

47

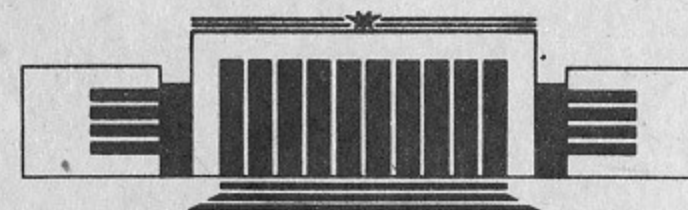


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Серый

СИСТЕМА ФИНАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ
ВЛЭППА

ПРЕПРИНТ 91-113



НОВОСИБИРСК

СИСТЕМА ФИНАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ ВЛЭППА

А. А. Серый

Филиал Института Ядерной Физики СО АН СССР

142284, г. Протвино, Московская обл.

АННОТАЦИЯ

В работе приводятся результаты разработки системы финальной фокусировки для ВЛЭППа. Приведены общие ограничения для таких систем. Обсуждены проблемы, связанные с фоном в месте встречи, с конструкцией места встречи, с оптикой, с требованиями на точность и стабильность положения элементов структуры. Также представлены модель малоапертурной финальной линзы с большим градиентом, метод измерения распределения полей в таких линзах и результаты этих измерений.

THE VLEPP FINAL FOCUS SYSTEM

A. A. Sery

Branch of Institute of Nuclear Physics

142284, Protvino, Moscow reg., USSR

ABSTRACT

In this work the results of the VLEPP final focus system investigation are presented. The common limitations for such systems are drawn. Problems connected with background in the interaction region, IP design, optics, tolerances are discussed. The test low aperture final quad with high gradient, the method and the results of the field distribution measurements for such a quad are also presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

Дальнейший прогресс в области исследований физики элементарных частиц связывают в настоящее время в основном с линейными электрон-позитронными ускорителями со встречными пучками [1,2], поскольку только они могут дать возможность увеличения энергии пучков и исследования структуры микромира на все более малых расстояниях.

В настоящее время в мире в нескольких ускорительных центрах готовятся проекты линейных коллайдеров. В Советском Союзе в ИЯФе и филиале ИЯФа разрабатывается проект ВЛЭПП, в Японии (KEK) - проект JLC, в Европейском центре ядерных исследований (CERN) - CLIC, в США (SLAC) - NLC и в Германии DESY-THD. Все эти проекты для последней стадии сооружения ускорителя принимают энергию пучков около 1*1 ТэВ. В Таблице 1 приведены некоторые параметры этих проектов, относящиеся к системе финальной фокусировки. Параметр квантовости и disruption parameter для FFTB даны в предположении использования пучка с такими параметрами в коллайдере.

Один из самых важных с точки зрения использования параметр коллайдера это его светимость, которая характеризует качество пучков ускорителя. Параметром, характеризующим изучаемый процесс, является сечение процесса. Произведение светимости и сечения дает число событий в секунду. Для тэВного диапазона энергии, чтобы иметь возможность изучать процессы, происходящие при столкновении пучков, светимость должна составлять около 10^{34} см⁻²*сек⁻¹.

Светимость линейных коллайдеров определяется формулой:

$$L = f \cdot N^2 / S, \quad S = 4\pi \sigma_x \cdot \sigma_y \quad (1.1)$$

где f - частота повторения, N - число частиц в сгустке, σ_x и σ_y - соответственно поперечные размеры сгустков в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Для ВЛЭППа частота повторения столкновений и число частиц в каждом сгустке задаются некоторыми (в том числе энергетическими) обстоятельствами и равны $f = 150$ Гц, $N = 1.3 \cdot 10^{11}$, поэтому чтобы получить

Таблица 1 Некоторые параметры проектов линейных коллайдеров

Проект	ВЛЭПП	JLC	CLIC	NLC	DESY-THD	SLC	FFTB
Энергия, ТэВ	1 * 1	.75*.75	1 * 1	.5*.5	.5*.5	.05*.05	.05
Светим. см ⁻² сек ⁻¹	1E+34	1E+34	1.1E+33	1E+34	2.7E+33	1E+29	-
Частиц в банче	1.3E+11	2.7E+10	5E+9	1.5E+10	2.8E+10	3E+10	2E+10
Банчей в импульсе	1	20	1	10	50	1	1
Част. повтор. Гц	150	150	1700	180	500	60	60
Норм. эмитт. метр x y	8E-5 2E-9	5E-6 5E-8	1.5E-6 5.0E-7	1E-5 1E-7	1E-5 1E-6	3E-5 3E-5	3E-5 3E-6
Бета-ф. в фок. мм x y	100 1	84 0.14	2.4 0.288	26 0.8	5 0.8	7 7	3 0.1
Размер в фок. мм x y	2000 1	530 2.6	60 12	220 2.5	233 25	2200 2200	1000 60
Отношение размеров	2000	196	5	45	10	1	17
Длина банча, мкм	750	95	180	100	500	500	500
Проп. энер. разбр %	±3.3	±0.7	±0.65	±0.4	±1.8	±0.4	±0.4
Парам. квантов. Г	0.24	1.47	0.7	1.3	0.42	0.004	0.006
Disruption Dx parameter Dy	0.068 140	0.028 5.4	0.6 3	0.2 15	0.9 10	0.09 0.09	0.5 9

светимость на уровне 10^{34} см⁻²·сек⁻¹, площадь сечения сгустков должна быть примерно равна $S \approx 2 \cdot 10^{-10}$ см².

Сечение сгустков в конце регулярной части линака составляет около $3 \cdot 10^{-7}$ см², то есть, для получения желаемой светимости банч должен быть сжат почти на три порядка.

Это и определяет основную задачу системы финальной фокусировки (ФФ) — она должна обеспечить транспортировку банча, выходящего из линака, к месту встречи, и при этом сжать его в поперечном направлении до размеров, определяемых необходимой светимостью. Эта система к тому же должна обладать способностью фокусировать пучки с достаточно большим (около процента) разбросом импульсов. Конструкция ФФ вблизи места встречи должна быть увязана с требованиями детектора и с фоновыми условиями. К системе ФФ частично относится также задача транспортировки провазаимодействовавших пучков в

рекуператоры или поглотители.

Главы 2 и 3 этого препринта описывают некоторые общие требования и ограничения для системы ФФ. В главе 4 кратко рассмотрены фоновые условия места встречи. Далее описана одна из возможных схем ФФ, требования на стабильность, точность, а также описание малоапертурной линзы для ФФ, метод измерения полей в таких линзах и результаты измерений. Более подробное описание некоторых из этих вопросов можно найти в [7], [9], [22] и [23].

2. ИЗЛУЧЕНИЕ НА ВСТРЕЧНОМ СГУСТКЕ.

Существенным фактором, влияющим на структуру системы ФФ, является излучение частиц в поле встречного сгустка при их столкновении. Если сталкивающиеся сгустки круглые, и имеют площадь поперечного сечения необходимую для получения проектной светимости, то поле встречного банча оказывается настолько велико, что частицы теряют большую часть своей энергии на излучение и эффективный энергетический разброс взаимодействующих пучков становится близким к единице. Чтобы обойти это обстоятельство, можно сталкивать плоские сгустки [1,2,3]. При этом поле встречного банча уменьшается в $(\sigma_x/\sigma_y)^{1/2}$ раз ($\sigma_x \gg \sigma_y$) и результирующий энергетический разброс взаимодействующих сгустков равен:

$$\Delta = \frac{16}{27\sqrt{3}} \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)^2} \approx \frac{16}{27\sqrt{3}} \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_z \sigma_x^2} \quad (2.1)$$

Это выражение определяет, из требуемой светимости и монохроматичности, размеры пучков в месте встречи:

$$\sigma_x = \left(\frac{16}{27\sqrt{3}} \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\Delta \sigma_z} \right)^{1/2}, \quad \sigma_y = \frac{f N^2 H}{4\pi \sigma_x L} \quad (2.2)$$

Где H — это фактор увеличения светимости из-за пинч-эффекта [3] $H=1+2$. Например, для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1 и $\Delta = 0.1$, получаем $\sigma_x = 2 \cdot 10^{-4}$ см, $\sigma_y = 10^{-7}$ см. Т.е. отношение размеров сфокусированного банча должно составить 2000. Из этого следует, что вертикальный эмиттанс пучка должен быть намного меньше горизонтального. То же относится и к бета-функциям в месте встречи. Это накладывает определенные требования на систему ФФ.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ В ФИНАЛЬНОЙ ЛИНЗЕ.

Получение минимальных размеров сгустков требует наличия в месте встречи минимума бета-функции. Если сжатие производится линзой с фокусным расстоянием F , бета-функция в которой равна β_{\max} , то минимальная достижимая бета-функция в фокусе примерно равна $\beta^* \approx F^2/\beta_{\max}$. Уменьшение β^* можно достичь увеличивая β_{\max} или уменьшая F . Увеличение β_{\max} ограничено апертурой линзы, а также обстоятельствами, связанными с хроматизмом и другими причинами, поэтому для получения минимальных размеров пучка последние сильные короткофокусные линзы должны быть расположены близко к месту встречи.

Минимальная бета-функция в месте встречи может ограничиваться несколькими факторами. Первое ограничение связано с длиной сгустка σ_z . Поскольку бета-функция в кроссовере ведет себя как $\beta = \beta^* + z^2/\beta^*$, где z - продольная координата, то при $\sigma_z > \beta^*$ происходит падение светимости из-за того, что бета-функция заметно увеличивается на длине банча и эффективная плотность сталкивающихся сгустков уменьшается. Поэтому обычно бета-функция в фокусе выбирается примерно равной длине сгустка $\beta^* \approx (1.0-1.5)\sigma_z$ (за исключением некоторых специальных режимов работы [10]).

Другое ограничение бета-функции в месте встречи связано с синхротронным излучением частиц в поле финальной линзы [5]. Механизм этого ограничения следующий. Частицы, проходя через последнюю линзу (она, как мы видели, самая сильная и дает определяющий вклад в рассматриваемый эффект) излучают в поле линзы фотоны. Возникший из-за излучения энергетический разброс приводит к тому, что частицы отклоняются этой же линзой на разный угол, что ведет к увеличению размеров сфокусированного банча. Сделаем оценку этого ограничения. Воспользуемся известной формулой для скорости роста (по длине) энергетического разброса [11]:

$$\frac{N \mathcal{E}^2}{E_0^2} = \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e \lambda_e \frac{\gamma^5}{\rho^3} \quad (3.1)$$

где \mathcal{E} - энергия гамма кванта, N - число излученных фотонов на единицу длины, $\rho = HR/H$, $HR = pc/e$, H - поле, действующее на частицу в линзе. Если в последней линзе вертикальный размер больше горизонтального, то можно приближенно записать $H = G \cdot y$, где G - градиент последней линзы, y -

вертикальная координата частицы в ней. Приращение размера найдем из

$$\Delta \sigma_y^2 = \int_0^{y_{\max}} y^2 \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 dy / y_{\max}, \quad \text{где } \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 = \frac{N \mathcal{E}^2 \ell}{E^2} \quad (3.2)$$

где ℓ - длина линзы, $y_{\max} = (\epsilon_y \beta_{y \max})^{1/2}$ максимальное отклонение в линзе по вертикали. Таким образом, размер, в который фокусируется банч, равен:

$$\sigma_y^2 = \epsilon_y \beta_y^* + \frac{55}{144\sqrt{3}} r_e \lambda_e \gamma^5 \frac{F^2}{\ell^2} \left(\frac{\epsilon_y}{\beta_y^*} \right)^{5/2} \quad (3.3)$$

Это выражение при некотором значении β_y^* имеет минимум, определяемый формулой:

$$\sigma_y^{\min} \approx (F/\ell)^{2/7} (r_e \lambda_e)^{1/7} (\epsilon_y \gamma)^{5/7} \quad (3.4)$$

замечательной тем, что в нее входит только нормализованный эмиттанс (отношение F/ℓ обычно близко к единице).

