонами лазерной волны энергетическая зависимость дифференциального сечения $d\sigma_c/dy$ от переменной $y = \omega/\varepsilon$, ε — энергия электронов, получается из

выражения (18) с помощью замены: $u \rightarrow y/(1-y)$ [30]. При этом изменению переменной u в пределах $0 \leq u \leq u_n$ соответствуют пределы изменения переменной y : $0 \leq y \leq y_n$, где

$$y_n = \frac{u_n}{1+u_n} = \frac{nx}{nx+1+\xi^2}, \quad x = \frac{2k_0 p}{m^2} = \frac{4\omega_0 \varepsilon}{m^2}. \quad (23)$$

Влияние нелинейных эффектов приводит к тому, что максимально возможная энергия фотонов первой гармоники ($n=1, \xi^2 \neq 0$) уменьшается по сравнению с максимальной энергией фотонов, образующихся в обычном комптоновском рассеянии ($n=1, \xi^2=0$), поскольку для первой гармоники имеем $y_{1\max} \equiv y_1 = x/(1+x+\xi^2) < x/(1+x)$. Энергия же γ -квантов, испущенных при поглощении нескольких фотонов ($n > 1 + \xi^2$), превышает энергию, достижимую в обычном комптоновском рассеянии.

Производя замену: $u \rightarrow y/(1-y)$ в выражениях (18), (19), для дифференциального сечения процесса ОКР в поле циркулярно поляризованной лазерной волны получим распределение по энергии жестких γ -квантов $y = \omega/\varepsilon$ [32–34]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{dy} = & \frac{\pi\alpha^2}{2xm^2\xi^2} \sum_{n=1}^{\infty} ((1 + \lambda_e \lambda'_e)F_{1n} + \lambda(\lambda_e + \lambda'_e)F_{2n} + \\ & + \lambda'(\lambda F_{3n} + \lambda_e F_{4n}) + \lambda_e \lambda'_e F_{5n}), \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} F_{1n} &= -4J_n^2 + \xi^2 \left(1 - y + \frac{1}{1-y}\right) (J_{n-1}^2 + J_{n+1}^2 - 2J_n^2), \\ F_{2n} &= \xi^2 \left(-1 + y + \frac{1}{1-y}\right) \left(1 - 2\frac{y}{y_n} \frac{(1-y_n)}{(1-y)}\right) (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2), \\ F_{3n} &= \xi^2 \left(1 - y + \frac{1}{1-y}\right) \left(1 - 2\frac{y}{y_n} \frac{(1-y_n)}{(1-y)}\right) (J_{n-1}^2 - J_{n+1}^2), \quad (25) \\ F_{4n} &= -4yJ_n^2 + \xi^2 \left(-1 + y + \frac{1}{1-y}\right) (J_{n-1}^2 + J_{n+1}^2 - 2J_n^2), \\ F_{5n} &= 4J_n^2 \left(1 + y - \frac{1}{1-y}\right), \end{aligned}$$

$$z_n = \frac{2n\xi}{\sqrt{1+\xi^2}} \sqrt{\alpha_n}, \quad \alpha_n = \frac{y}{y_n} \left(1 - \frac{y}{y_n}\right) \frac{(1-y_n)}{(1-y)^2}. \quad (26)$$

Отметим одну чрезвычайно важную особенность, которой обладают функции F_{in} (25), определяющие дифференциальное сечение процесса ОКР (24). При точном рассеянии назад, когда $y = y_n$, $z_n = 0$, все функции F_{in} при $n > 1$ обращаются в нуль. Это означает, что только фотоны первой гармоники могут излучаться в направлении движения начального пучка электронов. Фотонам более высоких гармоник такое поведение запрещено требованием сохранения спиральности системы частиц $e + n\gamma_0$ до взаимодействия и $e + \gamma$ после взаимодействия [32]. Вследствие этого угловое распределение фотонов высоких гармоник становится более широким и в конечном счете приводит к уменьшению светимости $\gamma\gamma$ -столкновений. Но об этом речь пойдет ниже.

При $\xi^2 \ll 1$ главный вклад в вероятность процесса (15) дают несколько первых гармоник. В работе [32] было проведено разложение дифференциального сечения (24) для первых трех гармоник по параметру малости $\Delta = \xi^2/(1 + \xi^2)$, при этом выполнялось разложение только для функций Бесселя, а для величин y_n (23) использовались точные формулы. Ниже мы будем использовать эти разложения для численных расчетов энергетических спектров $(1/\sigma_c) d\sigma_c/dy$ (где σ_c — полное сечение процесса: $\sigma_c = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sigma_c^n$), светимости $\gamma\gamma$ -столкновений, степени циркулярной λ_γ^f (21) и продольной поляризации λ_e^f (22) фотонов и электронов в конечном состоянии.

В то же время при $\xi^2 \geq 1$ будем использовать точные выражения (24), (25). Отметим, что в этом случае максимальное число фотонов n_{\max} , поглощаемое из волны, определяется из условий сходимости ряда (24).

Обсуждение нелинейных эффектов в процессе ОКР. Перейдем к более детальному анализу влияния нелинейных эффектов на энергетические спектры фотонов в ОКР, спектральную светимость $\gamma\gamma$ -столкновений, а также на поляризацию рассеянных фотонов и электронов. Все эти вопросы связаны между собой, имеют довольно тонкий характер, их нельзя не учитывать при создании $\gamma\gamma$ -коллайдеров.

1) Результаты численных расчетов энергетических спектров фотонов при $x = 4, 8$ представлены графиками на рис.3,б и 3,в, построенными, соответственно, для значений параметра интенсивности ξ^2 , равных 0,3 и 1. При этом поляризационные состояния у электрона и лазерного фотона выбраны такими же, как и в случае обычного комптоновского рассеяния:

$$1) \rightarrow \lambda_e = 0, \lambda = 1; 2) \rightarrow \lambda_e = 1, \lambda = -1; 3) \rightarrow \lambda_e = 1, \lambda = 1. \quad (27)$$

На рис.3,б и 3,в им отвечают линии 1, 2 и 3 соответственно. Кривая 4 на рис.3,б соответствует $\xi^2 = 0$, $\lambda\lambda_e = -1$. Она приведена для более удобного сравнения спектров в линейном и нелинейном случаях.

Как видно из этих рисунков, учет нелинейных эффектов ($\xi^2 \neq 0$) приводит к существенным изменениям спектров по сравнению со спектрами в обычном комптоновском рассеянии ($\xi^2 = 0$). Во-первых, одновременное

поглощение из волны нескольких фотонов приводит к расширению спектров жестких γ -квантов, появлению дополнительных пиков, соответствующих излучению гармоник более высокого порядка. Это уширение при одном и том же параметре x тем больше, чем больше интенсивность волны. При этом граница спектра $y_{\max} \equiv y_m$ определяется по формуле (23) для y_n при $n = n_{\max}$. Так, при $\xi^2 = 0,3$ спектр ограничен сверху максимальным значением $y_{\max} \approx 0,917$ ($n_{\max} = 3$), а при $\xi^2 = 1$ $y_{\max} \approx 0,991$. Уширение спектров приводит к уменьшению высоты пика первой гармоники по сравнению с пиком в обычном рассеянии. Это наглядно видно из сравнения двух соответствующих линий 2 и 4 на рис. 3,б.

Во-вторых, эффективное утяжеление электрона $m^2 \rightarrow m_*^2 = m^2(1 + \xi^2)$ приводит к сжатию спектров, т.е. к сдвигу первой гармоники в сторону меньших значений y (см. (23)). Этот сдвиг пиков на рис. 3,б для линий 2 и 4 составляет примерно 5%. С увеличением параметра x относительное сжатие первой гармоники уменьшается [32].

При сравнительно небольшой интенсивности лазерной волны ($\xi^2 = 0,3$) основной вклад в излучение дают фотоны первой гармоники, выход фотонов для гармоник с $n > 1$ незначителен. При значениях $\xi \sim 1$ уширение спектров за счет нелинейных эффектов сопровождается увеличением вероятности, выход жестких фотонов становится более существенным. И, наконец, при больших интенсивностях ($\xi^2 \gg 1$) излучение за счет нелинейных процессов многофотонных поглощений становится сравнимым с однофотонным и даже преобладающим, т.е. процесс ОКР становится существенно нелинейным [30, 32].

Все сказанное выше о поведении энергетических спектров относилось сразу ко всем трем линиям 1, 2 и 3. Что касается их взаимного расположения, то, как видно из рис. 3,б и в, наиболее интенсивные спектры соответствуют случаю, когда спины у электрона и лазерного фотона параллельны ($\lambda\lambda_e = -1$), а наименее интенсивные отвечают антипараллельным спином ($\lambda\lambda_e = 1$), как и в случае обычного комптоновского рассеяния.

Отметим также, что разница между спектрами, построенными для трех рассмотренных случаев поляризации электрона и лазерного фотона, столь существенная при малых значениях параметра интенсивности ($\xi^2 = 0,3$), становится незначительной при $\xi^2 \gg 1$ (т.е. с ростом интенсивности лазерной волны влияние поляризации заметно уменьшается [32]).

2) Энергетическая зависимость степени круговой поляризации жесткого ОКР-фотона показана графиками на рис. 4,а-г, построенными для $x = 4, 8$. На рис. 4,а-в параметр интенсивности $\xi^2 = 0,3$, а на рис. 4,г $\xi^2 = 1$. Далее, выбор поляризации на рис. 4,а-в соответствует случаям 1, 2, 3 в (27), при этом штриховые линии отвечают обычному рассеянию. На рис. 4,г кривые 1, 2, 3 также соответствуют поляризационным состояниям (27).

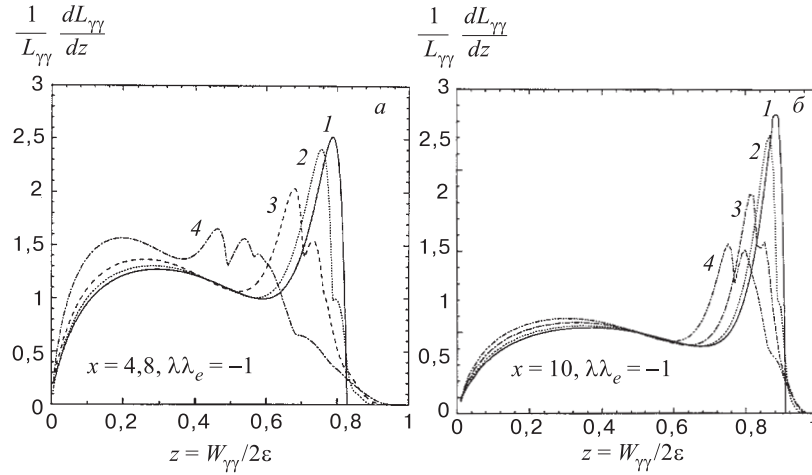


Рис. 7. Спектральная светимость $\gamma\gamma$ -столкновений как функция инвариантной массы $W_{\gamma\gamma}$, $z = W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon$, построенная для $x = 4,8$ (а) и $x = 10$ (б). Линии 1–4 соответствуют следующим значениям параметра интенсивности: 1) $\xi^2 = 0$, 2) $\xi^2 = 0,3$, 3) $\xi^2 = 1$, 4) $\xi^2 = 2$. Поляризационные состояния каждого из сталкивающихся γ -пучков получены при столкновении электронов и фотонов с параллельными спинами: $\lambda\lambda_e = -1$, $\tilde{\lambda}\tilde{\lambda}_e = -1$

Как видно из рис.4,а–в, учет нелинейных эффектов ($\xi^2 \neq 0$) уменьшает степень круговой поляризации в первом пике. Вклад более высоких гармоник приводит к появлению дополнительных пиков, причем на границе спектра (при $y \rightarrow y_{\max}$), как и в случае обычного рассеяния, справедливо соотношение: $\lambda_\gamma^f = -\lambda$. Следует, однако, заметить, что выход таких фотонов незначителен, поскольку спектры практически обрываются при значениях $y < y_{\max}$ (при $\xi^2 = 1$ вероятность излучения фотонов с $y > 0,973$ практически равна нулю, хотя $y_{\max} \approx 0,991$). Наиболее благоприятной в этом отношении оказывается ситуация с $\lambda\lambda_e = -1$, когда велик интервал энергий жестких γ -квантов, в котором степень циркулярной поляризации $|\lambda_\gamma^f|$ практически не изменяется и наиболее близка к единице.

