

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Сербо,
В.И.Тельнов

ВСТРЕЧНЫЕ γe -И $\gamma\gamma$ -ПУЧКИ НА
ОСНОВЕ ОДНОПРОЛЕТНЫХ e^+e^- —
УСКОРИТЕЛЕЙ

ПРЕПРИНТ 81-102



А Н Н О Т А Ц И Я

Подробно обсуждается предложенный нами [1,2] способ получения встречных γe^- и $\gamma\gamma$ -пучков с высокими энергиями и светимостями на базе проектируемых линейных ускорителей со встречными e^+e^- -пучками ВЛЭП и SLC с энергией $2E \geq 100$ ГэВ. Интенсивные γ -пучки с энергией $\omega \sim E$ предлагается получать при рассеянии света мощного лазера, сфокусированного на электронных пучках этих ускорителей. Работа содержит детальное описание схемы конверсии электронного пучка в γ -пучок, расчет коэффициента конверсии, полной и спектральной светимости γe^- и $\gamma\gamma$ -соударений. Для получения светимости $L_{\gamma e^-}$, $L_{\gamma\gamma} \sim L_{ee}$ нужны вспышки лазера с энергией ~ 15 Дж, длительностью ~ 30 пс при частоте повторения 10 или 180 Гц. Реализация таких параметров представляется разрешимой задачей.

Распределение светимости по инвариантной массе γe^- или $\gamma\gamma$ -системы — широкое. Указан способ монохроматизации соударений. Он требует увеличения энергии вспышки лазера (при росте длительности) и сопряжен с уменьшением светимости.

Рассмотрены способы калибровки полной и спектральной светимости.

Показано, что фоновые условия лучше, чем в e^+e^- соударениях. Указаны некоторые примеры физических задач для γe^- и $\gamma\gamma$ -пучков.

I. ВВЕДЕНИЕ

1. В кратких сообщениях [1], [2] *) мы показали, что на базе проектируемых линейных ускорителей со встречными e^+e^- -пучками ВЛЭП [4] и SLC [5] можно реализовать встречные γe - и $\gamma\gamma$ -пучки с примерно теми же энергиями (≥ 100 ГэВ) и светимостями ($\sim 10^{30} + 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$), что и для e^+e^- -соударений. Необходимые для этого интенсивных γ -пучки предлагается получать при рассеянии света мощного лазера на электронных пучках этих ускорителей.

Данная работа содержит детальное описание схемы конверсии электронного пучка в γ -пучок, основные характеристики встречных γe - и $\gamma\gamma$ -соударений, а также вопросы фона и калибровки светимости.

2. Экспериментальные исследования $\gamma\gamma$ - и γe -соударений в настоящее время ведутся на ускорителях со встречными e^+e^- -пучками в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- X$, где γ^* - виртуальный фотон (см., например, [6]). Планируется продолжение этих экспериментов на новых ускорителях [7,8]. Однако эффективные светимости таких $\gamma\gamma$ - и γe -соударений существенно ниже светимости e^+e^- -соударений. Предлагаемые прямые $\gamma\gamma$ и γe -соударения не только позволят более детально исследовать те же вопросы, что и при соударении виртуальных фотонов на e^+e^- -ускорителях, но и открывают возможность экспериментально изучать совершенно новые объекты, практически недоступные для изучения другими методами. В качестве примеров можно указать детальное изучение W -мезонов в реакциях $\gamma e \rightarrow W\gamma$, $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, структуры померона в ХД, изучение чисто глюонных струй ($\gamma\gamma \rightarrow gg$), исследование структурных функций фотона в интересной области значений параметров, природы роста полных сечений при больших энергиях, поиск новых частиц и т.д.

Таким образом, можно с уверенностью сказать, что физические проблемы, которые могут быть исследованы на таких установках, не менее интересны, чем в e^+e^- -соударениях. Они представляют собой

*) Основные результаты этих работ содержатся в докладе [3].
ж) Это связано как с большей светимостью, так и с лучшими фоновыми условиями. Сравнение предлагаемой схемы с возможностями эквивалентных фотонов содержится в Приложении А.

важное дополнение к тем проблемам, которые изучаются в pp -, $p\bar{p}$ -, ep - и e^+e^- -соударениях.

3. Работа организована следующим образом:

В разделе 2 описана схема получения γ -пучков и дана грубая оценка коэффициента конверсии электронов в фотоны в зависимости от энергии вспышки лазера. В разделе 3 приведены энергетическое и угловое распределения рассеянных фотонов и обсуждаются возможности их поляризации. Коэффициент конверсии при различных соотношениях параметров сгустков вычислен в разделе 5. В 6 разделе вычислены полные светимости $L_{\gamma e}$ и $L_{\gamma\gamma}$ и спектральные светимости в зависимости от энергии сталкивающихся частиц в их системе центра инерции W . Распределение по W довольно широкое, поэтому для детального изучения зависимостей от W полезна монохроматизация соударений. Ее возможность обсуждается в разделе 7. Если энергия вспышки лазера A достаточно велика, то становятся существенными некоторые другие процессы в области конверсии помимо основного эффекта Комптона. Их роль обсуждается в разделе 8.

Полученные результаты иллюстрируются рядом примеров для SLC и ВЛЭП в разделе 9. В 10 разделе обсуждаются возможности реализации предложенной схемы на основе лазеров разного типа, а также возможности, связанные с изменением параметров электронных пучков.

Известно, что фоновые условия для экспериментов со встречными e^+e^- -пучками ВЛЭП и SLC достаточно тяжелые [4,5,8]. Для предлагаемых γe - и $\gamma\gamma$ -соударений эти условия значительно лучше. В Приложении В обсуждены основные фоновые процессы и показано, что их можно сделать неопасными.

Предлагаемая схема требует калибровки как полной, так и спектральной светимости. Способы такой калибровки предложены в Приложении С.

2. ПРЕДЛАГАЕМАЯ СХЕМА. ПРЕЛВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

1. Сейчас стало ясно, что получение встречных e^+e^- -пучков с энергией $E \geq 100$ ГэВ наиболее перспективно на линейных ускорителях [9]. Такие установки проектируются в Новосибирске (ВЛЭП,

$E = 100 + 300$ ГэВ [4]) и в Стэнфорде (SLAC Linear Collider - SLC $E = 50 + 70$ ГэВ [5]). Для получения γe^- и $\gamma\gamma$ -соударений важны следующие черты этих установок:

- а) сгустки частиц используются для соударений однократно^ж);
- б) частота повторения циклов ускорения невелика ($\nu = 10$ Гц [4] или 180 Гц [5]);
- в) высокая светимость этих установок $L_{ee} = \nu N_{e^+} N_{e^-} / S_{eff} \sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ будет обеспечена за счет очень малых размеров сгустков (эффективная площадь сечения в месте встречи $S_{eff} = (1+2) \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$, длина сгустков $l_e = 2+3,6$ мм) и большого числа частиц N_{e^\pm} в них.

2. На ВЛЭШ и SLC электронные сгустки формируются для каждого соударения заново. Поэтому, если удастся конвертировать все электроны в фотоны, сохранив размеры пучка, то и светимость γe^- и $\gamma\gamma$ - соударений будет та же, что и для базовых e^+e^- -соударений (эта светимость может быть даже больше светимости e^+e^- -соударений, поскольку последняя ограничена эффектами встречи заряженных пучков).

Фотоны высокой энергии $\omega \sim E$ предлагается получать при комптоновском рассеянии света лазера на пучке электронов. Этот метод хорошо известен [10] и реализован, например, в [11,12]. Однако коэффициент конверсии электронов в фотоны k во всех этих экспериментах мал. Так, в [12] $k \sim 10^{-7}$. В работах [1,2] показано, что малые размеры электронных сгустков ВЛЭШ и SLC позволяет достигнуть необходимой для $k \sim 1$ высокой плотности фотонов при умеренной энергии лазерной вспышки $\lambda \sim 10$ Дж.

3. Предлагаемая схема выглядит так [1,2] (рис.1): свет лазера фокусируется на пучке электронов в области конверсии С на небольшом расстоянии $\beta \sim 10$ см от точки встречи 0; после рассеяния на электронах высокоэнергичные фотоны двигаются практически

ж) В этом заключается существенное отличие этих ускорителей от e^+e^- - накопителей, в которых высокая светимость обеспечивается многократными ($10^9 + 10^{11}$) столкновениями e^+e^- - сгустков. Если в таком ускорителе конвертировать электронный пучок в фотонный, то вместо этого мы будем иметь всего одно соударение γe^- или $\gamma\gamma$ -сгустков, т.е. светимость γe^- - или $\gamma\gamma$ - соударений окажется меньше в отношении времени накопления ко времени оборота, что составляет 8-10 порядков для современных накопителей.

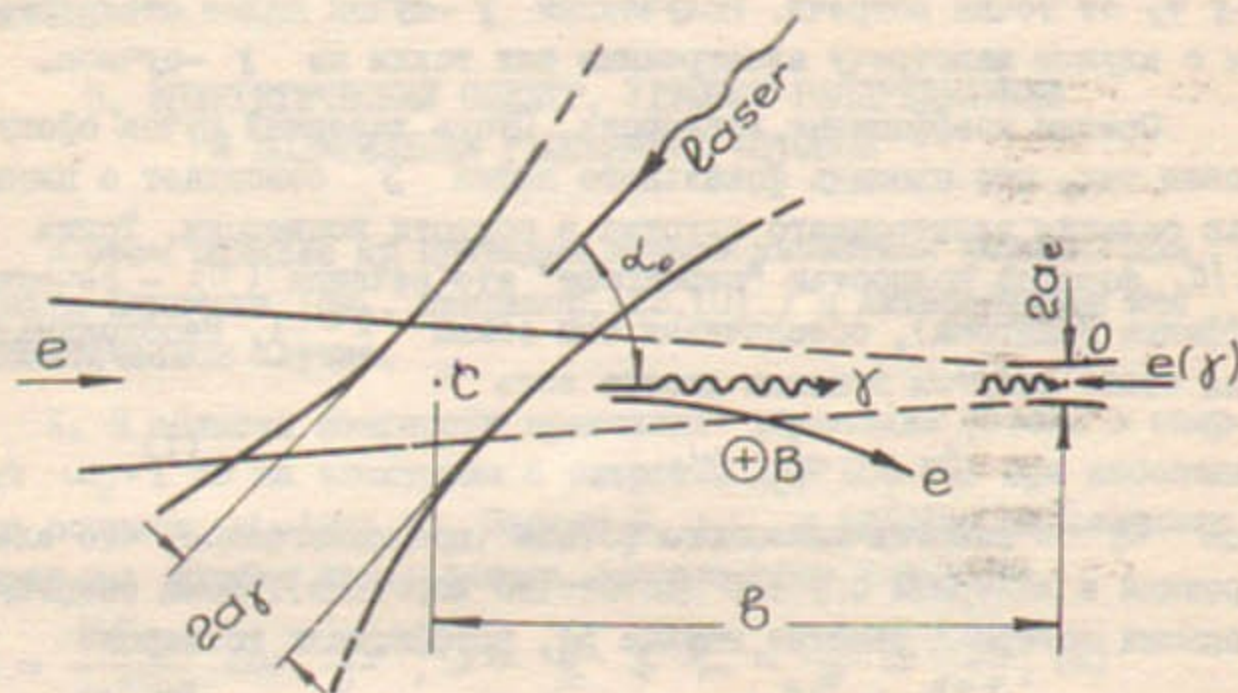


Рис.1. Схема получения встречных γe^- и $\gamma\gamma$ -пучков.

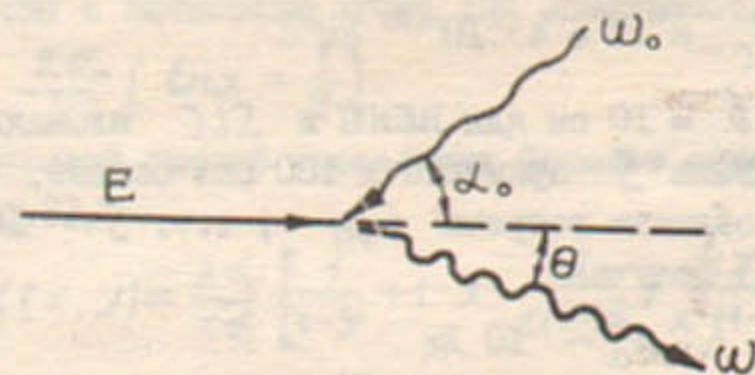


Рис.2. Кинематика комптоновского рассеяния.

вдоль первоначальных траекторий электронов, т.е. фокусируются в точке встречи 0. Электроны же отклоняются магнитным полем В-Тл от точки встречи. Полученный γ -пучок далее сталкивается с идущим навстречу электронным или таким же γ -пучком.

Оценим коэффициент конверсии. Пусть лазерный пучок сфокусирован так, что площадь фокального пятна S совпадает с площадью сечения электронного сгустка в области конверсии. Тогда S/σ_c фотонов полностью "перекроют" это сечение (σ_c - сечение эффекта Комптона), обеспечивая тем самым $k \sim 1$. Необходимая для этого энергия вспышки лазера есть

$$A_0 \sim \frac{S}{\sigma_c} \omega_0 \quad (1)$$

где ω_0 - энергия лазерного фотона (предполагается, что электронный и лазерный сгустки достаточно короткие). Пока энергия вспышки лазера A заметно меньше A_0 , коэффициент конверсии

$$k = \frac{A}{A_0} \quad (2)$$

Для численных оценок мы используем

$$\omega_0 = 1,17 \text{ эВ} \quad (\lambda = 1,06 \text{ мкм}) \\ (\text{лазер на неодимовом стекле}) \quad (3)$$

В рассматриваемом интервале энергий $E = 50-300$ ГэВ сечение эффекта Комптона

$$\sigma_c = (2 + 4) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$$

На расстоянии $b = 10$ см для ВЛЭП и SLC площадь сечения электронного пучка S примерно в 100 раз больше, чем эффективная площадь в области встречи S_{eff} , т.е. $S \sim 10^{-5} \text{ см}^2$. Отсюда согласно (1) получаем

$$A_0 \sim 10 \text{ Дж}$$

(при этом во вспышке содержится $\sim 10^{20}$ фотонов). Расчет (раздел 5) подтверждает эту оценку A_0 при длительности лазерной вспышки $\tau \leq 30$ пс.

4. Энергетический спектр рассеянных фотонов в предлагаемой схеме получается довольно широким. Заметная монохроматизация γ - и $\gamma\gamma$ -соударений может быть получена при использовании кинематической особенности комптоновского рассеяния - фотоны с меньшей энергией вылетают под большим углом к направлению движе-

ния первоначальных электронов. Если область конверсии удалить достаточно далеко от точки встречи, то в области встречи жесткие фотоны будут занимать меньший поперечный размер, чем более мягкие, и за счет этого их относительный вклад в светимость увеличится.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР, УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАССЕЯННЫХ ФОТОНОВ

В этом разделе мы приведем хорошо известные формулы для эффекта Комптона (см., например, [13,10]) в интересующем нас кинематическом случае.

1. В области конверсии происходит рассеяние фотона с энергией $\omega_0 \sim 1$ эВ на электроне с энергией $E \sim 100$ ГэВ при небольшом угле встречи α_0 (рис.2). Взамен E , ω_0 и энергии рассеянного фотона ω удобно использовать безразмерные величины

$$x = \frac{4E\omega_0}{m_e^2 c^4} \cos^2 \frac{\alpha_0}{2}, \quad y = \frac{\omega}{E} \leq y_m = \frac{\omega_m}{E} = \frac{x}{x+1} \quad (4)$$

где ω_m - максимальная энергия рассеянного фотона ω .

Полное сечение эффекта Комптона

$$\sigma_c = \frac{2\sigma_0}{x} \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(x+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right] \quad (5a)$$

$$\sigma_0 = \pi (e^2/m_e c^2)^2 = 2,5 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$$

При $x > 2$ оно с точностью лучше 13% описывается формулой

$$\sigma_c = \frac{2\sigma_0}{x} \left(\ln x + \frac{1}{2} \right) \quad (5b)$$

Энергетический спектр рассеянных фотонов определяется сечением (см.рис.3).

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

При $x \gg 1$ и $\omega > \omega_m/2$

$$d\sigma_c \approx \frac{2\sigma_0}{x} \frac{d\omega}{E-\omega} \quad (6b)$$

*) Отметим, что величина $m_e c^2 \sqrt{2\ln 2}$ есть полная энергия системы лазерный фотон + электрон в ее СЦМ. В рассматриваемой области она невелика, $\approx (1,3 + 3) m_e c^2$.

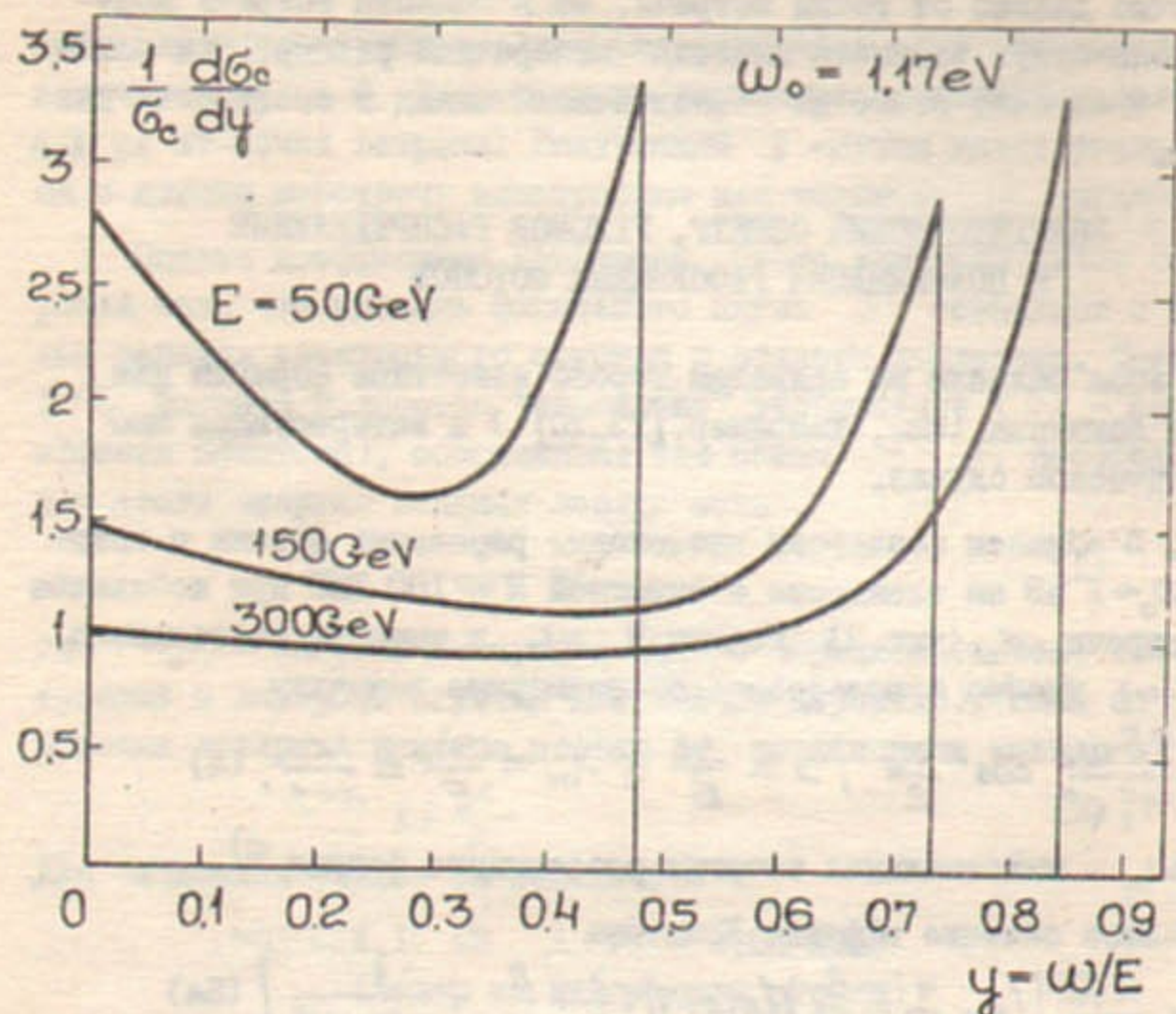


Рис.3. Энергетический спектр фотонов.

Как видно, энергетическое распределение рассеянных фотонов довольно широкое с максимумом вблизи ω_m . С ростом E и ω_0 растет доля фотонов с энергиями, близкими к ω_m .