Для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1 в последней линзе вертикальный размер меньше горизонтального, поэтому формула (3.2) домножается на $\frac{1}{2} \cdot (x_{\max}/y_{\max})^3$. В итоге получаем

$$\sigma_y^2 = \epsilon_y \beta_y^* + \frac{55}{288\sqrt{3}} r_e \lambda_e \gamma^5 \frac{F^2}{\ell^2} \left(\frac{\epsilon_x}{\beta_x^*} \right)^{3/2} \frac{\epsilon_y}{\beta_y^*} \quad (3.4)$$

Например, даже при $\beta_y^* = 0.01$ см, $\beta_x^* = 10$ см, $\epsilon_x = 4 \cdot 10^{-9}$ см*рад, $\epsilon_y = 6 \cdot 10^{-13}$ см*рад второе слагаемое составляет около $2 \cdot 10^{-3}$ от первого, поэтому это ограничение для параметров ВЛЭППа не работает, в то время как для некоторых других проектов этот эффект играет существенную роль.

4. ПРОБЛЕМЫ ФОНА В РАЙОНЕ МЕСТА ВСТРЕЧИ.

Большое количество проблем, относящихся к системе финальной фокусировки, связано с фоном в районе места встречи. Фон создают различные вторичные частицы, имеющие многочисленные каналы рождения при столкновении. В случае малой относительной энергии этих частиц они могут отклоняться полем пучков на большие углы, затрудняя работу детектора. Частицы основных пучков после столкновения в результате излучения фотонов в поле встречного сгустка тоже могут иметь относительно низкую энергию, что затруднит их отвод от места встречи. Важен также вопрос фона от мюонов, рождающихся вдоль всего ускорителя и способных попасть на детектор, если не предпринять меры.

Правильное решение физических проблем, связанных с местом встречи ВЛЭППа, во многом определит его будущую успешную работу. Рабочие параметры должны выбираться согласованно с требованиями к работе детектора [12], например, ограничение на число фоновых частиц определенной энергии. Это, в свою очередь, приводит к необходимости отвода от места встречи как частиц основного пучка, так и вторичных частиц, рожденных при взаимодействии пучков. Обеспечение благоприятных фоновых условий работы детектора может повлиять и на конфигурацию ускорителя, например, на наличие угла между тоннелями ВЛЭППа в районе места встречи.

В этой главе кратко будут перечислены лишь некоторые источники фона и механизмы рождения вторичных частиц, а также некоторые особенности конструкции ФФ в районе места встречи.

4.1. ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ОБРАЗОВАНИЮ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ.

Существует несколько процессов, приводящих к образованию фоновых частиц при столкновении сгустков в месте встречи. Основными фоновыми частицами, рождающимися при столкновении, являются, по-видимому, электрон-позитронные пары и фотоны.

Фотоны образуются в основном из-за синхротронного излучения в поле встречного пучка (т.н. beamstrahlung). Число фотонов для этого процесса близко к числу электронов, а энергия близка к максимальной.

Другим процессом, приводящим к рождению фотонов является рассеяние с излучением $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ (т.н. bremsstrahlung). Полное число фотонов для этого процесса примерно на шесть порядков меньше числа электронов, однако спектр этих фотонов обратно пропорционален энергии.

Фотон с достаточно большой энергией может родить e^+e^- пару в коллективном поле встречного пучка (когерентное рождение пар). Число электрон-позитронных пар можно сильно снизить, если выбрать параметры пучков так, чтобы работать ниже порога рождения пар.

Некогерентное рождение пар не имеет такого порогового характера и более существенно. Доминирующие процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm e^+e^-$ с фотоном γ от beamstrahlung. Число пар составит несколько миллионов на столкновение, а спектр будет иметь растущий низкоэнергетический хвост.

4.2. ИЗЛУЧЕНИЕ ФОТОНОВ ЧАСТИЦАМИ ОСНОВНОГО ПУЧКА.

Основной канал рождения фотонов это синхротронное излучение в поле встречного сгустка (beamstrahlung). Спектральная функция фотонов характеризуется параметром, пропорциональным отношению критической частоты излучения к энергии электронов $\Gamma = \gamma V/V_c$, (который также называется параметром квантовости). Здесь $V_c = \alpha e / \gamma_e^2 \approx 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс, $\alpha = 1/137$, V - поле пучка $V \approx \frac{1.3Ne}{\sigma_x \sigma_z}$. Переписывая, получаем:

$$\Gamma \approx \frac{1.3 \gamma_e^2 N}{\alpha \sigma_x \sigma_z} \quad (4.1)$$

Выражение для спектральной функции может быть записано в виде [14]:

$$E_0 \frac{dn_\gamma}{d\omega} = \frac{\alpha^2 \sigma_z}{\pi \gamma \gamma_e \Gamma(\frac{1}{3})} (1+X) y^{-2/3} \exp(-y), \quad (4.2)$$

где $X = \frac{\omega / E_0}{1 - \omega / E_0}$, $y = \frac{2}{3} X/\Gamma$. Максимум излученной энергии приходится на частоту $\omega_0 \approx \Gamma/(2+\Gamma)$. Полное число фотонов на один электрон в зависимости от параметра квантовости можно записать в виде

$$n_\gamma \approx \frac{\alpha \gamma_e N}{\sigma_x} \frac{1}{1+\Gamma^{1/3}} \quad (4.3)$$

Потери энергии электроном на синхротронное излучение можно записать в виде

$$\Delta \approx 0.35 \frac{\gamma_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_x^2 \sigma_z} \approx 0.2 \Gamma^2 \frac{\alpha^2 \sigma_z}{\gamma_e \gamma} \quad (4.4)$$

Для параметров ВЛЭППа, перечисленных в Таблице 1, $\Gamma \approx 0.24$, $\omega_0 \approx 0.1$, $n_\gamma \approx 0.75$, $\Delta \approx 0.086$. На рис. 1 показана спектральная функция фотонов для параметров из Таблицы 1.

4.3. РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР.

Рождение электрон-позитронных пар при столкновении сгустков неприятно по следующим причинам. Если одна из частиц пары имеет низкую энергию, тогда в поле сталкивающихся банчей она будет сильно отклоняться, что может создать неблагоприятные условия для работы детектора.

Рождение e^+e^- пар при столкновении сгустков может происходить посредством нескольких механизмов. Например, фотон с достаточно большой энергией может родить пару, взаимодействуя с коллективным полем встречного пучка, это так называемое когерентное рождение пар. Порог рождения определяется условием, чтобы работа поля пучка на комптоновской длине волны электрона превышала массу электрона:

$$eB \lambda_e \frac{\omega}{m} \geq m \quad (4.5)$$

Здесь B - поле пучка, а множитель ω/m возник при переводе поля пучка в систему центра масс родившейся пары.

Скорость рождения пар во внешнем поле равна [14]:

$$\frac{dW}{dz} = \frac{\alpha \Gamma}{\lambda_e \gamma} T(\chi) \quad (4.6)$$

где z - продольная координата, $\chi = \frac{eB\lambda_e}{m} \frac{\omega}{m} = \frac{\omega}{E} \Gamma$, а функция $T(\chi)$ аппроксимируется выражением:

$$T(\chi) \approx \frac{T_1 T_2}{T_1 + T_2}, \quad \text{где} \quad \begin{cases} T_1 = 0.23 \exp(-8/(3\chi)) \\ T_2 = 0.374 / \chi^{1/3} \end{cases} \quad (4.7)$$

Видно, что ниже порога скорость рождения экспоненциально мала.

Число рожденных за одно столкновение пар определяется спектральным распределением фотонов $dn_\gamma/d\omega$ и равно:

$$\frac{dN_{e^+e^-}}{d\omega} = \frac{dW}{dz} \sigma_z N_e \frac{dn_\gamma}{d\omega} \quad (4.8)$$

Интегрируя это выражение по энергии фотона, получим число рожденных за одно столкновение пар.

Рассмотрим спектральное распределение по энергии одной из частиц родившейся пары, когда энергия одной из частиц много меньше другой [15]. Этот случай интересен поскольку частицы с низкой энергией будут сильно отклоняться полями сгустков, т.е. увеличивать угловой размер провзаимодействовавших сгустков:

$$\frac{dW_e}{dx} = \alpha \frac{mc^2}{h\omega} \frac{2\sigma_z}{r_e} \sqrt{\frac{2}{3\pi x_0 x}} e^{-x_0/x}, \quad x_0 = \frac{2}{3\chi} \frac{\omega}{k_\perp} \quad (4.9)$$

где $x \equiv \epsilon/h\omega$, ϵ - энергия одной из частиц родившейся пары. Из этого выражения видно, вероятность частице иметь низкую энергию экспоненциально

мала, поэтому можно сказать, что энергия любой из частиц рожденной пары больше, чем

$$\epsilon/E_0 > \frac{0.1}{\Gamma} \quad (4.10)$$

Для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1 получаем число когерентно рожденных пар $N_{e^+e^-} \approx 3$. Т.е., фон от пар, рождающихся в коллективном поле встречного пучка не будет являться проблемой для ВЛЭППа, поскольку число пар мало и энергия их велика (т.е. они будут слабо отклоняться полем встречного пучка).

Доминирующими процессами в некогерентном рождении пар являются $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$ и $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm e^+e^-$ с фотоном γ от beamstrahlung. Сечение второго процесса примерно равно

$$\sigma_{e^+e^-} \approx \frac{28}{9} \alpha^2 r_e^2 \ln \frac{2\omega E}{m^2 c^4} \quad (4.11)$$

что составляет около $5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ почти независимо от энергии фотона. Так как полное число фотонов примерно равно числу частиц в банче, то при светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и частоте повторения 150 Гц за одно столкновение будет рождаться около $3 \cdot 10^6$ пар. Распределение числа рожденных пар от энергии пары зависит как $E_{\text{pair}}^{-2/3}$ поэтому будет рождаться много частиц низкой энергии. Первый процесс дает примерно такое же количество пар и зависимость числа рожденных пар от энергии пары несколько другая: E_{pair}^{-1} .