3) Численные расчеты спектральной светимости $\gamma\gamma$ -столкновений по формуле (11) в случае, когда точка конверсии C и точка встречи O совпадают, были проведены с использованием дифференциального сечения для процесса ОКР в поле циркулярно поляризованной ЭМВ (24). Результаты расчетов представлены графиками на рис. 7,а и б, построенными для параметра $x = 4,8$ и $x = 10$ соответственно. При этом мы рассматривали поляризационные состояния сталкивающихся γ -пучков, которые приготавливаются наиболее оптимальным образом (т.е. $\lambda\lambda_e = -1$, $\tilde{\lambda}\tilde{\lambda}_e = -1$). Линии 1–4 как на рис. 7,а, так и на рис. 7,б построены для следующих значений параметра интенсивно-

$$\frac{1}{L_{\gamma\gamma}} \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz}, \frac{1}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{dy}$$

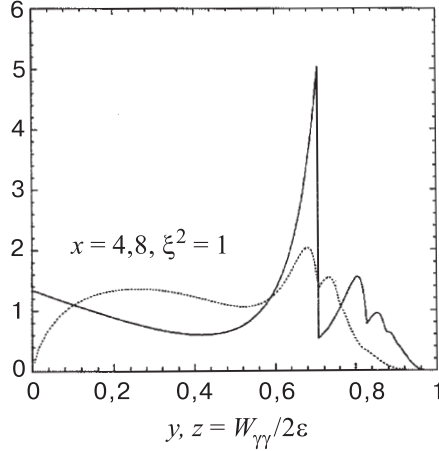


Рис. 8. Энергетический спектр (непрерывная линия) и спектральная светимость $\gamma\gamma$ -столкновений (точечная линия) взяты из рис. 3,в (кривая 2) и рис. 7,а (кривая 3) соответственно. Совпадение пика первой гармоники и провала в поведении спектральной светимости наглядно объясняет причину появления провалов в светимости

итательно сказывается на монохроматичности $\gamma\gamma$ -столкновений. С ростом интенсивности волны спектры светимости становятся все более широкими за счет подъема низкоэнергетической части и появления длинного хвоста в области больших инвариантных масс. Все эти отрицательные моменты сказываются значительно слабее с увеличением параметра x — это видно из сравнения рис. 7,а и б. Неожиданным является появление провалов на рис. 7,а и б, т.е. пиков, состоящих из двух горбов, особенно заметных при $\xi^2 = 1$ и $\xi^2 = 2$. Однако их происхождение весьма просто объясняется с помощью рис. 8. На нем одновременно построены энергетический спектр фотонов и спектральная светимость для случая, когда $x = 4,8$, $\xi^2 = 1$, $\lambda\lambda_e = -1$. Это оказалось возможным благодаря тому, что области изменения энергетических переменных $y = \omega/\varepsilon$ и $z = W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon$ совпадают: $0 < y, z \leq y_{\max}$. Таким образом, совпадение провала на кривой спектральной светимости с пиком первой гармоники как раз и объясняет характер поведения светимости. Он обусловлен влиянием нелинейных эффектов.

сти лазерной волны: $1 \rightarrow \xi^2 = 0$; $2 \rightarrow \xi^2 = 0,3$; $3 \rightarrow \xi^2 = 1$; $4 \rightarrow \xi^2 = 2$. Графики на рис. 7,а и б свидетельствуют о том, что спектральным светимостям присущи те же закономерности, которыми обладали энергетические спектры фотонов: с ростом интенсивности высота пиков линий 2–4 соответственно убывает, перемещается в сторону все более низких инвариантных масс. Расширение спектров светимости по сравнению с линейным случаем, на первый взгляд, не имеет большого значения. Оно приводит к появлению небольшого по площади «треугольника» на рис. 7,а,б, расположенного внизу, правее границы спектра для $\xi^2 = 0$. Кроме того, существенно меняется наклон линий светимости по отношению к оси абсцисс. В результате этого исчезает резкая, четкая граница спектральной светимости, присущая обычному комптоновскому рассеянию, что отри-

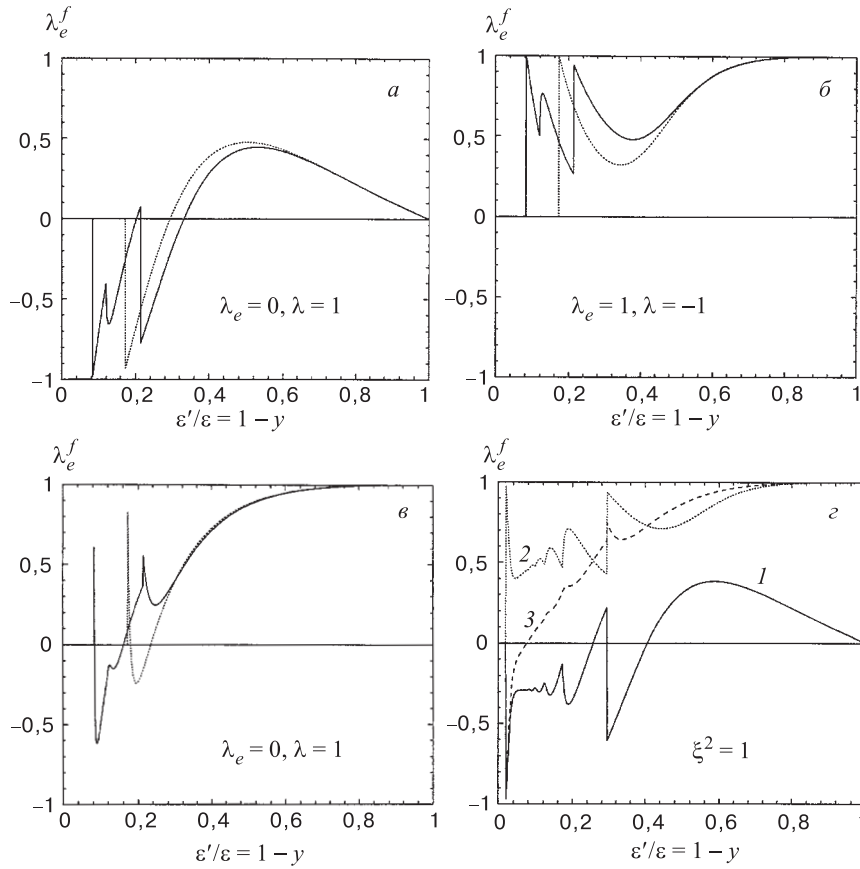


Рис. 9. Зависимость степени продольной поляризации рассеянного электрона в процессе ОКР как функция его энергии $\varepsilon'/\varepsilon = 1 - y$, построенная для $x = 4, 8$, когда параметр интенсивности $\xi^2 = 0, 0, 3$ (а-в) и $\xi^2 = 1$ (г). Рисункам а-в отвечает следующий выбор поляризационных состояний частиц: а) $\lambda_e = 0, \lambda = 1$; б) $\lambda_e = 1, \lambda = -1$; в) $\lambda_e = 1, \lambda = 1$. Сплошные линии на рис. а-в соответствуют $\xi^2 = 0, 3$, точечные — $\xi^2 = 0$ (обычному комптоновскому рассеянию). Кривым 1-3 на рис. г соответствуют поляризационные состояния частиц, такие же, как на рис. а-в

4) Результаты расчетов зависимости степени продольной поляризации рассеянного электрона (22) от его энергии $\varepsilon'/\varepsilon = 1 - y$ в случае, когда поляризация конечного фотона не регистрируется, представлены на рис. 9 для параметра $x = 4, 8$. Рисункам 9, а-в отвечает параметр интенсивности волны $\xi^2 = 0, 3$, рис. 9, г — $\xi^2 = 1$. Кроме того, рис. 9, а-в соответствует выбор поляризаций 1-3 в (27), точечные линии отвечают линейному слу-

чаю в ОКР. Обозначения кривых 1–3 на рис. 9,2 в точности повторяет выбор поляризационных состояний у сталкивающихся частиц в (27).

Прежде всего, следует отметить, что точечные кривые на рис. 9 в точности воспроизводят соответствующие линии из работы [27]. Следовательно, главный вывод этой работы, заключающийся в том, что неполяризованный электрон в результате рассеяния на полностью поляризованном лазерном фотоне может приобрести значительную степень продольной поляризации в области минимальных значений энергии ε' , полностью подтверждается. Что же нового привносят в эту картину нелинейные эффекты? Внимательному читателю ответ заранее очевиден: вместо одного пика на рис. 9,а–в появляются три, при этом высота первого пика, отвечающая излучению 1-й гармоники, уменьшается по абсолютной величине и сдвигается в область более высоких энергий рассеянного электрона. При больших интенсивностях волны (см. рис. 9,2) поведение линий 1–3 выглядит более сложным из-за многофотонности процесса излучения. При этом минимальные уносимые энергии стремятся к нулю, а в ближайшей окрестности этой области $|\lambda_e^f|$ близка к своему максимальному значению, равному единице.

Выводы. Процесс ОКР является основным источником получения фотонов высоких энергий при создании будущих γe - и $\gamma\gamma$ -коллайдеров. Как мы уже видели, нелинейные эффекты в нем способствуют увеличению энергии рассеянных фотонов. Однако с увеличением интенсивности лазерной волны происходит ухудшение монохроматичности $\gamma\gamma$ -столкновений из-за подъема спектральной светимости в области малых и средних инвариантных масс. В этой связи отметим, что в литературе существуют различные способы уменьшения нелинейных эффектов. Простейший способ уменьшения параметра ξ^2 при неизменном коэффициенте конверсии состоит в увеличении толщины лазерной мишени путем одновременного увеличения длительности лазерной вспышки и глубины фокуса (рэлеевской длины), однако при этом необходимо увеличивать энергию лазерной вспышки как $A \propto 1/\xi^2$ [13, 14]. Другой способ — это растягивание длины лазерной мишени при сохранении ее диаметра [17]. При этом ξ^2 будет уменьшаться при неизменной энергии лазерной вспышки. Это можно сделать за счет немонохроматичности лазерного излучения, а лазерная мишень фактически будет состоять из нескольких лазерных фокусов, расположенных рядом вдоль пути электронного пучка.

3. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА ФОТОННЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ

Фотонные коллайдеры будут представлять собой комплексы, включающие, наряду с линейными e^+e^- -ускорителями, γe - и $\gamma\gamma$ -коллайдеры со следующими параметрами (ε и \mathcal{L}_{ee} — энергия электронного пучка и светимость

базового ee -коллайдера *) [2, 35]:

- Характерная энергия фотона $\omega \approx 0,8\varepsilon$.
- Годовая светимость $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}(z/z_{\max} > 0,8) \sim 0,1 \mathcal{L}_{ee} \sim 10 \div 50 \text{ фб}^{-1}$ ($50 \div 500 \text{ фб}^{-1}$ в перспективе).
- Ширина пика светимости в области z_{\max} : $\Delta W_{\gamma\gamma}/W_{\gamma\gamma} \sim 0,15$.
- Средняя спиральность фотона $\langle \lambda_{\gamma} \rangle \approx 0,95$ с переменным знаком.
- Степень линейной поляризации фотона $\sim 35 \div 80 \%$ при $x = 4,5 \div 1$.

Таким образом, основной параметр — интегральная светимость $\mathcal{L}_{\gamma\gamma} = \int L dt$, планируемая на $\gamma\gamma$ -коллайдерах, есть величина порядка $100 \cdot 10^6 \text{ нб}^{-1}$ в год. Эта величина соответствует числу реакций образования адронов порядка десятка при каждом столкновении пучков. Другими параметрами являются энергия монохроматической части спектра $\omega = 0,8\varepsilon$, высокая степень монохроматичности и поляризации.

Одной из главных целей проектируемых $\gamma\gamma$ -коллайдеров является решение ключевой проблемы СМ — открытие и изучение свойств бозона Хигса. ФК предоставляют также возможность, используя линейно поляризованные фотонные пучки, отличить распад ХБ от его аксиального партнера.

Изучение экспериментальных данных, полученных на LEP-1, показало, что СМ является теорией наблюдаемого мира, но ее проверка в других областях необходима; наиболее вероятное значение массы бозона Хигса $M_H \sim 130 \text{ ГэВ}$. Аналогичное утверждение о том, что его масса не превышает удвоенную массу Z -бозона, следует из модели минимального суперсимметричного расширения СМ (MSSM). Из результатов недавно проведенных прямых экспериментов по поиску ХБ [36] следует, что с 95% вероятностью нижний предел массы бозонов Хигса в СМ есть 89,8 ГэВ. Косвенное ограничение на верхний предел массы Хигса было недавно уменьшено со 169 до 110 ГэВ [37] из анализа прецизионных данных по измерению влияния радиационных эффектов на ширину распада Z -бозона.

Фотонные коллайдеры могут быть использованы для измерения двухфотонной ширины ХБ в случае, если его масса M_H не превышает 500 ГэВ.

Резкий край спектральной светимости ФК в области максимально возможных инвариантных масс позволит изучать различные моды распада ХБ (узкий одиночный резонанс) путем сканирования по энергии фотонов в СЦМ [17, 21, 35].

*Примечание: за счет отсутствия на ФК некоторых эффектов взаимодействия (bremsstrahlung) электронные пучки для $\gamma\gamma$ -коллайдеров могут иметь горизонтальный размер, значительно меньший, чем в случае e^+e^- -столкновений. Если для $\gamma\gamma$ - и e^+e^- -пучков используется один и тот же инжектор, то $\mathcal{L}_{ee} \sim 2\mathcal{L}_{e^+e^-}$. В случае специального инжектора можно в принципе иметь $\mathcal{L}_{ee} > 10 \div 30 \mathcal{L}_{e^+e^-}$ [35].

Сечение образования ХБ в столкновениях фотонов имеет вид [18, 38]:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow H) = \frac{4\pi^2}{M_H} \Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) \frac{M_H \Gamma_t}{(s - M_H^2)^2 + M_H^2 \Gamma_t^2} (1 + \lambda_1 \lambda_2), \quad (28)$$

где $\lambda_{1,2} = \pm 1$ есть спиральности фотонов, s , M_H , Γ_t — квадрат инвариантной массы фотонов, масса и полная ширина ХБ соответственно; $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$ — его двухфотонная ширина распада:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum N_c^i e_i^2 F_i \right|^2, \quad (29)$$

определяемая формфакторами $F_i(4m_i^2/M_H^2)$, которые, в свою очередь, описываются петлевыми диаграммами Фейнмана со всеми заряженными частицами с массой m_i , зарядом e_i и числом цветных состояний N_c^i частиц в петле [39]. Легкие частицы не дают существенного вклада, поскольку константа связи пропорциональна их массе, тогда как вклад тяжелых и даже более тяжелых, чем ХБ, частиц существен. Таким образом, этот процесс может быть полезен при поиске возможного четвертого поколения тяжелых лептонов и кварков [40].