Энергия рассеянного фотона

$$\omega = \frac{\omega_m}{1 + (\theta/\theta_0)^2}, \quad \theta_0 = \frac{m_e c^2}{E} \sqrt{x+1}, \quad (7)$$

где θ — угол между направлениями движения рассеянного фотона и начального электрона (см.рис.2). Под углами $\theta < \theta_0$ летят фотоны с энергиями $\omega > \omega_m/2$.

Угловое распределение рассеянных фотонов определяется сечением

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_\gamma} = \frac{\sigma_c}{\pi \theta_0^2} \frac{y_m f(x, y(\theta))}{[1 + (\theta/\theta_0)^2]^2}, \quad y(\theta) = \frac{y_m}{1 + (\theta/\theta_0)^2} \quad (8)$$

Оно имеет очень острый пик в направлении импульса начального электрона. Вблизи $\theta = 0$

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega_\gamma} = \frac{d\sigma_c(0)}{d\Omega_\gamma} \left(1 - D \frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right), \quad D = x+6 - \frac{2x+4}{(x+1)^{3/2}} \approx x+6 \quad (8a)$$

т.е. угловой размер области высокой плотности фотонов определяется углом $\theta_0/\sqrt{D} \approx \theta_0/\sqrt{x+6}$.

Приведенные формулы иллюстрируются таблицей I. Для всех рассматриваемых случаев около половины рассеянных фотонов летит в интервал углов $\theta < \theta_0 \approx 10^{-5}$ рад, а их энергии $\omega > \omega_m/2 = (0,24 + 0,45)E$.

Таблица I

E, ГэВ	лазер	$x = \frac{4E\omega_0}{m_e^2 c^4}$	ω_m , ГэВ	$y_m = \frac{\omega_m}{E}$	$\frac{\sigma_c}{\sigma_0}$	θ_0 , 10^{-5} рад
50	Nd ^ω	0,896	24	0,47	1,56	1,4
	3Nd ^ω	2,69	36	0,73	1,01	1,96
100	Nd	1,79	64	0,64	1,20	0,85
150	Nd	2,69	109	0,73	1,01	0,65
	3Nd	8,07	134	0,89	0,577	1,0
300	Nd	5,37	250	0,84	0,72	0,43

- а) Nd - лазер на неодимовом стекле, $\lambda = 1,06$ мкм.
 в) 3Nd - лазер на неодимовом стекле с утроением частоты, $\lambda = 0,35$ мкм.

2. Поляризация рассеянных фотонов. Если свет лазера или пучок электронов поляризованы, то высокоэнергичные фотоны приобретают заметную степень поляризации ξ' . В Таблице 2 собраны выражения для ξ' , полученные после усреднения по азимутальному углу рассеянного фотона.

Если свет лазера линейно поляризован, то получающаяся степень линейной поляризации рассеянных фотонов убывает с ростом x . В ее зависимости от y имеется минимум вблизи $y = x/(x+2)$. (Это значение y соответствует углу рассеяния фотона $\pi/2$ в системе покоя электрона).

Таблица 2

Что поляризовано и как		Поляризация рассеянных фотонов
свет лазера	линейно ξ_3	линейная $\xi_3' = \xi_3 \frac{4\sigma_0}{\sigma_c x (1-y)^2 f(x,y)} \begin{cases} \frac{y^2}{x^2}, & y > \frac{x}{x+2} \\ \left(1 - \frac{y}{x+2}\right)^2, & y < \frac{x}{x+2} \end{cases}$
	циркулярно ξ_2	циркулярная $\xi_2' = \xi_2 \frac{2\sigma_0(x+2)[1+(1-y)^2]}{\sigma_c x^2(1-y)^2 f(x,y)} \left(\frac{x}{x+2} - y\right)$
электроны	поперечно	нет
	продольно ξ	циркулярная $\xi_2' = \xi \frac{2\sigma_0 y [1-y + (1-y)\frac{x+2}{x}]^2}{\sigma_c x (1-y)^2 f(x,y)}$

Если свет лазера циркулярно поляризован, то для наиболее энергичных фотонов $\xi_2' = -\xi_2$ (при $y = \frac{x}{x+1}$), но уже при $y = \frac{x}{x+2}$ оказывается $\xi_2' = 0$, а с дальнейшим уменьшением y величина ξ_2' быстро приближается к ξ_2 .

Если же продольно поляризован электронный пучок, то рассеянные фотоны имеют высокую степень циркулярной поляризации ξ_2' во всем интервале рассматриваемых значений x ; при $\omega > \omega_m/2, x > 2$ величина ξ_2' такова, что $0,4\xi < \xi_2' < \xi$.

4. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКОВ

4.1. Электронные пучки

В предлагаемой схеме конверсии предпочтительно иметь электронные пучки круглого сечения.

Плотность электронного сгустка n_e в поперечном направлении обычно имеет гауссов характер, т.е. при отходе от оси пучка (оси z) на расстояние r она убывает по закону $\exp(-r^2/r_e^2)$.

Среднеквадратичный радиус пучка r_e на расстоянии z от точки встречи равен

$$r_e = a_e \sqrt{1 + b^2/\beta_e^2} \quad (9)$$

Здесь a_e - радиус в точке встречи, параметр β_e (бета-функция в месте встречи) определяется фокусирующей системой ускорителя. Во всех рассматриваемых далее случаях длины электронного l_e и лазерного $l_x = c\tau$ сгустков малы по сравнению с расстоянием b , поэтому r_e можно считать постоянным во всей области конверсии. Таким образом

$$n_e = \frac{N_e}{\pi r_e^2} e^{-r^2/r_e^2} F_e(z - ct), \quad (10)$$

где N_e - число электронов в сгустке. Линейная плотность $F_e(z)$ нормирована условием

$$\int F_e(z) dz = 1 \quad (11)$$

Отсюда видно, что $F_e(0) \sim 1/l_e$. (11a)

Мы будем ориентироваться на (близкие друг к другу) параметры e^+e^- -пучков, приведенные в проектах ВЛЭП [4] и SLC [5], см. таблицу 3.

*) В проекте ВЛЭП [4] обсуждается распределение $F_e(z) = \frac{1}{l} \cos^2 \frac{\pi z}{2l}$, $|z| \leq l = 0,5$ см.

Таблица 3

	ВЛЭПП [4]	SLC [5]	
Полная энергия $2E$, ГэВ	200 + 600	100+140	
Светимость $L_{ee} = \nu N_{e^+} N_{e^-} / S_{eff}$ см ⁻² с ⁻¹	10^{32}	$2 \cdot 10^{30}$ ж)	
Частота повторения ν , Гц	10	180	
Число частиц в сгустке N_{e^\pm}	10^{12}	$2 \cdot 10^{10}$	
Поперечные размеры в области встречи	S_{eff} , 10^{-7} см ²	1	2
	$\alpha_e = \sqrt{2} \sigma_x = \sqrt{2} \sigma_y$, мкм	1,25	1,8
Длина сгустка, $l_e = 2 \sigma_z$, см	0,36	0,2	
Бета-функция в области встречи β_e , см	1	0,5	

ж) Без учета эффектов встречи, которые согласно [5] должны увеличить светимость втрое.

4.2. Лазерные пучки

Для обеспечения хорошей фокусировки света в мощных лазерах обычно используют гауссовы пучки, для которых плотность (ср. (10)),

$$n_\gamma = \frac{A}{\pi r_\gamma^2 \omega_0} e^{-r^2/r_\gamma^2} F_\gamma(z+ct) \quad (12)$$

(здесь число фотонов выражено через энергию вспышки лазера A). Среднеквадратичный радиус пучка r_γ выражается через расстояние z от фокуса и радиус фокального пятна α_γ следующим образом (см., например, [14])

$$r_\gamma = \alpha_\gamma \sqrt{1+z^2/\beta_\gamma^2} \quad (13)$$

Величина $2\alpha_\gamma/\beta_\gamma$ есть угловой размер лазерного пучка, она близка к относительному отверстию линзы, используемой для фокусировки. На расстоянии $z = \pm \beta_\gamma$ площадь поперечного се-

чения лазерного сгустка возрастает вдвое по сравнению с площадью фокального пятна, поэтому $2\beta_\gamma$ есть длина области, в которой может эффективно происходить конверсия. Для гауссовых пучков можно реализовать дифракционный предел фокусирования, при котором [14]

$$\beta_\gamma = 2\pi a_\gamma^2 / \lambda \quad (14)$$

В таблицах 4, 6, 9 приведены параметры некоторых современных лазеров. Укажем для примера, что при $a_\gamma = 20$ мкм длина $2\beta_\gamma = 0,5$ см. При длительности вспышки лазера $\tau = 10$ пс длина лазерного сгустка $l_\gamma = c\tau = 0,3$ см сравнивается с длиной электронного сгустка l_e .

5. КОЭФФИЦИЕНТ КОНВЕРСИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫЕ ФОТОНЫ

5.1. Общие формулы

В этом разделе мы вычислим коэффициент конверсии k (т.е. среднее число высокоэнергичных фотонов на один электрон) для случая, когда энергия вспышки лазера A не слишком велика ($k \ll 1$). Полное число соударений электронов с лазерными фотонами N_{int} определяется хорошо известной формулой и

$$k = \frac{N_{int}}{N_e} = \frac{2c\sigma_c}{N_e} \int n_e n_\gamma dV dt \quad (15)$$

Здесь $2c \approx |\vec{v}_e - \vec{v}_\gamma|$ - скорость сближения электронов с фотонами, а σ_c - сечение эффекта Комптона (5).

Так как плотность лазерных фотонов n_γ пропорциональна энергии вспышки лазера A , то (15) можно записать также в виде (2) $k = A/A_0$. При этом задача вычисления k сводится к определению A_0 . Формула (15) дает хорошее приближение и при $A < A_0/2$. Случай больших A рассмотрен в разделе 8.

Подставим в (15а) выражения (10), (12), считая для простоты соударение пучков лобовым ($\alpha_0 = 0$) и предполагая, что центры обоих сгустков проходят через фокус S одновременно (при $t = 0$). После интегрирования по радиусу получаем

$$k = \frac{A}{A_0}, \quad A_0 = \frac{\pi}{J} \frac{r_0^2 + a_\gamma^2}{\sigma_c} \omega_0, \quad (16)$$

$$J = 2 \int \frac{F_e(z-ct) F_y(z+ct) dz c dt}{1 + z^2/\beta_y^2 (1 + r_e^2/a_y^2)}$$

Величина J сильно зависит от соотношения между масштабами изменения F_e , F_y и знаменателя, т.е. l_e , l_y и $\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2}$.

5.2. Короткие сгустки

При

$$2\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} \gg l_e + l_y \quad (I7a)$$

размеры лазерного сгустка за время конверсии не изменяются, т.е. мы имеем соударение двух цилиндрических сгустков. Результат не зависит от вида линейной плотности F_e или F_y (ж):

$$A_0 = \frac{\pi (r_e^2 + a_y^2)}{\sigma_c} \omega_0 \quad (I7b)$$

Для уменьшения A_0 полезно уменьшать a_y . Однако при этом нельзя допускать нарушения условия (I7a). Кроме того, при $a_y < r_e$ сама формула (I7b) справедлива лишь для $k < a_y^2/r_e^2$, т.к. в конверсии эффективно участвуют лишь электроны, движущиеся на расстоянии $\lesssim a_y$ от оси пучка.

5.3. Длинный электронный сгусток

В этом случае

$$l_e \gg l_y, 2\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} \quad (I8a)$$

и конверсия происходит вблизи фокуса C на длине $\sim 2\beta_y$ в течение времени прохождения этой области лазерным сгустком $\sim (l_y + 4\beta_y)/c$. Следовательно только $\sim N_e (l_y + 4\beta_y)/l_e$ электронов может эффективно участвовать в конверсии, т.е. рассматриваемое приближение (I5) справедливо только при $k < (l_y + 4\beta_y)/l_e$.

Из (I6) получаем ж)

$$J = 2\pi\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} F_e(0) \quad (I8b)$$

ж) Другими словами, при условии (I7a) в знаменателе подынтегрального выражения (I6) можно отбросить слагаемое $z^2/\beta_y^2(1+r_e^2/a_y^2)$, после чего интегрирование по $z-ct$ и $z+ct$ с учетом (II) дает $J=I$.

ж) В интеграле J основную роль играют расстояния $|z| \lesssim \beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2}$ и $|z+ct| \lesssim l_y$, малые по сравнению с l_e . Поэтому $F_e(z-ct)$ можно заменить на $F_e(0)$, после чего получим (I8b).

Отсюда с учетом (I4) имеем

$$A_0 = \frac{\hbar c}{2\sigma_c F_e(0)} \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} \quad (I8c)$$

При $a_y > r_e$ величина A_0 почти не меняется с ростом a_y до тех пор, пока выполняется условие (I8a), т.е. до $a_y \sim \sqrt{\lambda l_e / 4\pi}$. Это можно объяснить следующим образом. Вероятность столкновения электрона с лазерными фотонами $k \sim \sigma_c n_y l$, а т.к. плотность $n_y \propto a_y^{-2}$ и длина конверсии $l \sim \beta_y \propto a_y^2$ (I4), то $k \approx const$.

При $a_y > r_e$, используя (IIa), (I8c) получаем удобную оценку

$$A_0 \sim \frac{\hbar c l_e}{2\sigma_c} = 6,3 \frac{\sigma_0}{\sigma_c} l_e \text{ (см) Дж.} \quad (I8d)$$

5.4. Длинный фотонный сгусток

В этом случае

$$l_y = c\tau \gg l_e, 2\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} \quad (I9a)$$

и ответ получается из (I8b-d) простой заменой $F_e(0)$ на $F_y(0)$

$$J = 2\pi\beta_y F_y(0) \sqrt{1+r_e^2/a_y^2}, \quad (I9b)$$

$$A_0 = \frac{\hbar c}{2\sigma_c F_y(0)} \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} \sim \frac{\hbar c l_y}{2\sigma_c} = 6,3 \frac{\sigma_0}{\sigma_c} l_y \text{ Дж.} \quad (I9c)$$

Существенное отличие от предыдущего случая состоит в том, что здесь все электроны эффективно участвуют в конверсии, так что рассматриваемое приближение (I5) работает вплоть до $k \sim I$.

В данном случае коэффициент конверсии определяется фактически мощностью лазера $P = A/\tau$:

$$k = \frac{P}{P_0}, P_0 = \frac{A_0}{\tau} \sim \frac{\hbar c^2}{2\sigma_c} = 2 \cdot 10^{11} \frac{\sigma_0}{\sigma_c} \text{ Вт.} \quad (I9d)$$

Можно показать, что если условие (I9a) не выполняется, то необходимая для получения $k \sim I$ мощность лазера P_0 только больше, чем (I9d).

5.5. Промежуточные случаи

В промежуточных случаях результат зависит от распределения плотности электронов и фотонов в продольном направлении $F_e(z)$ и $F_y(z)$. Например, в случае, когда оба пучка длинные, и их длины одного порядка $l_e \sim l_y \gg \beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2}$, таким же образом, как и выше,

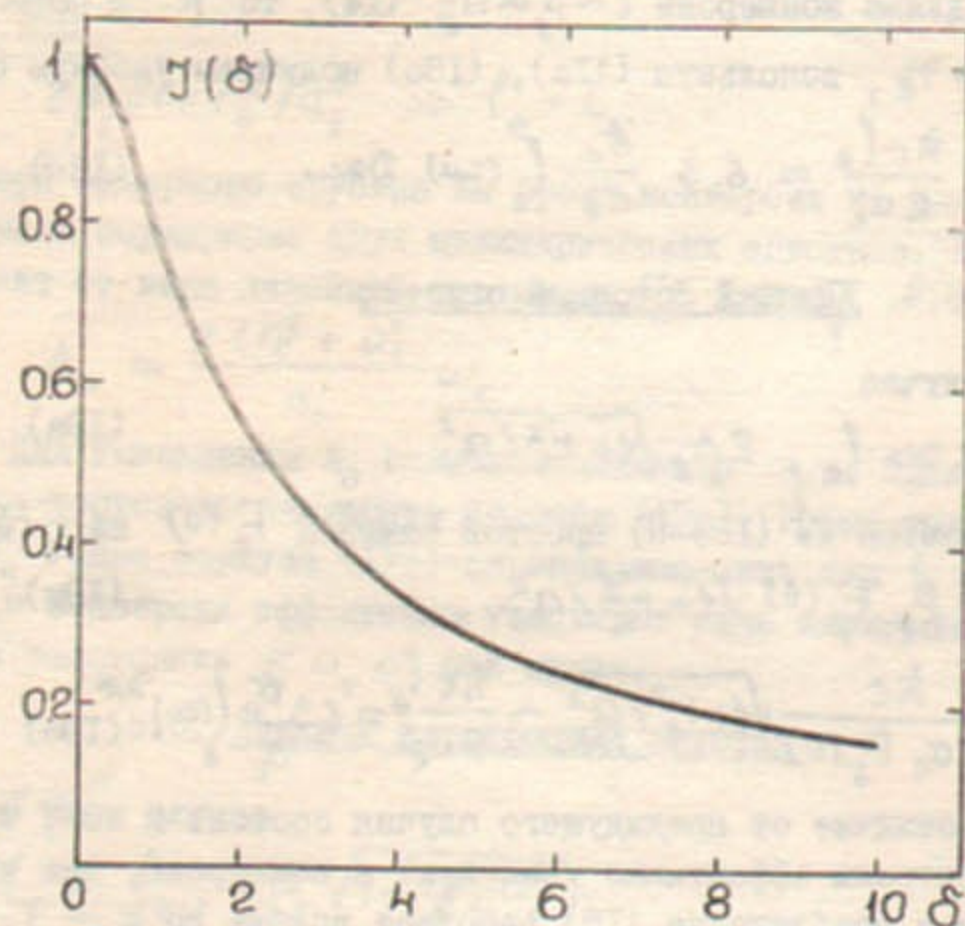


Рис.4. Функция $J(\delta)$ (22).

нетрудно получить

$$J = 2\pi\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2} \int F_e(z) F_y(-z) dz \quad (20)$$

Рассмотрим далее две простые модели.

Пусть оба эти распределения однородные

$$F_e(z) = \frac{1}{l_e} \text{ при } |z| \leq \frac{l_e}{2}; \quad F_y(z) = \frac{1}{l_y} \text{ при } |z| \leq \frac{l_y}{2} \quad (21a)$$

Подставляя эти функции в (16), получим

$$J = \frac{2}{\delta_1^2 - \delta_2^2} \left(\delta_1 \arctg \delta_1 - \delta_2 \arctg \delta_2 - \frac{1}{2} \ln \frac{1+\delta_1^2}{1+\delta_2^2} \right), \quad \delta_{1,2} = \frac{|l_e \pm l_y|}{4\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2}} \quad (21b)$$

Пусть оба эти распределения гауссовы:

$$F_e(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{l_e} \exp\left(-\frac{2z^2}{l_e^2}\right), \quad F_y(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{l_y} \exp\left(-\frac{2z^2}{l_y^2}\right) \quad (22a)$$

Подставляя в (16) эти функции, получим:

$$J(\delta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{e^{-x^2}}{1+\delta^2 x^2} dx, \quad \delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2} = \frac{\sqrt{2(l_e^2 + l_y^2)}}{4\beta_y \sqrt{1+r_e^2/a_y^2}} \quad (22b)$$

График функции $J(\delta)$ (22b) изображен на рис.4.

Численное исследование функций J (21b), (22b) показывает следующее. Приближение коротких сгустков (17) $J=1$ хорошо работает вплоть до $\delta \sim 1$. Так, при $\delta < 1$ в обоих случаях $J > 0,75$. Приближения длинных сгустков (18), (19) начинают хорошо работать только при достаточно больших значениях δ . Отклонения от этих асимптотических формул становятся меньше 20% только при $\delta \geq 10$. При $\delta > 1$ величины J меньше их асимптотических значений, соответствующих (18), (19).

5.6. Минимальная энергия A_0

Наименьшее значение A_0 получается в том случае, когда поперечный размер электронного сгустка r_e мал и размеры фотонного сгустка также малы. Этот вариант рассматривался в работе [15]. В этом случае уменьшение A_0 ограничивается снизу только длиной электронного сгустка l_e . Результат описывается приближением длинных сгустков (18), (19)

$$A_0 = \frac{\hbar c}{2\sigma_c F_e(0)} \sim \frac{\hbar c l_e}{2\sigma_c} = 6,3 \frac{\sigma_0}{\sigma_c} l_e (\text{см}) \text{ Дж}. \quad (23a)$$

В соответствии со сказанным выше и с учетом (I8), (I4) эти оценки для A_0 справедливы только при выполнении условий

$$l_y = c\tau < l_e, \quad r_e < a_y < \sqrt{\lambda l_e / 80\pi}. \quad (23в)$$

5.7. Угол встречи пучков $\alpha_0 \neq 0$

Все предыдущие выкладки были сделаны для лобового соударения пучков, $\alpha_0 = 0$. Это можно реализовать, используя сферическое зеркало или линзу с отверстием для электронных пучков.