Таким образом некогерентное рождение пар необходимо учитывать при разработке ФФ и детектора, поскольку число пар велико и энергия пары может быть низкой, то есть отклоненные полем пучка частицы будут создавать дополнительный фон.

4.4. СПЕКТР ЧАСТИЦ ОСНОВНОГО ПУЧКА ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ.

Исходные электроны и позитроны после столкновения, при котором они теряют часть энергии на излучение фотонов в поле встречного сгустка, будут иметь широкий спектр по энергии. Поэтому значительный вклад в полный угол разлета столкнувшихся пучков будут вносить исходные электроны (позитроны), потерявшие при излучении большую часть энергии.

В результате многократного излучения фотонов в поле встречного сгустка энергетический спектр электронов (позитронов) после столкновения со

встречным пучком можно приблизительно описать выражением [16] :

$$W(E) = e^{-N\gamma} \left[\delta(E-E_0) + \frac{e^{-y}}{E_0-E} h(y^{1/3}\bar{N}) \right] \quad (4.12)$$

где E_0 - начальная энергия, E - энергия электрона после столкновения,
 $N_\gamma = U_0(\xi_0) \cdot N_{c1}$, $N_{c1} = \sigma_z \cdot \nu_{c1}$ - среднее число излученных фотонов,
 $\nu_{c1} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{\alpha\gamma B}{HR}$ - среднее число фотонов на единицу длины, B - поле встречного сгустка, так что

$$N_{c1} \approx 1.06 \frac{2\alpha r_e N}{\sigma_x + \sigma_y} \quad (4.13)$$

$\xi_0 = \omega_c/E_0 = 3/2 \lambda_e \gamma^2 B/HR = 3/2 \gamma$, $y = K(1/E-1/E_0)$, $K = E_0/\xi_0$,
 $\bar{N} = (N_{c1} + \xi_0 y N_\gamma)/(1 + \xi_0 y)$, функция $U_0(\xi_0)$ аппроксимируется выражением :

$$U_0(\xi_0) = \frac{1 - 0.598\xi_0 + 1.061\xi_0^{5/3}}{1 + 0.922\xi_0^2} \quad (4.14)$$

а функция $h(x)$ равна

$$h(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{n! \Gamma(n/3)} \quad (4.15)$$

И может быть аппроксимирована выражением

$$h(x) \approx \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \left[\frac{\sqrt{x/3}}{1 + 0.53 x^{-5/6}} \right]^{3/4} \exp[4(x/3)^{3/4}] \quad (4.16)$$

Первое слагаемое в (4.12) отвечает электронам, которые не излучили ни одного фотона за столкновение. Второе слагаемое отвечает излучившим электронам. Степень n в разложении (4.15) соответствует электронам, излучившим n фотонов за столкновение. Для данного x наибольший вклад в (4.15) идет от слагаемого с $n \approx \sqrt{3x} = \sqrt{3\bar{N}} \cdot y^{1/6}$, поэтому для конечного \bar{N} хвост спектра определяется многофотонным излучением.

На рис.2 показан спектр электронов основного пучка после столкновения для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1, полученный по формуле (4.12), а также спектр, полученный моделированием методом частиц. Видно неплохое согласие теории и численного эксперимента.

Из (4.12) видно, что распределение частиц в области малых энергий $E/E_0 \ll 1$ падает экспоненциально примерно как $\exp(-2E_0/(3\gamma E))$ поэтому можно определить минимальную энергию электронов после столкновения E_{min} при которой распределение выходит на уровень одной частицы :

$$E_{min}/E_0 \approx \frac{1}{2\gamma \ln N} \quad (4.17)$$

где N - число электронов в сгустке. То есть можно считать, что энергия

любого из электронов основного пучка после взаимодействия в месте встречи будет больше, чем E_{min} . Для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1 получаем $E_{min}/E_0 \approx 0.08$.

Таким образом, частицы основных пучков после столкновения будут иметь широкий спектр от E_{min} до полной энергии. И это обстоятельство должно быть учтено в конструкции системы ФФ.

4.5. СХЕМА МЕСТА ВСТРЕЧИ

Как мы видели, при столкновении сгустков рождаются большое количество вторичных частиц низкой энергии. К тому же и основные частицы после столкновения будут иметь широкий спектр. Поэтому важно знать углы, которые приобретут частицы с энергией ϵE_0 от полной после действия на них поля взаимодействующих пучков.

Во-первых, исходные пучки ($\epsilon = 1$) в месте встречи имеют угловой разброс, равный :

$$\theta_y = \frac{\sigma_y}{\beta_y^*} \approx \frac{\sigma_y}{\sigma_z}, \quad \theta_x = \frac{\sigma_x}{\beta_x^*} \quad (4.18)$$

Так как основные частицы притягиваются к встречному сгустку, то после столкновения частицы с полной энергией $\epsilon = 1$ будут иметь углы

$$\theta_y \approx \frac{\sigma_y}{\sigma_z} \left(1 + D_y^{1/2} \right), \quad \theta_x = \frac{\sigma_x}{\sigma_z} \left(\frac{\sigma_z}{\beta_x^*} + D_x \right) \quad (4.19)$$

где $D_{x,y}$ так называемый "disruption parameter" :

$$D_{x,y} \equiv \frac{2r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_{x,y} (\sigma_x + \sigma_y)} \quad (4.20)$$

Смысл которого в том, что этот параметр связан с числом колебаний частицы одного сгустка в поле другого следующим образом $D = (2\pi n)^2$. В формулах (4.19) предполагалось, что $D \gg 1$ а $D_x \ll 1$.

Для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1 углы, определенные по формулам (4.19) составляют $\theta_y \approx 1.7 \cdot 10^{-5}$, $\theta_x \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

Для вторичных частиц с неполной энергией $\epsilon < 1$ надо применять другие формулы для оценки углов разлета. Так, для случая отталкивания легко

получить оценку для углов

$$\theta_x \approx \theta_y \approx \begin{cases} \frac{\sigma_x}{\sigma_z} \sqrt{D_x/\epsilon} & , \epsilon < D_x \\ \frac{\sigma_x}{\sigma_z} D_x/\epsilon & , \epsilon > D_x \end{cases} \quad (4.21)$$

Для параметров ВЛЭППа для частиц с низкой энергией эта формула дает примерно $\theta_x \approx \theta_y \approx 0.7 \cdot 10^{-3} / \epsilon^{1/2}$. И например частицы с энергией 1 МэВ будут отклоняться на угол порядка радиана и могут попасть в детектор, если не будут предприняты специальные меры.

В случае притяжения для частиц с $\epsilon < 1$ оценку для углов написать сложно, но численное моделирование показало, что в этом случае можно использовать эмпирическую формулу [13, 16]:

$$\theta_{x,y} \approx \frac{\sigma_{x,y}}{\sigma_z} \frac{D_{x,y}/\epsilon}{\sqrt{1 + (0.75 D_{x,y}/\epsilon)^{4/3}}} \quad (4.22)$$

Для параметров ВЛЭППа из Таблицы 1 для частиц с низкой энергией $\epsilon \ll D_x$ эта формула дает $\theta_x \approx 1.3 \cdot 10^{-3} / \epsilon^{1/3}$, $\theta_y \approx 0.8 \cdot 10^{-5} / \epsilon^{1/3}$. Видно, что для частиц с очень низкой энергией углы для случая притяжения значительно меньше, чем для случая отталкивания.

Для оценок углов отклонения частиц основного пучка, в результате многофотонного излучения имеющих низкую энергию, также нужно использовать формулу (4.22). Подставив в качестве ϵ минимальную энергию, определенную согласно (4.17) и равную $\epsilon = 0.08$, получим, что максимальные углы отклонения частиц основного пучка составят около $\theta_{x \max} \approx 2 \cdot 10^{-3}$, $\theta_{y \max} \approx 2 \cdot 10^{-5}$. Примерно такие же углы будут иметь и фотоны, излучаемые частицами основных пучков. Видно, что горизонтальный угол расходимости основного пучка довольно велик. Для сравнения: последняя линза системы ФФ будет расположена примерно в 100 см от места встречи и будет иметь диаметр апертуры между полюсами около 1 мм. Это означает, что пучки основных частиц после столкновения будут иметь размер на входе в линзу $2 \cdot \theta_{x \max} \cdot 100 \text{ см} \approx 4 \text{ мм}$, т.е. они не смогут выйти через линзу, не задев ее полюсов. Поэтому, для отвода отработанных пучков основных частиц столкновение должно производиться с углом между направлениями движения электронов и позитронов θ_c в горизонтальной плоскости по крайней мере $\theta_c \approx (2.5-3) \cdot \theta_{x \max}$ с выводом продуктов через специальное отверстие между двумя из полюсов линзы как это показано на рис.3 [17]. Для параметров ВЛЭППа для этого угла получаем $\theta_c \approx 5 - 6$ мрад. В этом случае отработанные пучки основных частиц смогут покинуть место встречи не задев полюса линзы, т.е. не создав дополнительного фона для детектора.

В случае, когда угол пересечения θ_c становится сравним с отношением

σ_x/σ_z , начинается падение светимости из-за неполного перекрытия сгустков при столкновении. В нашем случае при $\theta_c = 5$ мрад уменьшение светимости составит около 30%. Возможно, что с учетом пинч-эффекта это уменьшение светимости будет меньше и им можно будет пренебречь. Но в любом случае, особенно если будут использоваться большие θ_c , есть способ, позволяющий избежать уменьшения светимости при столкновении (так называемое "крабовидное столкновение" [17]). Для этого нужно разворачивать банчи в горизонтальной плоскости с помощью специального резонатора, пролетая через который, частицы сгустка получают в горизонтальном направлении поперечный импульс, пропорциональный продольной координате частицы в сгустке. При соответствующей амплитуде в резонаторе пучки в месте встречи будут параллельными и полностью перекроются, как это показано на рис.3.

Оценку максимальной амплитуды поля в таком резонаторе можно записать в виде (для длины резонатора, равной одной длине волны в нем):

$$\epsilon_0 \approx \frac{\theta_c}{4\pi} \frac{mc^2 \gamma}{\ell_0} \quad (4.23)$$

где ℓ_0 - расстояние от резонатора до места встречи. Для параметров ВЛЭППа и при $\theta_c = 5$ мрад, $\ell_0 = 10$ м получаем величину амплитуды поля в резонаторе $\epsilon_0 \approx 0.5$ МэВ/см, что является вполне достижимым. Амплитуда ВЧ в этом резонаторе должна быть выдержана с точностью:

$$\frac{\delta \epsilon_0}{\epsilon_0} < \frac{\sigma_x}{\sigma_z \theta_c} \quad (4.24)$$

Что для ВЛЭППа составляет около 30%, т.е. это требование не жесткое. Более серьезное требование на фазу ВЧ поля в резонаторе, которая должна быть привязана к моменту появления банча с точностью

$$c \cdot \delta t < \frac{\sigma_x}{\theta_c} \quad (4.25)$$

Что при приведенных параметрах составляет около $c \cdot \delta t \approx 0.04$ см. Если длина волны резонатора 2 см, то привязка фазы должна быть порядка процента.