Главным фоном к сигналу о рождении ХБ по механизму с образованием b -кварков $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ является процесс их прямого образования: $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$. Этот фон, к счастью, подавлен в канале со спиральностью 0, в котором образуется ХБ при достаточно больших энергиях b -кварков [18]:

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b})}{d\cos\theta} = \frac{12\pi\alpha^2 e_b^2}{s} \frac{\beta(1 - \beta^4)}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta)^2}, \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_b^2}{s}}, \quad J_z = 0, \quad (30)$$

где θ — угол вылета b -кварка по отношению к оси фотонных пучков в СЦМ.

Имея в виду постепенное увеличение энергии в СЦМ пучков до величины порядка 2 – 3 ТэВ, связанное с поэтапным включением новых секций линейного коллайдера, мы обсудим возможные физические процессы на разных стадиях. Поиск новых частиц и новых типов взаимодействий будет главной задачей на всех этапах.

На первом этапе с энергиями лептонных пучков в области до 200 ГэВ (LC-200) главной задачей будет поиск ХБ, если его масса не превышает 80 – 150 ГэВ, а также изучение процессов с образованием тяжелых кварков ($b\bar{b}$), исследование зависимости сечений от поляризаций частиц, образование одиночных W -бозонов в процессе $e\gamma \rightarrow W\nu$, исследование некоторых CP -нарушающих взаимодействий.

Следующим этапом, основанным на e^+e^- -коллайдерах с энергией до 500 ГэВ (LC-500), по-видимому, будет установка для исследования t -кварков. В этом диапазоне энергий может быть реализована фабрика W -бозонов с

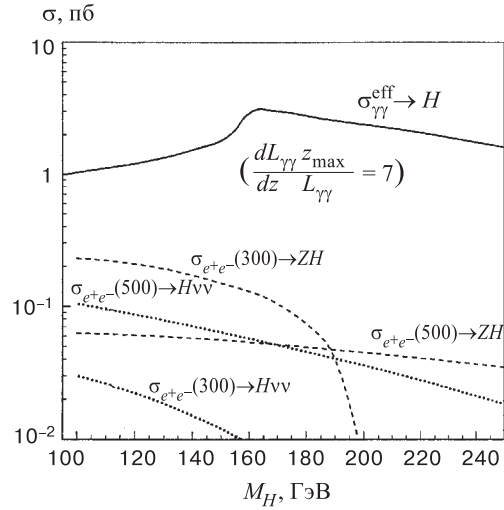


Рис. 10. Сечение процессов СМ с образованием ХБ в $\gamma\gamma$ - и e^+e^- - столкновениях [21] как функция массы ХБ

производительностью $\sim 10^7$ бозонов в год, где будет возможно детальное исследование взаимодействий и распадов W -бозонов. В этой стадии возможно изучение порогового поведения процесса образования пары $t\bar{t}$ -кварков и поиск ХБ в области масс до 400 ГэВ. При энергиях, превышающих 1 ТэВ, представляют интерес процессы с множественным образованием W - и Z -бозонов и проявления сильных взаимодействий в хиггсовском секторе.

Полная ширина ХБ при его массе до 400 ГэВ гораздо меньше характерной ширины пика спектральной светимости $\gamma\gamma$ -столкновений ($\Delta W_{\gamma\gamma}/W_{\gamma\gamma} \sim 15\%$), поэтому скорость счета событий $\gamma\gamma \rightarrow H$ пропорциональна производной светимости по инвариантной массе [21]:

$$\dot{N}_{\gamma\gamma \rightarrow H} = \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} \frac{4\pi^2 \Gamma_{\gamma\gamma}}{M_H^2} \equiv \sigma^{\text{eff}} L_{\gamma\gamma}, \quad \sigma^{\text{eff}} \sim \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} \frac{M_H}{L_{\gamma\gamma}} \frac{4\pi^2 \Gamma_{\gamma\gamma}}{M_H^3}. \quad (31)$$

В работе [21] было впервые показано, что при использовании области пика спектральной светимости $z = W_{\gamma\gamma}/2\varepsilon > 0,65$ с параметром $x = 4,8$ и $(dL_{\gamma\gamma}/dW_{\gamma\gamma})(M_H/L_{\gamma\gamma}) = 7$, эффективное сечение процесса рождения ХБ в $\gamma\gamma$ -столкновениях для $M_H = 100 \div 250$ ГэВ превосходит соответствующее сечение в e^+e^- -столкновениях примерно в 5–30 раз (см. рис. 10). Кроме упомянутых выше проблем хиггсовского сектора, ниже мы перечислим некоторые аспекты физики калибровочных бозонов СМ и физики адронов, исследование которых на γe^- - и $\gamma\gamma$ -коллайдерах было бы актуальным.

1. Общая проблема проверки параметров СМ с высокой точностью.
2. Поиск отклонений от предсказаний СМ — проявлений аномальных взаимодействий бозонов, лежащий в их основе. Эти взаимодействия описываются эффективными лагранжианами и могут проявляться при рождении нескольких бозонов в $\gamma\gamma$ -столкновениях с энергией более 500 ГэВ.
3. Поиск проявлений правых токов, отсутствующих в СМ, и тесты право-лево-симметричных моделей. Для этой цели удобен процесс $\gamma e \rightarrow W\nu$ одиночного рождения W -бозона при фотон-электронных столкновениях.
4. Поиск более тяжелых партнеров W -бозонов, которые могли бы объяснить CP -нарушение, проявляющееся в неравенстве ширин распада положительно и отрицательно заряженных W -бозонов.
5. Прецизионное измерение элементов матрицы Кобаяши — Маскава, в том числе и для случая, когда W -бозон находится вне массовой поверхности.
6. Исследование проявлений сильного взаимодействия в хиггсовском секторе в процессе образования продольно поляризованных Z -бозонов в фотон-фотонных взаимодействиях.
7. Прецизионное измерение ширины и массы W -бозона в разных процессах.

3.1. Проблемы стандартной модели. Открытие бозона Хиггса и исследование его свойств — наиболее важная проблема в современной физике частиц.

На установках LEP-2 и адронном коллайдере LHC может быть просканирована область масс выше 80 ГэВ, где ХБ может быть открыт либо надежно исключен. В случае $M_H > 2M_z$ он может быть найден в процессе $H \rightarrow ZZ$. В любом случае фотонные коллайдеры могут быть использованы для измерения двухфотонной ширины ХБ в случае, если его масса M_H не превышает 500 ГэВ.

В случае, если M_H порядка двух масс t -кварка, то измерение интерференции вкладов в амплитуду $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$ электромагнитного и резонансного происхождения через ХБ-промежуточное состояние может дать информацию о взаимодействии ХБ с t -кварком. При массе ХБ из СМ, превышающей 400 ГэВ, его изучение будет недоступно на ФК ввиду большого фона от процессов $\gamma\gamma \rightarrow WW, ZZ$ [41]. Тем не менее наблюдение его в этой области будет сигналом либо существования некоторых более тяжелых частиц, либо нестандартного взаимодействия ХБ. Среди таких процессов могли бы быть процессы с образованием двух ХБ*.

Другим кругом проблем является физика калибровочных бозонов. Структура трех- и четырехбозонного взаимодействия в лагранжиане СМ обеспечивает ограничение на рост сечений при высоких энергиях в соответствии

* А.Банин, частное сообщение.

с требованиями унитарности. Фабрики W -бозонов с производительностью $\sim 10^7$ бозонов в год могли бы быть лабораториями для изучения взаимодействия бозонов.

Среди проблем описания взаимодействия W -бозонов можно отметить неоднозначности в способе восстановления унитарности при введении ненулевой ширины бозона — здесь необходимо строить теорию нестабильных бозонов с самого начала*.

Особый интерес представляет программа проверки СМ в реакциях рождения калибровочных бозонов. Лагранжиан трехбозонных $WW\gamma$ - и WWZ -взаимодействий в самом общем случае может включать в себя связи, описываемые пятью операторами с размерностью 4 и двумя операторами с размерностью 6 [42]:

$$\begin{aligned}
 L_{WWV}/g_{WWV} = & -i \left[g_1^V (W_{\mu\nu}^\dagger W^\mu V^\nu - W_\mu^\dagger V_\nu W^{\mu\nu}) + \kappa_v W_\mu^\dagger W_\nu V^{\mu\nu} + \right. \\
 & + \frac{i\lambda_V}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^\dagger W^\mu{}_\nu V^{\nu\lambda} - g_4^V W_\mu^\dagger W_\nu (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) + \\
 & + g_5^V \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W_\mu^\dagger \overleftrightarrow{\partial}_\rho W_\nu) V_\sigma + i\tilde{\kappa}_v W_\mu^\dagger W_\nu \tilde{V}^{\mu\nu} + \\
 & \left. + \frac{i\tilde{\lambda}_V}{m_W^2} W_{\lambda\mu}^\dagger W^\mu{}_\nu \tilde{V}^{\nu\lambda} \right]. \quad (32)
 \end{aligned}$$

Здесь V_μ — поле фотона либо Z -бозона (соответственно, $V = \gamma$ либо Z), W_μ — поле W^- -бозона, $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$, $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, $\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}$, $A \overleftrightarrow{\partial}_\mu B = A(\partial_\mu B) - (\partial_\mu A)B$. Константы связи g_{WWV} фиксированы как

$$g_{WW\gamma} = e, \quad g_{WWZ} = e \cos \theta_W.$$

В случае $WW\gamma$ -взаимодействия первый член в (32) отвечает «минимальной» связи (при $g_1^\gamma = 1$). Коэффициенты второго и третьего («аномальных») членов лагранжиана (32) связаны с магнитным μ_W и электрическим квадрупольным Q_W моментами W -бозона соотношениями

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W} (1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma), \quad Q_W = \frac{e}{m_W^2} (\lambda_\gamma - \kappa_\gamma).$$

Первые три оператора в лагранжиане (32) сохраняют P - и C -симметрии по отдельности. Два последних оператора нарушают P -четность, но инвариантны относительно C -сопряжения. Их коэффициенты связаны с электрическим дипольным d_W и магнитным квадрупольным \tilde{Q}_W моментами W -бозона:

$$d_W = \frac{e}{2m_W} (\tilde{\kappa}_\gamma + \tilde{\lambda}_\gamma), \quad \tilde{Q}_W = \frac{e}{m_W^2} (\tilde{\lambda}_\gamma - \tilde{\kappa}_\gamma).$$

*Ф.Ткачев, частное сообщение (см. hep-ph/9802307, 9710242).

Оба оператора с коэффициентами g_4^γ и g_5^γ нарушают C -четность. Однако при этом оператор с g_4^γ сохраняет P -четность, а оператор с g_5^γ нарушает P -симметрию таким образом, что комбинированная CP -четность в последнем случае сохраняется.

В рамках СМ вершины $WW\gamma$ - и WWZ -взаимодействий строго определяются $SU(2)_L \times U(1)_Y$ калибровочной инвариантностью. В древесном приближении могут возникать только C - и T -инвариантные связи, причем $\kappa_V = 1$, $\lambda_V = 0$. Слабые радиационные поправки, обусловленные петлевыми диаграммами с тяжелыми заряженными фермионами, могут давать ненулевые вклады как в константы κ_V и λ_V , так и в связи, нарушающие C - и T -симметрии. Детальное исследование парного рождения W -бозонов в реакциях $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ [43] и $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ [44] совместно с реакцией $e\gamma \rightarrow W\nu$ [42] на уровне эффектов слабых радиационных поправок представляет интерес с точки зрения проверки калибровочной структуры электрослабой теории и возможности наблюдения вклада новой физики вне рамок СМ. Перечисленные процессы впервые обсуждались в данном контексте в работах [45].

Благодаря унитарным сокращениям в СМ реакция $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ оказывается особенно чувствительной к отклонениям от СМ. Однако извлечение теоретических ограничений из этой реакции затруднено тем обстоятельством, что в нее дают вклад как $W\gamma$ -, так и WZ -связи. Альтернативные реакции $e\gamma \rightarrow W\nu$ и $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ обусловлены только $W\gamma$ -связями. В последний процесс на древесном уровне, наряду с $WW\gamma$ -вершинами, может давать вклад также вершина $WW\gamma\gamma$, связанная со специфическими четырехбозонными взаимодействиями [46], возникающими вследствие неабелевости $SU(2)_L \times U(1)_Y$ теории.

