

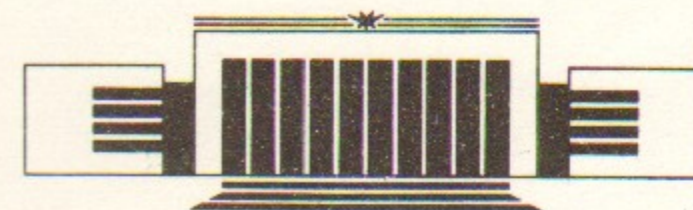


24  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Михайличенко, В.В. Пархомчук

**НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ  
ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО КОЛЛАЙДЕРА**

**ПРЕПРИНТ 91-79**



НОВОСИБИРСК

НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО КОЛЛАЙДЕРА.

А.А.Михайличенко, В.В.Пархомчук

Институт Ядерной Физики СОАН СССР  
630090, Новосибирск

Филиал Института ядерной физики  
СОАН СССР,  
142284, Протвино, Московской обл.

АННОТАЦИЯ

Успешная работа линейного коллайдера требует инъекции в него сгустков частиц с минимальным поперечным фазовым объемом.

Инжектором для электрон-позитронного линейного коллайдера служит накопительно-охлажденное кольцо, в котором происходит уменьшение фазового объема, обусловленное синхротронным излучением частиц.

Изучению возможности получения в накопителях интенсивных сгустков заряженных частиц с предельно малым фазовым объемом посвящены многочисленные исследования.

Новым в настоящей работе является рассмотрение решений по получению одиночного высокоинтенсивного сгустка частиц с предельно малым вертикальным фазовым объемом.

Показано, что для обеспечения этого требования, по сравнению с уже предложенными проектами накопительных колец, необходимо заметное увеличение энергии накопителя при практически таком же периметре. Это необходимо вследствие большого вклада в вертикальный эмиттанс Тушек-эффекта.

DAMPING-RING FOR LINEAR COLLIDER

A.A.MIKHAİLICHENKO, V.V.PARKHOMCHUK

Institute for Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, USSR

Branch of Institute for Nuclear Physics  
Siberian Division Academy of Science of USSR  
142284, Protvino, Moscow region

ABSTRACTS

Successful operation of any linear collider requires injection of bunches with minimal transverse emittance.

The damping ring is used as injector, where phase volume decreases due to synchrotron radiation.

There are lot of investigations about possibilities of obtaining such low emittance bunches in damping rings.

In this paper the new results of investigations of high intensity bunches with extremely low vertical emittance is represented.

There is shown, that for obtaining small vertical emittance it is necessary to increase the energy of the damping ring compatible to proposed projects. This is necessary due to significant input of Toušek-effect into vertical emittance.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ.....	4
1. Поперечные эмиттансы пучков .....	5
2. Требования на поперечные эмиттансы при организации встречных фотонных пучков .....	6
3. Продольный эмиттанс и длина сгустка .....	6
4. Параметры пучков .....	7
2. ТРЕБОВАНИЯ НА МАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ НАКОПИТЕЛЯ	
1. Время охлаждения бетатронных колебаний .....	8
2. Параметры пучка, определяемые квантовыми флуктуациями синхротронного излучения .....	9
3. Внутрипучковое рассеяние .....	13
4. Секступольные коррекции и динамическая апертура ...	18
5. Варианты магнитной структуры .....	20
6. Погрешности магнитной системы .....	26
3. НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НАКОПИТЕЛЕ	
1. Оценки порогов неустойчивостей .....	31
2. Рекомендации по конструкции камеры .....	33
4. УСКОРЯЮЩАЯ СИСТЕМА	
1. Общие требования .....	34
2. Энергетика ускоряющей структуры .....	35
3. Согласование с генератором .....	39
5. СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ .....	40
6. ВПУСК И ВЫПУСК В НАКОПИТЕЛЬ	
1. Оценки энергетика .....	40
2. Требования на стабильность .....	42
7. ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА	
1. Требования на вакуум .....	43
2. Оценка необходимой производительности вакуумной откачки .....	44
8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	45
9. ЛИТЕРАТУРА .....	45

## 1. ВВЕДЕНИЕ.

Одно из первых упоминаний о возможности использования накопительного кольца в качестве инжектора линейного коллайдера можно найти в [25].

В настоящее время имеется масса проработок вариантов колец для получения пучков электронов и позитронов с предельно малыми фазовыми объемами [1-3, 6, 8-12, 26]. Каждый из проектов колец удовлетворяет специфическим требованиям, заложенным при разработке своего варианта линейного коллайдера.

Примером реально действующей установки, использующей такого рода накопитель уже в течение нескольких лет, является электрон-позитронный коллайдер SLC [46].

Накопительное кольцо БЭП [7] было построено как прототип охлаждающего кольца для линейного коллайдера ВЛЭПП.

Некоторые проекты (NLC, JLC, CLIC) используют многосгустковый режим работы.

Особенность проекта ВЛЭПП [4] - односгустковый режим работы, что влечет за собой большое число частиц в сгустке и связанные с этим сложности при получении и транспортировке плотного сгустка частиц с малым эмиттансом.

В самых первых работах было отмечено, что основными эффектами, влияющими на величину радиального эмиттанта в накопителе, являются квантовые флуктуации синхротронного излучения и внутрипучковое рассеяние. Эти эффекты имеют существенно разный характер поведения от энергии, что приводит к существованию оптимальной величины энергии, при которой эмиттанс достигает минимального значения.

Проведенное ниже рассмотрение нацелено на выявление особенностей получения минимального вертикального эмиттанта. Оказывается, что идеальная выставка элементов накопителя является необходимым, но не достаточным условием для достижения минимума.

Требования на минимальные эмиттансы электронного и позитронного сгустков определяются из условия получения необходимой светимости линейного коллайдера [4]. Светимость  $L$  коллайдера выражается через поперечные размеры пучков в месте встречи следующим образом

$$L = \frac{N^2 f N}{4\pi \sigma_x \sigma_y} = \frac{N^2 f \gamma N}{4\pi \sqrt{\beta_x \beta_y \epsilon_x \epsilon_y}}$$

где  $N_x = N_y = N$  - число частиц в сгустке,  $f$  - частота повторения,  $\beta_x, \beta_y$  - значения бетатронной функции в месте встречи,  $\epsilon_x, \epsilon_y$  - вертикальный и радиальный нормализованные эмиттансы пучков,  $\sigma_x, \sigma_y$  - вертикальный и радиальный среднеквадратичные размеры пучка,  $\gamma$  - релятивистский фактор,  $N$ -фактор, связанный со взаимной фокусировкой пучков.

Одновременное получение малых размеров  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  ограничено сильными потерями на синхротронное излучение частиц в поле встречного сгустка.

Плоский сгусток [21] имеет существенно меньшее поле и меньше влияет на динамику столкновения [27].

Для плоских сгустков  $\sigma_x \gg \sigma_y$  максимальные потери энергии частицами, сильно отклоненными по оси  $y$ , составляют:

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)_{\max} = \frac{8\sqrt{\pi} r_0^3 \gamma N^2}{3 \sigma_x^2 \sigma_z}$$

где  $\sigma_z$  - продольный среднеквадратичный размер пучка. Если минимальный радиальный размер  $\sigma_x$  определяется этим условием, то предполагая для упрощения  $\beta_y \approx \sigma_z$ ,  $N \approx 1$ , получаем значение требуемого вертикального эмиттанта для достижения светимости  $L$ :

$$\epsilon_y = \frac{N^2 f^2 (\Delta E/E)_{\max}}{L^2 (4\pi)^2 \frac{8}{3} \sqrt{\pi} r_0^3} = 3 \cdot 10^{-8} \frac{\left(\frac{N}{10^{11}}\right)^2 \left(\frac{f}{10^2}\right)^2 \left(\frac{\Delta E/E}{0.8}\right)}{\left(\frac{L}{10^{34}}\right)^2} \text{ [см рад].}$$

Как видно из этого уравнения, например, для получения  $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  при  $f = 100 \text{ Гц}$ ,  $N = 1 \cdot 10^{11}$ ,  $\Delta E/E = 0.5$  необходим вертикальный эмиттанс  $\epsilon_y \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ см рад}$ . Поперечные размеры сгустков в месте встречи при этом составят  $2 \times 0.0004 \text{ мкм}^2$ .

### 1.2 Требования на поперечные эмиттансы при организации встречных фотонных пучков.

Плотный высокоэнергичный сгусток электронов можно сравнительно легко конвертировать в поток энергичных квантов, что позволяет осуществлять встречные фотонные пучки [17].