При применении такого резонатора есть ограничения на его расположение. Например, если этот резонатор расположен до финальных линз, то в этом случае горизонтальный размер в линзах увеличится на величину примерно $\sigma_z \theta_c$. И если эта добавка больше большего из размеров пучка в линзе, то излучение в линзе возрастет, что может привести к увеличению размеров в месте встречи.

Таким образом, мы видели, что основные пучки после столкновения, а также фотоны, излученные частицами основных пучков, покидают место встречи, если столкновение производит с углом $\theta_c \approx 5$ мрад в горизонтальной плоскости. В этом случае ускоритель может быть расположен в одном прямом тоннеле, а угол

$\theta_c/2$ для каждого из пучков будет создаваться сравнительно короткой системой магнитов, расположенной непосредственно перед системой ФФ. Вторичные частицы, в зависимости от их энергии, могут иметь и гораздо большие углы разлета после столкновения. Удалению этих частиц из детектора может способствовать продольное магнитное поле детектора [18]. Решение этого вопроса тесно связано с требованиями детектора и находится в стадии исследования.

Также не до конца ясен вопрос с защитой детектора от мюонов, рождающихся по всей длине ускорителя. Здесь одной из возможностей является использование специальной магнитной системы, перед входом в ФФ поворачивающей пучки на сравнительно большой (порядка 50 мрад) угол [19], с тем, чтобы вынести детектор из основного потока мюонов. В этом случае есть несколько вариантов расположения тоннелей. Например, тоннели могут быть расположены на одной прямой и поворачиваться на 50 мрад перед входом в систему ФФ. Столкновение в этом случае должно быть крабовидным с $\theta_c = 100$ мрад. Другой вариант - тоннели должны быть расположены под углом 100 мрад, а перед входом в систему ФФ поворачиваются на угол около 50 мрад, с тем чтобы крабовидное столкновение проводилось с небольшим θ_c порядка нескольких миллирадиан.

5. ОПТИКА СИСТЕМЫ ФИНАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ.

Одним из главных качеств, которым должна обладать система ФФ, является способность фокусировать пучок, обладающий конечным энергетическим разбросом. Пучок в регулярной части линака должен будет иметь сравнительно большую модуляцию энергии по координате частицы в сгустке (порядка 10 % для принятых параметров), чтобы обеспечить условий BNS затухания [4]. После регулярной части линака предполагается иметь так называемый монохроматизатор, уменьшающий энергетический разброс в пучке примерно до уровня одного процента. После монохроматизатора пучок с разбросом около процента должен быть сфокусирован системой ФФ. Рассмотрим, как будет фокусироваться такой пучок.

Как мы видели, финальные линзы системы ФФ должны быть короткофокусными и расположенными близко к месту встречи. Допустим, последняя линза имеет фокусное расстояние F и расположена примерно на таком же расстоянии от места встречи. Пучок в месте встречи должен быть плоским, отношение горизонтального размера к вертикальному должно составить для случая ВЛЭППа около 2000. Последняя линза должна быть фокусирующей по вертикали, а вертикальная бета-функция в месте встречи ограничивается длиной сгустка (кроме специальных режимов работы ФФ [10]).

Если пучок с энергетическим разбросом $\delta = \Delta p/p$ будет фокусироваться линзой с фокусным расстоянием F , то, поскольку фокусное расстояние пропорционально энергии частицы, частицы с разной энергией будут фокусироваться по-разному и вертикальный размер пучка в фокусе будет равен (где a и $\beta_{y \max}$ - вертикальные размер пучка и бета-функция в последней линзе):

$$\Delta \sigma_y^* \approx F \cdot \delta \cdot a / F = \delta \cdot a = (\epsilon_y \beta_{y \max}^*)^{1/2} \approx F (\epsilon_y / \beta_y^*)^{1/2} \quad (5.1)$$

А отношение этой добавки к размеру пучка без энергетического разброса составит:

$$\frac{\Delta \sigma_y^*}{\sigma_y^*} \approx \frac{F}{\beta_y^*} \delta \quad (5.2)$$

Если $\beta_y^* = 0.1$ см, $F = 100$ см и $\delta = 0.01$, тогда получаем, что размер пучка с таким разбросом будет в десять раз больше, чем нужно. Величина F/β_y^* примерно равна вкладу последней линзы в так называемую функцию хроматизма W_y . Из этого же примера видно, что хроматизм определяется в основном последними линзами.

Функция хроматизма, упомянутая выше, определена следующим образом [24]. Пусть движение частиц без отклонения энергии характеризуется бетатронными функциями $\beta_1 = \beta(0)$ и $\alpha_1 = \alpha(0)$, а частиц с отклонением энергии δ функциями $\beta_2 = \beta(\delta)$, $\alpha_2 = \alpha(\delta)$ в каждой плоскости. Тогда можно записать функция хроматизма (для каждой плоскости):

$$W = \frac{1}{2} (iA + B) \quad (5.3)$$

где $i = (-1)^{1/2}$, и:

$$B = \frac{\beta_2 - \beta_1}{\delta \cdot (\beta_2 \beta_1)^{1/2}}, \quad A = \frac{\alpha_2 \beta_1 - \alpha_1 \beta_2}{\delta \cdot (\beta_2 \beta_1)^{1/2}} \quad (5.4)$$

Используя известные формулы

$$\frac{d\beta}{ds} = -2\alpha, \quad \frac{d\alpha}{ds} = K \cdot \beta - \frac{(1+\alpha^2)}{\beta} \quad (5.5)$$

где $K = \frac{e}{pc} \frac{\partial B}{\partial x}$ и вводя $\Delta K = (K(\delta) - K(0)) / \delta \approx -K$, получаем уравнения,

описывающие поведение функции хроматизма :

$$\frac{dW}{ds} = \frac{2i}{\beta} W + \frac{i\beta \Delta K}{2} \quad (5.6)$$

Из этих уравнений видно, что если $\Delta K=0$, то комплексный вектор W вращается с двойной бетатронной частотой оставаясь постоянным по модулю. Характерно, что как в линзах, так и в секступолях, изменяется только мнимая часть хроматизма. Например для последней линзы изменение хроматизма примерно равно :

$$\Delta W_y \approx - \frac{i\ell^*}{\beta_y^*} \quad (5.7)$$

где ℓ^* - расстояние от линзы до места встречи.

Таким образом, система ФФ принципиально обладает естественным хроматизмом. Бета-функция β_y^* определяет светимость, поэтому не может быть увеличена. В районе места встречи в детекторе должно быть свободное пространство, поэтому ℓ^* также не может быть произвольно уменьшена. Поэтому естественный хроматизм системы ФФ не может быть уменьшен, но может быть компенсирован.

Метод компенсации хроматизма состоит в том, чтобы частицы с отклонением энергии δ испытывали дополнительную фокусировку. Это может быть сделано с помощью секступолей, действие которых на частицы с отклонением энергии эквивалентно действию квадрупольной линзы с градиентом :

$$G_{\text{ФФ}} = S \cdot \Psi \cdot \delta, \quad S = \frac{d^2 B_y}{d x^2} \quad (5.10)$$

S - параметр, определяющий силу секступоля, Ψ - дисперсионная функция. В соответствии с (5.6) изменение хроматизма в нем равно :

$$\Delta W_{x,y} = \mp \frac{i\beta_{x,y} \Psi S \ell}{2 H R} \quad (5.11)$$

таким образом, если в начале структуры ФФ пучок с помощью магнитов разложить по энергии (создать Ψ -функцию), и расположить в нужных фазах секступоли, то это даст возможность скомпенсировать хроматизм. Чтобы сила секступолей была не слишком велика, нужно располагать их в максимумах бета-функции, а чтобы иметь возможность компенсировать хроматизм раздельно в двух плоскостях, нужно секступоль ставить в места, где одна из бетатронных функций много больше другой.

При этом оказывается, что если использовать для компенсации одиночные секступоли, то aberrации, вносимые ими, недопустимо раздувают размеры пучков в месте встречи. Действительно, поля в секступоле равны :

$$B_x = S x y, \quad B_y = - \frac{S}{2} (y^2 - x^2) \quad (5.12)$$

и если в секступоле горизонтальный размер больше вертикального, то

увеличение размера в месте встречи пучка без отклонения энергии составит :

$$\Delta y \approx \sqrt{\beta_y^* / \beta_{ys}} \frac{x_s^2}{2\Psi} W_y \quad (5.13)$$

где Ψ, β_{ys}, x_s - дисперсионная, бета-функции и горизонтальный размер пучка в секступоле. Эта величина оказывается намного больше размера в месте встречи. Поэтому для компенсации хроматизма необходимо использовать пары одинаковых секступолей, причем для частиц без отклонения энергии матрица перехода между секступолями должна быть равна -1 , а дисперсионная функция в секступолях должна быть одинаковой. В этом случае большая часть дополнительных aberrации секступолей взаимно компенсируется. Действительно, если пучок имеет отклонение по энергии δ , координата его центра в секступоле $\Psi \cdot \delta, x_1$ - координата частицы пучка, отсчитываемая от центра пучка, тогда, например, горизонтальное поле для случая одного секступоля равно :

$$B_x = S (\Psi \delta y + x_1 y) \quad (5.14)$$

Первое слагаемое дает такой же эффект, как квадруполь с градиентом $S \cdot \Psi \cdot \delta$. Второе слагаемое дает дополнительные aberrации. При использовании пары секступолей это слагаемое уничтожается.

Таким образом, в системе ФФ должно быть структурное звено, назовем его участком коррекций, на котором должна быть создана дисперсионная функция с помощью магнитов, в максимумах бета-функции должны располагаться секступоли, матрица перехода между которыми должна равняться минус единичной матрице. Таких участка коррекций должно быть два - для горизонтальной и вертикальной плоскости.

В описываемой оптической схеме системы ФФ есть очень много разнообразных aberrаций, приводящих к увеличению размеров в месте встречи, сужению пропускаемого системой ФФ энергетического разброса пучка и т.д. Здесь мы остановимся только еще на одной aberrации. Как мы видели, секступоли для компенсации хроматизма должны располагаться в максимумах бета-функции. Хроматизм линзы, расположенной в этом максимуме приводит к появлению дополнительного угла : $\delta \cdot K_1 \cdot y_1$, где K_1 - сила линзы, y_1 - вертикальный размер в ней. Этот угол приводит к изменению бета-функции в финальной линзе на величину $\Delta \beta_2 / \beta_2 = 2\delta K_1 \beta_1 \sin(\varphi)$, где φ - набег фазы между линзой с бета-функцией β_1 и финальной линзой. Изменение бета-функции в финальной линзе ведет к появлению некомпенсированной добавки к хроматизму, что ведет к увеличению размера пучка в месте встречи :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx K_1 K_2 \beta_1 \beta_2 \delta^2 \sin(\varphi) \quad (5.15)$$

где K_2 - сила финальной линзы. Для типичных параметров множитель перед синусом порядка тысячи, поэтому, чтобы исключить эту aberrацию, набег фазы

между последней из линз участка коррекции, расположенной в максимуме вертикальной бета-функции и последней линзой системы ФФ должен быть с хорошей точностью равен π .