Может оказаться, что технически удобнее выбрать $\alpha_0 \neq 0$. Обсудим коротко, как k зависит от α_0 (при $\alpha_0 \ll 1$).

Для коротких пучков при $\alpha_0 < \max(a_y/l_y, r_e/l_e)$ коэффициент конверсии (I7) практически не изменяется.

В случаях длинных сгустков простое вычисление по той же схеме, что и при выводе (I6) приводит к появлению в A_0 (I8), (I9) добавочного множителя χ , где

$$\chi = \frac{e^t}{I_0(t)}, \quad t = \frac{\alpha_0^2}{2\alpha_y^2}. \quad (24)$$

(здесь $\alpha_y = a_y/\beta_y$ - угловой размер лазерного пучка, а $I_0(t)$ - функция Бесселя мнимого аргумента). При $\alpha_0 \lesssim \alpha_y$ величина $\chi \approx 1$, при больших углах $\chi \approx \sqrt{\pi} \alpha_0/\alpha_y$.

Таким образом, в обоих случаях можно, в принципе, расположить всю фокусирующую систему лазера вне электронного пучка и при этом получить примерно тот же коэффициент конверсии, что и при $\alpha_0 = 0$.

6. СВЕТИМОСТЬ

6.1. 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:

а) Процессы, в которых конечные частицы вылетают на большие углы, так что по продуктам реакции можно восстановить инвариантную массу системы. Такие процессы обусловлены взаимодействием на малых расстояниях. Их сечения невелики $\sim (\alpha\hbar c/E)^2, (\alpha\hbar/m_w c)^2 \sim 10^{-34} + 10^{-36} \text{ см}^2$ и обычно имеют плавную зависимость от энергии (исключая пороговую область). Для их изучения требуется макси-

мальная доступная светимость, а монохроматизация необязательна.

б) Процессы, в которых полезно иметь достаточно хорошую монохроматичность пучков. Таковы, например, процессы, связанные со взаимодействием на больших расстояниях, сечения которых велики, но быстро падают с ростом поперечных импульсов частиц. Полная регистрация продуктов реакции, летящих под малыми углами, является очень сложной задачей. Поэтому здесь полезно 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.

6.2. Качественные соображения

Светимость γe - и $\gamma\gamma$ -соударений определяется числом частиц и размерами пучков в области встречи. Длина γ -сгустка совпадает с длиной электронного сгустка (l_e *), а площадь его поперечного сечения увеличена по сравнению с площадью, которую имел бы электронный пучок в месте встречи.

Движение фотонов после конверсии складывается из движения вдоль сходящихся к месту встречи траекторий электронов и из движения в поперечном направлении, обусловленного угловым разбросом $\sim \theta_0$ рассеянных фотонов. Последнее приводит к относительному увеличению площади фокального пятна в месте встречи на величину

$$\frac{\Delta S_{eff}}{S_{eff}} \sim \left(\frac{6\theta_0}{\alpha_e} \right)^2 \equiv \rho^2. \quad (25)$$

Качественные характеристики γe - и $\gamma\gamma$ -соударений существенно различаются для $\rho^2 \ll 1$ и $\rho^2 \gg 1$.

При малых ρ полные светимости γe - и $\gamma\gamma$ -соударений могут быть близки к светимости e^+e^- -соударений, но их спектральные распределения в этом случае широкие. При больших ρ соударения становятся более монохроматическими, но при этом уменьшается полная светимость. Далее в этом разделе рассматривается только случай $\rho^2 \ll 1$.

* Исключая случай $l_e > 2\beta_y c\tau$, когда длина γ -сгустка меньше l_e .

6.3. Полная светимость

При $\rho^2 \ll 1$ γ -пучок имеет в месте встречи те же поперечные размеры, длину и β -функцию, какие имел бы электронный пучок. Поэтому полные светимости γe^- и $\gamma\gamma$ -соударений равны

$$L_{\gamma e} = k L_{ee}, \quad L_{\gamma\gamma} = k^2 L_{ee}, \quad (26)$$

где L_{ee} - светимость, которую имели бы e^+e^- -соударения без учета эффектов взаимодействия заряженных пучков в области встречи. Если электронные сгустки короткие, $l_e < 2\beta_e$, как это имеет место для рассматриваемых ускорителей, то

$$L_{ee} = \nu \frac{N_{e^+} N_{e^-}}{2\pi\alpha_e^2} \quad (27)$$

6.4. Спектральная светимость

Число рассеянных фотонов с энергиями в интервале от ω до $\omega + d\omega$ с учетом (5), (6) равно

$$dN_\gamma = N_e \frac{k}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\omega} d\omega = k N_e f\left(x, \frac{\omega}{E}\right) \frac{d\omega}{E} \quad (28)$$

Подставляя dN_γ вместо N_{e^+} в (27), (26), найдем распределение светимости γe^- -соударений по инвариантной массе γe^- -системы $W_{\gamma e} = \sqrt{4\omega E}$:

$$\frac{dL_{\gamma e}}{dz} = 2zk L_{ee} f(x, z^2), \quad z = \frac{W_{\gamma e}}{2E} = \sqrt{\frac{\omega}{E}} \quad (29)$$

График этой функции приведен на рис.6 (кривая для $\rho = 0$). Отметим, что светимость сосредоточена в области больших значений $W_{\gamma e}$. Для лазера (3) и $E = 50 + 300$ ГэВ интервал $W_{\gamma e} > \frac{1}{2}(W_{\gamma e})_{max}$ содержит 70+80% от полной светимости.

Действуя аналогично в случае $\gamma\gamma$ -соударений, получим

$$dL_{\gamma\gamma} = k^2 L_{ee} f\left(x, \frac{\omega_1}{E}\right) f\left(x, \frac{\omega_2}{E}\right) \frac{d\omega_1}{E} \frac{d\omega_2}{E} \quad (30a)$$

Отсюда распределение светимости по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -системы $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$ есть

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = 2z k^2 L_{ee} \int_{z^2/y_m}^{y_m} f(x, y) f\left(x, \frac{z^2}{y}\right) \frac{dy}{y}, \quad z = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2E} \quad (30b)$$

Графики этой функции для различных x представлены на рис.5. Хотя при росте x (т.е. E или ω_0) относительная доля больших значений $W_{\gamma\gamma}$ возрастает, однако, в рассматриваемой области распределение светимости по $W_{\gamma\gamma}$ остается очень широким.

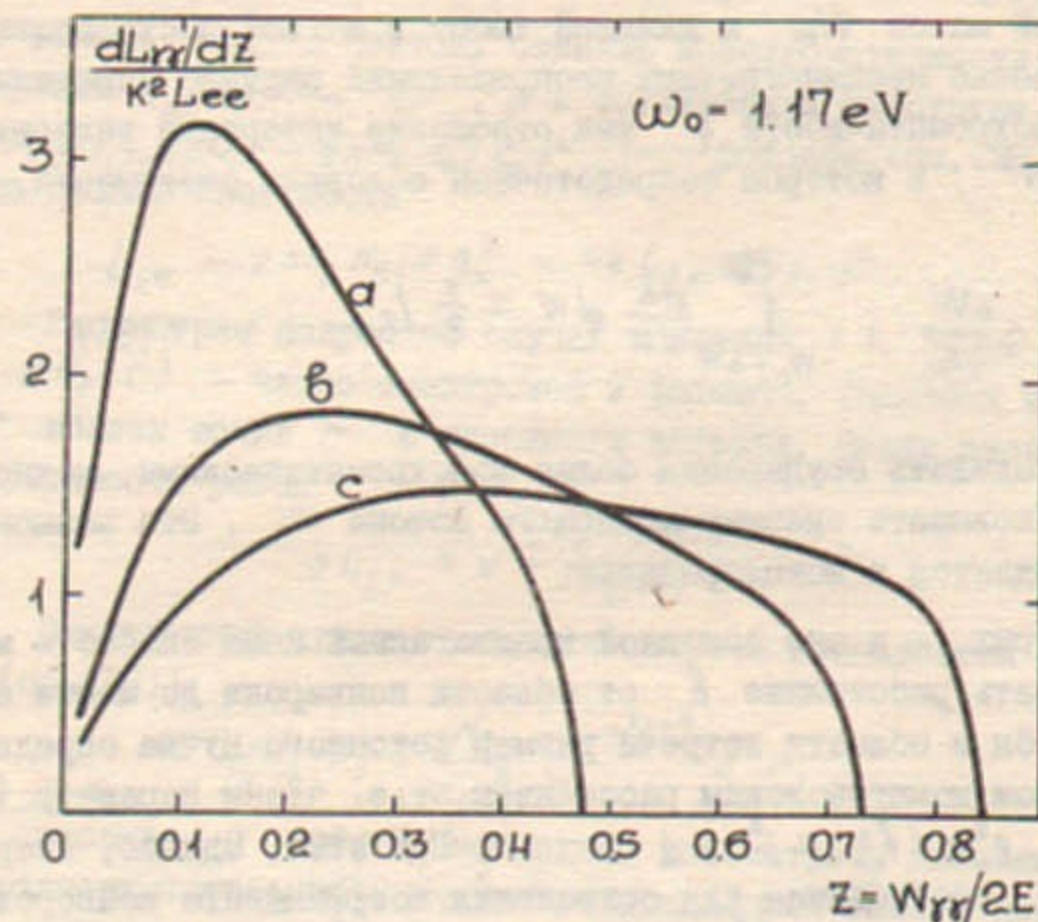


Рис.5. Спектральная светимость $\gamma\gamma$ -соударений при $\rho^2 = (\theta_0/a_e)^2 \ll 1$. Кривые a, b, c соответствуют $E = 50, 150, 300$ ГэВ.

7. МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ

7.1. Определение, разные варианты

При монохроматизации спектральная светимость dL/dW γe - ($\gamma\gamma$) - соударений имеет максимум вблизи максимального значения инвариантной массы W_m и длинный хвост в мягкой части спектра. Для таких резко несимметричных распределений разумно определить степень монохроматичности η как отношение интервала инвариантных масс ΔW , в котором сосредоточена половина светимости, к W_m :

$$\eta = \frac{\Delta W}{W_m}; \quad \int_{W_m - \Delta W}^{W_m} \frac{dL}{dW} dW = \frac{1}{2} L. \quad (31)$$

Чтобы сделать соударения более монохроматическими, можно, во-первых, повышать энергию лазерного фотона ω_0 . Эта возможность обсуждается в конце раздела.

Во-вторых, - и это основной предлагаемый нами способ - можно увеличивать расстояние b от области конверсии до места встречи так, чтобы в области встречи размер фотонного пучка определялся в основном комптоновским рассеянием, т.е. чтобы параметр (25) был велик: $\rho^2 = (b\theta_0/a_e)^2 \gg 1$. При этом, однако, энергия лазера (17), необходимая для сохранения коэффициента конверсии, растет пропорционально b^2 , т.к. с ростом b радиус электронного сгустка в области конверсии увеличивается пропорционально b (и соответственно должен быть увеличен радиус фотонного сгустка).

Ниже при расчете мы будем предполагать, что электронные пучки короткие ($l_e < 2\beta_e$). Кроме того, в расчетах не учитывается конечность длины области конверсии $l_{conv} \sim \min\{2\beta_e; (l_e + l_\gamma)/2\}$ и длины области встречи $l_{int} \sim l_e/2$. Можно убедиться, что отличие l_{conv} и l_{int} от нуля приводит к относительному изменению светимостей и степеней монохроматичности γe - и $\gamma\gamma$ - соударений на малые величины порядка

$$\frac{\Delta L_{\gamma e}}{L_{\gamma e}} \sim \frac{\Delta L_{\gamma\gamma}}{L_{\gamma\gamma}} \sim \frac{\Delta \eta}{\eta} \sim \left(\frac{l_{conv} + l_{int}}{2b} \right)^2. \quad (32)$$

7.2. γe - соударения

В γe - соударениях при $\rho^2 \gg 1$ электронный пучок вырезает в широком γ -пучке кружок радиуса a_e , т.е. с электронами сталкиваются только те фотоны, угол рассеяния которых $\leq a_e/b$, и, следовательно, имеющие энергии в интервале $\Delta\omega \sim (a_e/b\theta_0)^2 \omega_m$

(7) вблизи ω_m . Поэтому степень монохроматичности γe - соударений $\eta_{\gamma e} \sim \Delta\omega/\omega_m \sim 1/\rho^2$, а в соударениях участвуют лишь $\Delta N_\gamma \sim k N_e f(x, y_m) \Delta\omega/E \sim 2k N_e \sigma_0 / \sigma_c \rho^2$ фотонов (см. (28), (6)). Отсюда полная светимость

$$L_{\gamma e} \sim \nu \Delta N_\gamma N_e / \pi a_e^2 \sim 4k L_{ee} \sigma_0 / \sigma_c \rho^2.$$

Рассмотрим подробнее случай конечных ρ . Пусть $dN_e(\vec{r})$ и $dN_\gamma(\vec{r})$ - число электронов и фотонов, попавших на площадку d^2r вблизи точки \vec{r} в плоскости встречи. Вклад этой площадки в светимость равен

$$dL_{\gamma e} = \nu \frac{dN_\gamma(\vec{r}) dN_e(\vec{r})}{d^2r}. \quad (33)$$

Электронный пучок в области встречи описывается соотношением (ср. (10)):

$$dN_e(\vec{r}) = \frac{N_e}{\pi a_e^2} e^{-r^2/a_e^2} d^2r. \quad (10a)$$

Для описания γ -пучка необходимо рассмотреть движение фотона из области конверсии с учетом распределения электронов в этой области по направлениям движения и расстояниям от оси. Фотон с энергией ω был излучен под углом $\theta = \theta_0 \sqrt{(\omega_m/\omega) - 1}$ к направлению движения электрона. Учитывая это и усредняя по угловому распределению электронов, получим в области встречи простое выражение:

$$dN_\gamma(\vec{r}, \omega) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} dN_e(\vec{r} - b\vec{\theta}) \frac{k}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\omega} d\omega, \quad (34)$$

$$\vec{\theta} = \theta_0 \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega} - 1} (\cos\varphi, \sin\varphi).$$

Подставляя (10a), (34) в (33), получим после интегрирования по \vec{r} и φ :

$$dL_{\gamma e} = L_{ee} \frac{k}{\sigma_c} \frac{d\sigma_c}{d\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega_m}{\omega} - 1\right) \frac{\rho^2}{2}\right] d\omega; \quad \rho = \frac{b\theta_0}{a_e}. \quad (35)$$

Отсюда легко получить распределение светимости по $W_{ye} = \sqrt{4\omega E}$.

$$\frac{dL_{ye}}{dz} = 2z k L_{ee} f(x, z^2) \exp\left\{-\left[\frac{x}{(x+1)z^2} - 1\right] \frac{z^2}{2}\right\}, \quad z = \frac{W_{ye}}{2E}, \quad (36)$$

и полную светимость

$$L_{ye} = k L_{ee} \int_0^{y_m} f(x, y) \exp\left[-\left(\frac{y_m}{y} - 1\right) \frac{y^2}{2}\right] dy \quad (37)$$

(функция $f(x, y)$ определена в (6)).

При $\rho \rightarrow 0$ отсюда получаются уже известные результаты (26), (29).

Графики спектральной и полной светимости, а также степени монохроматичности η_{ye} (31) представлены на рис. 6, 7. Видно, что с ростом ρ падение полной светимости происходит в основном за счет уменьшения спектральной светимости в мягкой части спектра, а жесткая часть спектра не изменяется.

С ростом x при фиксированном ρ монохроматичность улучшается, но достаточно медленно. В то же время с ростом ρ при фиксированном x монохроматичность улучшается быстро. Так, для $x = 2,69$ и $\rho^2 = 10$ величина $\eta_{ye} = 3,4\%$, что уже близко к монохроматичности исходных электронных пучков $\Delta E/E \sim 1\%$. При этом полная светимость $L_{ye} = 0,21 k L_{ee}$ может быть довольно большой.

При $\rho \rightarrow \infty$ из (36), (37) с учетом (8а) легко получаются асимптотические формулы (в согласии с оценками, приведенными в начале этого раздела)

$$L_{ye} = \frac{k L_{ee}}{\rho^2} \frac{4\sigma_0}{\sigma_c} \left[1 + \frac{1}{(x+1)^2}\right] \left(1 - \frac{2D}{\rho^2} + \dots\right), \quad (38)$$

$$\eta_{ye} = \frac{\ln 2}{\rho^2} \left[1 - \frac{2D + (3/2)\ln 2}{\rho^2} + \dots\right], \quad D \approx x + 6.$$

Эта асимптотика работает лишь при достаточно больших $\rho^2 \gg x + 6$.

7.3 $\delta\delta$ -соударения

Здесь результаты существенно отличаются от случая γe -соударений. Начнем с качественного описания. При $\rho^2 \gg 1$ в области встречи δ -пучки размазываются на большую площадь, и в каждой точке плоскости встречи сталкиваются фотоны примерно одинаковых энергий. Основной вклад в светимость при этом дает область висо-

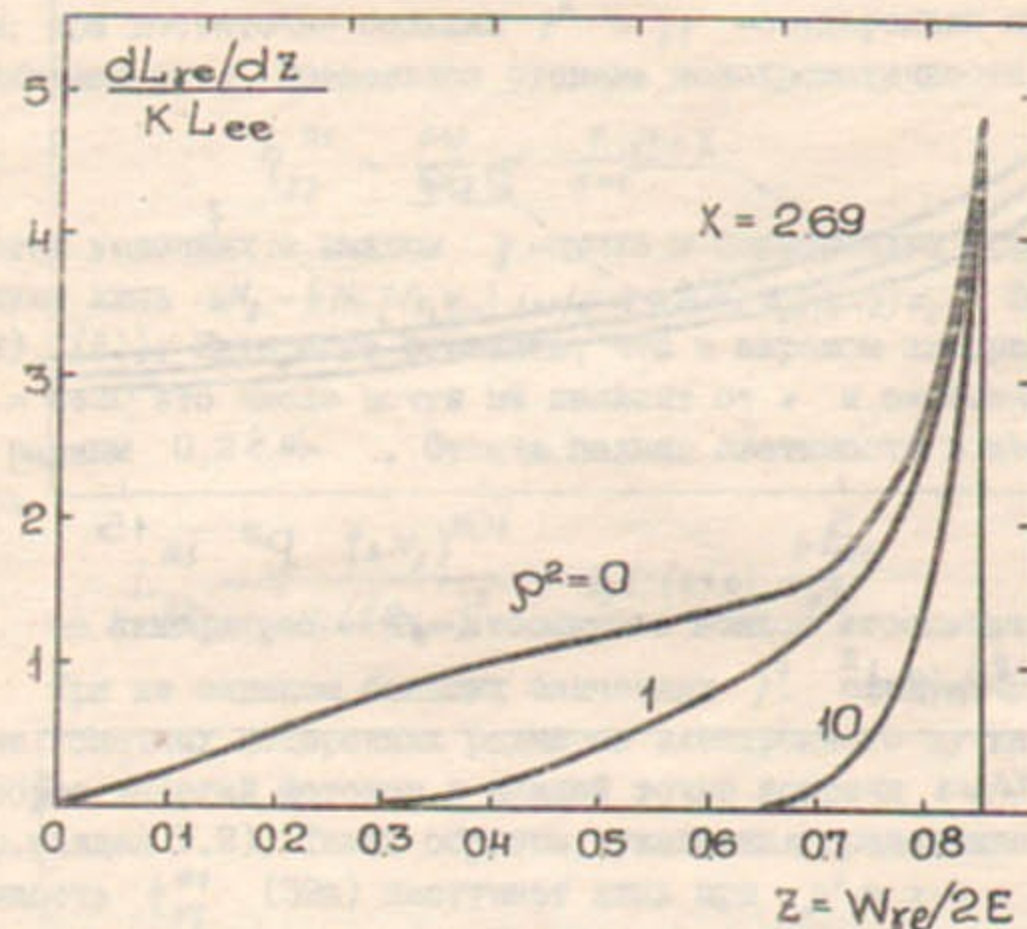


Рис. 6. Спектральная светимость γe -соударений (36) для $x = 2,69$ ($E = 50$ ГэВ, $\omega_0 = 3,5$ эВ или $E = 150$ ГэВ, $\omega_0 = 1,17$ эВ) при различных $\rho^2 = (\beta v_0/a_e)^2$.