Коэффициент конверсии в гамма-кванты можно получить до 0.7. Так как при такой конверсии отклонения направления движения гамма-квантов от направления движения первичного электрона очень малы  $\approx 1/\gamma$ , появляется возможность иметь достаточно большую светимость. Собственные эмиттансы электронов должны быть при этом меньше чем

$$\epsilon_x \approx \epsilon_y \frac{l^2}{\beta_0 \gamma},$$

где  $l$  - расстояние от места конверсии до места встречи,  $\beta_0$  - значение бетатронной функции в месте встречи. Если для оценки взять  $l = 10$  см и  $\beta = 0.1$  см, то необходимо будет получить значения поперечных нормализованных эмиттансов менее 5 мн ирад. Видно, что по сравнению с  $e^+e^-$  встречными для  $\gamma\gamma$  встречных пучков сильно возрастают требования на радиальный эмиттанс, но заметно облегчаются требования на вертикальный эмиттанс. При этом возможно получение светимости встречных пучков около  $10^{33}$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup> [17].

### 1.3 Продольный эмиттанс и длина сгустка.

Продольную и поперечную динамику сгустка в линейном ускорителе определяют, в основном поля излучения. В частности, они определяют энергетический разброс вдоль сгустка [8, 30, 32]. Система финальной фокусировки накладывает жесткие требования на энергетический разброс в сгустке, необходимый для получения субмикронных поперечных размеров пучков в месте встречи. Численные расчеты показывают, что для степени монохроматичности сгустка  $e^+(e^-)$ , входящего в систему финальной фокусировки из линака,

$$\Delta E/E \approx 5 \cdot 10^{-3},$$

необходима следующая зависимость длины сгустка от его полного заряда  $Q = eN$

$$\sigma_z = \frac{N}{10^{12}} \text{ см}.$$

Поскольку в процессе ускорения расстояния между частицами не

успевают измениться в линаке, то требование к длине сгустка из накопителя определяется степенью сжатия сгустка в группирователе. Если допустимый энергетический разброс при группировании частиц составляет  $\Delta p/p$ , то продольный эмиттанс пучка в накопителе должен быть меньше  $\epsilon_{||} < (\Delta p/p) \sigma_z$ .

### 1.4 Параметры пучков.

Для сравнения возможных вариантов требований приведем таблицу необходимых параметров пучка, обеспечивающих светимость  $10^{33}$  и  $10^{34}$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup> для встречных  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  пучков при частоте повторения 100 Гц. Требования на вибрации линз приведены с учетом введения энергетического разброса вдоль длины пучка для обеспечения одинаковой частоты поперечных колебаний частиц пучка по длине при воздействии на сгусток полей излучения и резистивной неустойчивости [8, 30, 32, 36].

Предполагается, что на участке ускорения в линейной коллайдере применяются специальные приемы выставки элементов по пучку для предотвращения роста фазового объема, см. например, [47].

ТАБЛИЦА 1. ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВ

Светимость	см <sup>-2</sup> /сек	$10^{33}$	$10^{34}$	$10^{33}$
Тип частиц		$e^+e^-$	$e^+e^-$	$\gamma\gamma$
Число электронов в сгустке	$/2 \cdot 10^{11}$	1.0	1.0	1.0
Длина сгуска	см	0.1	0.1	0.1
Радиальная бета-функция	см	10.	10.	1.0
Вертикальная бета-функция	см	0.1	0.1	1.0
Верт. размер в месте встречи	мкм	0.004	0.0004	0.06
Рад. размер в месте встречи	мкм	2.	2.	0.06
Вертикальный норм. эмиттанс	см рад	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-5}$
Радиальный норм. эмиттанс	см рад	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-5}$
Требования на вибрации линз	мкм	0.02	0.002	0.1

Для частоты повторения, отличной от 100 Гц, пересчет легко осуществляется с помощью приведенных в гл. 1.1 формул.

## 2. ТРЕБОВАНИЯ НА МАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ НАКОПИТЕЛЯ-ОХЛАДИТЕЛЯ

### 2.1 Время охлаждения бетатронных колебаний.

После рождения поляризованных  $e^+$  ( $e^-$ ) на мишени эмиттанс сгустка будет порядка  $\epsilon_0 \approx 4$  см рад [5].

Эмиттанс пучка в накопителе в момент времени  $t$  определяется выражением

$$\epsilon_z(t) = \epsilon_s + e^{-2t/\tau_z} (\epsilon_0 - \epsilon_s),$$

где  $\epsilon_s$  установившееся значение эмиттанса в накопителе. Это определяет требуемую величину времени затухания до величины  $\epsilon_f$  при заданной частоте повторения  $f$  и в предположении  $\epsilon_0 \gg \epsilon_s$

$$\tau_z \approx \frac{2}{f} \frac{1}{\ln(\epsilon_0/\epsilon_f)}.$$

Для  $f = 200$  Гц и  $\epsilon_{zf} = 4 \cdot 10^{-7}$  это дает  $\tau_z = 1.25$  мсек.

Затухание бетатронных колебаний обеспечивается потерями энергии на синхротронное излучение. Мощность излучения равна

$$P_\gamma = \frac{2}{3} r_0^2 \gamma^2 c H^2 (s) = \frac{2}{3} e^2 \frac{4}{c} 1/\rho^2,$$

где  $r_0 = e^2/mc^2$  - классический радиус электрона,  $\gamma = E/mc^2$ ,  $c$  - скорость света,  $H$  - значение величины магнитного поля.

Время охлаждения для достаточно жесткой магнитной системы  $Q_{x,y} \gg 1$  можно записать в виде

$$\tau_x \approx 2\tau_y \approx \tau_z = \frac{2E}{\langle P_\gamma \rangle} = 3 \frac{mc^2}{r_0^2 \gamma c \langle H^2 \rangle} = \frac{3}{r_0 \gamma^3 c (1/\rho)^2}$$

Так как для успешной работы линейного коллайдера требуется малое время охлаждения  $\tau_z \approx 10^{-3}$  сек, то это уравнение фактически определяет долю периода  $\Pi$ , занятую магнитным полем вигглера, где и происходит основные потери энергии  $\langle H^2 \rangle = H_W^2/2$

$$\eta = \frac{I_W}{\Pi} = 6 \frac{mc^2}{r_0^2 \gamma c \langle H_W^2 \rangle \tau_z},$$

где  $H_W$  - максимальное поле в вигглере. Если  $H_W = 40$  кГс при  $\gamma = 3 \cdot 10^3$ , то  $\eta = 0.43$ . Из этой оценки видна основная трудность проектирования охладителя на низкой энергии: очень

большая доля орбиты должна быть отведена на излучающую магнитную систему.

Возможный вариант уменьшения трудностей - это накопление в длинном кольце большого числа сгустков, каждый из которых проводит в кольце соответственно большее время, что понижает требования на время затухания. Но этот путь опасен трудностями, связанными с обеспечением когерентной стабильности многих сгустков.

При работе с вигглером следует иметь в виду, что формирование поля производится витками, т.к. магнитопровод, как правило, насыщен. Пространственное расположение витков более трудно поддается контролю, чем расположение полюсов магнитных элементов. Это может явиться источником погрешностей магнитной структуры с точки зрения возмущений на высоких гармониках искажения поля.

### 2.2 Параметры пучка, определяемые квантовыми флуктуациями синхротронного излучения.

Испускание синхротронного излучения в виде отдельных квантов происходит статистически независимо, характерная энергия квантов

$$\epsilon_c = \frac{3}{2} \hbar \frac{e H}{m c} \gamma^2 = \frac{3}{2} e \Lambda H \gamma^2 = 0.665 E^2 [\text{ГэВ}] H [\text{Т}], \quad [\text{кэВ}],$$

$\Lambda = \hbar/mc = 3.8 \cdot 10^{-10}$  см - комptonовская длина электрона,  $\hbar$  - постоянная Планка. В результате появляется энергетический разброс, определяемый выражением

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)_\gamma^2 = \frac{1}{4} \left\langle \frac{\dot{N} \epsilon_c^2}{E^2} \right\rangle \tau_s,$$

где величина  $\dot{N} \epsilon_c^2/E^2$  определяется распределением квантов по энергии и равна [22,29]

$$\frac{\dot{N} \epsilon_c^2}{E^2} = \frac{55}{2^{3/2}} \frac{r_0 \Lambda c}{\rho^3} \gamma^5 = \frac{55}{2^{3/2}} \frac{e^5 h}{m^5 c^5} \gamma^2 H^3,$$

$\rho$  - радиус кривизны в поле  $H$ . В результате энергетический разброс составляет

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)_\gamma^2 = \frac{55}{96 \sqrt{3}} \frac{\tau_s e^5 h}{m^5 c^5} \gamma^2 \langle H^3 \rangle = \frac{55}{64 \sqrt{3}} \frac{e h}{m^2 c^3} \gamma \frac{\langle |H|^3 \rangle}{\langle H^2 \rangle} =$$

$$= \frac{55}{64\sqrt{3}} \Lambda \gamma^2 \frac{\langle \frac{1}{|\rho|^3} \rangle}{\langle \frac{1}{\rho^2} \rangle}$$

При  $\gamma = 3000$ ,  $\langle |H|^3 \rangle / \langle H^2 \rangle = 4 \cdot 10^4$  Гс,  $\Delta E/E = 1.14 \cdot 10^{-3}$ .