В качестве оптической схемы участка коррекций выбран вариант, где половина участка коррекций состоит из пяти линз и может быть записана в виде (D/2-O-F-O-D-O-F-O-D/2). Крайние линзы имеют половинную силу. Расстояние между линзами L_0 , фокусное расстояние линз около $L_0/\sqrt{2}$. В боковых промежутках расположены магниты с полем H для создания дисперсионной функции. Объединение двух таких структур обеспечивает создание и зануление дисперсионной функции. Участок коррекций для другой плоскости состоит тоже из двух таких структур, только силы линз и магнитов надо заменить на противоположные.

Существует еще один эффект, накладывающий ограничения на величину поля в магнитах участка коррекций. Он связан с увеличением эмиттанса и энергетического разброса за счет синхротронного излучения. Частица, пролетая через магнит, движется по кривой траектории и поэтому излучает. Потери энергии частицей после пролета одного магнита составят:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{2}{3} L_0 H^2 N R \frac{r_e^4}{c^3} \gamma^3 \quad (5.16)$$

Число гамма квантов с характерной частотой $\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 H c / R$ составит $N_\gamma = \frac{4}{9} L_0 \gamma \alpha H / R \approx 1$ для типичных параметров. Чтобы этот энергетический разброс, появляющийся непосредственно на участке коррекций не увеличивал вертикальный размер в месте встречи, должно быть выполнено условие:

$$4 \frac{\delta E}{E} W_{total} \ll 1 \quad (5.17)$$

Излучение квантов приводит к уменьшению энергии и к колебаниям относительно траектории, соответствующей новому значению энергии. Это приводит к эффективному увеличению горизонтального эмиттанса. Увеличение вертикального эмиттанса происходит из-за того, что направление излучения квантов выходит из горизонтальной плоскости (угол может составлять $1/\gamma$). Приращение эмиттансов из-за этих эффектов составляют [11]:

$$\Delta \epsilon_x = \int \frac{N \bar{\epsilon}^2}{E_0^2} \frac{1}{\beta_x} (\Psi^2 + (\beta_x \Psi' - \beta_x' \Psi)^2) dz \quad (5.18)$$

Где $\frac{N \bar{\epsilon}^2}{E_0^2}$ определяется формулой (3.1). Эти величины должны быть меньше существующих эмиттансов. Ограничение, задаваемое формулой (5.17) как правило

сильнее, чем (5.18).

На практике параметры оптики системы ФФ и участка коррекций определяются оптимизацией с учетом большого числа факторов, в том числе ограничений на длину, минимизации aberrаций и т.д. В частности, поле в магнитах участка коррекций определяется минимизацией вклада в размер в месте встречи aberrаций и эффектов синхротронного излучения.

5.1. ПРИМЕР КОНКРЕТНОЙ СХЕМЫ ОПТИКИ.

Один из возможных вариантов системы ФФ для ВЛЭППа имеет следующие параметры. Оптика ФФ состоит из первого телескопа, участков коррекции горизонтального и вертикального хроматизма и второго (финального) телескопа. Первый телескоп преобразует бета-функции линака соответственно в $\beta_x = 830$ см, и $\beta_y = 95$ см на входе в участок коррекций. Этот телескоп состоит из четырех линз и имеет длину около 40 метров.

Участок коррекций горизонтального хроматизма имеет структуру $2*(D/2-B-F-O-D-O-F-B-D/2)$. Затем следует участок коррекции вертикального хроматизма $2*(F/2-B-D-O-F-O-D-B-F/2)$ в котором поле в магнитах имеет другой знак. Полная длина двух участков коррекций около 330 метров, дисперсионная функция создается и зануляется восемью магнитами с длиной по 20 метров и полем 380 Гс, градиент в линзах (длина линз 50 см) равен 45.9 кГс/см. Секступоли для коррекции хроматизма расположены вблизи центральных квадрупольей в максимумах бета-функции. Матрица перехода ячейки коррекций единичная.

Второй телескоп имеет в фокусе $\beta_x^* = 10$ см и $\beta_y^* = 0.1$ см. Его длина около 48 м. Его финальный дублет имеет следующие параметры: линза длиной 100 см с градиентом 189.7 кГс/см, промежуток длиной 38 см и финальная линза длиной 125 см с градиентом -276.8 кГс/см. На рис. 4 показано поведение бетатронных и дисперсионной функций в этом варианте системы ФФ.

Все расчеты оптики велись с использованием матриц второго порядка. Зависимость размеров пучков в месте встречи от отклонения энергии пучка определялась трассировкой частиц. Для очередного элемента структуры насчитывались матрицы, затем вычислялись координаты N (например тысячи) частиц после прохождения этого элемента. Такой способ позволял учитывать aberrации порядка выше второго, которые были бы потеряны, при формальном перемножении матриц с целью получить общую матрицу перехода второго порядка для всей системы ФФ. Проводилась тонкая оптимизация оптики с целью уменьшения aberrаций. В частности, с помощью подбора силы и

расположения первых линз финального телескопа уменьшался вклад aberrации (5.15). На рис. 5 показана зависимость размеров пучков от отклонения энергии. Видно, что энергетический экцептанс этого варианта системы ФФ составляет больше, чем $\pm 1.2\%$. Надо сказать, что существуют варианты оптики системы ФФ для ВЛЭППа с энергетическим акцептансом, в несколько раз большим, чем названный (смотри Таблицу 1, [21] и [22]).

5.2. ТРЕБОВАНИЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ И ТОЧНОСТЬ.

Размеры пучков в месте встречи ВЛЭППа очень малы и поэтому требования на точность параметров (полей, градиентов) и стабильность положения элементов системы ФФ должна быть очень высока. Оценим некоторые из этих требований.

Если у линзы с градиентом G градиент отличается на ΔG , то дополнительный угол, который получают частицы, приводит к смещению в месте встречи:

$$\Delta y^* = (\beta \beta^*)^{1/2} \sin(\varphi) \Delta G \ell y / HR \quad (5.19)$$

где β и β^* - бета-функции в линзе и в месте встречи, φ - набег бетатронной фазы между линзой и фокусом, y - координата частицы в линзе, ℓ - длина линзы. Для линз, в которых бета-функция велика, можно заменить $\varphi \approx \pi/2$. Поэтому получаем оценку на стабильность градиента линзы:

$$\frac{\Delta G}{G} \ll \frac{F}{\beta}, \quad F = \frac{HR}{G \cdot \ell} \quad (5.20)$$

где F - фокусное расстояние линзы. Например для финальной линзы эта оценка дает $\Delta G/G \ll 5 \cdot 10^{-4}$.

Также должны быть выдержаны допуски на смещение линз в вертикальном и горизонтальном направлениях. Это смещение приводит к появлению угла между осью и пучком, что ведет к смещению пучка в месте встречи. Оценку на стабильность положения линзы в вертикальной (например) плоскости можно записать в виде:

$$\Delta y \ll F \cdot (\epsilon_y / \beta_y)^{1/2} \quad (5.21)$$

Для финальной линзы это означает, что стабильность положения должна быть лучше, чем вертикальный размер пучка в месте встречи $\Delta y \ll 10^{-7}$ см.

Поворот линзы вокруг продольной оси также должен быть ограничен, поскольку приводит к связи горизонтальной и вертикальной плоскости и к увеличению вертикального размера пучка в месте встречи. Оценку на

ограничение угла поворота можно записать в виде:

$$\alpha \ll \frac{F}{2\sigma_x} (\epsilon_y / \beta_y)^{1/2} \quad (5.22)$$

где σ_x - полный (с учетом $\Psi \cdot \delta$) горизонтальный размер пучка в линзе. Для финальной линзы это ограничение дает $\alpha \ll 2 \cdot 10^{-5}$.

Естественно, приведенные выше оценки на точность и стабильность учитывают лишь нарушение линейной структуры для частиц без отклонения энергии. Они не могут учесть, например, сужения энергетического акцептанса из-за нарушения компенсации хроматизма благодаря изменению силы или положения какого-то элемента оптики. Поэтому для правильного определения допусков проводилась трассировка через структуру банча из нескольких сот частиц с энергетическим разбросом примерно равным акцептансу. Часть результатов приведена на рис. 6 и рис. 7, где показаны допуски на стабильность градиента и положения линз в рассматриваемом варианте структуры ФФ.

Несколько слов надо сказать о краевых полях линз и других элементов. Можно показать, что увеличение вертикального эмиттанса пучка за счет действия краевого поля линзы с градиентом G примерно равно:

$$\Delta \epsilon_y / \epsilon_y \approx (\epsilon_x \beta_y G / HR)^2 (1 + \alpha_x^2) \quad (5.23)$$

где $\alpha_x = -(d\beta_x / ds) / 2$, β_y - бета-функция в линзе, и предположено, что в линзе горизонтальный размер больше вертикального, а горизонтальная бета-функция меньше вертикальной. Для последней линзы эта величина составляет около 10^{-12} . Аналогично оказывается, что краевые поля незначительны и для других элементов структуры (диполи, секступоли).

5.3. МАКЕТ ФИНАЛЬНОЙ ЛИНЗЫ.

Для проверки возможности достижения нужных градиентов в малоапертурных линзах была сконструирована и изготовлена квадрупольная линза с диаметром апертуры 1 мм и длиной 10 см [9], [23]. Эта линза схематически показана на рис. 8. Форма полюсов линзы, оптимизированная с помощью расчетов программой POISSON, образована тремя плоскостями, что позволяет упростить изготовление и контроль размеров между полюсами при сборке. Линза имеет две обмотки сопротивлением примерно по 40 Ом каждая, полюса изготовлены из железа с низким содержанием углерода, немагнитные вставки сделаны из нержавеющей стали. Линза имеет четыре корректирующие катушки, предназначенные для тонкой подстройки положения оси линзы.