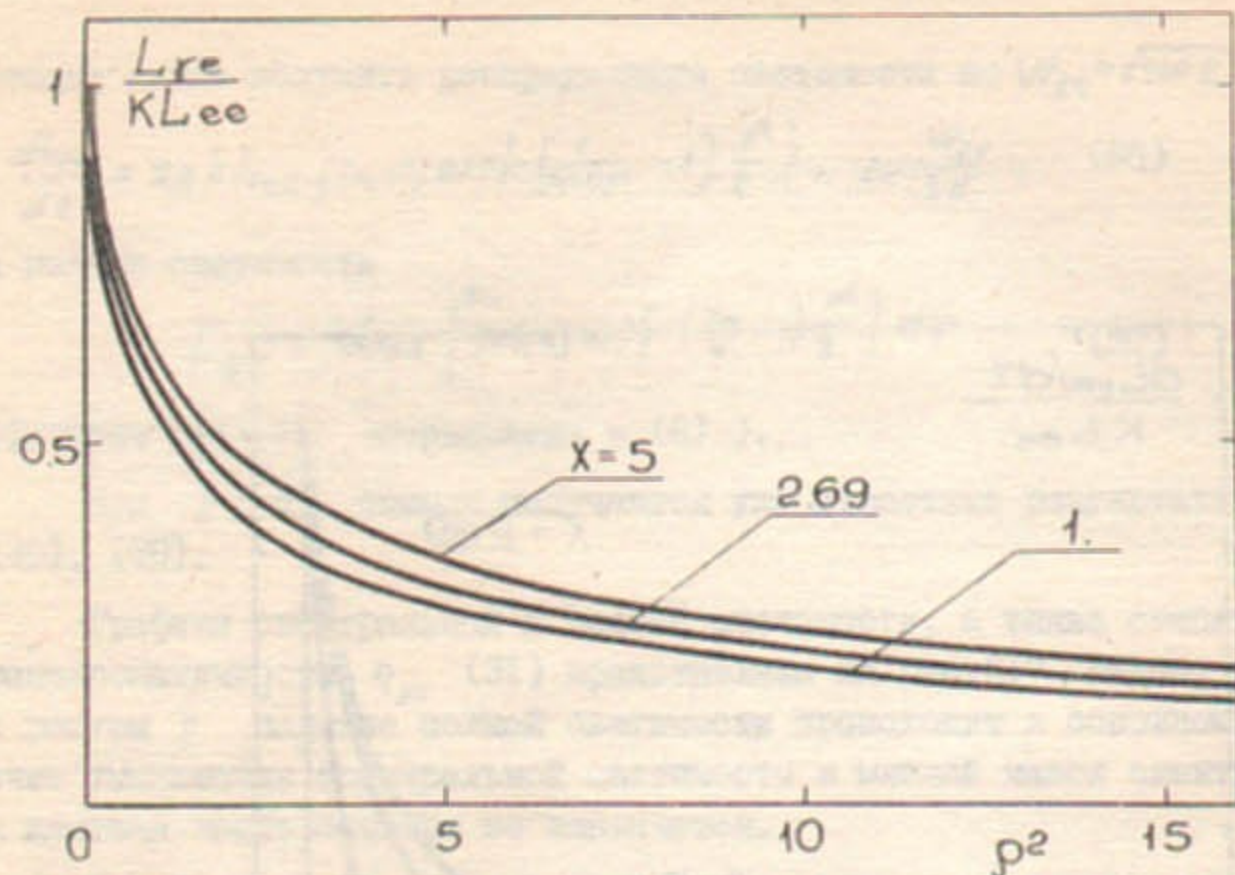


Рис. 7. а) Зависимость полной светимости γe - соударений от $\rho^2 = (\beta\theta_0/a_e)^2$

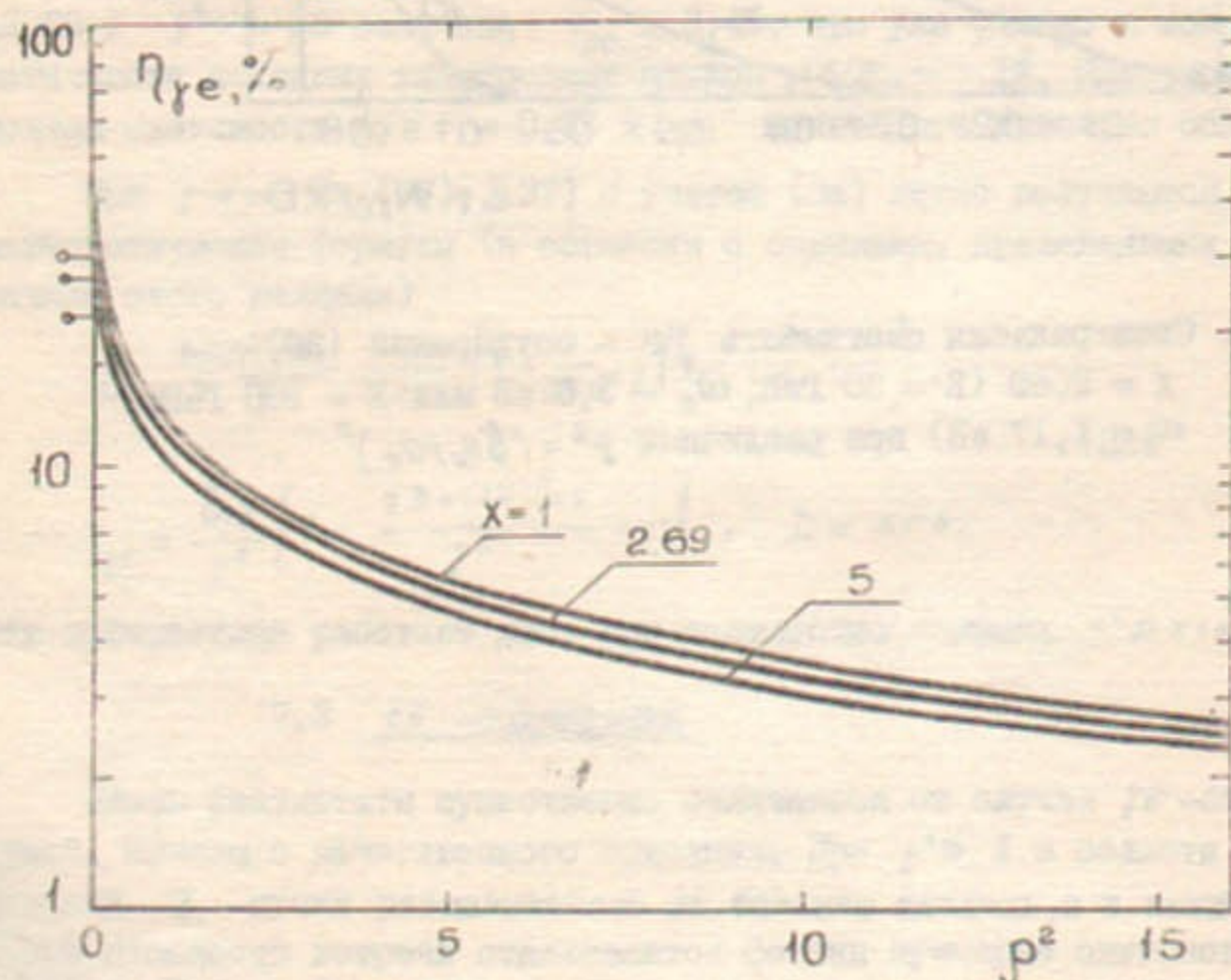


Рис. 7. б) Зависимость степени монохроматичности от ρ^2

кой плотности фотонов, т.е. фотоны, угол рассеяния которых $\leq \theta_{char} = \theta_0/\sqrt{x+6}$ (см. (8a)), и, следовательно, имеющие энергии в интервале $\Delta\omega \sim (\theta_{char}/\theta_0)^2 \omega_m = \omega_m/(x+6)$ вблизи ω_m . В отличие от γe - соударений здесь $\Delta\omega$ не зависит от ρ (конечно, это справедливо только при достаточно больших ρ^2). Таким образом, при достаточно больших ρ^2 в $\gamma\gamma$ - соударениях существует не зависящая от ρ предельная степень монохроматичности

$$\eta_{\gamma\gamma}^{as} \sim \frac{\Delta\omega}{\omega_m} \sim \frac{1}{x+6}. \quad (39a)$$

В этих условиях в каждом γ - пучке в соударениях эффективно участвуют лишь $\Delta N_\gamma \sim k N_e f(x, y_m) \Delta\omega/E \sim 2k N_e \sigma_0/(x+6) \sigma_c$ фотонов (см. (28), (6)). Интересно отметить, что в широком интервале значений $x = 1+20$ это число почти не зависит от x и оказывается примерно равным $0,2k N_e$. Отсюда полная светимость в этом интервале есть

$$L_{\gamma\gamma}^{as} \sim \nu \frac{(\Delta N_\gamma)^2}{\pi(\beta\theta_{char})^2} \sim 0,1(x+6) \frac{k L_{ee}}{\rho^2}. \quad (39b)$$

При не слишком больших значениях ρ^2 следует учитывать влияние конечных поперечных размеров электронного пучка, что дает разброс энергий фотонов в каждой точке встречи $\Delta\omega/\omega \sim (a_e/\beta\theta_0) = 1/\rho^2$ (см. раздел 7.2). Таким образом, указанная предельная монохроматичность $\eta_{\gamma\gamma}^{as}$ (39a) наступает лишь при $\rho^2 \gg x+6$. Перейдем теперь от оценок к расчету. Повторяя вычисления раздела 7.2 с использованием для обоих пучков выражения (34), получим для спектральной светимости

$$dL_{\gamma\gamma} = \frac{k^2 L_{ee}}{\sigma_c^2} \frac{d\sigma_c}{d\omega_1} \frac{d\sigma_c}{d\omega_2} I_0 \left(\rho^2 \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{\omega_1} - 1\right) \left(\frac{\omega_m}{\omega_2} - 1\right)} \right) \cdot \exp \left[- \left(\frac{\omega_m}{\omega_1} + \frac{\omega_m}{\omega_2} - 2 \right) \frac{\rho^2}{2} \right] d\omega_1 d\omega_2, \quad (40)$$

где $I_0(x)$ - функция Бесселя мнимого аргумента.

Таким образом, распределение светимости по инвариантной массе $\gamma\gamma$ - системы $W_{\gamma\gamma} = \sqrt{4\omega_1\omega_2}$ имеет вид

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dz} = 22 k^2 L_{ee} \int_{z/y_m}^{y_m} f(x, y) f(x, \frac{z^2}{y}) I_0 \left(\rho^2 \sqrt{\left(\frac{y_m}{y} - 1\right) \left(\frac{y_m y}{z^2} - 1\right)} \right) \cdot \exp \left[- \left(\frac{y_m}{y} + \frac{y_m y}{z^2} - 2 \right) \frac{\rho^2}{2} \right] \frac{dy}{y}; \quad z = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2E} \leq \frac{x}{x+1}.$$

а полная светимость равна

$$L_{\gamma\gamma} = k^2 L_{ee} \int_0^{y_m} f(x, y_1) f(x, y_2) I_0 \left(\rho^2 \sqrt{\left(\frac{y_1}{y_1} - 1\right) \left(\frac{y_2}{y_2} - 1\right)} \right) \exp \left[- \left(\frac{y_1}{y_1} + \frac{y_2}{y_2} - 2 \right) \frac{\rho^2}{2} \right] dy_1 dy_2 \quad (42)$$

При $\rho \rightarrow 0$ отсюда получаются уже известные результаты (26), (30).

Графики спектральной и полной светимости, а также степени монохроматичности $\zeta_{\gamma\gamma}$ (31) в зависимости от ρ представлены на рис. 8, 9. Видно, что с ростом ρ мягкая часть спектра падает быстрее жесткой. Именно поэтому монохроматичность быстро улучшается вплоть до $\rho^2 \sim \chi + 6$. При $\rho^2 = 1/\zeta_{\gamma\gamma}^{as}$ для всех кривых рис. 9 ж)

$$L_{\gamma\gamma} \approx 0,07 k^2 L_{ee}, \quad \zeta_{\gamma\gamma} \approx 1,5 \zeta_{\gamma\gamma}^{as}, \quad (\rho^2 = 1/\zeta_{\gamma\gamma}^{as}). \quad (43)$$

При дальнейшем росте ρ светимость падает по-прежнему быстро (как $1/\rho^2$), степень монохроматичности уменьшается медленно, приближаясь к величине $\zeta_{\gamma\gamma}^{as}$, а спектральная светимость стремится к функции

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}^{as}}{dz} = \frac{2k^2 L_{ee}}{\rho^2 y_m} [z f(x, z)]^2. \quad (44)$$

Графики этой функции представлены на рис. 10.

С помощью этой функции определяются асимптотические полная светимость и степень монохроматичности. Численный анализ показывает, что в интервале $\chi = 1+20$ они аппроксимируются (с точностью лучше 5%) простыми соотношениями

$$L_{\gamma\gamma}^{as} = 0,1 (\chi + 7) \frac{k^2 L_{ee}}{\rho^2}, \quad \zeta_{\gamma\gamma}^{as} = \frac{0,84}{\chi + 7}, \quad (\chi = 1+20). \quad (45)$$

Это находится в хорошем согласии с оценками (39).

ж) При этом в интервале $\zeta_{\gamma\gamma} W_m$ вблизи W_m сосредоточена светимость $\approx 0,035 k^2 L_{ee}$. (При $\rho^2 < 1$ в этом интервале сосредоточена светимость $\approx 0,065 k^2 L_{ee}$). Численный анализ показывает, что при $\rho^2 \geq \chi + 6$ максимум кривой $dL_{\gamma\gamma}/dW_{\gamma\gamma}$ расположен в точке $W_{\gamma\gamma} \approx W_m - (\zeta_{\gamma\gamma} - \zeta_{\gamma\gamma}^{as}) W_m$.

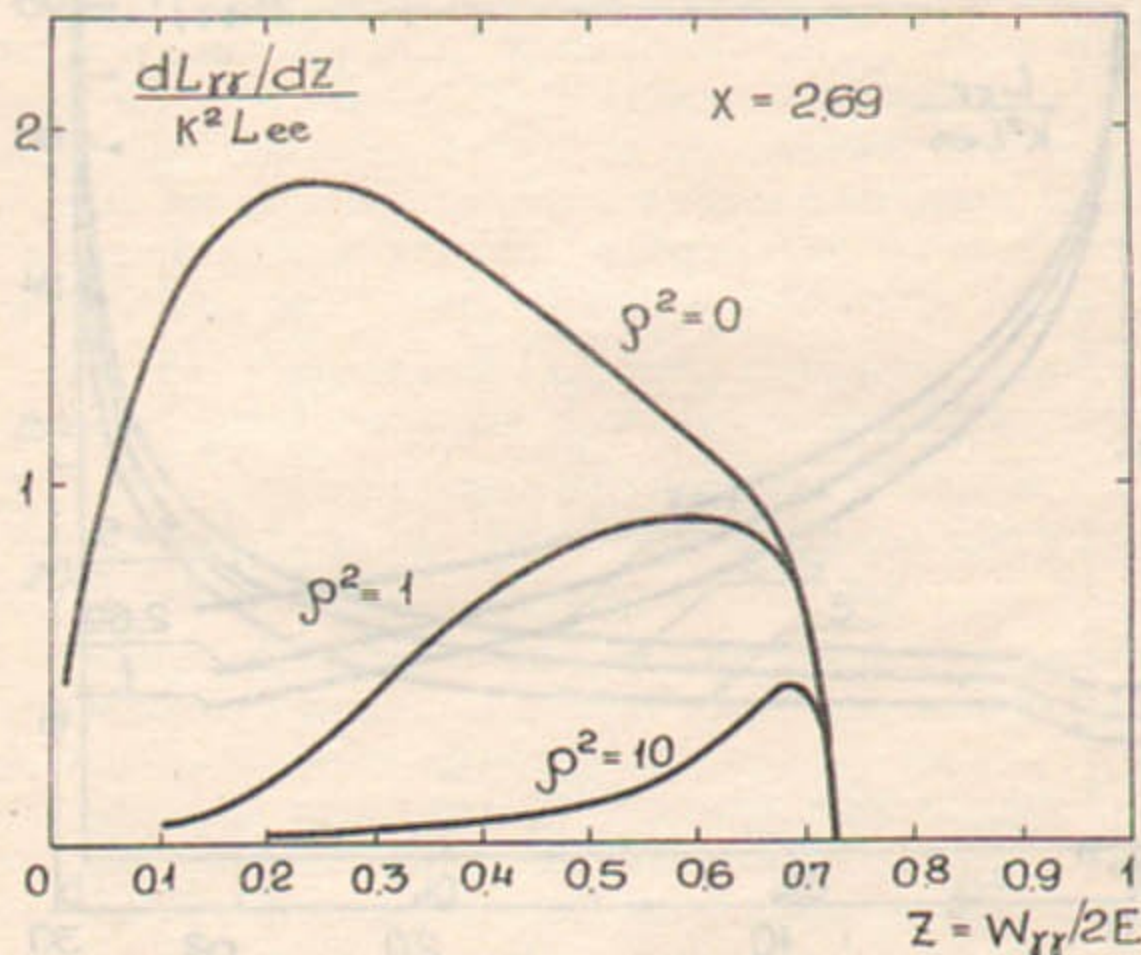


Рис. 8. Спектральная светимость $\gamma\gamma$ - соударений (41) для $\chi = 2,69$ ($E = 50$ ГэВ, $\omega_0 = 3,5$ эВ или $E = 150$ ГэВ, $\omega_0 = 1,17$ эВ).

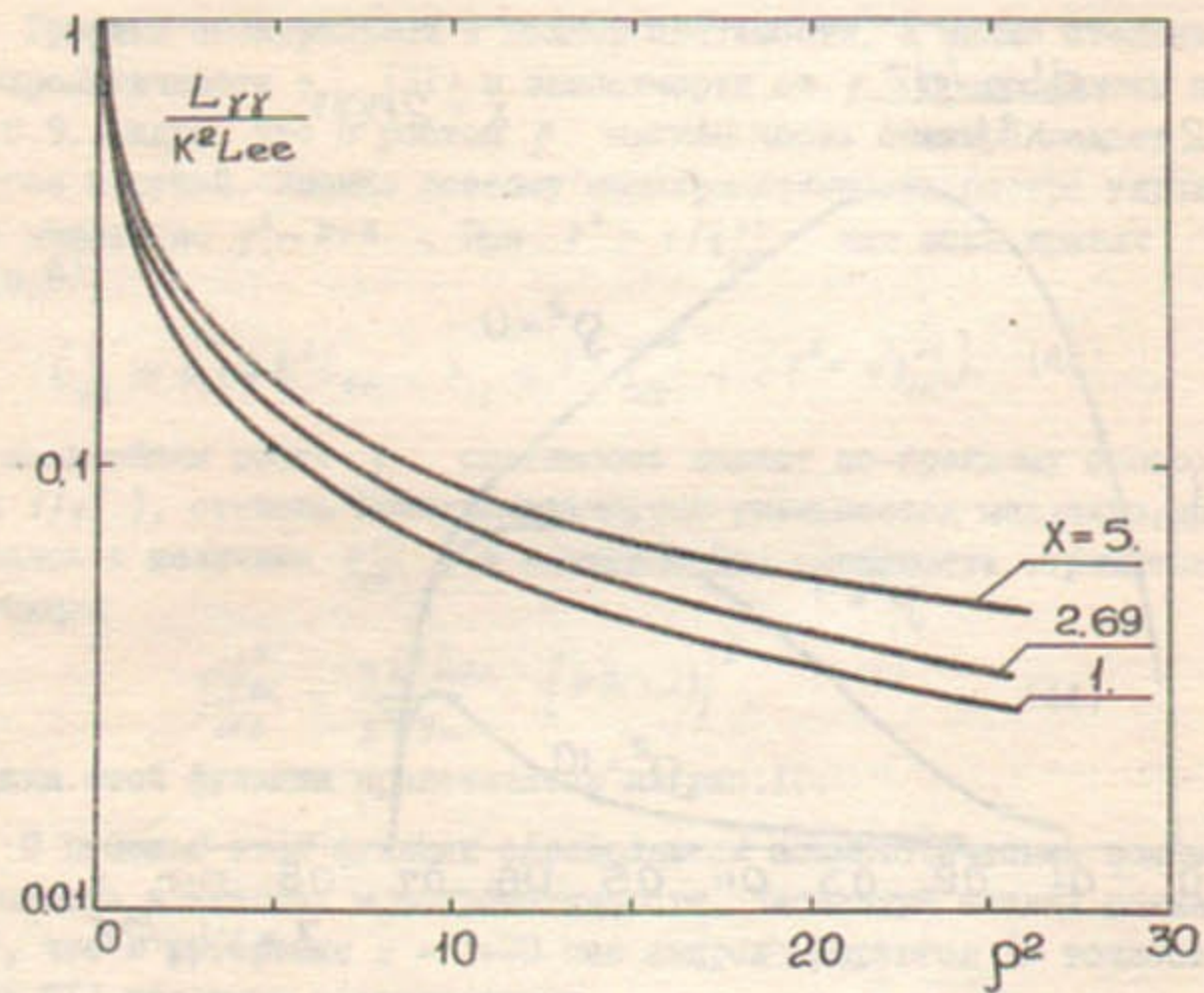


Рис. 9. а) Зависимость полной светимости $\gamma\gamma$ - соударений от $\rho^2 = (b\theta_0/a_e)^2$.