Вклад четырехбозонной вершины $WW\gamma\gamma$ делает процесс $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ особенно важным в измерениях электромагнитных взаимодействий W -бозона [47]. Если рассматривать только взаимодействия, сохраняющие P - и C -симметрии, то в этом случае лагранжиан четырехбозонного $WW\gamma\gamma$ -взаимодействия включает в себя два оператора с размерностью 6:

$$L_Q^{(6)} = -\frac{\pi\alpha}{4m_W^2} [a_0 F_{\alpha\beta} F^{\alpha\beta} (\mathbf{W}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu) + a_c F_{\alpha\mu} F^{\alpha\nu} (\mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{W}_\nu)], \quad (33)$$

где $F_{\alpha\beta}$ — тензор напряженности электромагнитного поля, \mathbf{W}_μ описывает W -триплет в $SU(2)$, a_0 и a_c — константы связи. В физическом базисе

$$(\mathbf{W}_\mu \cdot \mathbf{W}_\nu) \rightarrow 2 \left(W_\mu^+ W_\nu^- + \frac{1}{2c_W^2} Z_\mu Z_\nu \right),$$

где $c_W \equiv \cos \theta_W$. Первый оператор в лагранжиане (33) параметризует обмен нейтральных скаляров. На однопетлевом уровне тяжелые заряженные фермионы индуцируют эффективные четырехбозонные связи, которые дают вклад

в оба члена лагранжиана (33), в то время как заряженные скаляры дают вклад только в первый член, соответствующий «нейтральному» оператору с константой связи a_0 .

Сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ растет асимптотически до постоянного значения

$$\sigma_{\text{asympt}}(\gamma\gamma \rightarrow WW) \approx \frac{8\pi\alpha^2}{m_W^2} \approx 93 \text{ пб},$$

которое соответствует рождению $\sim 10^6$ W^+W^- -пар на каждые 10 фб^{-1} интегральной светимости линейного $\gamma\gamma$ -коллайдера. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ падает с ростом энергии как s^{-1} . Уже при $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ достигает 77 пб и на порядок превышает сечение процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

Используя поляризованные фотонные пучки, можно изучать процесс $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ в зависимости как от спиральностей начальных γ -квантов, так и от спиральностей W -бозонов, определяемых по их распадам. Как показано в работе [44], реакция $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ обеспечивает наиболее точную проверку СМ. Оценка чувствительности реакций $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ проводилась в работе [44] для энергии $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ в предположении $\kappa_Z = 1$ и $\lambda_Z = \lambda_\gamma$. В качестве измеряемых величин (с соответствующими экспериментальными ошибками) рассматривались полное сечение, асимметрия вперед-назад χ_{FB} , отношение «in-out» R_{IO} и отношение сечений рождения продольно и поперечно поляризованных W -бозонов L/T . В случае реакции $e\gamma \rightarrow W\nu$ в качестве измеряемых величин рассматривались полное сечение, параметры χ_{FB} и R_{IO} и отношение (1/3) между конфигурациями со значениями $|J_z| = 1/2$ и $|J_z| = 3/2$ для компоненты полного спина вдоль оси пучка. В случае реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ кроме полного сечения, асимметрии χ_{FB} и отношения L/T исследовалось также отношение для конфигураций с $|J_z| = 0$ и $|J_z| = 2$.

Аналогичный анализ реакций $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ и $e\gamma \rightarrow W\nu$ в работе [48] показывает, что на будущих линейных e^+e^- -коллайдерах с энергией 500 ГэВ достижимы ограничения $|1 - \kappa_\gamma| \leq 0,02$ и $-0,04 \leq \lambda_\gamma \leq 0,05$ при совместном рассмотрении всех трех указанных реакций (в предположении $1 - \kappa_Z = \lambda_Z = 0$).

Возможность выделения вкладов четырехбозонного «аномального» взаимодействия (33) из реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ детально изучалась в работе [47]. Прежде всего, следует отметить, что в то время как в СМ образовавшиеся W -бозоны вылетают в основном под малыми углами к оси пучка, «аномальные» W -бозоны дают максимум распределения при $\vartheta_{\gamma W} = 90^\circ$. Поэтому использование обрезания по углу рассеяния позволяет существенно подавить вклад процессов СМ в полное сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ и тем самым улучшить условия для выделения сигнала четырехбозонного «аномального» взаимодействия (см. таблицу). Использование поляризованных фотонов и

Таблица. Влияние обрезания по углу $\vartheta_{\gamma W}$ на сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ (в пб)

\sqrt{s} , ТэВ	σ_{tot}	$\cos \vartheta_{\gamma W} < 0,8$	$\cos \vartheta_{\gamma W} < 0,6$
0,5	77	9,7	3,1
1,0	88	2,9	0,86
2,0	91	0,78	0,22

измерение поляризации W -бозонов обеспечивает возможность не только дополнительного усиления сигнала четырехбозонного взаимодействия (33), но и разделения вкладов «аномальных» констант связи a_0 и a_c .

Из измерений полных сечений реакции $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ с точностью 3% (при обрезании $|\cos \vartheta_{\gamma W}| < 0,7$) можно достичь следующих ограничений на константы a_0 и a_c в случае неполяризованных пучков [47]:

$$-6,0 \cdot 10^{-2} \leq a_0 \leq 3,0 \cdot 10^{-2}, \quad -0,1 \leq a_c \leq 3,5 \cdot 10^{-2},$$

в то время как для различных конфигураций поляризованных пучков при той же точности измерений сечений можно получить ограничения*

$$-5,0 \cdot 10^{-2} \leq a_0 \leq 2,0 \cdot 10^{-2}, \quad -0,1 \leq a_c \leq 3,6 \cdot 10^{-2} \quad (J_z = 0),$$

$$-2,0 \cdot 10^{-2} \leq a_c \leq 2,0 \cdot 10^{-2} \quad (J_z = 2).$$

Существенно лучшие ограничения на константы «аномальных» четырехбозонных связей (33) можно достичь, изучая процесс $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$, в котором отсутствуют вклады СМ на древесном уровне. В однопетлевом приближении СМ предсказывает для сечений $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ уровень почти на три порядка ниже по сравнению с $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, но тем не менее достижимый на ФЛК при высоких энергиях. Впервые расчеты процесса $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ с учетом не только фермионных, но и W -бозонных петель были проведены в [41], а затем результаты этих вычислений получили подтверждение в работах [49]. В [47] (без учета однопетлевого фона СМ) приводятся ограничения для «аномальных» констант a_0 и a_c из реакции $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ почти на порядок лучше, чем из $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$:

$$|a_0| \leq 4,0 \cdot 10^{-3}, \quad |a_c| \leq 7,0 \cdot 10^{-3}$$

*«Заряженный» оператор с константой связи a_c дает вклад в обе конфигурации $J_z = 0$ и $J_z = 2$, в то время как «нейтральный» оператор с константой связи a_0 дает вклад только в конфигурации $J_z = 0$.

для неполяризованных фотонных пучков и

$$\begin{aligned} |a_0| \leq 3,0 \cdot 10^{-3}, \quad |a_c| \leq 6,0 \cdot 10^{-3} \quad (J_z = 0), \\ |a_c| \leq 1,0 \cdot 10^{-2}, \quad (J_z = 2) \end{aligned}$$

для поляризованных пучков. Эти оценки были получены в предположении, что при светимости 10 фб^{-1} и обрезании $|\cos\vartheta_{\gamma Z}| \leq 0,8^*$ регистрируются 10 событий с топологией, соответствующей адронному распаду одного Z -бозона и нейтринному распаду другого. Для получения более реалистичских оценок чувствительности реакции $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ к сигналу от четырехбозонных «аномальных» констант связей a_0 и a_c необходимо также аккуратное рассмотрение однопетлевого фона СМ.

Следует отметить, что ограничения на константы a_0 и a_c из e^+e^- -мод трехбозонного рождения, $W^+W^-\gamma$, $ZZ\gamma$, $Z\gamma\gamma$, на новых линейных коллайдерах оказываются на два порядка хуже, чем из реакции $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ [50]. В то же время в e^+e^- -взаимодействиях можно проводить прямые измерения констант четырехбозонных связей $W^+W^-W^+W^-$, W^+W^-ZZ , $ZZZZ$ (см. [50–52]), что недоступно в экспериментах на фотонных пучках. Соответствующие четырехбозонные аномальные взаимодействия описываются лагранжианом, содержащим два оператора с размерностью 4:

$$L_Q^{(a)} = \frac{1}{4}g_W^2 \left[g_0(\mathbf{W}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu)^2 + g_c(\mathbf{W}_\mu \cdot \mathbf{W}^\nu)(\mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{W}_\nu) \right].$$

Первый («нейтральный») оператор может параметризовать обмен очень тяжелым нейтральным скаляром, в то время как второй («заряженный») оператор может соответствовать триплету тяжелых скаляров. Случай, когда вершина $ZZZZ$ отсутствует, $g_0 = -g_c$, может быть обусловлен обменами тяжелыми векторными частицами. Ограничения на параметры g_0 и g_c из 3σ -отклонений при измерении полных сечений реакций $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$ и $e^+e^- \rightarrow ZZZ$ обсуждались в работе [50].

В $e\gamma$ -модах двухбозонного рождения, W^+W^-e , $Z\gamma e$, ZZe , $W^-\gamma\nu$, $W^-Z\nu$, наряду с аномальными четырехбозонными вершинами $WW\gamma\gamma$ и $ZZ\gamma\gamma$, описываемыми лагранжианом (33), можно также изучать вклады аномальной вершины $WWZ\gamma$. Так, в работе [53] было рассмотрено взаимодействие

$$L_n^{(6)} = i \frac{\pi\alpha}{4m_V^2} a_n \mathbf{W}_\alpha \cdot (\mathbf{W}_\nu \cdot \mathbf{W}_\mu^\alpha) \mathbf{F}^{\mu\nu}, \quad (34)$$

*Это обрезание, в частности, позволяет устранить фон СМ, обусловленный процессом $e\gamma \rightarrow eZ$ в том случае, когда один из электронов не был полностью конвертирован лазерным пучком.

которое связано с оператором с размерностью 6, сохраняющим симметрии $U(1)_{EM}, C, P$ и $SU(2)_C$, но нарушающим симметрию $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Было показано, что реакции $e\gamma \rightarrow ZZe$ и $e\gamma \rightarrow W^+W^-e$ наиболее чувствительны к аномальным связям с константами a_0 и a_c . Ограничения на эти константы из 3σ -отклонений полных сечений указанных $e\gamma$ -мод оказываются почти на порядок лучше, чем из e^+e^- -мод [50], и на фактор 5 хуже, чем из $\gamma\gamma$ -мод [47]. Наиболее чувствительным к аномальной константе связи a_n является процесс $e\gamma \rightarrow W^-Z\nu$. Из 3σ -отклонений полных сечений этой реакции на линейных e^+e^- -коллайдерах с энергией 500 ГэВ при интегральной светимости 10 фб^{-1} можно достичь уровня ограничений $-1,2 < a_n < 0,74$. В работе [54] рассмотрено также $WWZ\gamma$ -взаимодействие, обусловленное оператором $\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}W_\alpha^-W_\beta^+Z_\mu A_\nu$ с размерностью 6, который сохраняет симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$ и CP , но нарушает симметрии C, P и $SU(2)_C$.

Связи $\gamma\gamma Z$ и $\gamma\gamma\gamma$ отсутствуют на древесном уровне СМ, в рамках которой переходы $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ и $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ возникают в однопетлевом приближении, включающем как фермионные, так и W -бозонные петли. В работах [55] показано, что, благодаря большому вкладу W -бозонных петель при высоких энергиях, как и в случае $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$, сечения процессов $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ и $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ достигают уровня, доступного экспериментам на ФК. В обоих рассматриваемых процессах вклады фермионных петель доминируют ниже W -порога, а затем быстро падают с ростом энергии в СЦМ. Вклады W -бозонных петель начинают доминировать при $\sqrt{s_{e^+e^-}} > 250$ ГэВ и с ростом энергии выходят почти на плато. В частности, уже при $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 500$ ГэВ сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow Z\gamma$ достигает величины 50 фб, что соответствует выходу 500 событий этой реакции на 10 фб^{-1} интегральной светимости. При энергиях $\sqrt{s_{e^+e^-}} > 500$ ГэВ становится возможным выделение из процессов $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ и $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ вкладов W -бозонных петель, обусловленных трех- и четырехбозонными вершинами $\gamma WW, ZWW, \gamma\gamma WW$ и γZWW . Таким образом, изучение переходов $\gamma\gamma \rightarrow \gamma Z$ и $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ в экспериментах на будущих ФК имеет фундаментальное значение, поскольку оба процесса представляют собой чисто однопетлевые эффекты СМ как перенормируемой неабелевой калибровочной теории.

3.2. Адронная физика и предсказания КХД в $\gamma\gamma$ -пучках. Столкновения высокоэнергетичных фотонов являются лабораторией для проверки предсказаний квантовой хромодинамики, электрослабой теории и различных расширений СМ. Поскольку каждый из фотонов может превратиться в пару тяжелых W -бозонов, то предоставляется уникальная возможность изучать процессы столкновений и аннигиляции W -бозонов. При частичной конверсии $e^\pm e^-$ -коллайдеров имеется возможность создания фотон-электронных (позитронных) коллайдеров. Одна из основных задач по проверке предсказаний КХД для таких коллайдеров — изучение структурных функций фотона.