Измерения полей в линзе проводились с использованием метода натянутой вибрирующей нити [9], [23]. Этот метод основан на том, что через линзу, параллельно ее оси, натягивается тонкая проволока (использовалась вольфрамовая позолоченная проволока диаметром 28 мкм длиной около полутора метров), по которой пропускается переменный ток низкой частоты (порядка сотни герц). В магнитном поле линзы проволока будет вибрировать, причем амплитуда вибраций будет пропорциональна интегралу магнитного поля линзы вдоль проволоки. Измеряя амплитуду вибраций в двух плоскостях для различного положения проволоки относительно оси линзы, можно получить полную информацию о поле в линзе, т.е. двумерное распределение его вектора. Амплитуда колебаний измерялась парой горизонтальных и вертикальных пикап-электродов, для чего на нить дополнительно подавалось переменное напряжение высокой частоты (примерно 100 кГц амплитудой 100 Вольт). Для калибровки использовался дипольный С-образный магнит с известным полем и с апертурой, близкой к апертуре линзы. Линза могла передвигаться в горизонтальной плоскости относительно проволоки с помощью специальной платформы с шаговым двигателем.

На рис. 9 показано измеренное вертикальное магнитное поле в этой линзе в зависимости от смещения в горизонтальной плоскости относительно оси. Видно, что отклонение поля от идеального линейного поведения составляет около 15 % на размере 0.7 от апертуры. Градиент, найденный по измерениям распределения магнитного поля, показан на рис. 10. Максимальный градиент, соответствующий полному насыщению полюсов равен примерно 280 кГс/см. Мощность потребляемая линзой при этом токе, составляет около 30 Вт. При использовании для изготовления полюсов специальных сплавов типа пермендюра можно будет при той же апертуре несколько увеличить максимальный градиент.

Следует отметить, что метод измерения полей в линзе, использующий натянутую проволоку с переменным током, хорошо подходит не только для измерения распределений полей в линзе, но и для задачи определения положения магнитной оси линзы. В этом случае при совпадении проволоки с осью линзы проволока не будет вибрировать т.е. это будет являться нуль-методом, и поэтому точность определения положения оси может быть сделана довольно высокой. Точность в десятую долю микрона вполне достижима. А после того, как ось уже найдена, можно подать на проволоку импульс, с длительностью и формой соответствующими параметрам банча, и измерить и записать в память компьютера отклик на пикап-электродах, закрепленных на линзе и предназначенных для измерения смещения линзы относительно пучка. Записанный отклик можно будет использовать при реальной работе с пучком.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В работе приводятся результаты разработки системы финальной фокусировки для ВЛЭППа, создающей в месте встречи пучки с параметрами, необходимыми для получения нужной светимости. Показана возможность изготовления малоапертурных линз с высокими градиентами для системы ФФ и описан метод измерения полей и нахождения магнитной оси в таких линзах. Проблемы фона и конструкции места встречи, кратко обсужденные в этой работе, требуют более подробного исследования.

В заключение автор выражает благодарность В.Е. Балакину за внимание к работе, А.А. Михайличенко, В.В. Пархомчуку, Н.А. Соляку за полезные обсуждения, А.И. Слепцову и В.Д. Шильцеву за их участие в магнитных измерениях, а также Ю.Н. Рассказову за его работу по конструированию малоапертурной линзы.

7. ЛИТЕРАТУРА.

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. VI Всесоюзная конференция по ускорителям заряженных частиц, Дубна 1978 год.
2. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ 78-101, Новосибирск 1978 год.
3. Балакин В.Е., Соляк Н.А. Эффекты встречи во ВЛЭППе. Препринт ИЯФ 82-123, Новосибирск 1982.
4. Balakin V.E., Novokhatsky A.V., Smirnov V.P. VLEPP Transverse Beam Dynamics. - Proc. of the 12th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Batavia, 1983.
5. Oide K. Synchrotron Radiation Limit on the Focusing of Electron Beams, Phys. Rev. Lett. 61, 1713 (1988).
6. Zotter B. Design Consideration for a Chromatically Corrected Final Focus System for TeV Colliders. CLIC-NOTE 64, CERN, 1988.
7. Серый А.А. Система Финальной Фокусировки для ВЛЭППа. Рабочие материалы. Протвино, декабрь 1989.
8. Napoly O., Taylor T., Zotter B. A Final Focus Design for the CERN Linear Collider CLIC. CERN, CH-1211, 1989.

9. Sery A.A. *VLEPP Final Focus System*. in Proceedings of 2nd International Workshop on Next-Generation Linear Collider, March 1990, Tsukuba, Japan, KEK Internal 90-22.
10. Balakin V. *Travelling Focus Regime for Linear Collider VLEPP*. in Proceedings of Workshop "Beam-Beam and Beam-Radiation Interaction", Los-Angeles, May 1991.
11. Брук Г. *Циклические ускорители заряженных частиц*. Москва, 1976.
12. Кушниренко Е.А. *Проект Универсального Магнитного Детектора для ВЛЭППа*. Препринт ИЯФ 88-166, Новосибирск 1988.
13. Yokoya K. *Beam Dynamics Problems for Next Generation Linear Colliders*. from Proceed. of the KEK Topical conf.on e^+e^- collision physics. KEK, Tsukuba, Japan, 17-19, May, 1989, p.532.
14. Chen P., Telnov V., *Coherent Pair Creation in Linear Colliders*, SLAC-PUB-4923, March 1989.
15. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. *Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах*. Новосибирск Наука, 1989.
16. Yokoya K., Chen P. *Electron Energy spectrum and Maximum Disruption Angle under Multi-foton Beamstrahlung*. SLAC-PUB-4935, March 1989.
17. Palmer R.B., *Energy Scaling, Crab Crossing and Pair Problem*, SLAC-PUB-4707, Dec.1988.
18. Irwin J. *Crossing Angle Determination*. in Proceedings of 2nd International Workshop on Next-Generation Linear Collider, March 1990, Tsukuba, Japan, KEK Internal 90-22.
19. Irwin J. *Big Bend Design*. in Proceedings of 3rd International Workshop on Next-Generation Linear Collider, September 1991, Protvino, USSR, to be published.
20. Михайличенко А.А. *О Краевых Полях*. Препринт ИЯФ 79-98, Новосибирск 1979.
21. Brinkmann R. *Optimization of Final Focus System for Large Momentum Bandwidth*. DESY M90-14, November 1990.
22. Sery A.A. *The VLEPP Final Focus Status*. in Proceedings of 3rd International Workshop on Next-Generation Linear Collider, September 1991, Protvino, USSR, to be published.
23. Alexandrov V.A., Mikhailitchenko A.A., Parkhomchuk V.V., Sery A.A., Shiltsev V.D. *Low Aperture Magnetic Element Measurements*. Preprint INP 91-70, Novosibirsk 1991.
24. Montague B. *Chromatic Effects and their First Order Correction* CERN Accel.Scool 1985.

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ	3
2. ИЗЛУЧЕНИЕ НА ВСТРЕЧНОМ СГУСТКЕ.	5
3. ИЗЛУЧЕНИЕ В ФИНАЛЬНОЙ ЛИНЗЕ.	6
4. ПРОБЛЕМЫ ФОНА В РАЙОНЕ МЕСТА ВСТРЕЧИ.	7
4.1. ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ОБРАЗОВАНИЮ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ.	8
4.2. ИЗЛУЧЕНИЕ ФОТОНОВ ЧАСТИЦАМИ ОСНОВНОГО ПУЧКА.	9
4.3. РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР.	9
4.4. СПЕКТР ЧАСТИЦ ОСНОВНОГО ПУЧКА ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ.	11
4.5. СХЕМА МЕСТА ВСТРЕЧИ.	13
5. ОПТИКА СИСТЕМЫ ФИНАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ.	16
5.1. ПРИМЕР КОНКРЕТНОЙ СХЕМЫ ОПТИКИ.	21
5.2. ТРЕБОВАНИЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ И ТОЧНОСТЬ.	22
5.3. МАКЕТ ФИНАЛЬНОЙ ЛИНЗЫ.	23
6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	25
7. ЛИТЕРАТУРА.	25

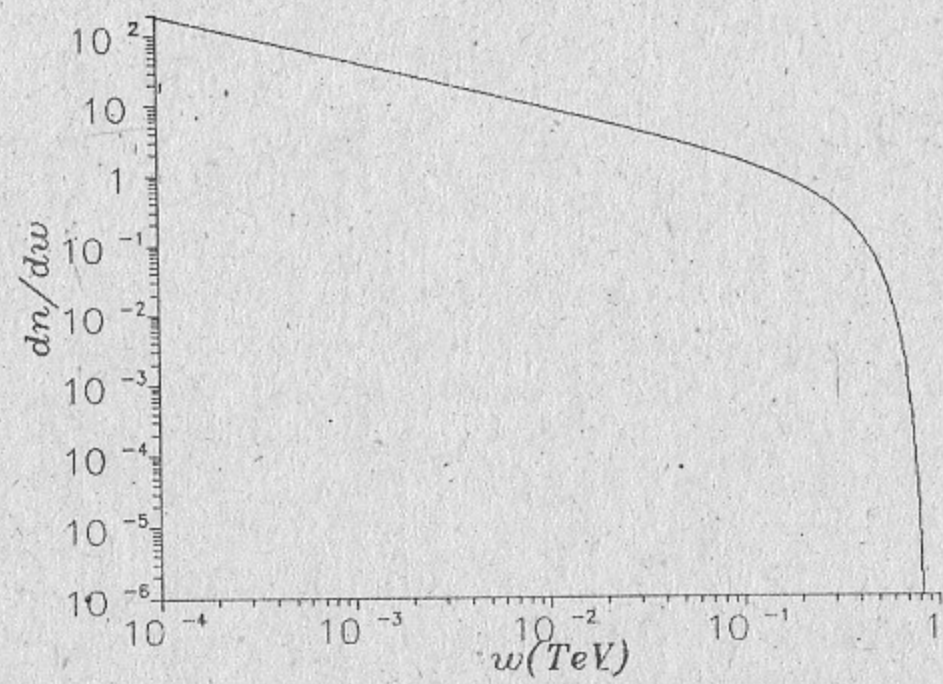


Рис. 1. Спектральная функция фотонов, излученных в поле встречного сгустка для параметров ВЛЭПа из Таблицы 1.