Излучение квантов приводит к смещению радиального положения орбиты и возбуждает радиальные бетатронные колебания. Возбуждение вертикального размера происходит из-за непараллельности направления излучения квантов. В этих предположениях установившиеся значения инвариантных эмиттансов составляют

$$\epsilon_x = \frac{55}{64\sqrt{3}} \Lambda \gamma^3 \frac{\langle \frac{1}{\beta_x} (\psi_x^2 + (\beta_x \psi'_x - \frac{1}{2} \beta'_x \psi_x)^2) \frac{1}{|\rho|} \rangle}{\langle \frac{1}{\rho^2} \rangle}$$

$$\frac{d\epsilon_z}{dt} = \gamma \left\langle \frac{\beta_z}{\gamma^2} \frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 \right\rangle - \frac{2}{\tau_z} \epsilon_z$$

$$\epsilon_z = \frac{55}{128\sqrt{3}} \Lambda \gamma \frac{\langle \frac{1}{|\rho|^3} \beta_z \rangle}{\langle \frac{1}{\rho^2} \rangle}$$

$\beta_x$  - значение радиальной  $\beta$ - функции,  $\psi$  - дисперсионная функция,  $\psi'$  и  $\beta'$  - производные по продольному расстоянию  $\psi' = d\psi/ds$ .

Выражение  $P_x = \frac{1}{\beta_x} (\psi_x^2 + (\beta_x \psi'_x - \frac{1}{2} \beta'_x \psi_x)^2)$  есть инвариант дисперсионной функции. Для гладкой машины ( $\beta_x \approx \rho$ )  $\epsilon_z \approx \Lambda \gamma$ .

Рассмотрим вопрос о минимизации эмиттанса по отношению к квантовым флуктуациям излучения. Аналогичное рассмотрение проводилось многочисленными авторами, см., например, [46] и ссылки к этой работе.

Для аналитических оценок, необходимых при выборе направления оптимизации, будем рассматривать простейшую FODO структуру магнитной системы накопителя. Причем, линзы будем считать тонкими с фокусным расстоянием  $F$  и расстоянием между линзами  $l$ . Для такой структуры набег фазы бетатронных колебаний на элементе периодичности длиной  $2l$  равен

$$\cos \mu_x = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{l}{F} \right)^2,$$

$$\beta_{\max} = 2F \sqrt{\frac{(1 + \frac{l}{2F})}{(1 - \frac{l}{2F})}},$$

$$\beta_{\min} = 2F \sqrt{\frac{(1 - \frac{l}{2F})}{(1 + \frac{l}{2F})}},$$

В случае магнитного поля, равномерного по периметру кольца

радиусом  $R$ , минимальные и максимальные значения дисперсионной функции составляют

$$\psi_{\max} = \frac{2F^2}{R} \left( 2 + \frac{l}{2F} \right), \quad \psi_{\min} = \frac{2F^2}{R} \left( 2 - \frac{l}{2F} \right).$$

При  $F=l$ , когда набег фазы на элементе периодичности составляет 60 град., значение интеграла, определяющего диффузию из-за квантовых флуктуаций можно оценить как

$$J_x = \frac{1}{2l} \int_0^{2l} P_x \frac{1}{|\rho|^3} ds \approx \frac{16l^3}{R^5}$$

Для уменьшения квантовофлуктуационной диффузии необходимо перераспределить магнитное поле таким образом, чтобы оно осталось только в области малых значений  $\psi_x$ .

Основным направлением модификации FODO структуры для получения минимального эмиттанса является уменьшение значения инварианта  $J_x$  в поворотных магнитах. Так как минимум  $\psi_x$  достигается на участках дефокусировки радиального движения, рассмотрим магнитную систему, состоящую из радиально дефокусирующих магнитов с градиентом и фокусирующих квадрупольей. Считая, что магнит и линза имеют малую длину по сравнению с расстоянием между ними и их можно считать как тонкие линзы, получим значения дисперсионных и бетатронных функций в виде

$$\psi_{\max} = \frac{4F^2}{R}, \quad \psi_{\min} = \frac{4F^2}{R} \left( 1 - \frac{l}{2F} \right)$$

Как видно, по мере приближения  $F$  к  $l/2$  уменьшается и значение дисперсионной функции. Считая, что в поворотном магните  $\psi = s^2/(2\rho)$ , где  $s$  отсчитывается от центра магнита (длина магнита  $l_m$ ), получим значение интеграла равным

$$J_x = \frac{1}{2l\beta_x} \left\{ \frac{1}{10} \frac{(l_m/2)^5}{\rho^2} + \beta_x^2 \frac{(l_m/2)^3}{3\rho^2} \right\} \frac{1}{|\rho|^3}$$

По мере стремления  $F$  к  $l/2$  и  $\psi$  к 0, будет стремиться к нулю и значение  $\beta_x$ . Из выражения видно, что существует оптимальное значение для  $\beta_x$ , равное

$$\beta_{x \text{ opt}} \approx l_m \sqrt{\frac{3}{80}}$$

при котором минимальное значение интеграла составит

$$J_x = \frac{1}{64} \frac{l_m^4}{l\rho^5} = \frac{1}{4} \frac{l^3}{\rho R^4}$$

При  $l_m = l$  и при  $\rho = R/4$  получаем, что для такой оптимизи-

рованной структуры можно получить эмиттанс в 16 раз меньший, чем дает оценка.

Подставив оценку  $J_x$  в выражение для эмиттансов, получим значения минимально достижимого эмиттанса в виде

$$\epsilon_x = 0.5 \Lambda \gamma^3 \left(\frac{1}{R}\right)^3,$$

а время затухания вертикальных колебаний

$$\tau_z = \frac{3}{4} \frac{R^2}{r_0 c \gamma^3}.$$

Расстояние между линзами ограничено возможностями получения высоких градиентов. Если для оценки выбрать длину линзы и фокусное расстояние, удовлетворяющими условию  $l_1 = F/2 = 1/4$ , получим

$$l \approx \frac{2.8}{\sqrt{\frac{e G}{\gamma m c^2}}} \approx 100 \left( \frac{\gamma}{G [\text{Гс/см}]} \right)^{1/2} [\text{см}].$$

В результате можем написать оценку для минимально возможного эмиттанса в виде

$$\epsilon_x \approx 1.4 \cdot 10^{-2} \frac{1}{(\tau_z G)^{3/2}} \text{ см рад},$$

т измеряется в сек, а G в Гс/см.

Интересно, что эта оценка не зависит от энергии накопителя и его радиуса. Связь энергии и радиуса для такого накопителя определяется требуемым временем затухания бетатронных колебаний

$$R \approx 0.1 \gamma^{3/2} \tau^{1/2} [\text{см}].$$

Необходимое значение энергии определяется возможностями подавления внутривидового рассеяния (смотри ниже). Как критерий технической сложности системы, оценим значение энергии магнитного поля накопителя

$$W = 2\pi r \frac{B^2}{8\pi} \frac{\pi \epsilon_0 l}{\gamma} \approx \frac{\epsilon_0}{(\tau_z G)^{1/2}},$$

где  $\epsilon_0$  - нормированный эмиттанс рождающегося пучка электронов и позитронов. Из этого выражения видно, что энергозапас не зависит от энергии накопителя. Заметим, что при увеличении энергии происходит уменьшение необходимой апертуры магнитов, что позволит увеличивать градиенты в квадрупольях.

Итак, если рассматривать влияние только квантовых флуктуаций синхротронного излучения, то для уменьшения поперечных эмиттансов следует стремиться к уменьшению энергии накопителя.

Однако при малой энергии преобладает внутривидовое рассеяние, которое и определяет радиальный эмиттанс.