В таких опытах может быть исследовано как глубоконеупругое электрон-фотонное рассеяние $e\gamma \rightarrow eX$, так и процесс с участием заряженных токов $e\gamma \rightarrow \nu X$. Дифференциальное сечение процесса $e\gamma \rightarrow eX$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_{e\gamma \rightarrow eX}}{dE' d\cos\theta} = \frac{4\pi\alpha^2 E'}{Q^4 y} [(1 + (1 - y)^2) F_2^\gamma(x, Q^2) - y^2 F_2^\gamma(x, Q^2)], \quad (35)$$

$$Q^2 = -q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta), \quad w^2 = (q + p)^2,$$

$$x = \frac{Q^2}{2E' E} = \frac{Q^2}{2E' E} + w^2, \quad y = 1 - \frac{E'}{E} \cos^2(\theta/2) = \frac{qp}{kE'}$$

Так же, как и в случае e^+e^- -коллайдеров, структурная функция F_L^γ трудно достижима для измерения, поскольку надежное отделение от фонов (скажем, рассеяние e^- -пучка на остаточном газе) ограничивает область изменения y малыми величинами. Структурная функция F_2^γ более доступна для измерений. Напомним, что F_2^γ в рамках *наивной* кварковой модели

$$F_2^\lambda(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \cdot 2x \mathcal{D}_\gamma^q(x, Q^2), \quad \mathcal{D}_\gamma^q(x) = \frac{\alpha}{2\pi} e_q^2 \ln \frac{Q^2}{m^2} (x^2 + (1 - x)^2) \quad (36)$$

обнаруживает нарушение скейлинга уже в низшем порядке теории возмущений [56]. Учет высших порядков теории возмущений КХД сохраняет качественно такое поведение структурной функции:

$$x \mathcal{D}_\gamma^q(x, Q^2) = \frac{(\alpha/2\pi)}{\alpha_s(Q^2)} e_q^2 \cdot f(x), \quad \alpha_s(Q^2) \sim \frac{1}{\ln Q^2/\Lambda^2}. \quad (37)$$

Интерес представляет экспериментальное определение функции $f(x)$, так же, как и вопросы учета эволюции нарушения скейлинга в высших порядках теории возмущений [38, 57]. Заметим, что, измеряя на опыте дифференциальное сечение, и, в частности, азимутальные корреляции, можно получить дополнительную, по сравнению с измерением полных сечений, информацию:

$$4\pi \frac{d\sigma_{e\gamma \rightarrow eaX}}{dx dy d\Omega_a} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^2} \frac{1 + (1 - y^2)}{xy} [2x \tilde{F}_T + \xi(y) \tilde{F}_L - \rho(y) \tilde{F}_A \cos\varphi_a + \\ + 1/2 \xi(y) \tilde{F}_B \cos 2\varphi_a], \quad (38)$$

где $\xi(y) = 2(1 - y)/[1 + (1 - y)^2]$ — степень продольной поляризации виртуального фотона, Ω_a представляет направление адрона a в системе покоя $\gamma\gamma^*$ -частиц, φ_a — азимутальный угол вокруг $\gamma\gamma^*$ -оси относительно плоскости, содержащей рассеянный электрон. Функции $\rho(y)$ и $\xi(y)$ близки к

единице при малых y . Стандартные функции F_2 , F_L появятся после интегрирования по Ω_a . В частности, измерение $\langle \cos 2\varphi_a \rangle$ даст ту же информацию, что и F_L^γ . Экспериментально достижимая область в переменных $\ln(1/x - 1)$, $\ln Q^2$ (ГэВ)² представляет собой параллелограмм с $Q_{\max}^2 \ll s_{e\gamma}$ и Q_{\min}^2 , определяемым пределами применимости КХД ($Q_{\min}^2 \geq 5 \div 6$ ГэВ²). Минимальное значение $\sqrt{w^2}$ — инвариантной массы рожденных адронов, в принципе, равно удвоенной массе пионов, но, фактически, определяется набором статистики экспериментальных данных и применимостью КХД. Типичные значения Q_{\max}^2 и x_{\min} для установок LC-200 есть 10^3 ГэВ² и 10^{-3} , а для линейных e^+e^- -коллайдеров (так же, как и для $e\gamma$ -коллайдеров) LC-500 10^5 ГэВ² и 10^{-5} .

Как мы уже упоминали, в результате асимптотической свободы функция $F_2^\gamma(x, Q^2)$ увеличивается с ростом $\ln Q^2$ и при $x \rightarrow 1$. Рост амплитуды $\gamma^*\gamma \rightarrow \bar{q}q$ при $x \rightarrow 1$ подавляется за счет излучения глюонов (по-видимому, как $1/\ln(4/(1-x))$), в то же время при малых x следует ожидать роста F_2^γ за счет образования кварк-антикварковых пар [58]. Эти результаты, полученные в рамках КХД с учетом нелидирующих вкладов, подлежат экспериментальной проверке. Ожидаемое (по теории) значение F_2/α для значений $\langle Q^2 \rangle = 200$ ГэВ², $0,2 < x < 0,8$ есть величина порядка 0,5, причем теоретические ошибки (за счет неопределенности в выборе Λ) не превышают статистических при планируемой интегральной светимости LC-200, равной 500 пб^{-1} . Анализ уравнений эволюции для F_2^γ показывает асимптотическое уменьшение адронной компоненты, тогда как вклад компоненты, отвечающей точечному характеру перехода фотона в $\bar{q}q$ -пару, растет $\sim \ln Q^2$, что согласуется с имеющимися данными с $Q^2 < 10^3$ ГэВ² [59]. Начинаясь расхождение в области $Q^2 < 10^3$ ГэВ² может быть детально проверено на γe -коллайдерах.

В опытах с детектированием c -кварка (или t -кварка) можно проверить, соответствует ли действительности расчет их вклада в F_2^γ , основанный на борновской амплитуде и низших (однопетлевых) поправках к ней во всей области $x < x_{\max} = Q^2/(Q^2 + 4m_q^2)$. Для $Q^2 = 5,9$ ГэВ² сравнение показывает разумное согласие опыта [60] с ведущим логарифмическим вкладом КХД, при этом вклад событий с c -кварком оказывается малым. Относительный вклад адронной компоненты в F_2^γ уменьшается асимптотически:

$$F_2^\gamma(Q^2) = [F_2^\gamma(Q_0^2) - F_{2pt}^\gamma(Q_0^2)] \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(Q_0^2)} \right)^{d_{NS}} + F_{2pt}^\gamma(Q^2), \quad d_{NS} > 0,$$

$$F_{2pt}^\gamma(Q^2) = \frac{4}{9} \frac{d_B}{1 + d_{NS}} \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}, \quad (39)$$

для $Q_0^2 \sim 1$ ГэВ² он может быть описан на основе векторной доминантности. Тогда, даже принимая во внимание $\sim 50\%$ неопределенность в ней, для

$Q^2 = 100 \text{ ГэВ}^2$ уже можно определить параметр Λ с точностью $\pm 120 \text{ МэВ}$ [38]. При достаточно больших $Q_0^2 \sim 10, 3 \text{ ГэВ}^2$ надо принимать во внимание обмен Z -бозоном, а также W -бозоном в промежуточном состоянии. В последнем случае мы имеем дело с процессом, идущим за счет заряженных токов: $e^\pm + \gamma \rightarrow \nu + X$. Для $e\gamma$ -коллайдеров сечения соответствующих процессов малы: несколько десятков фемтобарн, тогда как для LC-500 оно уже будет порядка пикобарна, и, таким образом, можно рассчитывать на несколько тысяч событий в год в случае применения лазерной конверсии. Что касается использования в качестве фотонного пучка «эквивалентных» фотонов другого пучка, то в силу протяженности и несингулярного характера спектров этих фотонов анализ y -зависимости будет трудным.

3.3. Физика периферических взаимодействий. Тот факт, что в основном процессе превращения фотона в кварк-антикварковую пару поперечный импульс не ограничен, ведет к интересным следствиям (одно из них уже упоминалось выше: $F_2^\gamma \sim \ln Q^2$) для физики периферических взаимодействий. В этой области переменная Бьеркена x очень мала, а Q^2 — умеренно велика (до нескольких десятков ГэВ^2). В этой области уже не работает жесткое упорядочение по поперечным компонентам струй, характерное для глубоконеупругих процессов. Напротив, здесь следует ожидать их постепенного увеличения от величин порядка $\sqrt{Q^2}$ для струй, оси которых близки к направлению движения электрона. Рост продолжается вплоть до значений быстроты, отвечающих центру плато, и затем происходит уменьшение характерных поперечных импульсов струй до величин порядка 1 ГэВ [61]. Здесь возникает интересная экспериментальная задача исследования корреляции между энергией струи и ее поперечным импульсом.

В событиях с большими поперечными импульсами кварк-антикварковых пар может быть исследовано явление экранирования глюонов на малых расстояниях, связанное с физикой конфайнмента кварков [62]. При очень больших энергиях адронная компонента фотона представляет собой когерентную сумму векторных мезонов. Действительно [56], время когерентности фотона, определяемое из условия малости аргумента плоской волны e^{iqx} , $qx \sim 1$, оказывается достаточно большим $\sim (1/M)(s/q^2)$ для формирования состояний векторных мезонов. Большая длина когерентности между фотоном и промежуточными состояниями векторных мезонов может быть использована как основа описания адронного взаимодействия фотонов при малых поперечных импульсах.

В частности, этот факт позволяет применить теорему факторизации, основанную на гипотезе обмена полюсом Померанчука в процессах с участием фотона $\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_{\gamma p}^2 / \sigma_{pp} \approx 240 \text{ нб}$. Таким образом, можно проследить медленный рост $\sigma_{\gamma\gamma}$ с энергией вследствие роста сечений фотон-протонного и протон-протонного рассеяний (благодаря обмену помероном).

Интересным является круг физических задач в $\gamma\gamma$ -столкновениях, связанных с двойной дифракцией, т.е. переходом каждого из фотонов в один из векторных мезонов $\gamma\gamma \rightarrow v_1 v_2$, $v = \rho, \omega, \phi, J/\Psi$, а также процессы с образованием одиночных мезонов $\gamma\gamma \rightarrow vX$. В области достаточно больших переданных импульсов $\sqrt{-t} \gg \Lambda$ можно воспользоваться вычислением в рамках теории возмущений в КХД для описания процесса образования двух кварк-антикварковых пар $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ и затем использовать амплитуды их перехода в состояния с векторными мезонами.

В работах [63,64] показано, что в реджевском режиме доминирует обмен двумя глюонами в канале рассеяния, причем справедлив вид сечений

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma\gamma \rightarrow VV) \sim \alpha_s^4(t)/t^6. \quad (40)$$

В так называемой полужесткой кинематике для процесса образования двух мезонов $M = \pi^0, \eta, \eta^1, J/\Psi, A_2, \rho_0, \gamma\gamma \rightarrow MM$, $w^2 = (p_{1\gamma} + p_{2\gamma})^2 \gg \gg p_{\perp}^2 = |t| = (p_{\gamma_1} - p_M)^2 \gg \mu^2$, где $\mu = 0,3$ ГэВ, могут быть одновременно использованы подход пертурбативной квантовой хромодинамики [61] и феноменология образования связанных состояний. Если в низшем порядке теории возмущений сечения этих процессов падают как w^{-4} , то вклад диаграмм с обменом глюонами не падает с ростом энергии w . При этом возникают ряды вида $1 + \sum_1^{\infty} c_n z^n$, $z = (3\alpha_s/2\pi) \ln w^2/w_0^2$ для характерных в опыте значений: $0,25 < z < 0,5$. Сечение для случая образования двух псевдоскалярных мезонов имеет вид [65]:

$$\frac{d\sigma}{dt} f(w, t) \left(\frac{w^2}{\omega_0^2} \right)^{2\omega_0}, \quad 2\omega_0 = \frac{12\alpha_s(t)}{\pi} 4 \ln 2, \quad (41)$$

где $1 + \omega_0$ есть интерсепт померона БФКЛ [61], а функция $f(w, t)$ слабо зависит от w . Для случая образования двух J/Ψ -мезонов имеем, в частности [66],

$$\frac{d\sigma(J/\Psi, J/\Psi)}{dp_{\perp}^2} = 16\pi^2 \alpha^2 (\alpha_s C_F)^4 \frac{\pi^3}{4} \frac{\exp(16z \ln 2)}{(7\pi\xi(3)z)^3} \left(\frac{c_{\psi} f_{\psi}}{M_{\psi}^2} \right)^4 \ln^4 \left(\frac{M_{\psi}^2}{p_{\perp}^2} \right), \quad (42)$$

$$c_{\psi} = \frac{3}{4}; \quad f_{J/\Psi} = 0,38 \text{ ГэВ}.$$

Так, для $\gamma\gamma$ -коллайдеров с годовой светимостью 500 пб^{-1} для характерных условий регистрации $w_0 \sim 15 \text{ ГэВ}$, $|t|_{\min} = 4 \text{ ГэВ}^2$, $\theta_{\min} = 100 \text{ мрад}$ следует ожидать порядка 600 событий образования двух J/Ψ -мезонов. Вклад трехглюонного состояния в канале рассеяния (вклад оддерона) может быть отождествлен в процессах образования псевдоскалярных и тензорных частиц [64].

Предложенная в конце 70-х годов возможность изучать физику БФКЛ померона в $\gamma\gamma$ -столкновениях в последнее время привлекает большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Мы отсылаем читателя к литературе, приведенной в [61].

3.4. Образование пар тяжелых кварков в $\gamma\gamma$ -столкновениях. Сечение прямого канала $\gamma\gamma \rightarrow \bar{q}q$, $\sigma_{\bar{q}q} \sim \pi(\alpha^2/M_\alpha^2)$ составляет ~ 130 нб и $\sim 0,13$ для случая рождения $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$ соответственно; $\sigma_{t\bar{t}} \approx \pi/(\alpha^2/m_t^2)/6 \approx 0,02$. Для рождения $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$ в процессах на e^+e^- -коллайдерах в области энергий в СЦМ $200 < \sqrt{s_{e\bar{e}}} < 500$ ГэВ в приближении эквивалентных фотонов сечения имеют порядок нескольких пикобарн [67].