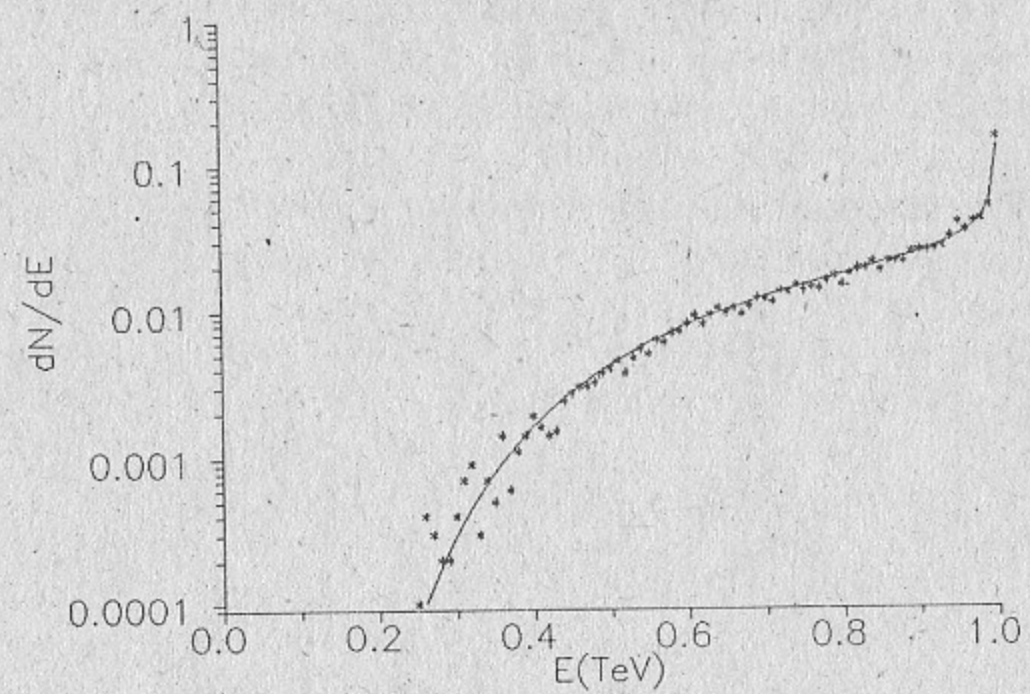


Рис. 2. Спектр электронов после столкновения для параметров ВЛЭПа из Таблицы 1. Сплошная линия – расчет по формуле (4.12), звездочки – моделирование методом «частиц».

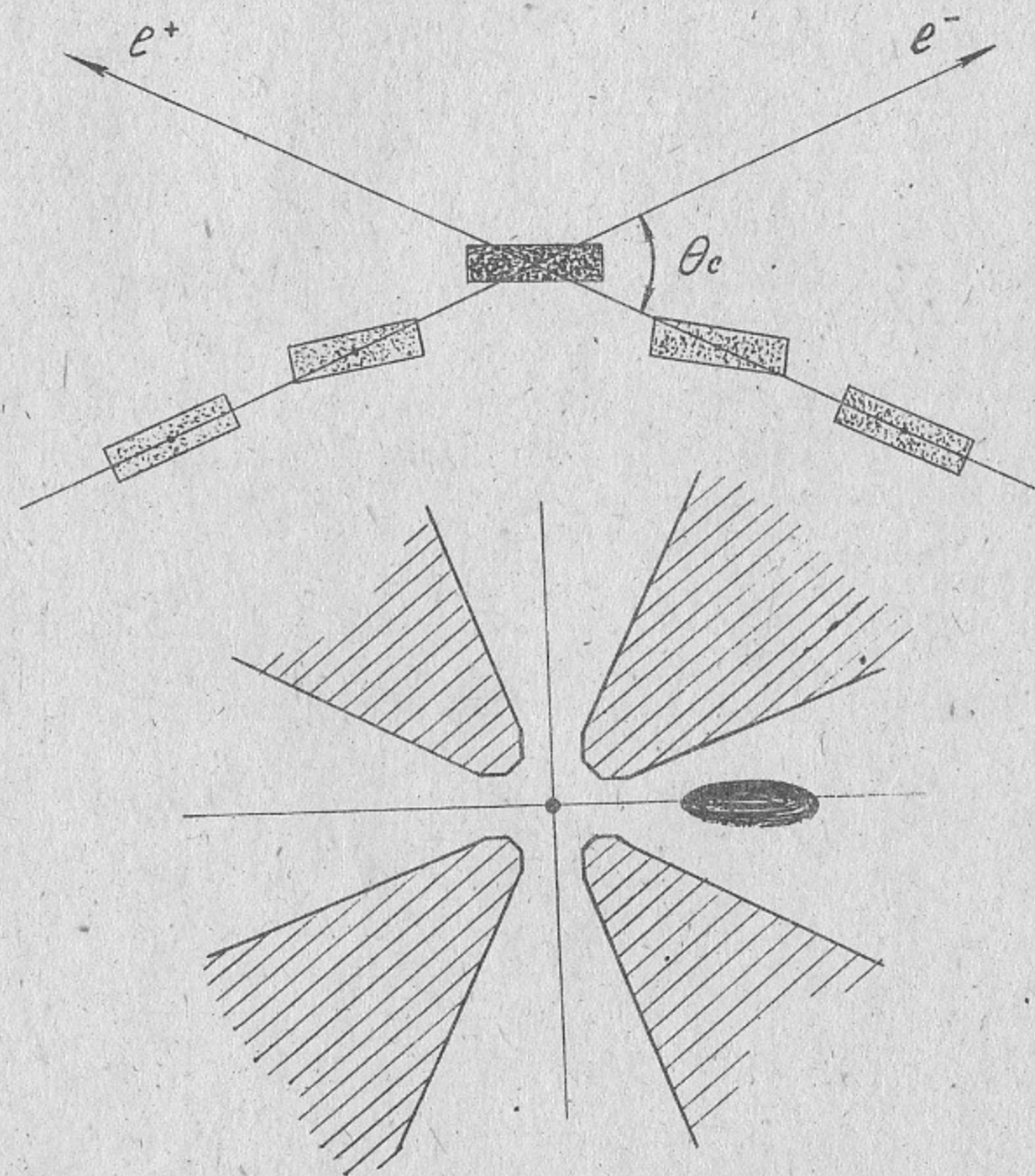


Рис. 3. Схема крабовидного столкновения и отвода отработанных пучков между полюсами линзы.

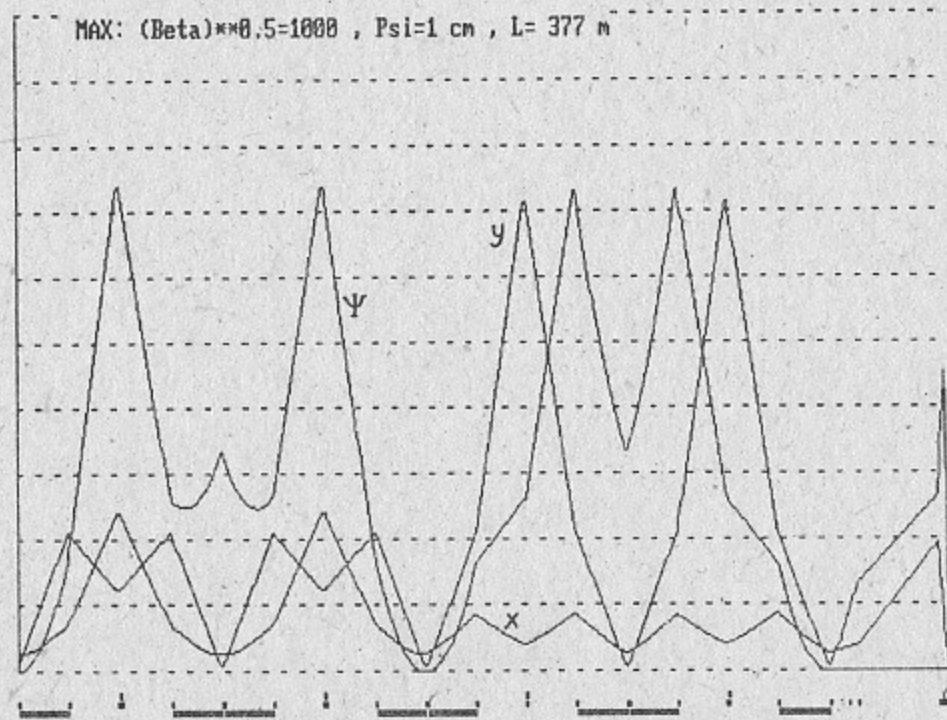


Рис. 4. Дисперсионная Ψ и корень из бетатронной β - функции для одного из вариантов оптики системы ФФ.

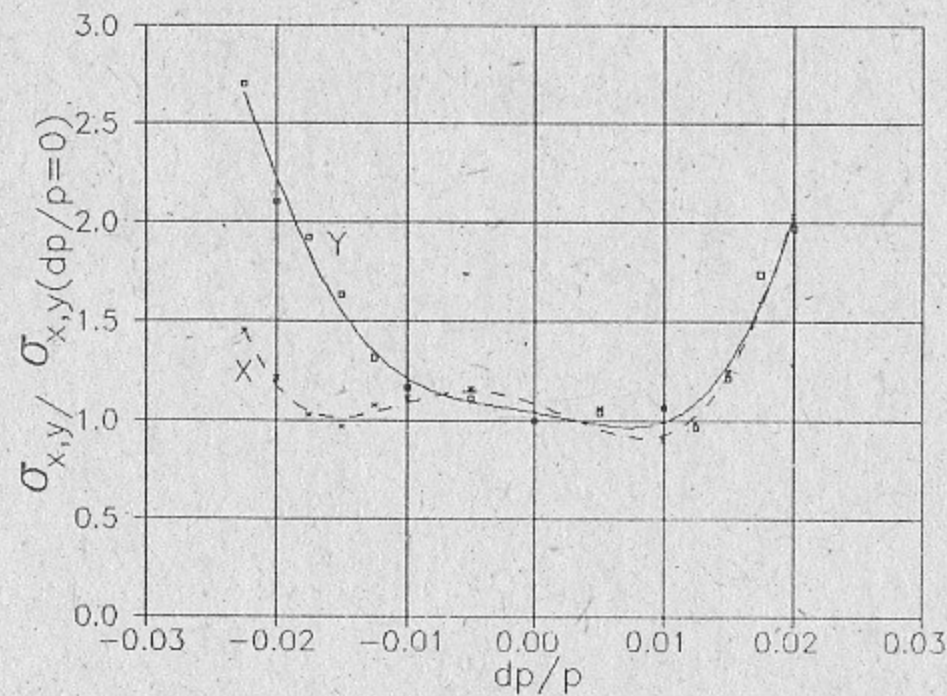


Рис. 5. Зависимость размеров в месте встречи от отклонения энергии.