Одним из факторов, ограничивающих сжатие электронного сгустка, является внутривидовое рассеяние электронов друг на друге. Если перейти в сопутствующую электронному сгустку систему координат, то в ней электроны будут иметь малый разброс скоростей вдоль направления движения по сравнению с поперечными скоростями. В результате взаимного рассеяния электронов появляется увеличение продольных импульсов и эти изменения продольных импульсов при переходе в лабораторную систему возрастают в  $\gamma$  раз, что вызывает заметные скачки энергии электронов. Эти скачки энергии возбуждают радиальные бетатронные колебания, приводящие к нарастанию радиального эмиттанса [31].

Кроме того, при таком рассеянии возбуждаются и вертикальные бетатронные колебания, что осложняет получение малых вертикальных эмиттансов важных для высокой светимости коллайдера. В ситуации, когда в сопутствующей системе координат определяющей является скорость радиального движения, скорость диффузии имеет вид

$$\frac{d(P'_z)^2}{dt'} = \frac{dP'^2}{dt'} = \frac{4\pi e^4 n'_e \text{Ln}_c}{v'},$$

где  $n'_e$  - плотность электронов,  $\text{Ln}_c = \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} = \ln \sqrt{\frac{(v'/c)^6}{4\pi r_0^3 n'_e}}$  -

кулоновский логарифм столкновений,  $v'$  - скорость поперечного движения электронов в сопутствующей системе. Преобразуя величины в лабораторную систему координат и записывая плотность электронов в виде  $n'_e = N / (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z$ , где  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  - среднеквадратичные разбросы соответствующих координат частиц пучка, получаем скорость диффузии в виде

$$\frac{d(\Delta p_{\perp})^2}{p^2 dt} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \text{Ln}_c \frac{N_e r_0^2 c}{\gamma^3 \epsilon_x (\epsilon_z \beta_z)^{1/2} \sigma_z \left(1 + \left(\psi \frac{\Delta p_{\perp}}{p}\right)^2 / \epsilon_x \beta_x\right)^{1/2}},$$

где фактор

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\psi \Delta p/p)^2}{\beta_x \epsilon_x}}}$$

учитывает вклад в радиальный размер электронного пучка энергетического разброса. Установившиеся значения определяются временем охлаждения в соответствии с уравнениями

$$\left(\frac{\Delta p_{||}}{P}\right)^2 = \left\{ \frac{1}{p^2} \frac{d(\Delta p_{||})^2}{dt} + D_{||\gamma} \right\} \frac{\tau_s}{4},$$

$$\epsilon_z = \left( \frac{d\epsilon_z}{dt} + D_{z\gamma} \right) \frac{\tau_z}{2},$$

$$\epsilon_x = \langle P_x \left( \frac{1}{p^2} \frac{d(\Delta p_{||})^2}{dt} + D_{||\gamma} \right) \rangle \frac{\tau_x}{4},$$

где  $D_{||\gamma}$ ,  $D_{z\gamma}$  — вклады в диффузию синхротронного излучения, а  $P_x$  — инвариант дисперсионной функции, гл. 2.2.

Решить эти нелинейные уравнения сложно, поэтому приведем оценки для случая, когда внутрипучковое рассеяние является преобладающим эффектом, а связь X-Y колебаний определяется несовершенством магнитной системы и характеризуется коэффициентом связи, определяемым условием  $\epsilon_z = \kappa^2 \epsilon_x$ .

Для простейшей FODO структуры, описанной в пункте 2.2, легко получить оценку радиального эмиттанса в виде

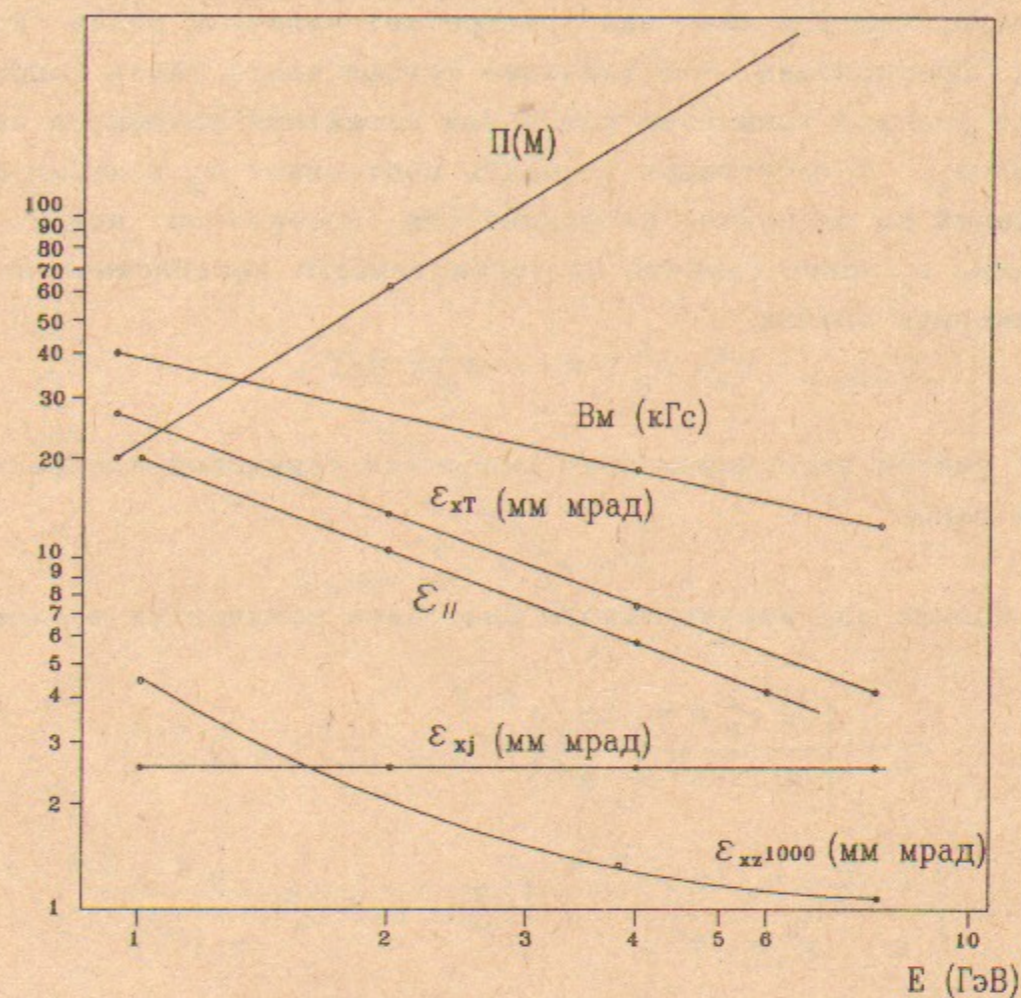
$$\epsilon_x = \left( \frac{N r_0^2 c \tau_x \ln c}{4 \kappa_0 \gamma^3 \sigma_{||} R^2} \right)^{0.4} \cdot 1.$$

Оценка вклада внутрипучкового рассеяния в связь радиального и вертикального движения есть

$$\kappa_{sc} = \left( \frac{\langle \sqrt{\beta_z} \rangle}{\gamma^2 \langle P_x \sqrt{1/\beta_z} \rangle} \right)^{1/2} \approx \frac{R}{\gamma l}.$$

Из этих оценок видно, что при увеличении жесткости накопителя происходит уменьшение радиального эмиттанса. Но для вертикального эмиттанса существует оптимальное разбиение накопительного кольца, так как при увеличении числа элементов возрастает возможные ошибки установки элементов, что приводит к возрастанию динамической связи. При малом значении радиального эмиттанса возрастает и вклад внутрипучкового рассеяния в вертикальный размер, что видно из уравнений для эмиттансов и последнего соотношения.

На рисунке 1 приведен результат расчета вертикального эмиттанса в предположении отсутствия динамической связи радиальных и вертикальных колебаний. Как видно из результатов, при росте энергии кольца нормализованный вертикальный эмит-



- $\Pi$  — периметр кольца
- $\epsilon_{x\gamma}$  — нормализованный эмиттанс, создаваемый внутрипучковым рассеянием;
- $\epsilon_{xj}$  — нормализованный эмиттанс, создаваемый синхротронным излучением;
- $\epsilon_{xz} = \sigma_{xz} \frac{\Delta p}{P}$  — продольный эмиттанс.

Рис. 1.

Зависимость параметров накопителя и пучка от энергии при постоянном градиенте в линзах.



танс уменьшается, что и заставляет стремиться к высокой энергии накопителя.