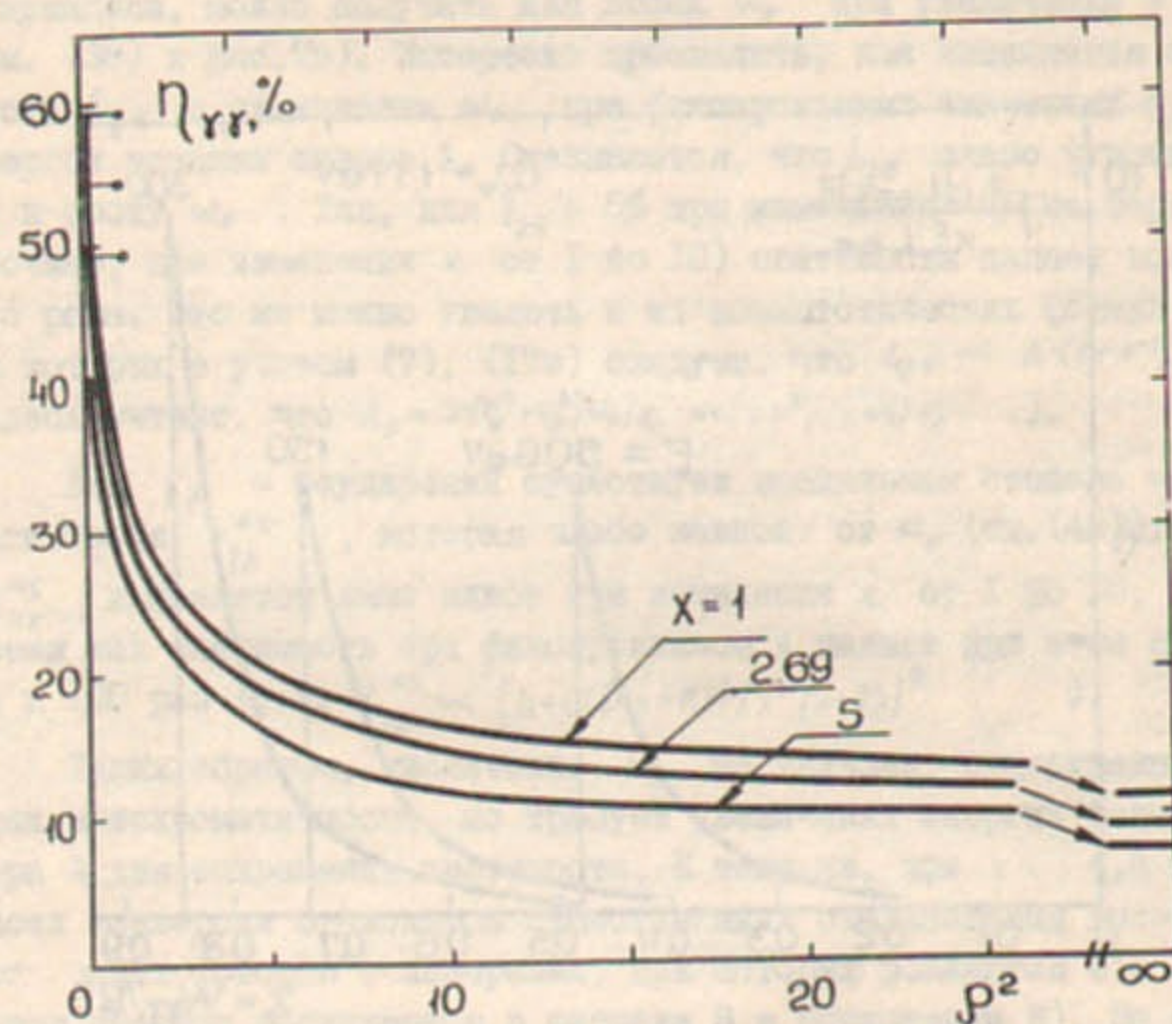


Рис. 9 б) Зависимость степени монохроматичности $\gamma\gamma$ - соударений от ρ^2 .

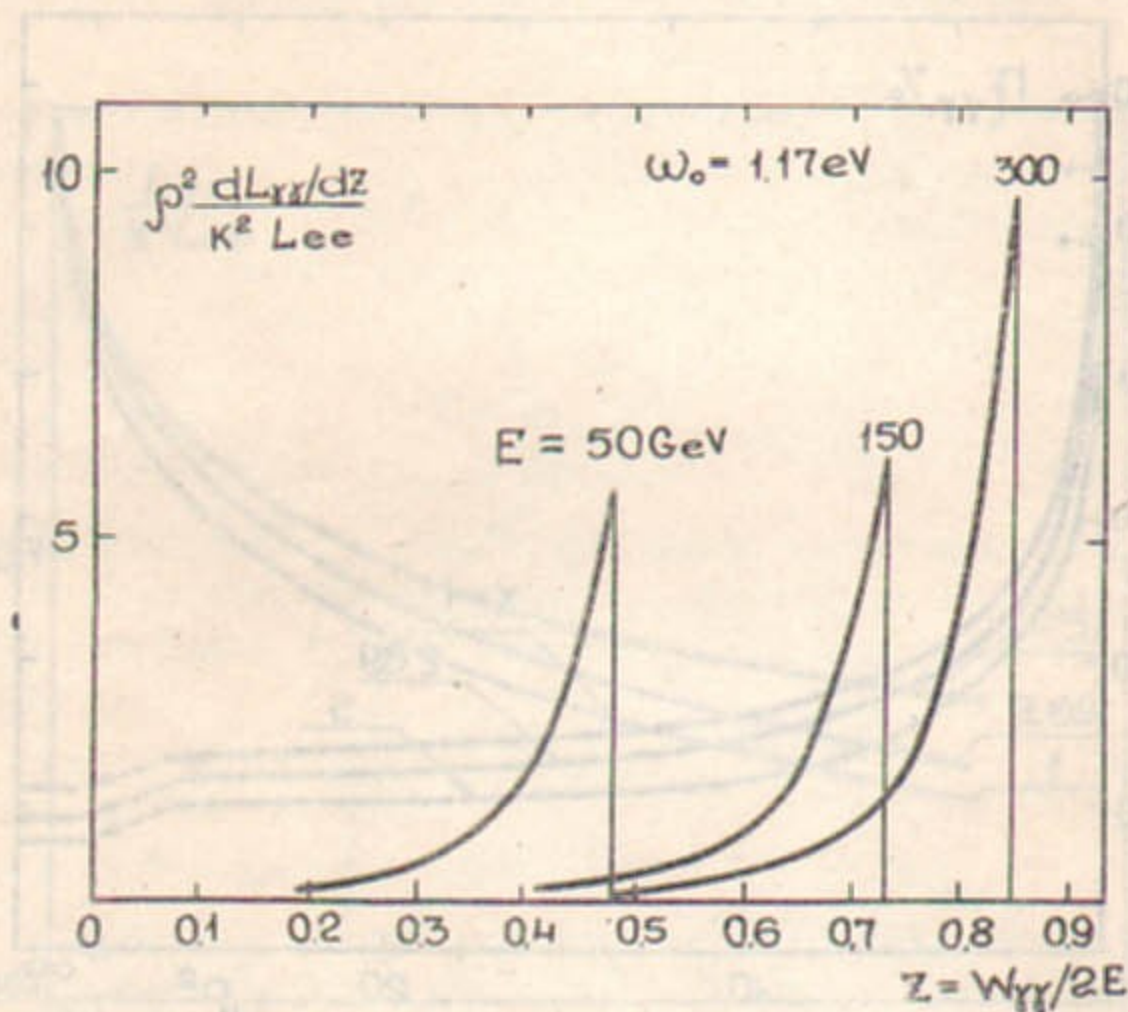


Рис. 10. Спектральная светимость $\gamma\gamma$ -соударений (44) при $\rho^2 = (\beta\theta_0/a_e)^2 \gg \chi + 6$.

7.4. Нужно ли увеличивать энергию лазерного фотона ω_0 для улучшения монохроматизации

Для γe -соударений хорошую степень монохроматичности $\eta_{\gamma e}$ в принципе, можно получать для любых ω_0 при увеличении ρ (см. (38) и рис. 7в). Интересно проследить, как изменяется светимость $L_{\gamma e}$ с изменением ω_0 при фиксированных значениях $\eta_{\gamma e}$ и энергии вспышки лазера A . Оказывается, что $L_{\gamma e}$ слабо чувствительна к росту ω_0 . Так, для $\eta_{\gamma e} = 5\%$ при изменении ω_0 на порядок (точнее, при изменении χ от 1 до 10) светимость падает всего в 1,5 раза. Это же можно увидеть и из асимптотических формул (38), из которых с учетом (7), (17в) следует, что $L_{\gamma e} \approx A \cdot (1 + \chi^{-1}) \eta_{\gamma e}$ (здесь учтено, что $A_0 = \pi(r_e^2 + a_e^2)\omega_0/\sigma_c \approx \chi\rho^2/(\chi+1)\sigma_c$).

Для $\gamma\gamma$ -соударений существует предельная степень монохроматичности $\eta_{\gamma\gamma}^{as}$, которая слабо зависит от ω_0 (см. (45)). Так, $\eta_{\gamma\gamma}^{as}$ изменяется лишь вдвое при изменении χ от 1 до 10, в то время как светимость при фиксированном A падает при этом примерно в 100 раз (т.к. $L_{\gamma\gamma}^{as} \approx [(\chi+1)(\ln\chi+0,5)/\chi^2(\chi+7)]^2$).

Таким образом, увеличение ω_0 не улучшает существенно степени монохроматичности, но требует увеличения энергии вспышки лазера A для сохранения светимости. К тому же, при $\chi > 4,8$ в области конверсии становятся существенными столкновения высокоэнергетических фотонов с лазерными, при которых рождаются e^+e^- -пары (этот процесс обсуждается в разделе 8 и Приложении В). За счет этого процесса число высокоэнергетических фотонов уменьшается. При $\chi \leq 9$ спектр становится более гладким, чем на рис. 3; при $\chi > 9$ высокоэнергетическая часть спектра заостряется, но в обоих случаях заметно уменьшается коэффициент конверсии и появляется нежелательный дополнительный фон.

7.5. Изучение энергетических зависимостей без монохроматизации

Как мы видели, монохроматизация соударений связана с уменьшением светимости. Поэтому полезно указать, что некоторая спектральная информация может быть получена, в принципе, и без монохроматизации. Для этого достаточно провести серию измерений, в которых немного изменяется максимальная энергия фотона ω_m , а

затем выполнить "дифференцирование" по ω_m . Необходимое изменение ω_m можно обеспечить как изменением энергии электронов E , так и изменением (если возможно) угла встречи α_0 и энергии лазерного фотона ω_0 (см. (4)).

8. КОНВЕРСИЯ ПРИ $A \geq A_0$. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ КОНВЕРСИИ

8.1. Замедление роста k .

Формулы, полученные в разделе 5, справедливы, когда вероятность столкновения любого электрона мала, т.е. при $A \ll A_0$. При росте энергии вспышки A рост коэффициента конверсии замедляется по сравнению с простым линейным законом $k = A/A_0$.

Если бы число фотонов, встречаемых каждым электроном на пути конверсии, было одинаковым, то вместо линейного закона $k = A/A_0$ было бы $k = 1 - \exp(-A/A_0)$. Учет неоднородности пучков видоизменяет этот простой ответ. Так, в случае коротких сгустков (I7) с гауссовым распределением поперечной плотности для каждого электрона возникает свой коэффициент конверсии $k(r) = 1 - \exp[-A/A_0(r)]$, где r — расстояние от оси. Усредняя это выражение с весом, пропорциональным поперечной плотности пучка (I0), получаем

$$k = \mu \int_0^1 [1 - \exp(-\frac{\nu}{\mu} t)] t^{\mu-1} dt, \quad (46)$$

$$\nu = \frac{A}{(\pi r_e^2 \omega_0 / \sigma_c)}, \quad \mu = \alpha_j^2 / r_e^2.$$

Выбрав $\alpha_j = r_e$, имеем отсюда $k = 1 - (1 - e^{-\nu}) \nu^{-1}$. Заметим, однако, что при фиксированном значении энергии вспышки A такой выбор не является оптимальным. Так, при $\nu = 1$ оптимальное значение $k = 0,4$ достигается при $\alpha_j^2 = 0,53 r_e^2$; а при $\nu = 2$ оптимальное значение $k = 0,58$ достигается при $\alpha_j^2 = 0,75 r_e^2$.

8.2. Повторные соударения.

С ростом A все более существенными становятся повторные соударения электронов, рассеянных после основного комптон-эффекта с лазерными фотонами. В результате такого повторного комптон-эффекта рождаются дополнительные фотоны меньших энергий. Это приводит к подъему низкоэнергетической части спектра. Угловой разброс

у этих фотонов больше, чем у основных, поэтому они сталкиваются со встречным пучком с меньшей вероятностью.

8.3. Процесс $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Почти во всей рассматриваемой области значений E и ω_0 другие процессы в области конверсии несут существенный из-за высоких порогов. С повышением E и (или) ω_0 первым возникает процесс $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Высокоэнергетический фотон в области конверсии может столкнуться с лазерным фотоном с образованием e^+e^- -пар. В нашей задаче, где наибольшая энергия фотонов есть $E \chi / (\chi + 1)$, порог этого процесса ($4\omega\omega_0 > 4m_e^2 c^4$) соответствует условию $\chi > 2(1 + \sqrt{2}) \approx 4,8$. Для лазера на неодимовом стекле (3) это соответствует энергии электронов $E \approx 270$ ГэВ.

При небольшом превышении над порогом сечение этого процесса (B.5) растет вплоть до $4\omega\omega_0 \approx 8m_e^2 c^4$, где оно составляет примерно $0,7 \sigma_0$. Это значение ω впервые достигается при $\chi \approx 8,9$, где сечение Комpton-эффекта (5) составляет $0,54 \sigma_0$. Поэтому при $4,8 < \chi < 8,9$ более энергичные фотоны сильнее выбиваются из пучка, т.е. рассматриваемый процесс приводит к смягчению формы спектра. С ростом χ от 4,8 до 8,9 при $A \geq A_0$ его роль становится все более существенной.

8.4. Область $\chi > 8$. Процесс $\gamma e \rightarrow e^+e^-e$.

Значение χ , заметно больше 8, вряд ли представляют реальный интерес в обозримое время (ср. Таблицу I). Однако, мы обсудим здесь для полноты основные черты других процессов и в этой области.

Во-первых, при $\chi > 8,9$ в процессе $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ — менее энергичные фотоны выбиваются из пучка сильнее, чем энергичные, т.е. происходит заострение спектра фотонов по сравнению с тем, который получался при однократном комптоновском рассеянии. При $\chi \gg 9$ сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ превосходит сечение Комpton-эффекта (5) в среднем не менее, чем вдвое. Это приводит к существенным ограничениям на максимальную величину коэффициента конверсии для высокоэнергичных фотонов.

Во-вторых, при $\chi > 8$ становится возможным рождение e^+e^- пар при столкновении электрона с лазерным фотоном ($e\gamma \rightarrow ee^+e^-$).

Для лазера (3) это соответствует $E > 446$ ГэВ, а в случае утробения частоты лазера $E > 149$ ГэВ. При умеренных значениях κ сечение этого процесса мало, $\sim \alpha \sigma_0$, и им можно пренебречь. С ростом κ его сечение медленно растет (В.9) в отличие от падающего сечения комптон-эффекта. Однако даже при $\kappa = 100$ оно составляет всего $1/7$ от сечения комптон-эффекта, и роль этого процесса в конверсии невелика.

9. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ SLC И ВЛЭШ

В приводимых ниже таблицах собраны примеры основных величин, характеризующих конверсию, γe - и $\gamma \gamma$ - соударения для SLC и ВЛЭШ при использовании лазеров на неодимовом стекле или гранате (3) - наиболее мощных современных твердотельных лазерах (Nd). Символ $3Nd$ соответствует лазеру (3) с утробением частоты (при этом $\omega_0 = 3,5$ эВ или $\lambda = 0,35$ мкм), что позволит повысить предельную энергию рассеянного фотона ω_m . Для мощных лазеров (3) утробение частоты с кпд $\sim 100\%$ реализовано в ряде экспериментов (например, в [16] получен кпд = 80% при $A=30$ Дж).

Приведенные ниже значения A_0 позволяют определить коэффициент конверсии k по известной энергии вспышки лазера A с помощью простого соотношения (15) $k=A/A_0$ при $A < A_0/2$. (При $A > A_0/2$ эффективность дополнительного вложения энергии уменьшается, см. разд. 8).

9.1. Выбор b .

Расстояние b от места встречи до области конверсии должно определяться из некоторого компромисса.

С одной стороны, с увеличением b растет сечение электронного сгустка (9) и A_0 (17), т.е. уменьшается коэффициент конверсии. Типичная зависимость A_0 от b приведена на рис. II.

Кроме того, с ростом b растет размер γ -пучка в области встречи за счет углового разброса рассеянных фотонов. Это приводит к уменьшению светимости даже при фиксированном коэффициенте конверсии. С другой стороны, при увеличении b соударения становятся все более монохроматическими (см. раздел 7).

Наконец, необходимо учесть еще одно важное соображение. Расстояние b должно быть достаточным, чтобы можно было отвести

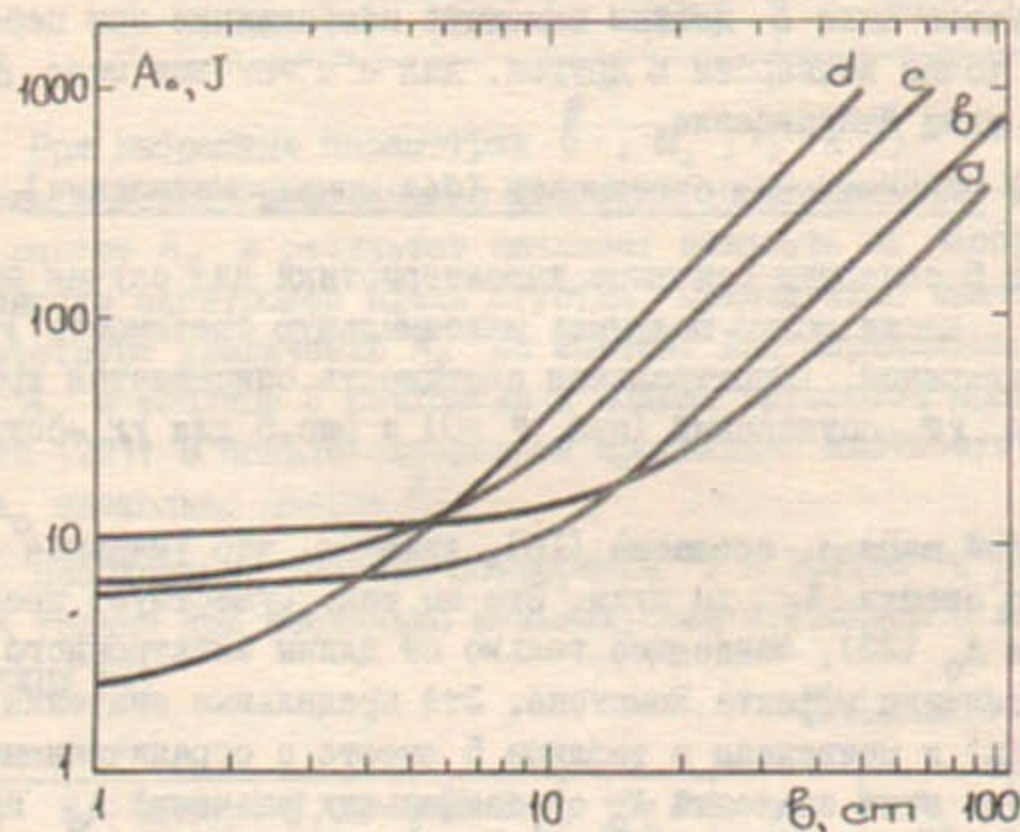


Рис. II. Зависимость энергии лазера A_0 (22) от расстояния между областью конверсии и местом встречи b при $c\tau = l_e$, $\omega_0 = 1,17$ эВ. Кривые: а) ВЛЭШ, $E = 150$ ГэВ, $a_\gamma = 20$ мкм; в) ВЛЭШ, $E = 150$ ГэВ, $a_\gamma = r_e$; с) SLC, $E = 50$ ГэВ, $a_\gamma = 20$ мкм; д) SLC, $E = 50$ ГэВ, $a_\gamma = r_e$.