Другие механизмы рождения тяжелой пары, с участием одного или двух глюонов, зависят от деталей предполагаемого распределения глюонов в фотоне. Согласно оценкам, полученным в [67], глюон-фотонные вклады сравниваются с вкладом механизма Ландау — Лифшица (двухфотонный механизм) лишь при $\sqrt{s} > 200$ ГэВ, тогда как вклад двухглюонного механизма на порядок меньше.

Отношение сечений образования двух t -кварков в e^+e^- - и соответствующих $\gamma\gamma$ -коллайдерах (при использовании лазера с энергией фотонов 1,26 эВ) есть величина порядка $0,4 \div 0,6$ для $\sqrt{s} \sim 450$ ГэВ. Предсказываются значительные пороговые явления, но образование топония не происходит ввиду малого времени жизни t -кварка [68].

3.5. Поляризационные эффекты в γe - и $\gamma\gamma$ -коллайдерах. Фотоны, образованные при γe -конверсии лазерного пучка, могут находиться в различных состояниях поляризации, тогда как эквивалентные фотоны всегда линейно поляризованы в плоскости образования. В последнем случае возникают только малоинтересные азимутальные корреляции.

1. Рассмотрим возможность проверки классических правил сумм фотоабсорбции Герасимова — Дрелла — Хирна (ГДХ) [69] в опытах по столкновению поляризованных фотонного и электронного пучков. Правило сумм ГДХ выведено в предположении безвычитательных дисперсионных соотношений для зависящей от спина части амплитуды комптоновского рассеяния в сочетании с низкоэнергетическими теоремами для нее и имеет вид

$$M_a^2 = \frac{4\pi^2 s \alpha}{m^2} (g - 2)^2 = \int_0^\infty \frac{dw}{w} \Delta\sigma(w), \quad \Delta\sigma(w) = \sigma_P(w) - \sigma_A(w), \quad (43)$$

где s, m , — спин и масса мишени, $\sigma_{P,A}(w)$ — полное сечение комптоновского рассеяния фотона с частотой w на мишени для случая, когда спины фотона и мишени параллельны или антипараллельны; M_a — аномальный магнитный момент мишени. В работах [70–72] исследованы применения этого правила сумм к любым процессам вида $\gamma a \rightarrow cd$; $a, c, d = \gamma, e, w, z, H, \nu$ и т.д. Здесь мы отметим вероятную связь правила сумм ГДХ с правилом сумм

для структурной функции фотона $\int dx g^\gamma(x) = 0$; интересные соотношения для сечений $\gamma e \rightarrow W\nu$, $\gamma e \rightarrow \gamma e$, $\gamma\gamma \rightarrow WW$, $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ в борновском приближении, в частности, правила сумм

$$\int_0^\infty \frac{dw}{w} \Delta\sigma_{\gamma w}(w) \approx 0(\alpha^3), \quad (44)$$

отвечающие случаю $g-2 = 0(\alpha)$, которые можно рассматривать как тестовые соотношения для СМ. Впечатляет их выполнение как в рамках КЭД, так и в низших порядках теории возмущений СМ. Что же касается модификаций СМ, в частности теорий, предсказывающих не соответствующие СМ значения квадрупольного момента W -бозона $Q = -e(k-\lambda)/m_W^2$, $\mu = ge/2m_W = e(1+k+\lambda)/2m_W$, $e^2 = 4\pi\alpha$ (СМ отвечает $k=1$, $\lambda=0$), то соответствующие им правила сумм ГДХ не выполняются:

$$\Delta\sigma_{\gamma W}(w) \sim \frac{\alpha^2\pi}{2M^2} \lambda^4 \left(\frac{w}{M_W}\right)^3; -\frac{\alpha^2}{8M_W^2} (k-1)^4 \left(\frac{w}{M_W}\right), \quad w \rightarrow \infty. \quad (45)$$

В опытах с циркулярно поляризованными фотонными пучками могут быть, таким образом, проанализированы отклонения от предсказаний СМ для трех- и четырехточечных функций Грина векторных мезонов, параметризуемых λ и $k-1$ [70].

2. В случае γe -рассеяния с линейно поляризованными фотонами возникают азимутальные асимметрии относительно его вектора поляризации и плоскости рассеяния (определяющей направление линейной поляризации эквивалентных фотонов). Они имеют скейлинговый характер $d\sigma/d\phi \sim \xi(y) \times \frac{\alpha}{\pi} x^3 \sum_q e_q^4$, где $\xi(y)$ — степень линейной поляризации эквивалентного фотона, $y = \omega/\varepsilon$ — его доля энергии, x — параметр Бьеркена, e_q — заряд кварка в процессе $\gamma e \rightarrow q\bar{q}e$ [73].

3. Так же, как и в случае поляризованного ep -рассеяния, можно ввести структурную функцию $g_1^\gamma(x, Q^2)$ фотона, которую можно определить, измеряя асимметрию лево(право)поляризованного электрона на циркулярно поляризованном фотоне. Эта функция, на языке картины Фейнмана, измеряющая разность числа лево- и правополяризованных кварков в фотоне, чувствительна к массе фотона мишени $\sqrt{|p^2|}$ [74]. Именно для ее малых значений (правило сумм ГДХ) имеем $\int_0^1 dx g_1^\gamma(x) = 0$, тогда как для больших значений масс правило сумм ГДХ неприменимо, и значение интеграла определяется треугольной аномалией $\int dx g_1^\gamma(x) = N_c(\alpha/\pi) \sum e_q^4$.

4. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Один из главных параметров ускорителя со встречными пучками — светимость L — определяется соотношением $\dot{N} = L\sigma$, где \dot{N} — число событий

в единицу времени для процесса с сечением σ . Если известен с достаточной точностью рассчитываемый процесс, имеющий не слишком малое сечение σ , экспериментально хорошо отделимый от других процессов и удобный для регистрации, то его измерение позволит независимым образом определить светимость установки L . Такие процессы мы будем называть калибровочными. При этом отпадает необходимость в детальном сведении о трудноизмеримом распределении плотности пучков в области встречи, используемом при традиционном определении светимости. В качестве калибровочных процессов для электрон-позитронных соударений используется упругое e^+e^- -рассеяние на малые (или большие) углы, однократное или двукратное излучение при e^+e^- -рассеянии.

Для встречных $\gamma\gamma$ -пучков, построенных на основе линейных e^+e^- -коллайдеров, в качестве калибровочных можно использовать процессы образования двух пар заряженных частиц $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $e^+e^-\mu^+\mu^-$ и т.д. Эти процессы достаточно хорошо изучены в литературе [75–79]. Характерной чертой их является независимость полных сечений от полной энергии в СЦМ фотонов \sqrt{s} при достаточно больших значениях $\sqrt{s} \gg 2m_\mu$. Сечения эти достаточно велики. Так, сечение образования двух e^+e^- -пар составляет 6,4 мкб, а сечение образования мюонной и электронной пары 5,67 нб*. Процессы с образованием мюонов (сечение образования двух мюонных пар составляет 0,16 нб), по-видимому, являются более удобными из-за относительной простоты регистрации мюонов в эксперименте. Этот процесс мы и рассмотрим детально ниже. При светимости фотонных пучков $L_{\gamma\gamma} \approx 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ образуется порядка 200 пар мюонов и электронов в час (и, соответственно, 10 событий в час образования пары τ -лептонов и электронной пары и два события в час образования пары τ -лептонов и пары μ -мезонов). Для целей калибровки представляют, однако, интерес не полные сечения и спектральные распределения, а инклюзивные сечения в области больших (по сравнению с массой) поперечных импульсов лептонов. Далее мы предполагаем фотонные пучки поляризованными. Ниже мы приведем энергетические распределения, инклюзивные по μ^- и $\mu^+\mu^-$, и другие распределения, которые могут быть полезны для опыта. Сечение процесса

$$\gamma(k_1) + \gamma(k_2) \rightarrow \mu^+(p_1) + \mu^-(p_2) + e^+(p_3) + e^-(p_4) \quad (46)$$

*Утверждение о независимости сечений от s справедливо в далекой асимптотике. Чтобы оценить соответствующие значения s , мы рассмотрим относительную величину поправочных слагаемых: $\Delta\sigma/\sigma = (\sigma(s) - \sigma_{\text{asympt}})/\sigma_{\text{asympt}} = (m_\mu^2/36s) \ln^3(s/m^2\mu)$. Эта величина становится малой ($\leq 1\%$) для энергий ≥ 70 ГэВ.

в пределе больших энергий в СЦМ фотонов $\sqrt{s} = \sqrt{(k_1 + k_2)^2} \gg m_\mu^2$ (см. сноску на с.195) можно представить в виде суммы

$$d\sigma = d\sigma_b + d\sigma_a; \quad d\sigma_b = d\sigma_a(p_1, p_2, m_\mu \rightarrow p_3, p_4, m_e), \quad (47)$$

отвечающей кинематическим ситуациям, когда мюонная пара летит в направлении одного из фотонных пучков (электронная пара при этом летит в противоположном направлении):

$$d\sigma_a = \frac{d\sigma_1 ds_1}{s_1} \frac{d\sigma_2 ds_2}{s_2} \cdot \frac{d^2 q_\perp}{4\pi^4}, \quad (48)$$

где $d\sigma_1$ — соответствуют сечению образования пары мюонов реальным фотоном с импульсом k_1 и вектором поляризации e_1 и виртуальным (которым обмениваются рожденные пары) с поперечной к направлению пучков компонентой импульса q_\perp и вектором поляризации (линейной) $\mathbf{q}_\perp / |\mathbf{q}_\perp|$; $\sqrt{s_1} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2}$ — инвариантная масса пары мюонов. Величина $(d\sigma_1 ds_1)/s_1$ может быть выражена через доли энергий $x_i = 2p_{oi}/\sqrt{s}$ и поперечные компоненты импульсов $p_{i\perp}$ мюонов и параметры Стокса ξ_3, ξ_1 , характеризующие поляризацию начального фотона:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_1 ds_1}{s_1} &= 2\alpha^2(1 - 2x_1 x_2 G) \frac{d^2 \mathbf{p}_{1\perp} d^2 \mathbf{p}_{2\perp} dx_1 dx_2}{(\mathbf{p}_{1\perp}^2 + \mu^2)(\mathbf{p}_{2\perp}^2 + \mu^2)} \times \\ &\times \delta^{(2)}(\mathbf{p}_{1\perp} + \mathbf{p}_{2\perp} - \mathbf{q}_\perp) \delta(x_1 + x_2 - 1); \end{aligned} \quad (49)$$

$$G = \frac{1}{\mathbf{q}_\perp^2} \left[\mathbf{Q}^2 + (Q_x^2 - Q_y^2)\xi_3 + 2Q_x Q_y \xi_1 \right] (\mathbf{p}_{1\perp}^2 + \mu^2)(\mathbf{p}_{2\perp}^2 + \mu^2),$$

$$\mathbf{Q} = \frac{\mathbf{p}_{1\perp}}{\mathbf{p}_{1\perp}^2 + \mu^2} + \frac{\mathbf{p}_{2\perp}}{\mathbf{p}_{2\perp}^2 + \mu^2}.$$

Величина $(d\sigma_2 ds_2)/s_2$ получится из приведенной (49) заменой:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_2 ds_2}{s_2} &= \frac{d\sigma_1 ds_1}{s_1} \times \\ &\times \left(\mathbf{p}_{1,2\perp} \rightarrow \mathbf{p}_{3,4\perp}, \mathbf{q}_\perp \rightarrow -\mathbf{q}_\perp, m_\mu \rightarrow m_e, x_{1,2} \rightarrow y_{1,2}, \xi_3 \rightarrow \tilde{\xi}_3, \xi_1 \rightarrow -\tilde{\xi}_1 \right), \end{aligned} \quad (50)$$

где $y_1 = 2p_{30}/\sqrt{s}$, $y_2 = 2p_{40}/\sqrt{s}$, $\mathbf{p}_{3,4\perp}$ — доли энергий и поперечные к оси пучков компоненты 3-импульсов электронов, $\tilde{\xi}_3, \tilde{\xi}_1$ — параметры Стокса второго фотона.

Приведенная формула определяет полностью дифференциальное сечение процесса (46). Обратим внимание на то, что дифференциальное сечение не зависит от круговой поляризации фотонов. Основываясь на ней, можно получить различные инклюзивные распределения [75].