Вертикальный эмиттанс является наиболее существенным параметром, определяющим светимость линейного коллайдера. При радиальном эмиттансе накопителя, существенно большем вертикального, большое значение приобретает величина связи колебаний. Предположим, что значение коэффициента связи определяется угловой точностью установки магнитных элементов накопителя  $\vartheta_0$ . Если угловая точность составляет  $\vartheta_0$  и набег фазы колебаний на элементе периодичности достаточно велик, то значение  $\kappa_0$  можно оценить по статистически независимой модели сложения ошибок

$$\kappa_0^2 = \vartheta_0^2 2 NP = \vartheta_0^2 2\pi R/l.$$

С учетом внутрипучкового рассеяния суммарный коэффициент связи равен

$$\kappa^2 = \kappa_0^2 + \kappa_{sc}^2.$$

Оценка для вертикального эмиттанса получается в виде

$$\begin{aligned} \epsilon_z &= \left( \frac{N r_0^2 c \tau_x \text{Ln } c}{4 \gamma^3 \sigma_{||} R^2} \right)^{0.4} \gamma l (\kappa_0^2 + \kappa_{sc}^2)^{0.8} = \\ &= \left( \frac{N r_0^2 c \tau_x \text{Ln } c}{4 \gamma^3 \sigma_{||} R^2} \right)^{0.4} \gamma \left( \vartheta_0^2 2\pi R l^{1/4} + \frac{R^2}{\gamma l^{3/4}} \right)^{0.8}. \end{aligned}$$

Легко видеть, что в этом случае существует оптимальное разбиение накопительного кольца, при котором  $\epsilon_z$  имеет минимальное значение (рис. 2.):

$$\begin{aligned} l_{opt} &\approx 0.5 \frac{R}{(\gamma \vartheta_0)^2}, \\ \epsilon_{z \text{ opt}} &\approx \left( \frac{N r_0^2 c \tau_x \text{Ln } c \sqrt{R}}{\sigma_{||}} \right)^{0.4} 2.73 \frac{\vartheta_0^{0.6}}{\gamma^{0.8}}. \end{aligned}$$

Эти уравнения позволяют выбирать энергию и степень дробления кольца, при котором достигается необходимый эмиттанс. Так, например, при желании достичь нормализованного вертикального эмиттанса 0.05 мм мрад при числе частиц  $2 \cdot 10^{11}$  и угловых ошибках установки элементов  $\approx 10^{-3}$  рад, получаем приведенную энергию из выражения

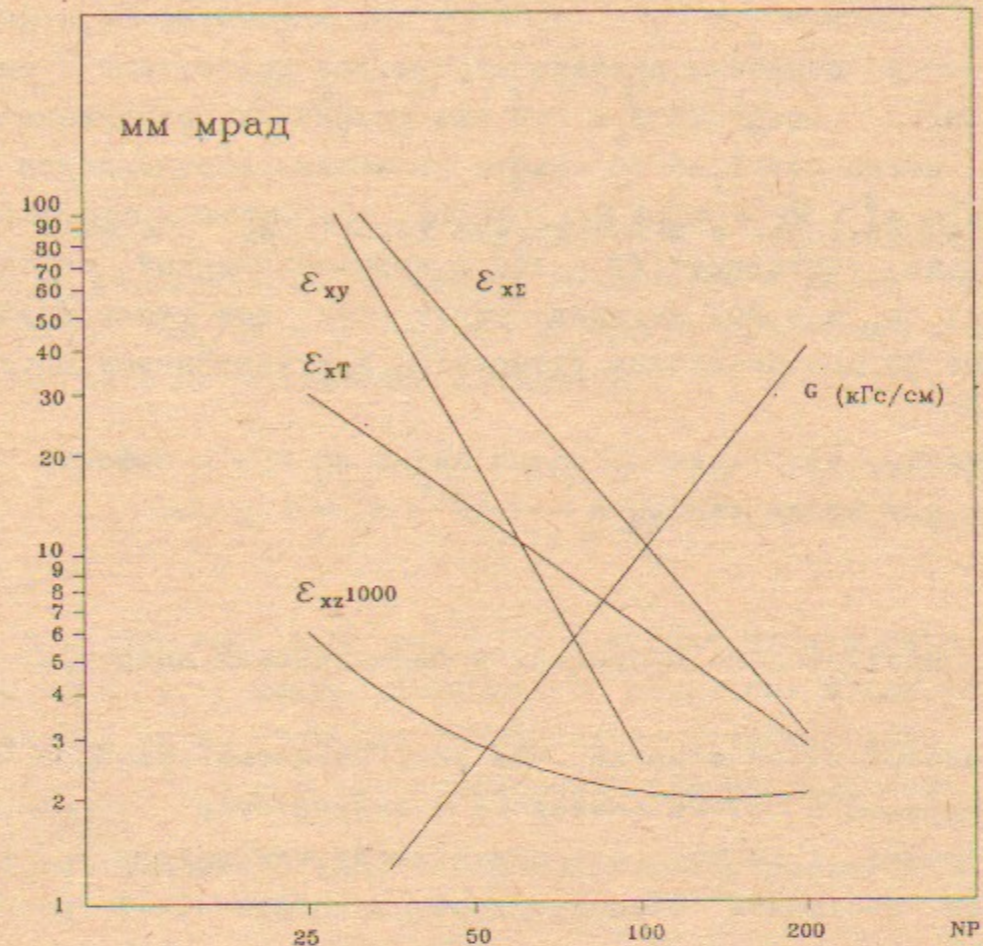


Рис. 2.

Влияние разбиения накопителя на параметры пучка, для величины связи, равной  $\chi = 10^{-3} \sqrt{NP}$

$$\gamma = \left( \left( \frac{N r_0^2 c \tau_x \text{Ln}_c \sqrt{R}}{\sigma_{||}} \right)^{0.4} \frac{\vartheta_0^{0.6}}{\epsilon_0} \right)^{1/0.8}$$

равную  $E = mc^2 \gamma = 1.8$  ГэВ. ( $\sigma_{||} = 0.5$  см,  $R = 25$  м,  $\text{Ln}_c = 40$ ).

На рис.2 показаны расчеты параметров накопителя с периметром 160 м, энергией 3.8 ГэВ при различных разбиениях в случае, когда связь из-за ошибок установки определяется условием  $\kappa_0^2 = \vartheta_0^2 2 NP = \vartheta_0^2 2\pi R/l$ . Видно, что оптимальное разбиение кольца составляет  $NP = 100$  и нормализованный эмиттанс достигает  $\epsilon_z = 0.002$  мм.мрад. Фактически при числе разбиений более 20 преобладающим становится внутрипучковое рассеяние.

Отметим, что типичное время жизни по Тушек-эффекту составляет для числа частиц  $N = 2 \cdot 10^{11}$   $\tau_T \approx 1.5$  сек.

#### 2.4 Секступольные коррекции и динамическая апертура.

Предварительно отметим, что энергетический разброс частиц, рождаемых в системе конверсии с ондулятором [5] составляет порядка  $\pm 10$  МэВ, что для энергии накопителя  $\approx 3$  ГэВ, могло бы составить относительный энергетический разброс  $\pm 3 \cdot 10^{-3}$ , что лишь незначительно превышает установившееся значение. Однако неизбежный прирост энергетического разброса при ускорении в первоначальной стадии не позволяет надеяться сохранить столь малое значение.

Стремление получить как можно меньшее значение эмиттанса затухшего пучка заставляет увеличивать жесткость накопителя путем увеличения градиента в линзах и уменьшения длины периода магнитных элементов кольца. Кроме чисто технических трудностей на этом пути существует и принципиальное ограничение, связанное с необходимостью введения сильных хроматических коррекций. При захвате первичного пучка, рожденного на мишени, необходимо обеспечить большую энергетическую апертуру накопителя. Зависимость от энергии фокусирующей силы квадрупольных линз, приводящая к зависимости бетатронной частоты колебаний от энергии -хроматизму бетатронных колебаний, вызывает приближение этой частоты к опасным резонансам, особенно для накопителя с большой жесткостью. Кроме того, хроматизм необходимо компенсировать для устранения head-tail эффекта в затухшем пучке, взаимодействующем с паразитными

импедансными системами.