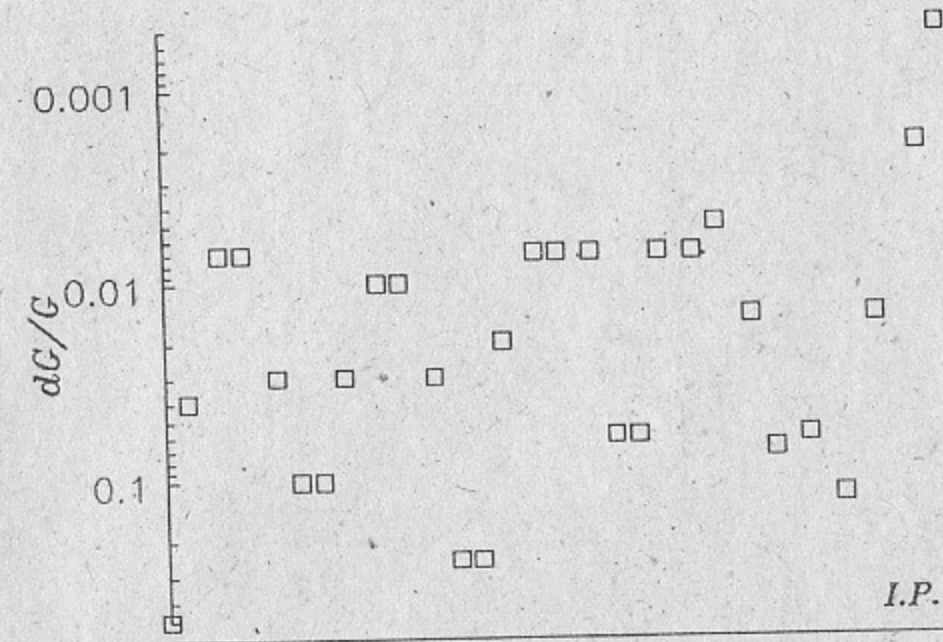


Рис. 6. Требования на стабильность градиента линз системы ФФ. Отклонение градиента одной линзы на указанную величину ведёт к уменьшению светимости на 40 %.

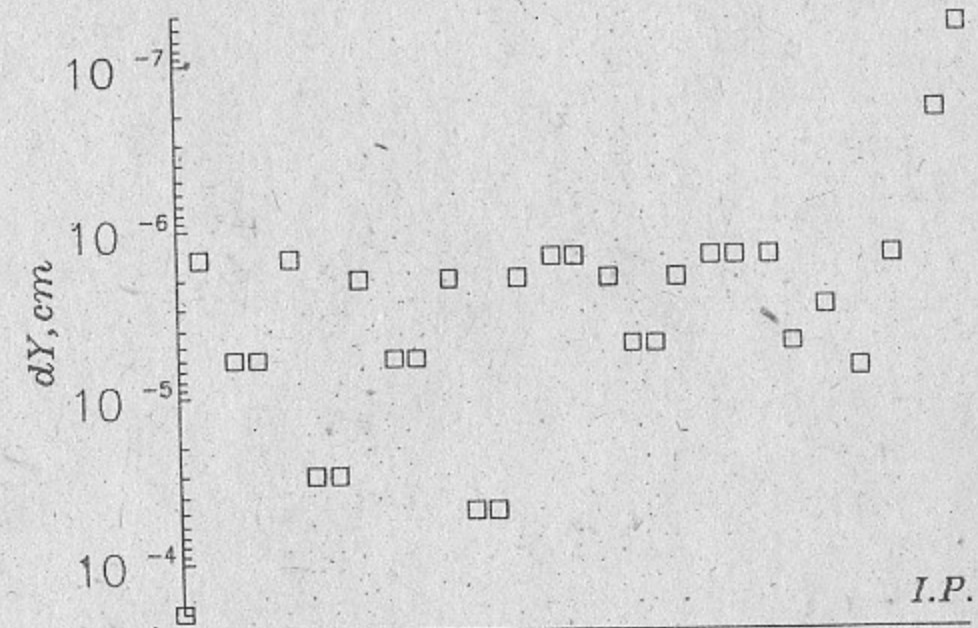


Рис. 7. Требования на стабильность вертикального положения линз системы ФФ. Отклонение положения одной линзы на указанную величину ведёт к уменьшению светимости на 40 %.

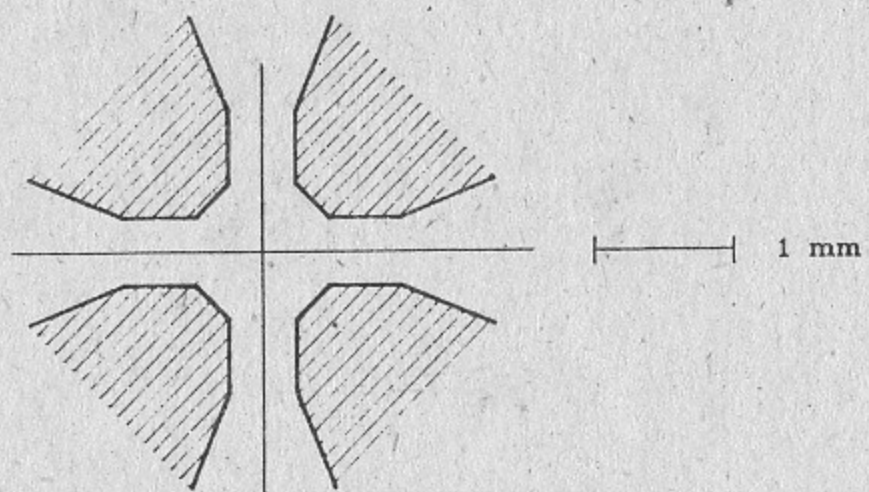
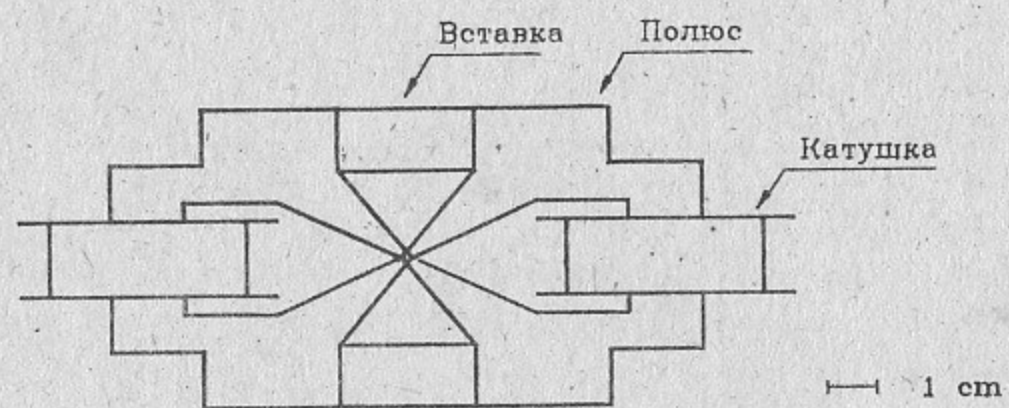


Рис. 8. Схема конструкции тестовой линзы с апертурой 1 мм для системы финальной фокусировки.

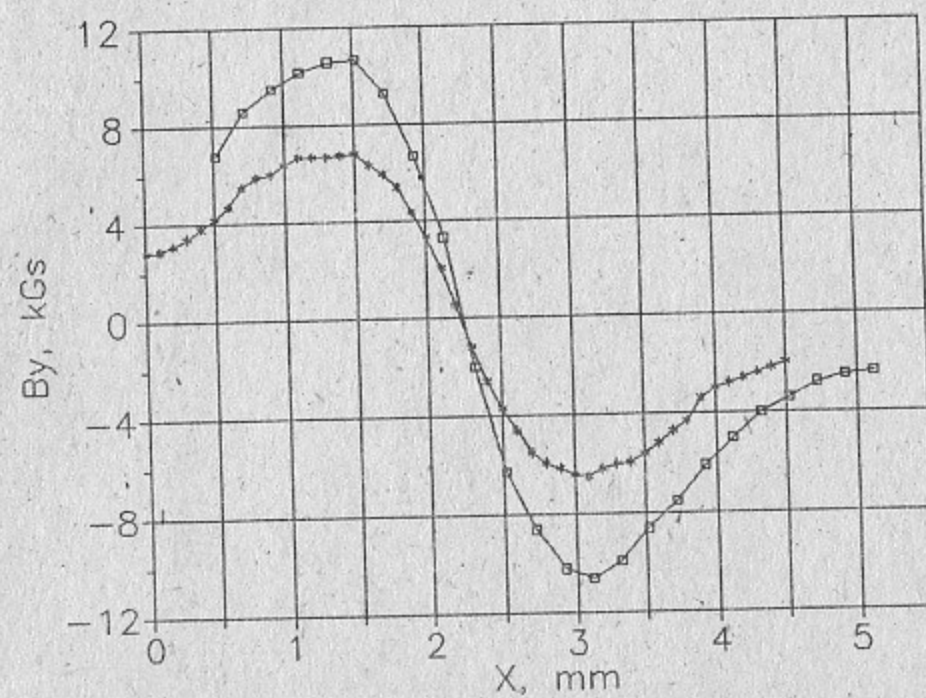


Рис. 9. Распределение вертикального поля в линзе с апертурой 1 мм, измеренное для двух значений питающего тока 0.13 А и 0.52 А.

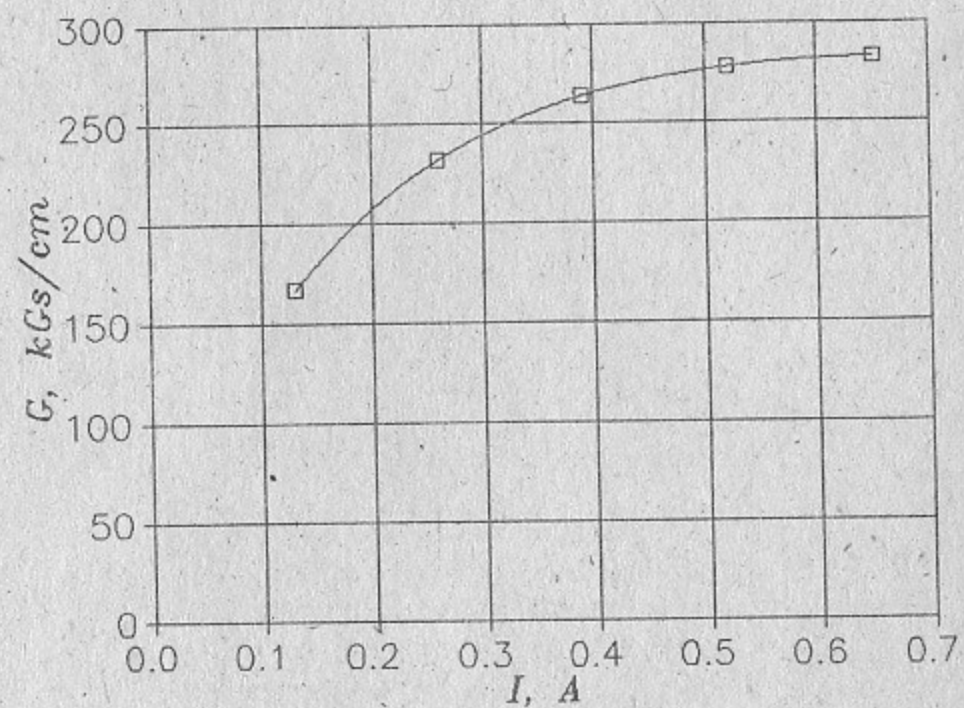


Рис. 10. Градиент в тестовой линзе для системы финальной фокусировки в зависимости от питающего тока.

А.А. Серый

Система финальной фокусировки ВЛЭПШа

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 29 октября 1991 г.

Подписано в печать 29.10 1991 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ N 113

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.