Проводя интегрирование по переданному импульсу и фазовому пространству электронной пары, получим инклюзивное по обоим мюонам сечение:

$$d\sigma_a = \frac{2\alpha^4}{3\pi^3} (1 - 2x_1x_2G) \frac{\delta(x_1 + x_2 - 1) d^2\mathbf{p}_1^\perp d^2\mathbf{p}_2^\perp dx_1 dx_2}{(\mathbf{p}_{1\perp} + \mathbf{p}_{2\perp})^2 (\mathbf{p}_{1\perp}^2 + \mu^2) (\mathbf{p}_{2\perp}^2 + \mu^2)} \times \quad (51)$$

$$\times \left(GF_1 - \tilde{F}_2 - (2\tilde{F}_1 - \tilde{F}_2)(\tilde{\xi}_3 \cos(2\varphi_q) - \tilde{\xi}_1 \sin(2\varphi_q)) \right),$$

где φ_q — азимутальный угол между вектором линейной поляризации второго фотона и вектором $\mathbf{p}_{1\perp} + \mathbf{p}_{2\perp} = \mathbf{q}_\perp$;

$$\tilde{F}_i = F_i \left(\frac{|\mathbf{q}_\perp|}{2m_e} \right), \quad F_1(z) = \frac{z}{\sqrt{z^2 + 1}} \ln(z + \sqrt{z^2 + 1}), \quad (52)$$

$$F_2(z) = \frac{2z^2 + 1}{z\sqrt{z^2 + 1}} \ln(z + \sqrt{z^2 + 1}) - 1.$$

Далее можно получить инклюзивное по μ^- -мезону распределение

$$d\sigma_a = \frac{2\alpha^4}{3\pi^3} J \frac{d^2\mathbf{p}_{1\perp} dx}{m_\mu^4}; \quad J = F_0 + F_3\Sigma_3 + F_-\Sigma_- + F_+\Sigma_+ + \tilde{F}_3\tilde{\Sigma}_3, \quad (53)$$

где величина J в старшем логарифмическом приближении имеет вид

$$J = \frac{L^2 + 4L\ell + 3\ell^2}{(1 + \rho)^2} \left[1 - \frac{2x_1(1 - x_1)}{(1 + \rho)^2} (1 + \rho^2 - 2\rho\Sigma_3) \right], \quad \rho = \frac{\mathbf{p}_{1\perp}^2}{m_\mu^2} \gg 1, \quad (54)$$

$$L = \ln \frac{m_\mu^2}{m_e^2}, \quad \ell = \ln(1 + \rho), \quad \Sigma_3 = l_1 \cos 2\gamma_1, \quad \tilde{\Sigma}_3 = l_2 \cos 2\gamma_2,$$

$$\Sigma_\pm = l_1 l_2 \cos 2(\gamma_1 \pm \gamma_2), \quad l_i^2 = (\xi_3^i)^2 + (\xi_1^i)^2.$$

Здесь $\gamma_i = \widehat{(\mathbf{p}_{1\perp}, \ell_i)}$ — азимутальный угол между направлением максимальной линейной поляризации фотона i и поперечной компонентой импульса μ^- . Точное выражение для J приведено в [75]. Отметим, что зависимость инклюзивного сечения от параметров Стокса «чужого» фотона является слабой ($F_\pm/F_0 \approx \tilde{F}_3/F_0 \leq 3 \cdot 10^{-2}$), тогда как зависимость от поляризации «своего» фотона вполне заметна, и при $\rho = 1, 2$ и $x_1 = 1/2$ величина зависящих

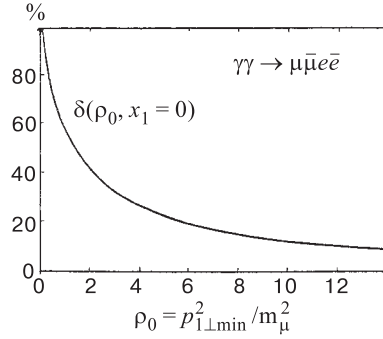


Рис. 11. Доля мюонов с $p_{1\perp} > p_{1\perp\min}$ в зависимости от $p_{1\perp\min}^2/m_\mu^2$ при $x_1 = 0$ [75]

от спина слагаемых в J достигает 20 %. Специальный интерес может представлять доля δ таких событий, когда μ^- вылетает с поперечным импульсом, большим некоторого минимального. График этой функции $\delta(\rho_0, x_1) = N/D$ для $\rho \gg 1$, где

$$N = \frac{1}{\rho} \left\{ [1 - 2x_1(1 - x_1)](L^2 + L(4\ell + 5) + 3\ell^2 + 8\ell + 6) + 2x_1(1 - x_1)(2L + 2\ell + 3) \right\}, \quad (55)$$

$$D = 175 - 239x_1(1 - x_1), \quad (56)$$

приведен на рис. 11. На рис. 12 приведены зависимости неполяризованной части сечения F_0 и отношения F_3/F_0 от $\rho = p_{1\perp}^2/m_\mu^2$. Отметим, что сечение процесса образования двух e^+e^- -пар для реалистических значений $\rho \gg 1$ приблизительно вдвое больше сечения образования мюонной и электронной пары [75].

Степень круговой поляризации фотона ξ_2 может быть измерена в азимутальных корреляциях перпендикулярных оси пучков (\vec{k}_1) компонент импульсов пары лептонов, и, как было показано в [80], происходит от интерференции амплитуд борновского и однопетлевого приближений. Для отношения вкладов в сечение имеем

$$\frac{d\sigma_{pol}}{d\sigma_0} = \alpha(\xi_2^{(1)} A^{(1)} \sin(\phi_1) + \xi_2^{(2)} A^{(2)} \sin(\phi_2)), \quad (57)$$

где величины с индексами 1 и 2 отвечают парам, рожденным, соответственно, фотонами 1 и 2, ϕ_1 — азимутальный угол между перпендикулярными к оси

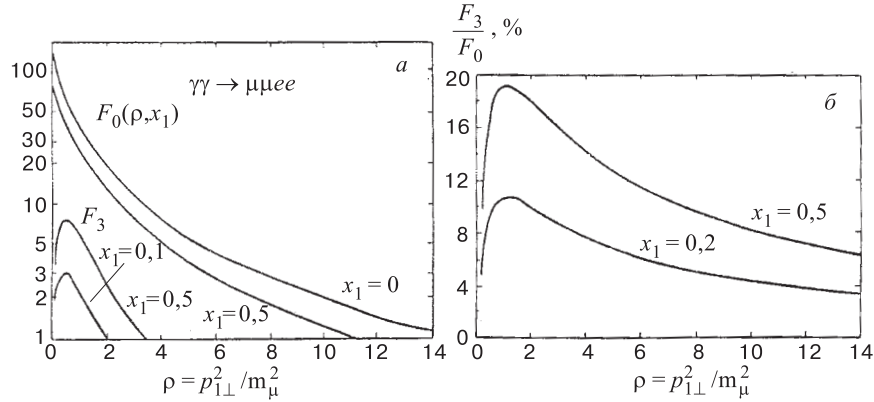


Рис. 12. а) Зависимость F_0 , F_3 (53) от поперечного импульса μ^- -мезона [75]. б) Зависимость асимметрии $F_3/F_0 = (d\sigma_a^{\parallel} - d\sigma_a^{\perp})/(d\sigma_a^{\parallel} + d\sigma_a^{\perp})$ инклюзивного сечения реакции $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^-$ от поперечного импульса μ^- -мезона [75]; $d\sigma_a^{\parallel}$ ($d\sigma_a^{\perp}$) отвечают случаю, когда направление максимальной поляризации первого фотона лежит в плоскости \mathbf{p}_{μ^-} , \mathbf{k}_1 (перпендикулярно к ней)

пучков компонентами 3-импульсов пар, $0 < \phi_1 < \pi$, $x = q_{10}/\omega_1$, $y = 1 - x = q_{20}/\omega_1$ — доли энергии компонент пары, $z = |q_{1\perp}|/|q_{2\perp}|$;

$$A = \frac{z}{2(x^2 + y^2)} \left(\frac{2x}{z^2} \left(y - \frac{xc}{z} \right) \ln \frac{x}{d} - 2y(x - cyz) \ln \frac{z^2 y}{d} + \frac{xyz}{(x + yz^2)^2} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{x^2}{z^3} - y^2 z^3 + zy^2 - \frac{x^2}{z} + \left(\frac{1}{z} + 2c + z \right) (z^2 y^2 - \frac{x^2}{z^2}) \right) \right), \quad (58)$$

$$c = \cos \phi, d = x^2 + y^2 z^2 - 2xyzc.$$

Для значений $(z; x) = (0, 1; 0, 9)$, $(10; 0, 1)$ величина αA достигает $\pm 3\%$.

Специфика рассмотренных выше процессов в чрезвычайно малых углах ($\leq 10^{-3}$ для $\omega_1 = \omega_2 \geq 100$ ГэВ) между импульсами компонент образовавшихся пар и осью пучков требует специального устройства детекторов мюонов, расположенных вдали от точки столкновения и, по-видимому, использования магнитных полей.

Другой системой калибровочных процессов являются процессы образования пары заряженных бозонов или лептонов, летящих в СЦМ на большие углы [81]. Сечения этих процессов убывают с энергией и имеют порядок величины $\sigma \sim 10^{-32} \text{см}^2/\text{s}$ (ГэВ²).

Предположим, что экспериментально достижимо детектирование частиц с углом вылета частиц по отношению к оси пучка ϑ таким, что $|\cos \vartheta| \leq a$ (в СЦМ фотонных пучков). Сечение образования лептонной пары в этих условиях зависит от поляризации фотонных пучков. Для случая состояний фотонов с одинаковыми спиральностями ($\pm\pm$) сечение образования лептонов мало ($\sim \alpha^2 m^2/s^2$), и мы им пренебрегаем. Сечение образования W^+W^- -пары имеет вид

$$\sigma_a^{\pm\pm}(\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-) = \frac{2\pi\alpha^2}{s}(3+b^2)(1+3b^2) \left(\frac{1}{2} \ln \frac{1+ab}{1-ab} + \frac{ab}{1-(ab)^2} \right), \quad (59)$$

где b — скорость W -бозона, индекс a означает $|\cos \vartheta| \leq a$. Для сечения образования W^+W^- фотонами разной спиральности имеем

$$\begin{aligned} \sigma_a^{\pm\mp}(\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-) &= \frac{2\pi\alpha^2}{s} \times \\ &\times \left(6ab + (5-b^2)(7-3b^2) \frac{ab}{1-a^2b^2} - \frac{9+10b^2-3b^4}{2} \ln \frac{1+ab}{1-ab} \right). \quad (60) \end{aligned}$$

Для сечения образования лептонов фотонами разной спиральности имеем

$$\sigma_a^{\pm\mp}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \left(\frac{5-b^4}{2} \ln \frac{1+ab}{1-ab} - ab \left(2 + \frac{(1-b^2)(3-b^2)}{1-a^2b^2} \right) \right), \quad (61)$$

где b — скорость лептона.

Напомним, что эти сечения надо усреднить по спектральным светимостям, которые, в свою очередь, зависят от механизма конверсии. Численно для энергии $500 < \sqrt{s}$ (ГэВ) < 1500 и $a = 0,9$ сечения образования W^+W^- -пар фотонами одинаковой спиральности имеют порядок $100 \text{ пб} = 10^{-34} \text{ см}^2$, тогда как для случая разных спиральностей эта величина изменяется от 70 до 10 пб. Эти сечения представлены на рис. 13. Отметим, что сечение образования пары $t\bar{t}$ -кварков в этих условиях меняется от 1 до 0,01 пб.

Отношение сечений этих процессов $R_{l/W}$ в случае частично поляризованных пучков:

$$R_{l/W} = \frac{\sigma_a(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)}{\sigma_a(\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-)} = \frac{\frac{1-P_1P_2}{2} \sigma_a^{\pm\mp}(\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-)}{\frac{1+P_1P_2}{2} \sigma_a^{\pm\pm}(\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-) + \frac{1-P_1P_2}{2} \sigma_a^{\pm\mp}(\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-)},$$

где P_1, P_2 — степени циркулярной поляризации фотонов, может быть использовано для определения P_1, P_2 . Для определения светимости можно использовать скорость счета лептонных пар и соответствующее сечение (числитель выражения $R_{l/W}$) или же скорость счета заряженных бозонов и сечение,

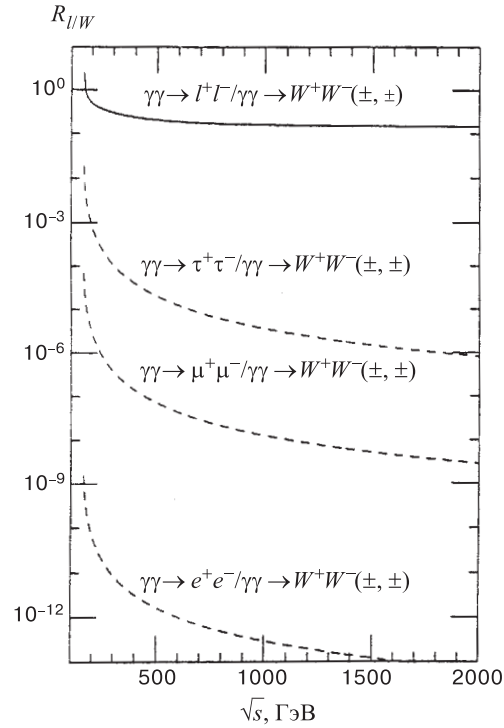


Рис. 13. Энергетическая зависимость (в СЦМ) отношения сечений рождения пары лептонов и W -бозонов в $\gamma\gamma$ -столкновениях [81]. Штриховая (сплошная) линия отвечает одинаковому (противоположному) знаку спиральности фотона. Масса бозона выбрана равной $W = 80$ ГэВ. Угол обрезания $|\cos \vartheta| < 0,9$

приведенное в знаменателе выражения для $R_{l/W}$. Причем соответствующие величины должны быть равны.

Авторы благодарны А. Белькову, И. Иванову и М. Юркову за стимулирующее влияние и участие в начальной стадии написания настоящего обзора, а также В. Тельнову, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд ценных замечаний, В. Сербо и И. Гинзбургу за дискуссии, Б. Шайхатденову за помощь в оформлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zeroth-Order Design Report for the Next Linear Collider. LBNL-PUB-5424 — SLAC Report 474, May 1996;
Kuhlman S. et al. — Physics and Technology of the Next Linear Collider — SLAC-Report 485, hep-ex/9605011.