Этот естественный хроматизм компенсируют введением секступольных компонент в магнитную систему. В рамках приближения тонких линз проиллюстрируем возникающие при этом проблемы. Набег фазы бетатронных колебаний на элементе периодичности составляет

$$\begin{aligned} \cos \mu_x &= 1 - \frac{l}{F_1} + \frac{l}{F_2} - \frac{l^2}{2F_1 F_2}, \\ \cos \mu_z &= 1 + \frac{l}{F_1} - \frac{l}{F_2} - \frac{l^2}{2F_1 F_2}, \end{aligned}$$

где фокусные расстояния фокусирующей и дефокусирующей линз  $F_1$  и  $F_2$  определяются локальным градиентом в месте прохождения пучка ( $dB_z/dx + x \partial^2 B_z / \partial x^2$ ) с учетом координаты  $x = \psi \frac{\Delta p}{p}$ , связанной с синхротронным движением

$$\frac{1}{F} = \frac{(G + N'' \psi \frac{\Delta p}{p}) l_1 e}{p_0 c (1 + \frac{\Delta p}{p})}$$

где  $G$  - градиент и  $N'' = \partial^2 B_z / \partial x^2$  - вторая производная магнитного поля  $l_1$  - длина участка с магнитным полем. Из этого уравнения видно, что для компенсации естественного хроматизма  $\frac{d}{d(\frac{\Delta p}{p})} (-\frac{1}{F}) = -\frac{1}{F}$  необходимо выбрать значение секступольной компоненты так, чтобы выполнялось соотношение

$$N'' / G = 1/\psi,$$

и в этом случае линза становится ахроматичной. Как видно из выражений для  $\cos(\mu_{x,z})$  если введем эти коррекции в фокусирующую и дефокусирующую линзы в соответствии со значениями  $\psi$  в этих местах, то обратится в ноль хроматизм такой ячейки и по  $X$  и по  $Z$ .

Из последнего соотношения видно, что стремление получить малое значение  $\psi$  приводит к возрастанию величины секступольных коррекций. Эти коррекции приводят к сильному изменению характера бетатронных колебаний на больших амплитудах, что ограничивает допустимую апертуру. Кроме того, при выпуске частиц из накопителя пучок также проходит на большом отклонении от равновесной траектории, и подвержен действию сильных нелинейных полей.

Фокусирующие поля в линзах можно записать в виде

$$B_z = G x + \frac{1}{2} N'' x^2.$$

Моделирование показало, что критическую амплитуду можно записать в виде

$$A_{cr} \approx g 0.2 \frac{G}{N''}$$

где фактор  $g = 1+2$  определяется деталями магнитной структуры, при этом изменение фокусного расстояния составляет около  $\frac{\Delta F}{F} = 0.08$ . В этом приближении легко можем сделать оценку максимального акцептанса накопителя в виде

$$\epsilon_A/\gamma = A_{cr}^2/\beta_{min} \approx g^2 10^{-2} \frac{\beta_{min}^2}{\beta_{min}} \approx g^2 0.16 \frac{3}{R^2} \left( \frac{\beta_{min}}{\beta_{max}} \right)^{3/2}$$

Если принять поперечный эмиттанс электронов и позитронов после ускорения до энергии 3 ГэВ равным  $\epsilon_A/\gamma \approx 1 \cdot 10^{-3}$  см рад, то при биениях бетатронной функции  $\beta_{max}/\beta_{min} = 16$  минимальное расстояние между линзами составит 136 см (при  $R=25$  м).

Какие же ограничения накладывают эти эффекты на выбор энергии накопителя? Апертура и градиент поля определяются условиями (используя выражения из 2.2) :

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \sqrt{\epsilon_0 l} \\ G &= B_{max}/A_0 \end{aligned} \right\} l = \frac{(\epsilon_0)^{1/3} \gamma^{1/3}}{B_{max}^{2/3}} 460 \text{ [см]},$$

где  $\epsilon_0$  - нормализованный акцептанс накопителя,  $B_{max}$  - магнитное поле на краю апертуры. Подставив последнее выражение в предыдущее и используя оценку  $R \approx 0.1 \gamma^{3/2} \tau^{1/2}$  [см] из 2.2, получаем соотношение возможного эмиттанса пучка к акцептансу накопителя :

$$\frac{\epsilon_A}{\epsilon_0} = g^2 \left( \frac{\beta_{min}}{\beta_{max}} \right)^{3/2} \frac{1.5 \cdot 10^9}{B_{max}^2 \tau^{3/2}} = \left( \frac{\beta_{min}}{\beta_{max}} \right)^{3/2} g \frac{2 \cdot 2.3 \cdot 10^7}{B_{max}^2 \gamma \tau^{3/2}} = \frac{0.23}{\gamma \tau^{3/2}} = \frac{7273}{\gamma}$$

( $\beta_{max}/\beta_{min} = 16$ ,  $B_{max} = 10^4$  Гс,  $\tau = 10$  с). Видно, что при  $\gamma < 7273$  можно обеспечить условия, при которых динамическая апертура не ограничивает акцептанс накопителя.

## 2.5 Варианты магнитной структуры.

Из таблицы 1 раздела 1.5 видно, что наиболее существенные требования предъявляются к вертикальному эмиттансу. При увеличении энергии и периметра накопителя уменьшается роль внутрипучкового рассеяния и заметно уменьшается вертикальный эмиттанс. Естественной границей является энергия, при

которой возможно использовать обычные железные магниты с полем меньше 20 кГс. Из рисунка 3 разд. 2.2 видно, что минимальная энергия для этого составляет  $\approx 3$  ГэВ, а при меньшей энергии для достижения требуемого времени затухания необходимо использовать сверхпроводящие магниты.

Рассмотрим для примера несколько конкретных вариантов магнитных структур.

1. Накопитель с FODO структурой с периметром 160 м,  $E \approx 3$  ГэВ с числом разбиений  $NP = 50$  и с числом частиц  $2 \cdot 10^{11}$ .

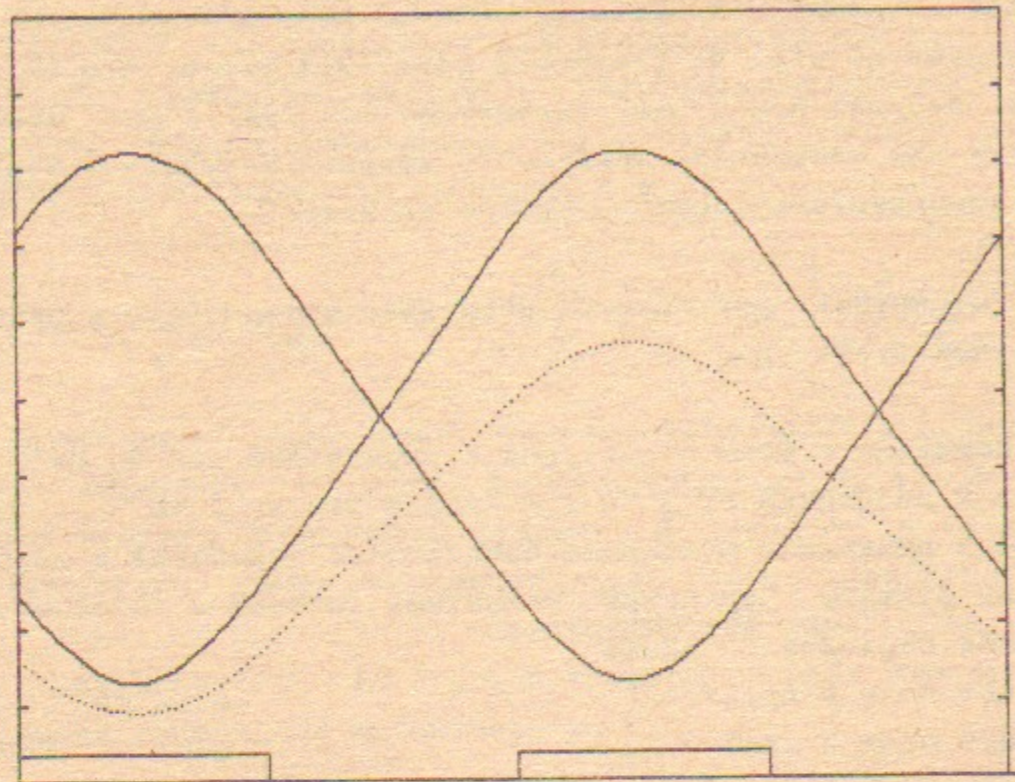
На рис.3 приведены огибающие бетатронных колебаний к дисперсионной функции. Параметры магнитной системы в зависимости от числа периодов  $NP$  равны :

Градиент поля в магните	$-0.94 NP^2$ , Гс/см
Градиент поля в линзе	$0.94 NP^2$ , Гс/см
Секступольная компонента в магните	$-1.7 \cdot 10^{-4} NP^4$ , Гс/см <sup>2</sup>
Секступольная компонента в линзе	$10^{-5} NP^4$ , Гс/см <sup>2</sup>
Длина промежутков	$4 \cdot 10^4 / NP$ , см
Максимальное значение бетатронной функции	$5.33 \cdot 10^4 / NP$ , см
Максимальное значение дисперсионной функции	$2.84 \cdot 10^4 / NP^2$ , см
Минимальное значение бетатронной функции	$1.3 \cdot 10^3 / NP$ , см
Минимальное значение дисперсионной функции	$0.45 \cdot 10^4 / NP^2$ , см
Секступоль в фокусирующей линзе	$0.15$ кГс/см <sup>2</sup>
Секступоль в дефокусирующей линзе	$-0.59$ кГс/см <sup>2</sup>