электроны от точки встречи умеренным магнитным полем B . На пути b электроны с энергией E сдвигаются поперек поля B на расстояние

$$\Delta = 15 \frac{B(\text{Тл}) b^2(\text{см})}{E(\text{ГэВ})} \text{ мкм.} \quad (47)$$

Для e^+e^- -пучков поле B должно изменить направление при переходе от одной точки конверсии к другой, для e^-e^- -пучков поле B может иметь одно направление.

9.2. Максимальная светимость (без монохроматизации).

Таблица 5 содержит основные характеристики для случая минимальных b , когда можно получить максимальную светимость γe^- и $\gamma\gamma$ -соударений. (Спектральная светимость описывается кривыми рис.6 для γe^- -соударений (при $p=0$) и рис.5 для $\gamma\gamma$ -соударений).

На первый взгляд, согласно (16), кажется, что уменьшая a_y и r_e можно свести A_0 до нуля. Это не так. Существует предельное значение A_0 (23), зависящее только от длины электронного сгустка l_e и сечения эффекта Комптона. Эти предельные значения (0,8 и 2,3 Дж) и приведены в таблице 5 вместе с ограничениями (23в) (отличие этих значений A_0 от наименьших значений A_0 на рис. II связано с тем, что кривые b и d на рис. II вычислены при дополнительных не оптимальных условиях $l_e=l_y, a_y=r_e$). Видно, что в этих случаях $b < 0,6$ см или $b < 3$ см, т.е. реализовать магнитное отклонение либо невозможно, либо очень трудно (без изменения параметров электронных пучков).

При выборе $b=5$ см для SLC, 10 см для ВЛЭШ и $B=2\text{Тл}$ обеспечивается хорошее магнитное отклонение $\Delta/a_e \geq 8$. Таких сдвигов вполне достаточно для подавления "паразитных" e^-e^- и γe^- -соударений (см. подробнее Приложение В). Мы выбрали радиус фокального пятна лазера $a_y=20$ мкм. Такое значение a_y было получено в ряде экспериментов на далеко не рекордных лазерах (3), в которых энергия A и длительность вспышки τ имели нужный порядок величины (см. таблицу 4). Для SLC при этом оказывается $a_y=r_e$, а для ВЛЭШ $a_y > r_e = 13$ мкм.

Таблица 4

A , Дж	14	50	25
τ , пс	140	2000	100
a_y , мкм	17	25	30
ссылка	[17a]	[17b]	[17c]

При выбранных параметрах b, a_y, r_e и $l_y = c\tau \leq l_e$ хорошо работает приближение коротких сгустков (17). С ростом τ растет A_0 и результат начинает зависеть от распределения плотности электронов вдоль сгустка. Приведенные значения τ соответствуют увеличению A_0 на 20+30%. Для определенности значения A_0 в таблице 5 вычислены в модели гауссовой продольной плотности (22). В модели однородной продольной плотности (21) величины A_0 несколько меньше ж).

Необходимые частоты повторения $\nu = 10+180$ Гц реализованы пока только при несколько меньших, чем в таблице 5 энергиях (см. таблицу 6).

Таблица 5

	E , ГэВ	лазер	b , см	$\Delta(B=2\text{Тл})$, мкм	ω_m , ГэВ	a_y , мкм	τ , пс	A_0 , Дж
SLC, $\nu=180$ Гц	50	Nd	5	15	24	20	30	15
			<0,6	<0,2		<3	<7	0,8
ВЛЭШ, $\nu=10$ Гц	100	Nd	5	15	36	20	100	85
			10	30		20	25	14
	150	Nd	10	20	109	20	25	17
			<3	<2		<4	<12	2,3
300	Nd	10	10	253	20	25	24	

ж) Приведенный результат расчета A_0 для $E=150$ ГэВ и $b=10$ см примерно вдвое меньше осторожной оценки работы [1].

Таблица 6

$A, \text{ Дж}$	2,7	5	0,2
$\nu, \text{ Гц}$	10	7	1000
$\lambda, \text{ мкм}$	1,06	0,7 + 0,8	0,249
ссылка	[18]	[19]	[20]

9.3. Возможности смягчения требований к лазерам

Полезно отметить, что существует заметный резерв снижения требований к лазерам по сравнению с данными таблицы 5.

Энергия вспышки A и частота повторения ν . Скорость образования адронов в $\gamma\gamma$ -соударениях пропорциональна произведению $\nu k^2 \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow h}$. Сечение реакции $\gamma\gamma$ -адроны $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow h} \approx (2+3) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$, т.е. на 4+5 порядков больше сечения e^+e^- -анигиляции в этой области. Поэтому большой физический интерес представляют уже $\gamma\gamma$ -соударения с $L_{\gamma\gamma} \approx 10^{-2} L_{ee}$, т.е.

$$A = 1 + 2 \text{ Дж}, \nu = 180 \text{ Гц (SLC)}, \nu = 10 \text{ Гц (ВЛЭШ)} \quad (48a)$$

или

$$A \approx 10 \text{ Дж}, \nu = 7 \text{ Гц (SLC)}, \nu = 0,4 \text{ Гц (ВЛЭШ)} \quad (48b)$$

Продолжительность вспышки τ . На рис.12 изображена зависимость A_0 от τ , вычисленная в модели (22). (Модель (21) дает близкую кривую). Видно, что при уменьшении τ величина A_0 уменьшается лишь немного. При увеличении τ величина A_0 растет сначала медленно, а затем $A_0 \sim \tau$ (19). (Здесь она перестает зависеть от b). Соответственно, необходимая мощность лазера P_0 с ростом τ сначала падает, а затем становится постоянной (19d). В частности, при $\tau = 1 \text{ нс}$ и $A = 60 \text{ Дж}$ получается вполне приемлемый коэффициент конверсии $k = 0,3$. Этот факт интересен потому, что перспективные для получения больших частот повторения лазеры с $\omega_0 \approx 1 \text{ эВ}$ в настоящее время работают в диапазоне $\tau \approx 1 \text{ нс}$ (ср.раздел 10).

Радиус фокального пятна a_f . На рис.13 изображена зависимость A_0 от радиуса фокального пятна лазера a_f , вычисленная в

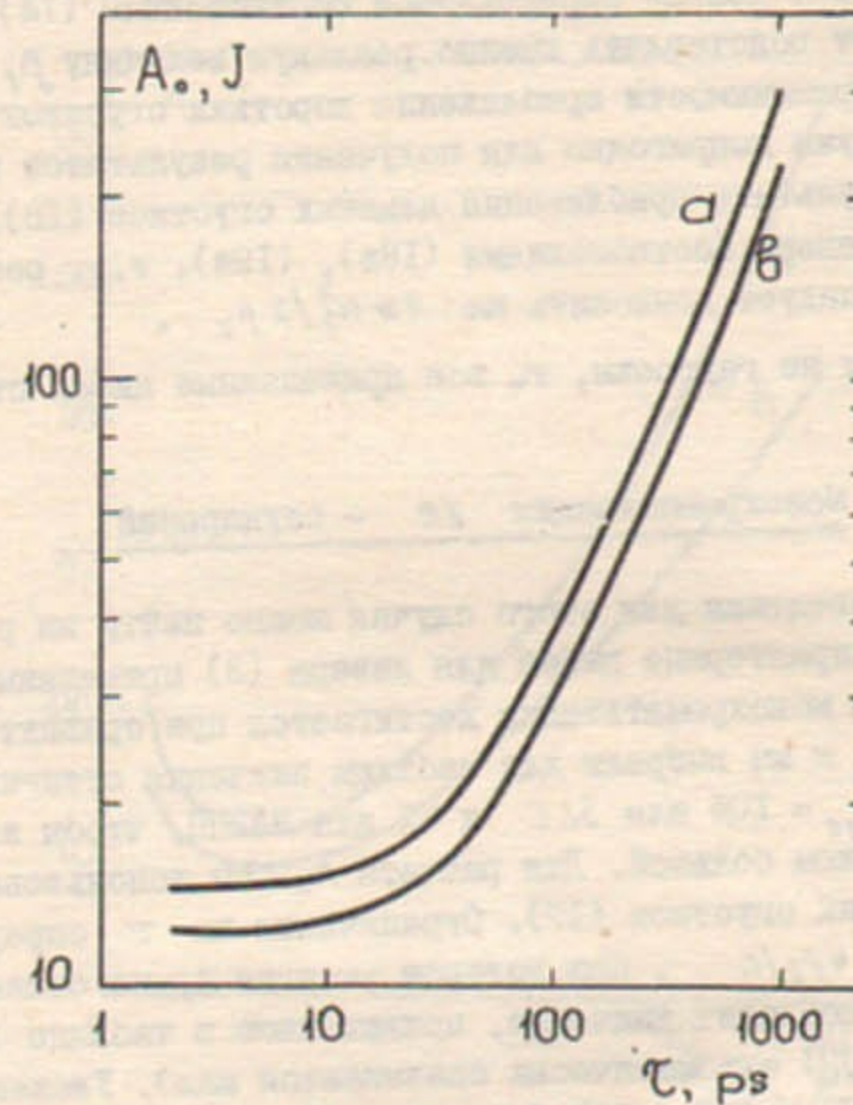


Рис.12. Зависимость энергии лазера A_0 (22) от длительности вспышки τ при $\omega_0 = 1,17 \text{ эВ}$. Кривые: а) ВЛЭШ, $E = 150 \text{ ГэВ}$, $r_e = 13 \text{ мкм}$, $a_f = 20 \text{ мкм}$, в) SLC, $E = 50 \text{ ГэВ}$, $r_e = a_f = 20 \text{ мкм}$.

модели (22). Видно, что A_0 имеет минимум при некотором $a_f < r_e$. С уменьшением a_f энергия A_0 возрастает из-за уменьшения длины области конверсии. При росте a_f энергия A_0 растет пропорционально a_f^2 (см. (17в)).

Пучки. Если не достигается дифракционное фокусирование, т.е. величина β_γ (13) меньше определяемой соотношением (14), то в (16+19) следует подставлять именно реальную величину β_γ . При этом область применимости приближения коротких сгустков (17) сужается, и оно уже непригодно для получения результатов при $\beta = 5 + 10$ см. Результаты приближения длинных сгустков (18), (19) определяются теперь соотношениями (18в), (19в), т.е. результаты (18с), (19с) следует домножить на $2\pi a_f^2 / \lambda \beta_\gamma$.

Если пучки не гауссовы, то все приведенные цифры становятся оценочными.

9.4. Монохроматизация γe - соударений

Основные сведения для этого случая можно найти на рис.6,7, II. Некоторые характерные цифры для лазера (3) приведены в таблице 7. Хорошая монохроматизация достигается при сравнительно небольших β , и мы выбрали для таблицы значения ступени монохроматичности $\eta_{\gamma e} = 10\%$ для SLC и 5% для ВЛЭП, чтобы энергия A_0 была не слишком большой. Для расчета A_0 мы использовали приближение коротких сгустков (17). Ограничения на τ определялось из условия $\tau < 4\beta/c$, при котором энергия A_0 не более, чем на 20 + 30% превосходит значение, приведенное в таблице (при этом параметр (32) автоматически оказывается мал). Укажем, например, что на ВЛЭП для $E = 150$ ГэВ при энергии вспышки $A = 50$ Дж можно получить $\eta_{\gamma e} = 5\%$ со светимостью $L_{\gamma e} = 0,1 L_{ee}$.

Здесь возможно дальнейшее улучшение монохроматичности с ростом β ценой уменьшения светимости (рис.7) и увеличения A_0 (рис.11).

9.5. Монохроматизация $\gamma\gamma$ - столкновений

Основные сведения для этого случая можно найти на рис.8,9 и II. Некоторые цифры для лазера (3) приведены в таблице 8. Мы выбрали в таблице значения $\eta_{\gamma\gamma} = 20\%$ для SLC и 15% для ВЛЭП, имея в виду, что при дальнейшем росте β монохроматичность улучшается медленно, а светимость падает быстро. Как и выше, для рас-

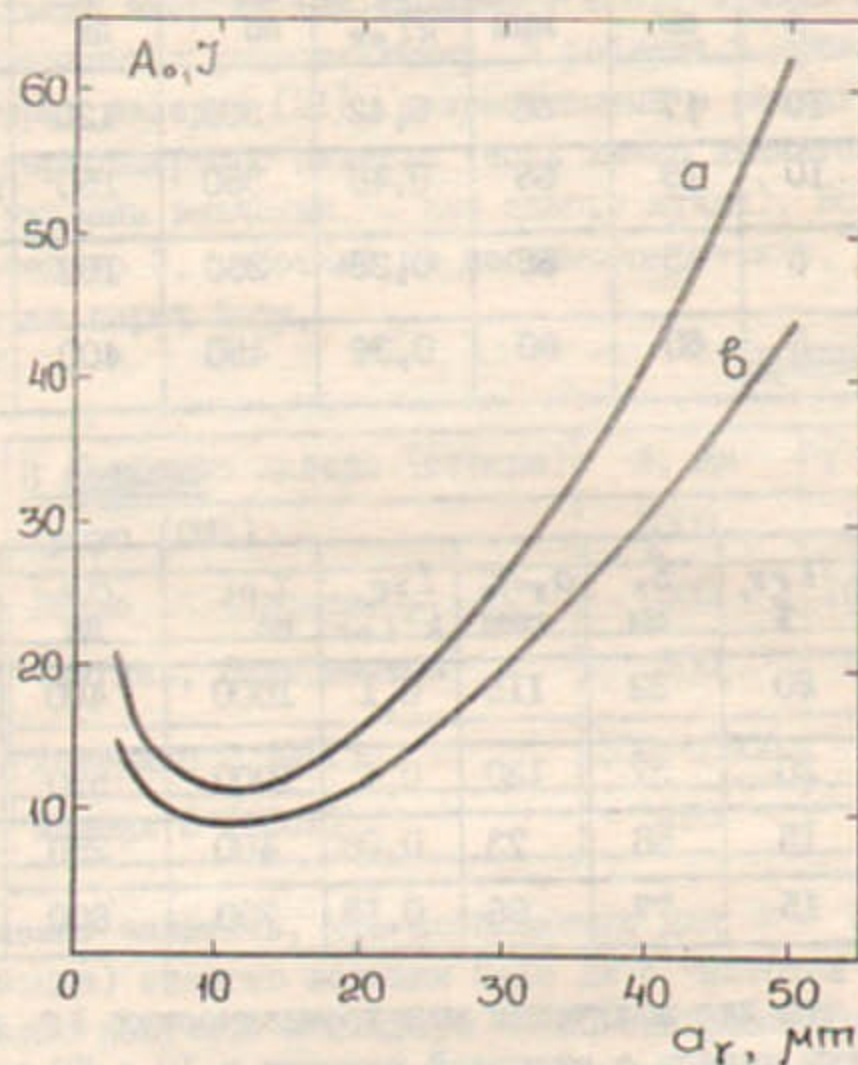


Рис.13. Зависимость энергии лазера A_0 (22) от радиуса фокального пятна лазера a_f при $c\tau = l_e$, $\omega_0 = 1,17$ эВ. Кривые: а) ВЛЭП, $E = 150$ ГэВ, $r_e = 13$ мкм; в) SLC, $E = 50$ ГэВ, $r_e = 20$ мкм.

чета A_0 мы использовали приближение коротких сгустков. Ограничения на τ определялись из условия $\tau < 4\beta_2/c$ и условия малости параметра (32).

Таблица 7

E , ГэВ	ω_m , ГэВ	η_{ye} , %	β , см	$a_y = r_e$, мкм	L_{ye} , клее	τ , пс	A_0 , Дж	
50	24	10	17	60	0,42	300	120	SLC $\nu = 180$ Гц
70	39	10	19	65	0,46	350	150	
150	109	5	45	55	0,29	250	150	ВЛЭШ $\nu = 10$ Гц
300	253	5	60	80	0,36	450	400	

Таблица 8

E , ГэВ	ω_m , ГэВ	η_{yx} , %	β , см	$a_y = r_e$, мкм	L_{yx} , клее	τ , пс	A_0 , Дж	
50	24	20	32	115	0,1	1000	400	SLC
70	39	20	37	130	0,1	1000	590	
150	109	15	58	73	0,08	400	250	ВЛЭШ
300	253	15	77	96	0,13	700	600	

Отметим, что для получения монохроматических γe и γx - соударений нужны лазеры с энергией вспышки в 10 + 50 раз большей, чем без монохроматизации. При этом, однако, можно использовать вспышки значительно большей длительности $\tau \sim 1$ нс, т.е. перейти в диапазон, где работают другие типы лазеров.

10. ВОЗМОЖНОСТЬ РЕАЛИЗАЦИИ. ПЕРСПЕКТИВЫ

10.1. Лазеры

Итак, сравнивая таблицы 4 и 5, мы видим, что получение $k \sim 1$ в единичных импульсах возможно на уже существующих лазерах. Данные таблицы 6 показывают, что получение нужной частоты повторения при этих энергиях вспышек - по-видимому, разрешимая задача. Состояние дел, по-видимому, таково, что подобная задача в рас-

сматриваемом интервале энергий вспышек еще не ставилась. В частности, в термоядерной программе, где также требуются $\nu \sim 10-100$ Гц, первоочередной задачей сейчас является получение больших энергий.

Для монохроматизации γe - и γx - соударений требуются заметно большие энергии (см. таблицы 7 и 8). Однако и такие энергии не представляются недостижимыми. В таблице 9 приведены параметры некоторых лазеров [21], разработанных в рамках программы лазерного термоядерного синтеза (если лазер является многопучковым, то указаны значения A_0 для одного пучка). Все эти лазеры, кроме Астерикс 3, работают не неодимовом стекле, последний же работает на парах йода.

Таблица 9

Название лазера (страна)	A_0 , Дж	τ , пс
Аргус (США)	1000	30 + 1000
Гекко 12 (Япония)	1000	100 + 1000
(Англия, Олдермастон)	500	50 + 1000
Астерикс 3 (ФРГ)	300 → 2000	300
Мишень 2 (СССР)	250	

Полезно заметить, что необходимую для $k \approx 0,5$ (без монохроматизации) энергию вспышки 5 + 15 Дж с частотой 180 Гц или 10 Гц можно получить используя 10 + 20 синхронизованных лазеров с соответственно меньшей энергией вспышки и той же частотой или же с той же энергией вспышки, но с меньшей частотой повторения.

Для реализации предлагаемой схемы необходимо конструировать специальные лазеры.

В частности, речь может идти о лазерах с использованием неодима (в стеклах или в гранатах), обсуждавшихся выше.

Многообещающими являются уже первые результаты, полученные на лазерах, использующих Cr в александрите [19] (см. таблицу 6). Эти лазеры представляются весьма перспективными для получения высокой частоты повторения из-за высокой теплопроводности александрита, облегчающей охлаждение.

Представляют интерес газовые лазеры — эксимерные (например, лазеры на $XeCl$, KrF , ...) и на парах йода (ср. Астерико 3 в таблице 9). Здесь можно получать большие энергии вспышек, а проблемы охлаждения ограничивающие частоту повторения, решаются значительно проще, чем на твердотельных лазерах. Однако на таких лазерах длительности импульсов пока ≈ 1 нс.

Лазеры на CO_2 имеют необходимые параметры A , τ , a_e , ν . Однако их излучение имеет слишком большую длину волны $\lambda \approx 10$ мкм ($\omega_0 \approx 0,1$ эВ). Поэтому при их использовании максимальная энергия фотона (4) слишком мала, $\omega_m \leq 0,35$ Е для рассматриваемой области энергий.

Наконец, следует указать на очень интересную работу [22], в которой для реализации предложенной нами схемы [1, 2], предлагается использовать лазер на свободных электронах того же пучка. Использование такого лазера имеет ряд преимуществ: здесь используется только ускорительная техника, проблемы синхронизации решаются автоматически, длины сгустков согласованы.