2. Conceptual Design of a 500 GeV Electron Positron Linear Collider with Integrated X-Ray Laser Facility. — DESY 79-048, ECFA-97-182;
Brinkmann R. et al. — hep-ex/9707017;
Brinkmann R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1998, v.A406, p.13.
3. JLC Design Study — KEK-REPORT-97-1, April 1997;
Watanabe I. et al. — KEK-Report 97-17; JLC-I green book, KEK Report 92-16, 1992.
4. **Budnev V.M., Ginzburg I.F., Meledin G.V., Serbo V.G.** — Phys. Rep., 1975, v.C15, p.181;
Исаев П.С. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.82;
Morgan D. et al. — J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1994, v.20, p.1.
5. **Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Сербо В.Г., Тельнов В.И.** — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.514; Препринт 81-50 ИЯФ, Новосибирск 1981, 9 с.
6. **Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Сербо В.Г., Тельнов В.И.** — Препринт 81-102 ИЯФ, Новосибирск 1981; Препринт 81-92 ИЯФ, Новосибирск 1981; ЯФ, 1983, т.38, с.372; Nucl. Instr. Meth. 1983, v.205, p.47.
7. **Ginzburg I., Kotkin G., Panfil S., Serbo V., Telnov V.** — Nucl. Instr. Meth., 1984, v.219, p.5; Препринт 82-160 ИЯФ, Новосибирск 1982.
8. **Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Панфиль С.Л., Сербо В.Г.** — ЯФ, 1983, т.38, с.1021.
9. **Akerlof C.** — Preprint UMHT 81-59, Univ. of Michigan, 1981.
10. **Скринский А.Н.** — УФН, 1982, т.138, с.3;
Балакин В., Скринский А.Н. — Препринт 81-129 ИЯФ, Новосибирск, 1981.
11. **Кондратенко А.М., Пахтусова Е.В., Салдин Е.Л.** — Препринт ИЯФ 81-130, 1981, Новосибирск; ДАН СССР, 1982, т.264, с.849.
12. **Chen P., Telnov V.** — Phys. Rev. Letters, 1989, v.63, p.1796.
13. **Telnov V.I.** — Nucl. Instr. Meth., 1990, v.A294, p.72.
14. **Telnov V.I.** — Nucl. Instr. Meth., 1995, v.A355, p.3.
15. **Telnov V.I.** — Proc. of Int. Vavilov's Conference on Nonlinear Optics, Novosibirsk, June 24-26, 1997; Budker INP 97-71, eprint hep-physics/9710014.
16. **Telnov V.I.** — Proc. of ITP Symp. on Future High Energy Colliders, Santa Barbara, USA, Oct. 21-25, 1996; AIP Conf. Proc. No 397, ed. Z.Parza, (AIP: New York 1997), p.259-273; Budker INP 97-47, eprint: hep-physics/9706003
17. **Telnov V.I.** — SLAC-PUB 7337, Budker INP 96-78, hep-ex/9610008; Phys. Rev. Lett. 1997, v.78, p.4757; erratum ibid. 1998, v.80, p.2747.
18. **Borden D.L., Bauer D.A., Caldwell D.O.** — Phys. Rev., 1993, v.D48, p.4018.
19. Proc. of Workshop on $\gamma\gamma$ -Colliders, Berkeley CA, USA, 1994. Nucl. Instr. Meth., 1995, v.A355, p.1.
20. **Loew G. et al.** — Int. Linear Collider Tech. Rev. Com. Rep., SLAC-Rep-471, 1996.
21. **Telnov V.I.** — Proc. of 2-nd Int. Workshop on e^-e^- Inter. at TeV Energies. Santa Cruz, USA, Sept. 22-24, 1997; Int. J. Mod. Phys. 1998, v.A13, p.2399; Preprint hep-ex/9802003.
22. **Арутюнян Ф.Р., Туманян В.А.** — ЖЭТФ, 1963, т.44, с.2100; Phys. Lett., 1963, v.4, p.176;
Milburn R. H. — Phys. Rev. Lett., 1963, v.10, p.75.
23. **Kulikov O.F. et al.** — Phys. Lett., 1964, v.13, p.344;
Vemporad C. et al. — Phys. Rev. 1965, v.B138, p.1546;
Ballam J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1969, v.23, p.498;
Federici L. et al. — Nuovo Cim., 1980, v.B59, p.247;
Babusci D. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B355, p.1.

24. **Lipps F.W., Tolhoek H.A.** — *Physica*, 1954, v.20, p.395.
25. **McMaster W.H.** — *Rev. Mod. Phys.*, 1961, v.33, p.8.
26. **Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.** — *Квантовая электродинамика*. М.: Наука, 1969.
27. **Коткин Г.Л., Политыко С.И., Сербо В.Г.** — *ЯФ*, 1996, т.59, с.2229; *Nucl. Instr. Meth.*, 1998, v.A 405, p.30.
28. **Гинзбург И.Ф., Коткин Г.Л., Политыко С.И.** — *ЯФ*, 1983, т.37, с.368; *ЯФ*, 1984, т.40, с.1495.
29. **Никишов А.И., Ритус В.И.** — *ЖЭТФ*, 1964, т.46, с.776; *ЖЭТФ*, 1964, т.46, с.1768; *ЖЭТФ*, 1964, т.47, с.1130; *ЖЭТФ*, 1967, т.52, с.1707;
Нарожный Н.Б., Никишов А.И., Ритус В.И. — *ЖЭТФ*, 1964, т.47, с.931.
30. **Никишов А.И., Ритус В.И.** — *Труды ФИАН*, 1979, т.111.
31. **Bula C., McDonald K.T. et al. (E-144 Collaboration)** — *SLAC-PUB-7220*; *SLAC-PUB-7221*, 1996; *SLAC-PUB-7564*, 1997; *Phys. Rev. Lett.*, 1996, v.76, p.3116.
32. **Гальнский М.В., Сикач С.М.** — *ЖЭТФ*, 1992, т.101, с.828; *ЭЧАЯ*, 1998, т.29, с.1133.
33. **Tsai Yu.S.** — *Phys. Rev.*, 1993, v.D48, p.96.
34. **Yokoya K.** — *CAIN2b, Code simulation for JLC, Users Manual*.
35. **Telnov V.** — *Proc. XII Int. Conf. on High Energy Accel.*, Sept. 7–12, 1998, Dubna, Russia; KEK Preprint 98-163, hep-ex/9810019.
36. **ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations** — *CERN-EP/98-046*.
37. **Field J.H.** — *UGVA-DPNC 1988/10-180* October 1998; hep-ph/9810288.
38. **Brodsky S., Zerwas P.** — *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research*, 1995, v.A355, p.19;
Kushnirenko E., Likhoded A., Sery A. — *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research*, 1995, v.A355, p.111.
39. **Ellis J. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1976, v.B106, p.292;
Djonadi A. et al. — *Phys. Lett.*, 1991, v.B257, p.187;
Melnikov K. et al. — *Phys. Lett.*, 1993, v.B312, p.179.
40. **Gunion J., Haber H.** — *Phys. Rev.*, 1993, v.D48, p.5109.
41. **Jikija G.** — *Phys. Lett.*, 1993, v.B298, p.224; *Nucl. Phys.*, 1993, v.B405, p.24;
Berger M. — *Phys. Rev.*, 1993, v.D48, p.5121.
42. **Yehudai E.** — *Phys. Rev.*, 1990, v.D41, p.33;
Tikhonin F.F. — *Yad. Fiz.*, 1986, v.44, p.452;
Borisov G.B., Larin V.N., Tikhonin F.F. — *Yad. Fiz.*, 1989, v.49, p.1211.
43. **Hagiwara K., Peccei R.D. et al.** — *Nucl. Phys.*, 1987, v.B282, p.253.
44. **Yehudai E.** — *Phys. Rev.*, 1991, v.D44, p.3434.
45. **Tupper G., Samuel M.A.** — *Phys. Rev.*, 1981, v.D23, p.1933;
Ginzburg I.F. — *Nucl. Phys.*, 1983, v.B228, p.285.
46. **Boudjema F.** — In: *Proc. "e⁺e⁻ Collisions at 500 GeV, the Physics Potential"*, ed. P.Zerwas, DESY 93-123C, p.177;
Belanger G., Boudjema F. — *ibid*, p.207.
47. **Belanger G., Boudjema F.** — *Phys. Lett.*, 1992, v.B288, p.210.
48. **Choi S.Y., Schremmp F.** — *Phys. Lett.*, 1991, v.B272, p.149;
Dawson S., Likhoded A. et al. — hep-ph/9610299.

49. **Bajc B.** — Phys. Rev., 1993, v.D48, p.1903;
Dicus A., Kao C. — Phys. Rev., 1994, v.D49, p.1265.
50. **Belanger G., Boudjema F.** — Phys. Lett., 1992, vol.B288, p.201.
51. **Barger V., Han T., Phillips R.J.N.** — Phys. Rev., 1989, v.D39, p.146.
52. **Grosse-Knetter C., Schidknecht D.** — Phys. Lett., 1993, v.B302, p.309.
53. **Eboli O.J.P., Gonzaler-Garcia H.C., Novaes S.F.** — Nucl. Phys., 1994, v.B411, p.381.
54. **Cheung R. et al.** — Preprint UCD-94-6, 1994.
55. **Jikia G., Tkabladze A.** — Phys. Lett., 1994, v.B332, p.441; 1994, v.B323, p.453.
56. **Июффе Б.Л., Липатов Л.Н., Хозе В.А.** — Глубоконеупругие процессы, М.: Энергоатомиздат, 1983;
Walsh T.F., Zerwas P.M. — Phys. Lett., 1973, v.B44, p.196.
57. **Kessler P.** — "Photon 95", Sheffield, U.K., April 1995.
58. **Witten E.** — Nucl. Phys., 1977, v.B120, p.189;
Fontannaz M., Pilon E. — Phys. Rev., 1992, v.D45, p.382;
Gück M. et al. — Phys. Rev., 1992, v.D45, p.3986.
59. **Sasaki T. et al.** — Phys. Lett., 1990, v.B252, p.491.
60. **Laenen E. et al.** — Fermilab-pub-93-240-T.
61. **Kuraev E.A., Lipatov L.N., Fadin V.S.** — Sov. Phys. JETP, 1977, v.45, p.199;
Balitsky Yu.Yu., Lipatov L.N. — Sov. J. Nucl. Phys., 1978, v.28, p.822; JETP Lett., 1979, v.30, p.355;
Bartels J. et al. — Phys. Lett., 1996, v.B389, p.742;
Brodsky S.J. et al. — Phys. Rev., 1997, v.D56, p.6957.
62. **Ginzburg I.F., Ivanov D.Yu.** — Nucl. Phys., 1992, v.B388, p.376.
63. **Chernyak V.L., Zhitnitsky I.R.** — Phys. Rep., 1984, v.112, p.1783.
64. **Ginzburg I.F.** — Proc. 2nd Int. Workshop, Waikoloa, Hawaii, 1993.
65. **Gauron P., Lipatov L.N., Nicolescu B.** — Phys. Lett., 1991, v.B260, p.407; Perturbative QCD, ed. A.Mueller, Singapore, 1989.
66. **Foreshow J.R., Ryskin M.G.** — Z. Phys., 1995, v.C68, p.137;
Brodsky S. et al. — Phys. Rev., 1994, v.D50, p.3134;
Kopeliovich B. et al. — Phys. Lett., 1993, v.B309, p.179.
67. **Dress M. et al.** — DESY 92-169, 1992.
68. **Bigi I.L. et al.** — SLAC-PUB 5951, 1992.
69. **Drell S.D., Hearn A.C.** — Phys. Rev. Lett., 1996, v.16, p.908;
Герасимов С. — ЯФ, 1965, т.2, с.598.
70. **Kim K., Tsai Y.S.** — Phys. Rev., 1973, v.D7, p.3710;
Tsai Y.S. et al. — Phys. Rev., 1975, v.D11, p.3537.
71. **Brodsky S., Schmidt I.** — Phys. Lett., 1955, v.B351, p.344.
72. **Schwinger J.** — Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 1975, v.72, p.1.
73. **Peterson C. et al.** — Nucl. Phys., 1980, v.B174, p.424.
74. **Efremov A.V., Teryaev O.V.** — Phys. Lett., 1990, v.B240, p.200;
Shore G.M., Veneziano G. — Mod. Phys. Lett., 1993, v.A8, p.373.
75. **Kuraev E.A., Serbo V.G., Schiller A.** — Nucl. Phys., 1985, v.B256, p.189; Препринт 82-107 ИЯФ, Новосибирск, 1982.

76. Зима В.Г., Меренков Н.П. — ЯФ, 1976, т.24, с.998.
77. Baier V.N., Fadin V.S., Khoze V.A., Kuraev E.A. — Phys. Rep., 1981, v.78, p.293.
78. Cheng H., Wu T.T. — Phys. Rev., 1970, v.D1, p.3414;
Lipatov L.N., Frolov G.V. — Sov. J. Nucl. Phys., 1971, v.13, p.333.
79. Cheng H., Wu T.T. — Phys. Rev., 1970, v.D2, p.2103.
80. Арбузов А., Кураев Э.А. и др. — ЯФ, 1996, т.59, с.878.
81. Yasui Y. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1993, v.A335, p.385.