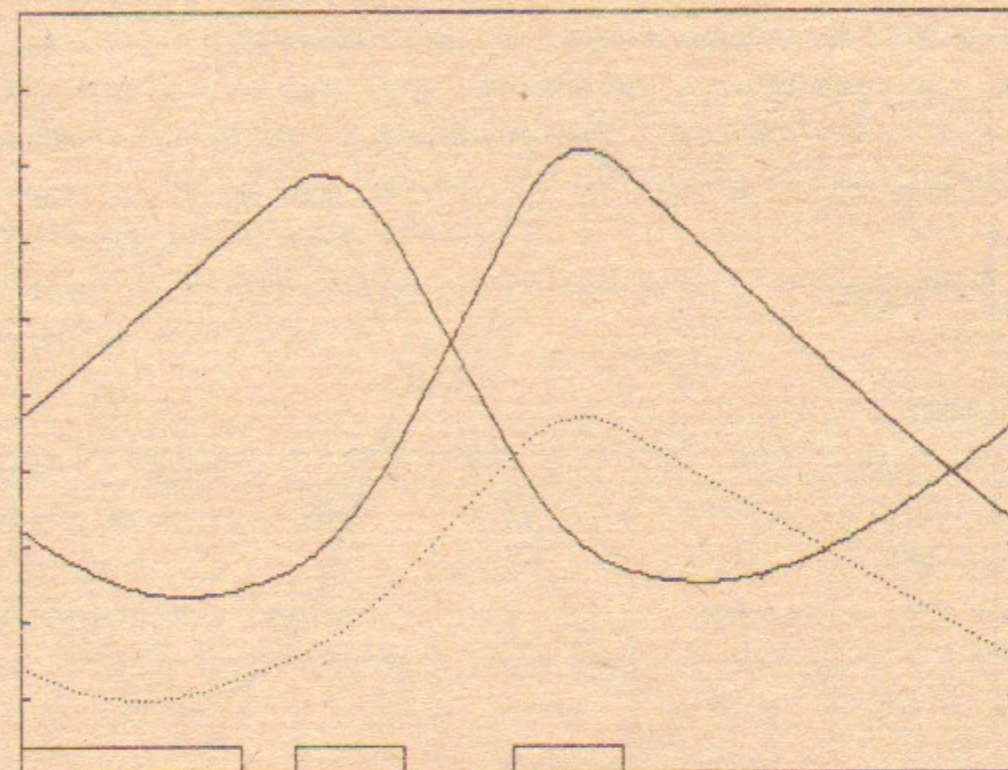
На рис.4 показана фазовая плоскость для радиальных колебаний в таком накопителе. Допустимый эмиттанс пучка составляет около  $1.6 \cdot 10^{-3}$  см.рад и расстояние между центрами линз 160 см.

2. Второй пример - накопитель с вынесенной дефокусирующей линзой, структура примененная для БЭП. Число периодов 66. Длина магнита 60 см, поле 15.15 кГс, длина квадруполей по 30 см, градиент +5.7 и -5.56 кГс/см, секступоль соответственно 0.7 и -1.5 кГс/см<sup>2</sup>. Расположение дублета линз через 30 см позволяет разместить сектупольный корректор между ними, а с другой стороны это расстояние сравнительно невелико для прецизионной выставки линз одна относительно другой с одной установки. Прямолинейный промежуток имеет длину 110 см.

3. Третий пример - структура с вигглерами - разновидность структуры Часмана-Грина [28], где вигглеры установлены в местах с нулевой дисперсионной функцией. Максимальная величина поля в вигглере составляет 24 кГс, число полюсов 9, период - 10 см.



Scale for FZ, FX = 40.0000 см Scale for PSI = 20.0000 см  
 Рис.3. Огибающие бетатронных колебаний и дисперсионная функция для накопителя с FODO структурой.



Scale for FZ, FX = 30.0000 см Scale for PSI = 20.0000 см  
 Рис.5. Огибающие бетатронных колебаний и дисперсионная функция для накопителя со структурой типа БЗП.

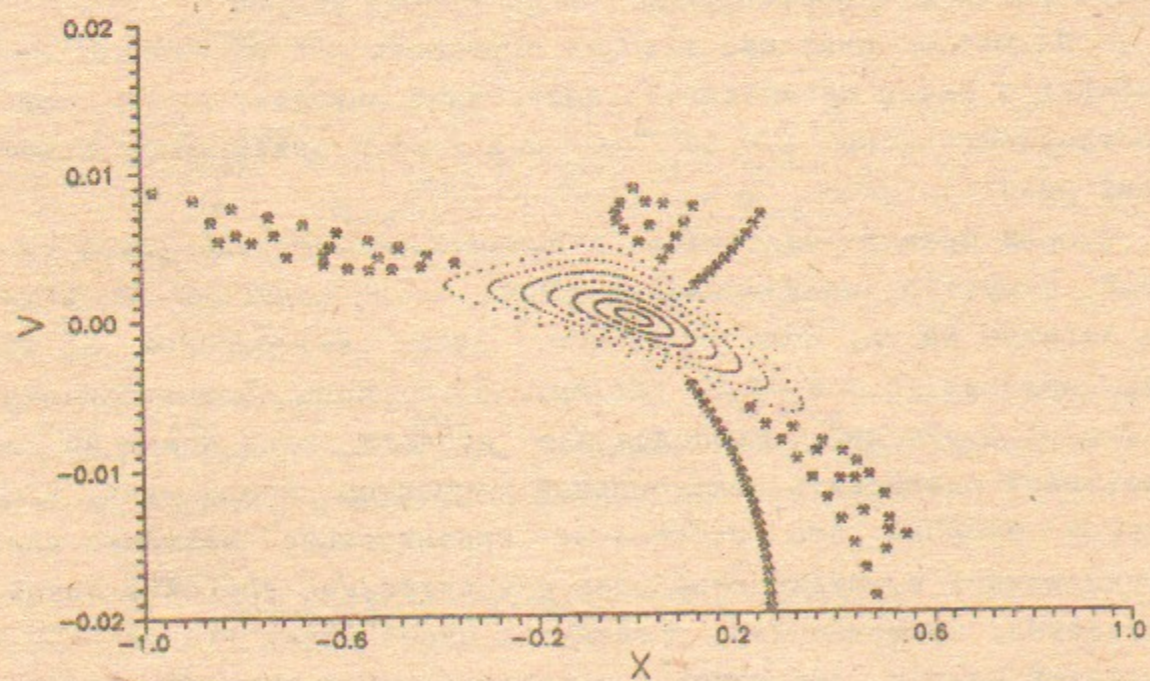


Рис.4. Динамическая апертура при NP=50,  $A_{cr} = 0.25$  см.