10.2. Электронные пучки

До сих пор обсуждались только возможности лазеров. Ясно, однако, что для реализации γe^- -или $\gamma\gamma$ -соударений электронные пучки следовало бы готовить иначе, чем для e^+e^- -соударений. В частности, в предлагаемой схеме предпочтительно иметь электронные пучки круглого сечения, а не сильно эллиптические, как это предлагается для проекта ВЛЭШ.

Кроме того, вместо позитронного пучка e^+e^- -ускорителя может оказаться проще использовать электронный (т.е. базироваться на e^-e^- -пучках).

Для e^+e^- -соударений размеры пучков в области встречи не могут быть сделаны слишком маленькими из-за эффектов взаимодействия заряженных пучков. Для γe^- - и $\gamma\gamma$ -соударений эти эффекты отсутствуют, и таких ограничений нет. Поэтому их светимости, в принципе, могут быть сделаны больше, чем светимость e^+e^- -соударений.

Рассмотрим несколько примеров того, как изменяется светимость при изменении параметров ускорителя. При этом вместо a_e и β_e мы будем использовать параметры β_e и эмиттанс

$$\epsilon = a_e^2 / 2\beta_e \quad (49)$$

считая, что бета-функция β_e является более легко изменяемым параметром, чем ϵ .

Необходимость магнитного отклонения электронов после конверсии ограничивает снизу расстояния ℓ до точки встречи на уровне $5 \cdot 10$ см. Как видно из таблицы 5 при этом энергия A_0 не слишком велика. Поэтому для таких ℓ естественно считать фиксированным коэффициент конверсии $k = A/A_0$. В этих условиях $L_{\gamma e}$, $L_{\gamma\gamma} \propto 1/\epsilon\beta_e$, т.е. светимости могут быть увеличены за счет уменьшения β_e . Однако при $\beta_e \leq \ell_e/2$ рост светимости замедляется (ср. раздел 5).

Более интересные возможности возникают при рассмотрении монохроматической ситуации, когда можно изменять ℓ . Как мы видели в разделе 9.4 при этом величины A_0 довольно велики, поэтому естественно считать фиксированной энергию вспышки A . Кроме того, мы будем считать фиксированной и степень монохроматичности η , которая (см. раздел 7) однозначно определяется параметром

$$\vartheta^2 = \left(\frac{\ell\theta_0}{a_e}\right)^2 = \frac{\ell^2\theta_0^2}{2\epsilon\beta_e} \quad (50)$$

Для определения A_0 здесь можно использовать приближение коротких сгустков (17). При этом для $a_e \ll r_e$ энергия $A_0 \propto \epsilon\ell^2/\beta_e$. В таком случае согласно (50) энергия $A_0 \propto \epsilon^2$, а вместе с ней и коэффициент конверсии $k = A/A_0 \propto \epsilon^{-2}$ не зависят от ℓ , β_e , а светимости

$$L_{\gamma e} \propto \frac{AN_e^2}{\epsilon^3\beta_e}, \quad L_{\gamma\gamma} \propto \frac{A^2N_e^2}{\epsilon^5\beta_e} \quad (51)$$

Таким образом, как и ранее, светимости $L_{\gamma e}$ и $L_{\gamma\gamma}$ могут быть увеличены за счет уменьшения β_e , однако, в этом случае не требуется повышать энергию вспышки A . Как и в предыдущем случае, рост светимости замедляется при $\beta_e \leq \ell_e/2$.

Обратим внимание, что светимости (51) очень сильно зависят от эмиттанса ϵ . Даже небольшое его уменьшение может привести к значительному росту светимостей $L_{\gamma e}$ и $L_{\gamma\gamma}$. Поэтому можно пытаться получить выигрыш в светимости за счет уменьшения ϵ , даже если это потребует уменьшения числа электронов в сгустке N_e .

Мы глубоко благодарны В.Е. Балакину, Т.А. Всеволожской, А.С. Гайнеру, М.С. Золотореву, А.М. Кондратенко, А.М. Рубенчику,

Е.Л.Салдину, В.А.Сидоропу, А.Н.Скрипкому, В.Д.Уголаеву и К.Г.Фолину за весьма полезные обсуждения.

После завершения этой работы мы получили препринт К.Акерлофа "Использование SLC как фотонного ускорителя" (C.Akerlof, University of Michigan, Preprint UMHE 81-59), появившийся после нашей работы [1] и доклада [3]. В нем предлагается схема, аналогичная нашей, и сделаны некоторые оценки. Однако оценки энергии вспышки лазера в этом препринте чересчур оптимистичны (они занижены на 1-2 порядка).

Приложение А. СРАВНЕНИЕ С ЭКВИВАЛЕНТНЫМИ ФОТОНАМИ ж)

В обычных e^+e^- -соударениях также можно исследовать γe^- - и $\gamma^* \gamma^*$ -соударения (γ^* - виртуальный фотон) по схеме рис. I4, I5 (см. [23]).

В принципе, область энергий виртуального фотона, достижимая в этих соударениях, ограничена лишь условием $\omega < E$, и поэтому больше, чем в предлагаемой схеме. Кроме того, здесь возможно исследовать зависимости сечений от "масс" фотонов q^2 . Однако соответствующие эффективные светимости γe^- и $\gamma^* \gamma^*$ -соударений в области больших ω и тем более в области больших $|q^2|$ малы.

Большую часть эквивалентных фотонов составляют почти реальные фотоны ($|q^2|$ мало). Для них интересно провести сравнение с рассмотренной схемой. Оказывается, что в основной области $\omega_m/2 < \omega < \omega_m$ светимости предлагаемых γe^- и $\gamma \gamma$ -соударений при $k \sim 1$ на несколько порядков выше, чем для эквивалентных фотонов.

Для процесса рис. I4 дифференциальная светимость

$$dL_{\gamma e} = L_{ee} dn(\nu) = L_{ee} \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\nu}{\nu} (1 - \nu + \frac{1}{2}\nu^2) \ln \frac{q_m^2}{m_e^2 \nu^2}, \quad (A.1)$$

где $\nu = \omega/E$, а $q_m^2 \approx m_p^2$ для процессов с рождением адронов.

В отличие от $dL_{\gamma e}$ (29), эта светимость падает с ростом ν . В области вблизи $\nu = \nu_m$ отношение светимостей (A.1) и (29) для случаев таблицы I есть

$$\frac{dL_{\gamma e}/d\nu}{dL_{\gamma \gamma}/d\nu} \Big|_{\nu=\nu_m} = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\sigma_c}{k\sigma_0} \ln \frac{q_m^2}{m_e^2} \approx \frac{1}{100k}. \quad (A.2)$$

Отношение светимостей, собранных из областей $\omega > \omega_m/2$ составляет $(0,065 \pm 0,025)/k$.

Для примера на рис. I6 изображены дифференциальные светимости эквивалентных фотонов $(dL_{\gamma e}/d\nu)/L_{ee}$ и реальных фотонов предлагаемой схемы $(dL_{\gamma e}/d\nu)/kL_{ee} = f(\nu, \nu)$ (6а) для $E = 150$ ГэВ и $\omega_0 = 1,17$ эВ. Видно, что они сравниваются при очень малых $\nu = 0,033$ или $\omega = 5$ ГэВ (напомним, что $\omega_m = 109$ ГэВ).

ж) Всюду в приложениях используем систему единиц $\hbar = c = 1$.

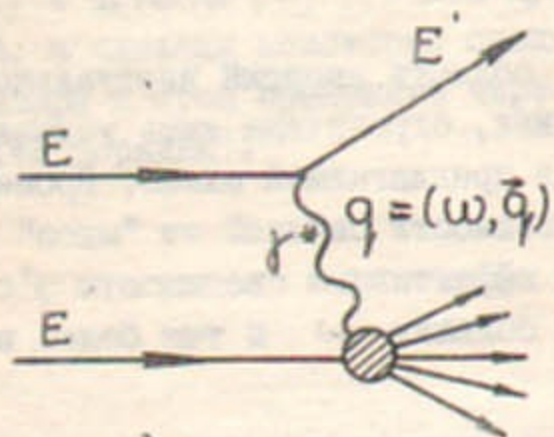


Рис.14. $\gamma^* e^-$ - столкновения на $e^+ e^-$ - пучках.

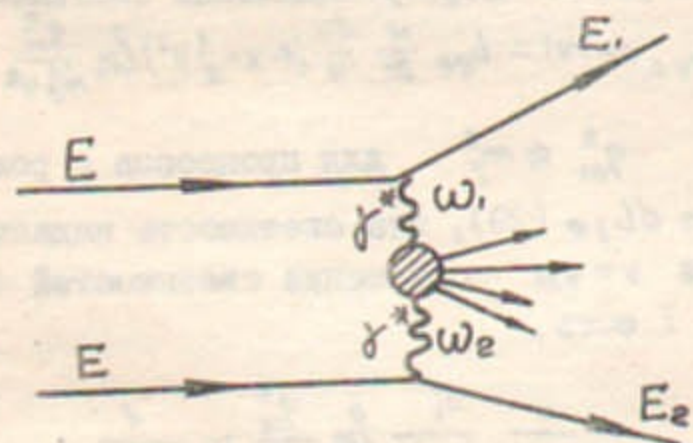


Рис.15. $\gamma^* \gamma^*$ - столкновения на $e^+ e^-$ - пучках.

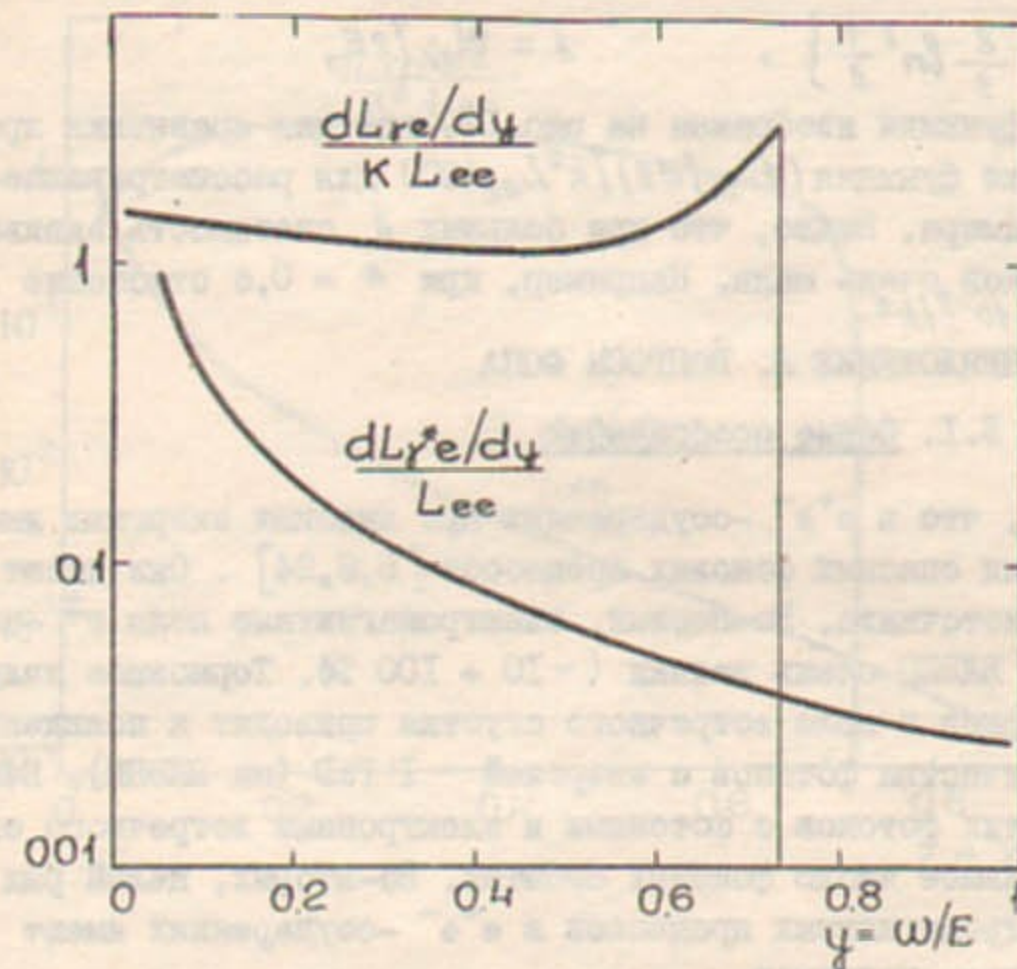


Рис.16. Сравнение спектральных светимостей γe^- и $\gamma^* e^-$ - соударений для $E = 150$ ГэВ, $\omega_0 = 1,17$ эВ.

Еще больший выигрыш может быть получен при сравнении с $\gamma^* \gamma^*$ - соударениями. Светимость для $\gamma^* \gamma^*$ - соударения (ср. (A.1)):

$$dL_{\gamma^* \gamma^*} = L_{ee} dn(\nu_1) dn(\nu_2).$$

Подобно (30) имеем (см. [23]).

$$\frac{1}{L_{ee}} \frac{dL_{\gamma^* \gamma^*}}{dz} = \frac{\alpha^2}{\pi^2} \frac{2}{z} \left\{ \left[2(1 + \frac{1}{2}z^2) \ln \frac{1}{z} - \frac{1}{2}(1-z^2)(3+z^2) \right] \left(\ln \frac{q_m^2}{m_e^2 z^2} \right)^2 - \frac{8}{3} \ln^3 \frac{1}{z} \right\}, \quad z = W_{\gamma\gamma} / 2E. \quad (A.3)$$

График этой функции изображен на рис. 17, где для сравнения представлена также функция $(dL_{\gamma\gamma}/dz) / k^2 L_{ee}$ (30) для рассматривавшегося выше примера. Видно, что при больших z светимость эквивалентных фотонов очень мала. Например, при $z = 0,6$ отношение $dL_{\gamma^* \gamma^*} / dL_{\gamma\gamma} \sim 10^{-3} / k^2$.

ПРИЛОЖЕНИЕ В. ВОПРОСЫ ФОНА

В.1. Общие соображения

Известно, что в e^+e^- -соударениях при высоких энергиях имеется целый ряд опасных фоновых процессов [5, 8, 24]. Они имеют два главных источника. Во-первых, электромагнитные поля e^\pm -сгустков SLC и ВЛЭШ очень велики ($\sim 10 + 100$ Т). Тормозное излучение электронов в поле встречного сгустка приводит к появлению большого количества фотонов с энергией ~ 1 ГэВ (на ВЛЭШ). Взаимодействие этих фотонов с фотонами и электронами встречного сгустка дает большое число фоновых событий. Во-вторых, целый ряд обычных электромагнитных процессов в e^+e^- -соударениях имеют большие сечения, например,

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma} \sim \frac{\alpha^3}{m_e^2} \frac{d\omega}{\omega} \ln \frac{E^2}{m_e^2} \sim 10^{-26} \frac{d\omega}{\omega} \text{ см}^2; \quad (B.1)$$

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-} \sim \frac{\alpha^4}{m_e^2} \ln^3 \frac{E^2}{m_e^2} \sim 10^{-26} \text{ см}^2.$$

Эти сечения на много порядков превосходят сечения физически интересных процессов.

В предлагаемых $\gamma\gamma$ - и γe - соударениях ситуация представляется гораздо более благоприятной. Первый источник фонов вообще отсутствует, а в $\gamma\gamma$ - соударениях кроме того малы сечения основных фоновых процессов. Однако имеются дополнительные фоновые процессы, связанные с предложенной схемой конверсии. Представляется, что их можно сделать не опасными. Начнем с обсужде-

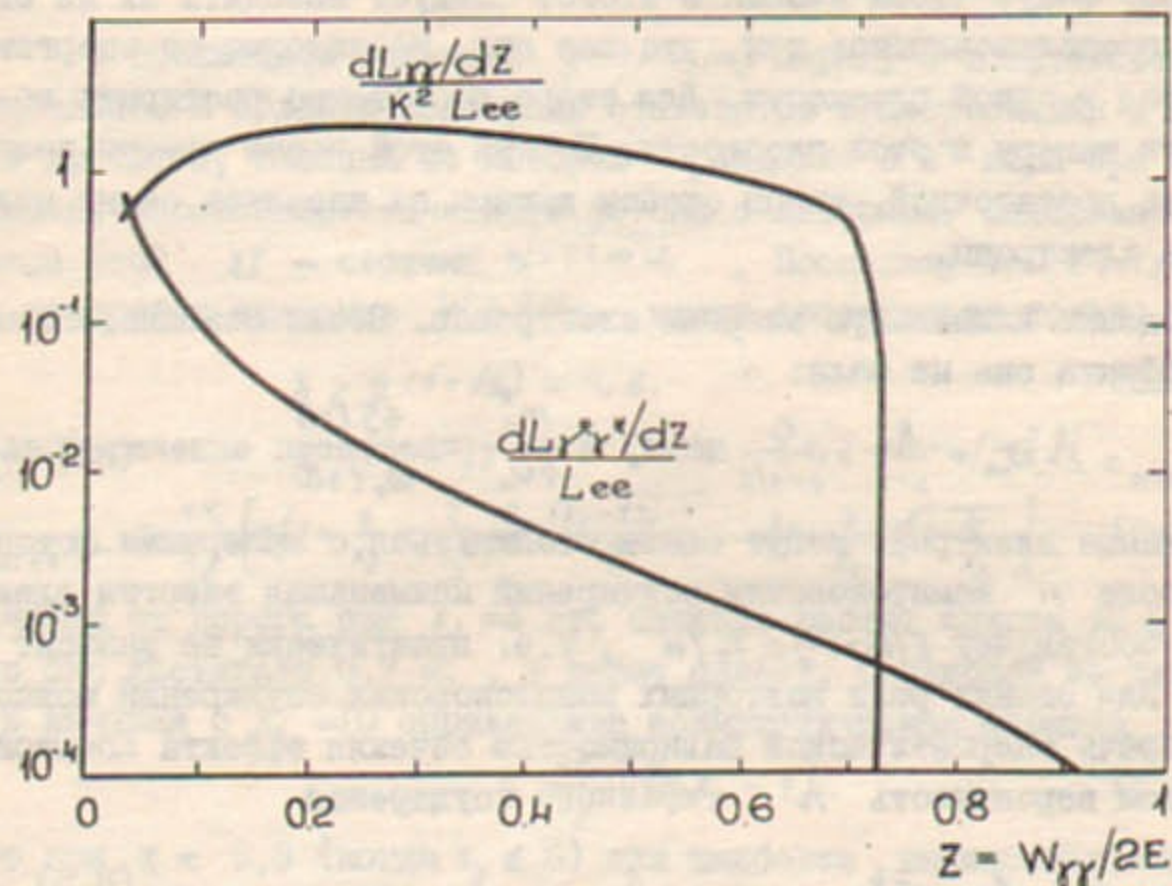


Рис. 17. Сравнение спектральных светимостей $\gamma\gamma$ и $\gamma^* \gamma^*$ - соударений для $E = 150$ ГэВ, $\omega_0 = 1,17$ эВ.

ния этого последнего вопроса.

В.2. Вывод электронов после конверсии

Если бы электроны, отклоненные магнитным полем после конверсии, попадали в стенки вакуумной камеры, это приводило бы к большому фону. Чтобы избежать этого, следует выводить их из системы, воспользовавшись тем, что все они, независимо от энергии, движутся в одной плоскости. Для этого достаточно расширить вакуумную камеру в этой плоскости. Ширина этой части камеры должна быть достаточной, чтобы стенки камеры не касались самые медленные электроны.

Оценим наименьшую энергию электронов. После основного комптон-эффекта она не мала:

$$\varepsilon_{min} = E - \omega_m = \frac{E}{x+1} = \frac{\varepsilon_0}{1+1/x}, \quad \varepsilon_0 = \frac{m_e^2}{4\omega_0} = \frac{65 \text{ ГэВ}}{\omega_0 (\text{эВ})} \quad (\text{В.2})$$

Рассеянные электроны могут снова столкнуться с лазерными фотонами. После n комптоновских соударений наименьшая энергия электрона составляет $E/(nx+1) \approx \varepsilon_0/n$, т.е. практически не зависит от E . Для оценки роли повторных комптоновских соударений можно пренебречь энергетической зависимостью сечения эффекта Комптона. При этом вероятность n -кратного соударения

$$p \approx \frac{k^n}{n!} e^{-k}, \quad k = \frac{A}{\Lambda_0} \quad (\text{В.3})$$

Число электронов, испытавших n соударений, есть $N_e p$, т.е. для ВЛЭП ($N_e = 10^{12}$) оно меньше 1 при $n = 15$ для $k \sim 1$. Энергия этих электронов для лазера (3) превосходит 3,5 ГэВ. Согласно (47), пройдя путь $2\ell = 20$ см в магнитном поле $B = 2$ Тэти электроны отклонятся на угол ≤ 4 мрад. Эта величина и определяет размер необходимого уширения камеры.

В.3. Комптоновские фотоны, попавшие на стенки камер

Фотоны, рассеянные в области конверсии на относительно большие углы, также могут быть источником фона при попадании на стенки камер. Однако в этом случае их энергии невелики и большинство их может быть поглощено достаточно тонким слоем поглотителя. Действительно, согласно (4), энергия фотона, вылетающего под углом $\theta \gg \theta_0$, невелика: $\omega = 4\omega_0/\theta^2$, а число фотонов, вылетев-

ших под углами $\theta > \theta_{min}$, есть $kN_e (\sigma_0/\sigma_c) \cdot (2m_e/E\theta_{min})^2$. Выбрав достаточно малое значение $\theta_{min} = 5$ мрад, получим для лазера (3) $\omega < 200$ кэВ, а число таких фотонов при $E = 150$ ГэВ не превосходит $10^{-6} kN_e$.

В.4. Процесс $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ в области конверсии

С повышением величины $\chi = 4E\omega_0/m_e^2$ наряду с комптоновским рассеянием в области конверсии становятся существенными и другие процессы, главный из которых — рождение e^+e^- пар при столкновении высокоэнергетического фотона с лазерным. Инвариантная масса этой $\gamma\gamma$ -системы $W = \sqrt{4\omega\omega_0}$. Поскольку $\omega < Ex/(x+1)$, то пороговое значение $W = 2m_e$ может достигаться только при

$$\chi > 2(1+\sqrt{2}) \approx 4,8. \quad (\text{В.4})$$

Полное сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ есть ($x_1 = 4\omega\omega_0/m_e^2$)

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-} = \frac{4\sigma_0}{x_1} \left[2\left(1 + \frac{4}{x_1} - \frac{8}{x_1^2}\right) \ln \frac{\sqrt{x_1 + \sqrt{x_1 - 4}}}{2} - \left(1 + \frac{4}{x_1}\right) \sqrt{1 - \frac{4}{x_1}} \right], \quad (\text{В.5})$$

Начиная от порога при $x_1 = 4$ это сечение растет вплоть до $x_1 \approx 8$, где оно достигает $0,7 \sigma_0$, а далее падает. С ошибкой не хуже 20% начиная с $x_1 = 10$ справедлива асимптотическая формула

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-} = \frac{4\sigma_0}{x_1} (\ln x_1 - 1). \quad (\text{В.6})$$

Уже при $\chi \approx 6,8$ (когда $x_1 \leq 6$) для наиболее высокоэнергетичных фотонов сечение (В.5) превосходит сечение Комpton-эффекта (5), и этот процесс существенно деформирует спектр высокоэнергетических фотонов.

Наименьшая энергия e^+ или e^- равна

$$\varepsilon_{min} = \frac{2\varepsilon_0}{1 + \sqrt{1 - 4/x_1}}, \quad (\text{В.7})$$

т.е. достаточно велика. Она больше чем минимальная энергия электрона после однократного комптоновского рассеяния. Углы вылета e^+ очень малы

$$\theta_{\pm} < \frac{2\omega_0}{m_e} \sim 10^{-5} \quad (\text{В.8})$$

После магнитного отклонения эти электроны выводятся вместе с комптоновскими. А для вывода позитронов необходимо симметричное уширение вакуумной камеры.

В рассматриваемой схеме электромагнитные поля в области конверсии очень велики, что может приводить к заметным нелинейным эффектам [25]. В частности, становится возможным рождение e^+e^- пар даже при $\chi < 4,8$. Однако число таких e^+e^- пар на несколько порядков меньше, чем при $\chi > 4,8$, а энергии получающихся e^+e^- все еще достаточно велики.

В.5. Столкновения отклоненного электронного пучка с электронами и фотонами встречного сгустка

Меньше всего отклоняются электроны, сохранившие свою энергию E . Они имеют гауссово распределение со среднеквадратичным радиусом $\sim a_e$. (Более медленные электроны сильнее отклоняются от оси и несущественны для дальнейшего). За счет отклонения на расстояние Δ (47) число соударений этих электронов с электронами встречного сгустка уменьшается в $\exp(-\Delta^2/2a_e^2)$ раз для γe -соударений и в $\exp(-2\Delta^2/a_e^2)$ раз для $\gamma\gamma$ -соударений. Для представленных в таблице 5 цифр наименьшее значение $\Delta/a_e \approx 8$, что соответствует $\exp(-\Delta^2/2a_e^2) \sim 10^{-14}$. В схеме $\gamma\gamma$ -соударений более опасны столкновения отклоненных электронов с фотонами встречного сгустка, летящими под углом $\theta \approx \Delta/b$ в телесный угол $\Delta\Omega \approx \pi a_e^2/b^2$. Энергия этих фотонов невелика, $\omega = \omega_m \cdot (\theta_0/\theta)^2 = 4\omega_0/\theta^2$, а эффективная светимость таких соударений мала, $\sim k(1-k)L_{ee} (b\theta_0/\Delta)^2 \cdot (a_e/\Delta)^2$. Наибольшим сечением в этих соударениях обладает процесс $e\gamma \rightarrow ee^+e^-$, сечение которого $\sim 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ (см. подробнее ниже). Отсюда легко получить, что в случаях, разобранных в таблице 5, число таких событий за соударение $\leq 10^{-2}$ для SLC и ≤ 2 для ВЛЭШ, при этом $\omega < 0,5 \text{ ГэВ}$, а энергия каждого электрона (e^+) меньше ω .

В.6. Столкновение позитронов из области конверсии с электронами встречного пучка (для $\gamma\gamma$ -соударений)

При $\chi > 4,8$ в области конверсии интенсивно рождаются позитроны за счет процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (см. раздел В.3). Они отклоняются магнитным полем и могут встретиться с отклоненными электронами встречного пучка. Это дает много фоновых процессов типа (В.1) с очень большими сечениями. Однако наибольшая энергия этих позитронов $\varepsilon_{max} = \omega_m - \varepsilon_{min}$ (В.7) заметно меньше E . Поэтому они не столкнутся с самой плотной частью электронного пучка, имею-

щей энергию E . Так, для последнего случая таблицы 5 энергия $\varepsilon_{max} < 160 \text{ ГэВ}$, и наиболее энергичные позитроны попадут в точку плоскости встречи, отстоящую на $\approx 15a_e$ (при $B=2 \text{ Тл}$) от наиболее энергичных электронов. Таким образом, в столкновении будут участвовать области пучков со сравнительно небольшой плотностью, и можно надеяться, что процессы (В.1) не дадут заметного фона.

Если подробный расчет покажет, что в каком-то случае такие соударения могут представлять опасность, то их можно исключить, направив магнитные поля с разных сторон от точки встречи под некоторым углом друг к другу (например, под прямым).

В.7. Физический фон в γe -соударениях. Процессы Бете-Гайтлера $\gamma e \rightarrow e^+e^-e$, $\gamma e \rightarrow \mu^+\mu^-e$

В γe -соударениях процесс наименьшего порядка по α -эффект Комптона - имеет при рассматриваемых энергиях небольшое сечение (5) $\sigma_c \leq 10^{-33} \text{ см}^2$, и несущественен.

Главный фоновый процесс здесь - процесс Бете-Гайтлера $\gamma e \rightarrow e^+e^-e$ с большим сечением *).

$$\sigma_{\gamma e \rightarrow e^+e^-e} = \frac{28}{9\pi} \alpha \sigma_0 \left(\ln \frac{4E\omega}{m_e^2} - \frac{109}{42} \right) \sim 4 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (\text{В.9})$$

Основной вклад в это сечение дает кинематическая область, в которой начальный электрон почти сохраняет свой импульс, а рожденные частицы летят вдоль импульса фотона. Поперечные импульсы $k_{1\perp}$ и $k_{2\perp}$ рожденных электронов e^+ и e^- (μ^+ и μ^-) с хорошей точностью компенсируются. Распределение по поперечному импульсу рассеянного электрона $p_{\perp} = -k_{1\perp} - k_{2\perp}$ и инвариантной массе пары $W = \sqrt{(k_1 + k_2)^2}$ (при $p_{\perp}^2 < W^2 < 4E\omega$) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2 dW^2} = \frac{4\alpha^3}{W^4} \left(\ln \frac{W^2}{m_e^2} - 1 \right) \cdot \frac{p_{\perp}^2}{[p_{\perp}^2 + m_e^2 W^2 / (4E\omega)^2]^2}. \quad (\text{В.11})$$

Отсюда

* С логарифмической точностью соотношения типа (В.9) описывают и сечения реакций $\gamma e \rightarrow l^+l^-e$, ($l = \mu, \tau$)

$$d\sigma = (28\alpha^3/9m_l^2) \cdot \ln(4E\omega/m_l m_e). \quad (\text{В.10})$$

В соответствии с этим при $\omega \sim E \sim 50-300 \text{ ГэВ}$
 $\sigma_{\gamma e \rightarrow \mu^+\mu^-e} \sim 8 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$, $\sigma_{\gamma e \rightarrow \tau^+\tau^-e} \sim 2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ (В.10а)

$$\frac{d\sigma}{d\omega^2} = \frac{4\alpha^3}{\omega^4} \left[\ln \frac{16E^2\omega^2}{m_e^2\omega^2} - 1 \right] \left(\ln \frac{\omega^2}{m_e^2} - 1 \right), \quad 4E\omega \gg \omega^2 \gg m_e^2 \quad (B.12)$$

Отсюда легко получить, что полное сечение процесса с рождением пар, эффективная масса которых превосходит некоторую величину ω_0 ($m_e^2 \ll \omega_0^2 \ll 4E\omega$) составляет

$$\sigma(\omega > \omega_0) = \frac{4\alpha^3}{\omega_0^2} \ln \frac{\omega_0^2}{m_e^2} \ln \frac{(4E\omega)^2}{m_e^2\omega_0^2} \quad (B.13)$$

Эффективная масса пар $\omega^2 \approx 4\omega\Delta E$, где ΔE — потеря энергии рассеянным электроном. Поэтому (B.13) есть фактически распределение по ΔE . Точно так же, если рассеянный электрон имеет поперечный импульс $\geq p_\perp$, то сечение описывается соотношением (B.13) с $\omega_0 \approx p_\perp$. Таким образом, при $p_\perp \geq 1$ ГэВ или $\Delta E \geq 1$ ГэВ сечение падает не менее, чем на 6 порядков. Это означает, что рассеянные электроны практически не покидают пучка, а при наблюдении рассеянных электронов ($\Delta E \neq 0$ или $\Delta p_\perp \neq 0$) сечение процесса Бете-Гайтлера падает на много порядков.

Сечение рождения e^+ (или e^- или μ^\pm), вылетевших под углом $\theta > \theta_{ch}$ к импульсу фотона и с энергией $E > E_{ch}$ дается соотношением [24]

$$\sigma(E > E_{ch}, \theta > \theta_{ch}) \approx \frac{2\alpha^3}{\omega E_{ch} \theta_{ch}^2} \ln \frac{E^2}{m_e^2 \theta_{ch}^2} \quad (B.14)$$

Таким образом, при $E_{ch} \theta_{ch} \geq 1$ ГэВ сечение падает на 6 порядков, т.е. рассматриваемый фон можно исключить, отказавшись от наблюдения электронов и позитронов сравнительно небольших энергий, вылетевших под малыми углами.

Другие фоновые процессы ($\gamma e \rightarrow e \mu^+ \mu^-$, $\gamma e \rightarrow e e^+ e^- e^-$, ...) имеют на несколько порядков меньшее сечение и исключаются одновременно с процессом Бете-Гайтлера.

B.8. Физический фон в $\gamma\gamma$ -соударениях. Процесс $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$

В $\gamma\gamma$ -соударениях процессы наименьшего порядка по α — $\gamma\gamma \rightarrow l^+ l^-$, $l = e, \mu, \tau$ в рассматриваемой области энергий имеют небольшие сечения ($\pi\alpha^2/\omega_1\omega_2 \ln(\omega_1\omega_2/m_e^2) \ll 10^{-32}$ см²).

Наибольшее сечение имеет процесс рождения двух $e^+ e^-$ пар $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$ [26]:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-} = 1.52 \frac{\alpha^4}{m_e^2} = 6.45 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \quad (B.15)$$

Главный вклад в это сечение дает кинематическая область, в которой каждая из $e^+ e^-$ пар летит вдоль импульса "своего" фотона, имея малую инвариантную массу $\sim 2 \cdot m_e$ и суммарный поперечный импульс $\sim m_e$. Любое заметное отклонение от этой кинематической области резко уменьшает сечение и делает процесс несущественным, подобно тому как это имело место для процесса Бете-Гайтлера (раздел B.7).

ПРИЛОЖЕНИЕ С. КАЛИБРОВКА СВЕТИМОСТИ

Предлагаемая схема требует калибровки светимости. Эта задача здесь заметно сложнее, чем в ускорителях с $e e$, $e p$ или $p p$ пучками, поскольку здесь нужна калибровка как полной, так и спектральной светимости.

C.1. γe — соударения

Для калибровки γe — соударений можно использовать процесс рождения $e^+ e^-$ или $\mu^+ \mu^-$ — пар ($\gamma e \rightarrow e^+ e^- e^-$, $\mu^+ \mu^- e^-$). Большая часть необходимых сведений об этих процессах содержится в разделе B.7. Напомним, что полные сечения этих процессов в рассматриваемой области (B.9), (B.10) слабо зависят от энергии и составляют $\sim 4 \cdot 10^{-26}$ см² ($\gamma e \rightarrow e^+ e^- e^-$) и $\sim 8 \cdot 10^{-31}$ см² ($\gamma e \rightarrow \mu^+ \mu^- e^-$). Частицы рожденной пары летят вдоль импульса фотона, причем их суммарная энергия равна ω . Следовательно, полная светимость $L_{\gamma e}$ пропорциональна полному числу электронов или мезонов, а распределение по энергиям фотонов (спектральная светимость) совпадает с распределением по суммарной энергии $\mu^+ \mu^-$ — пар (или $e^+ e^-$ — пар).

Распределение рожденных частиц по энергиям описывается соотношением ($l = e, \mu$) (ср. [13]):

$$d\sigma = \frac{4\alpha^3}{m_e^2} \frac{dE_+}{\omega^3} \left[E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_- \right] \left(\ln \frac{2E_+ E_- - E}{m_e^2 \omega} - \frac{1}{2} \right) \quad (C.1)$$

Здесь E_\pm — энергия e^\pm (или μ^\pm), $E_+ + E_- = \omega$.

Для получения спектральной светимости, достаточно измерять энергетический спектр μ^\pm или e^\pm , причем мезоны являются более

удобными из-за малого фона.

С той же целью можно регистрировать электроны или мюоны, рассеянные на угол $10 + 100$ мрад. Сечение рождения μ^\pm или e^\pm с энергией, большей ξ_{th} и углом вылета больше θ_{th} (В.14) есть $\sim 10^{-32} \text{ см}^2 [\xi_{th}(\text{ГэВ}) \omega(\text{ГэВ}) \theta_{th}^2]^{-1}$. Это дает, например, для SLС примерно 1 событие в секунду при $k \sim 1$, $\xi_{th} \sim 1$ ГэВ и $\theta_{th} \sim 30$ мрад.

При изучении процессов с малым сечением можно использовать для калибровки эффект Комптона, сечение которого, проинтегрированное по углам рассеяния электронов $\theta > \theta_{th}$, равно

$$\sigma_{\gamma e \rightarrow \gamma e} = \frac{1,3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2}{W_{\gamma e}^2(\text{ГэВ})} \ln \frac{1}{\theta_{th}^2}, \quad (10^5 < \theta_{th} < 0,5) \quad (\text{С.2})$$

При этом энергия начального фотона определяется по энергии и углу вылета рассеянного электрона.

С.2. $\gamma\gamma$ - соударения

Для калибровки - соударений можно использовать процессы $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ($\sigma = 6,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$) или $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ($\sigma = 5,7 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ [27]). Сечения этих процессов не зависят от энергии. Частицы каждой из рожденных пар летят вдоль импульса своего фотона и их суммарная энергия равна энергии этого фотона. Для сравнения укажем, что наибольшее из интересных сечений - полное сечение перехода $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны составляет $(2-4) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$.

Пока в области конверсии не рождаются позитроны для калибровки можно использовать позитроны, рожденные в процессе $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. При $x > 4,8$ этот процесс становится непригодным из-за фона от процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ в области конверсии. Для $\mu^+\mu^-$ - пар фон практически отсутствует. Как и в предыдущем случае, для получения спектральной светимости достаточно измерять спектр одиночных μ^\pm (или e^\pm).

При изучении процессов с малыми сечениями (например, кварковых струй $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$) можно использовать для калибровки рождение одной e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ - пар с большими углами вылета конечных частиц. Сечение этих процессов, проинтегрированные по углам вылета $\theta > \theta_{th}$, равно

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-} = \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{2,6 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2}{W_{\gamma\gamma}^2(\text{ГэВ})} \ln \frac{4}{\theta_{th}^2} \quad (\text{С.3})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Сербо, В.И.Тельнов. Препринт В1-50 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1981.
2. И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Сербо, В.И.Тельнов. Письма в ЖЭТФ, 9, 514, 1981.
3. В.Е.Балакин, А.Н.Скринский. Доклад, представленный У.Амальди на Международный симпозиум по взаимодействиям лептонов и фотонов при высоких энергиях. Бонн, август, 1981.
4. В.Е.Балакин, Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. Труды 6 Всесоюзной конференции по ускорителям. Дубна, 1978, стр.27; В.Е.Балакин, И.А.Кооп, А.В.Новохатский, А.Н.Скринский, В.П.Смирнов, там же, стр.143.
5. SLAC-Report-229, 1980. P.Panofsky.Report, presented at International Symposium on Lepton and Photon Interactions on High Energies. Bonn, August, 1981.
6. R.Wedermeyer.Report,presented at abovementioned Symposium. Proc.of the 1V Int.Col.on photon-photon interactions.Paris,1981.
7. Proc.of the LEP Summer Study. CERN 79-01, 1979.
8. Отчет о рабочем совещании по программе экспериментов на встречных линейных e^+e^- -пучках (ВЛЭП). 1-5 декабря 1980, Новосибирск.
9. A.N.Skrinsky, Int.Seminar on Perspectives in High Energy Physics. Morges, Switzerland, 1971.
- 10 R.H.Milburn, Phys. Rev. Lett. 10(1963)75; F.R.Arutyunian, V.A.Tumanian, Phys.Lett. 4(1963) 176; F.R.Arutyunian, I.I.Goldman, V.A.Tumanian,ZHETF(USSR) 45 (1963) 312.
11. O.F.Kulikov et al., Phys.Lett. 13(1964) 344; L.Federici et al., Nuovo chim. 59 (1980) 247.
12. J.Ballam et al.,Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 498.
13. V.V.Berestecky, E.M.Lifshitz, L.P.Pitaevsky, Quantum electrodynamics (Nauka, Moscow, 1980).
14. Г.С.Ландсберг, Оптика. Москва, 1976.
15. А.Н.Скринский, УФН, 1982.
16. Laser Focus, June, 1980, p.34.

17. K.Tanaka, L.M.Goldman, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1558;
В.Ф.Ершов, И.Г.Зубарев, и др., Квантовая электроника 6
(1979) 2031.
P.D.Carter, S.M.Sim, E.R.Wooding, Optics Comm. 33(1980)443
18. R.M.Kogan, T.G.Crow, Appl. Opt. 17 (1978) 927.
19. J.C.Walling et al., IEEE Journ. Quant. Electron. QE-16
(1980) 1302.
20. T.S.Fahlen, ibid QE-11 p.1260.
21. S.Yamanaka. Nuclear Fusion 20(1980) 507.
22. А.М.Кондратенко, Е.В.Пахтусова, Е.Л.Салдин. Препринт 81-130
ИЯФ, Новосибирск, 1981.
23. В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург, Г.В.Меледин, В.Г.Сербо.
Phys.Rep.150 (1975) 181.
24. М.С.Золоторев, Э.А.Кураев, В.Г.Сербо. Препринт 81-63, ИЯФ,
Новосибирск, 1981.
25. Г.Л.Коткин, С.И.Политико. Препринт ИМ, Новосибирск, 1981.
26. L.N.Lipatov, G.V.Frolov, Sov. J.Nucl. Phys. 13 (1971)333;
H.Cheng, T.T.Wu, Phys. Rev. D1 (1970) 3414.
27. В.Г.Сербо. Письма в ЕЭТФ, 12 (1970) 50, 452.