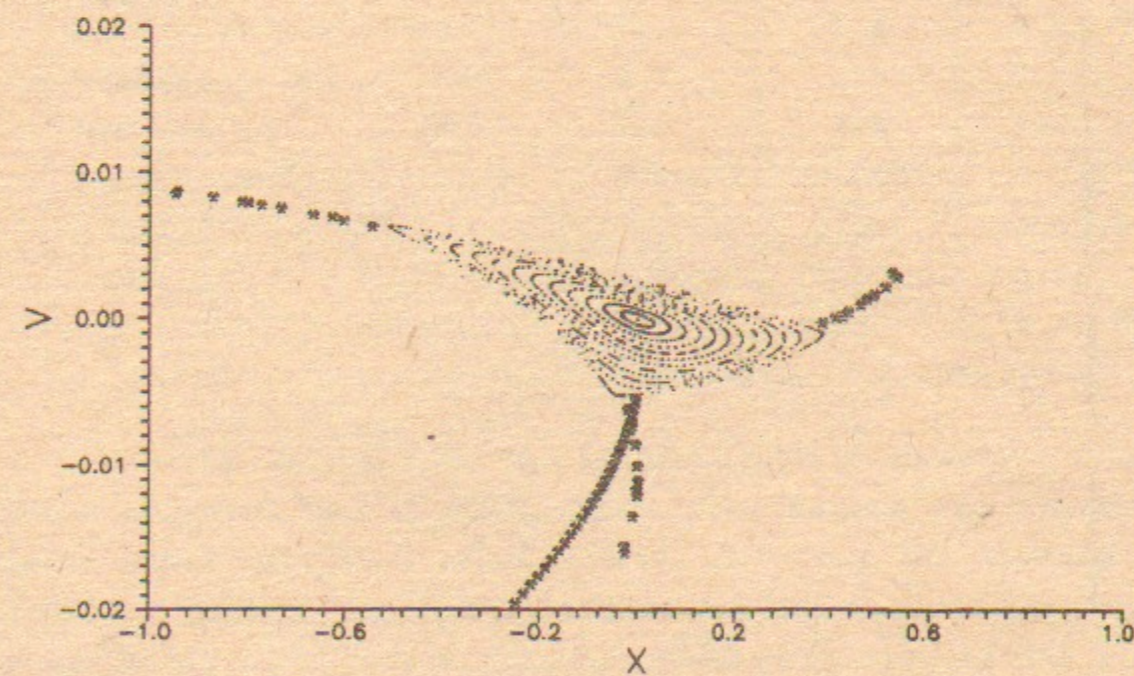
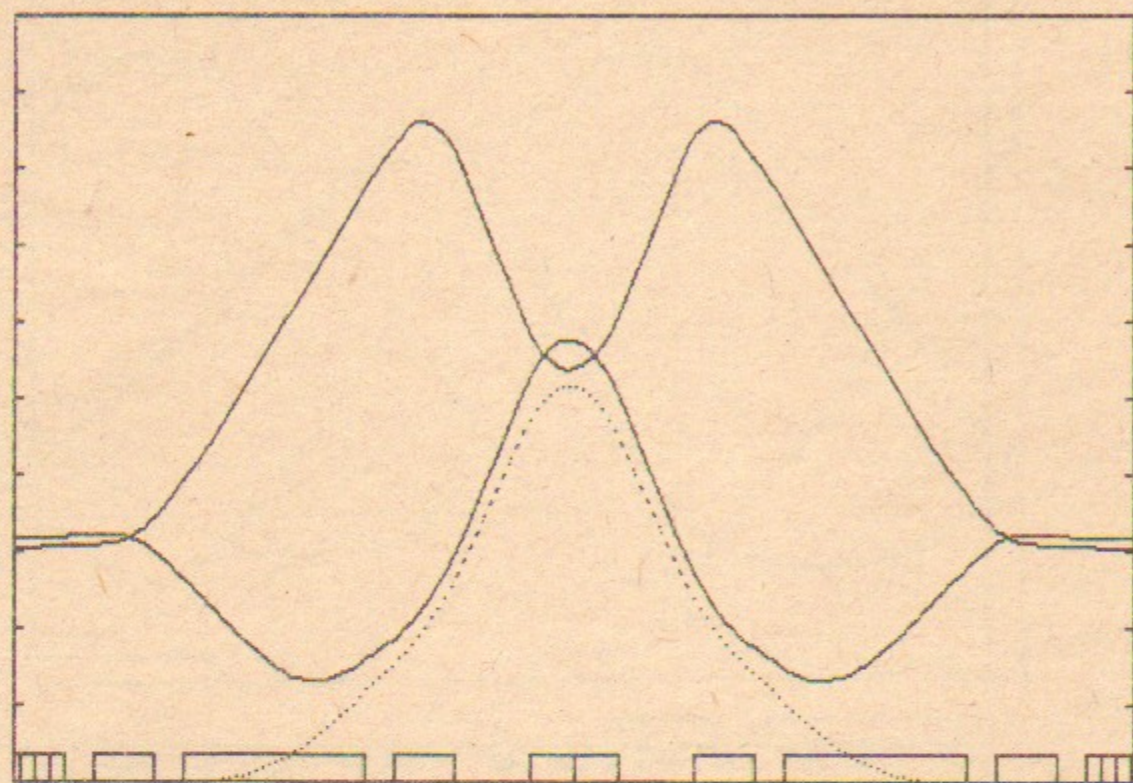


Рис.6. Динамическая апертура для структуры типа БЗП.



Scale for FZ, FX = 40.0000 см Scale for PSI = 20.0000 см

Рис.7. Огибающие бетатронных колебаний и дисперсионная функция для накопителя с вигглерами.

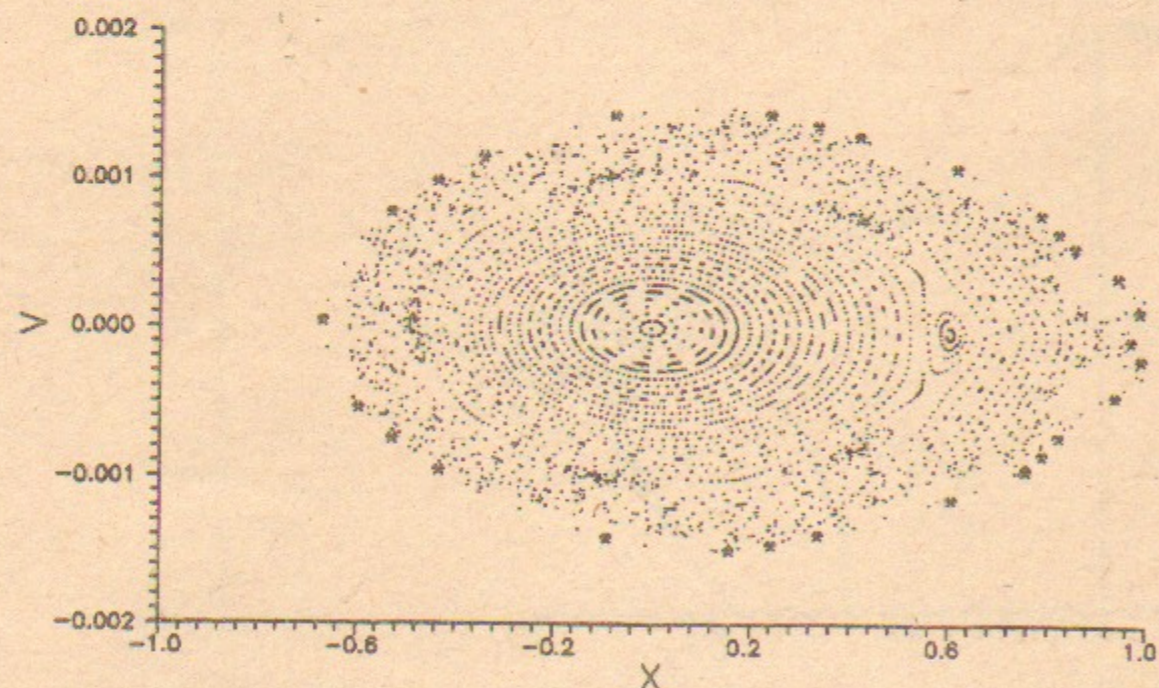


Рис.8. Динамическая апертура для накопителя с вигглерами.

В крайних полюсах величина поля составляет 0.25 и 0.75 от максимального, чем обеспечивается биеение дисперсионной функции в вигглере около нулевого значения. Число периодов 40. Максимальный градиент в фокусирующих линзах +8.5 кГс/см, дефокусирующих -6.5, при длине 20 см, величина секступолей соответственно 1.7 и -2.5 кГс/см<sup>2</sup>.

Параметры накопительных колец для рассмотренных вариантов сведены в Таблицу 2.

ТАБЛИЦА 2

Вариант структуры	Ф О Д О	Б Э П	Вигглер
Энергия частиц, МэВ	2998.5	2863.9	2901
Периметр, м	160	181	152
Число периодов структуры	50	66	40
Коэф. уплотнения орбиты	0.00177	0.0007	0.0003
$Q_x$	15.74	23.4	32.4
$Q_z$	15.68	22.3	7.2
Параметр затухания $G_x$	1.914	0.99	0.998
Параметр затухания $G_s$	1.086	2.01	2.002
$\tau_z$ , миллисекунд	2.7	3.5	0.74
Нормализованные эмиттан.			
$\epsilon_y$ , см рад $10^{-3}$	1.97	1.1	0.42
$\epsilon_{IBS}$ , см рад $10^{-3}$	2.57	3.3	1.88
$\epsilon_{TotX}$ , см рад $10^{-3}$	4.55	4.5	1.5
$\epsilon_z$ , см рад $10^{-7}$	3.43	2.8	4.5
Напряжение ВЧ, МэВ	1.5	1.5	5.0
Частота ВЧ, МГц	700	700	700
Размер сепаратр., $\Delta E/E$	0.0051	0.0057	0.026
$(\Delta E/E)_y$	0.0014	0.001	0.0016
$(\Delta E/E)_{Tot}$	0.0016	0.0013	0.0017
$\sigma_s$ , см	0.98	0.58	0.25

Отметим, что все структуры обеспечивают примерно одинаковые величины вертикального эмиттанта. Первые две структуры имеют время затухания около 3 мсек. По-этому для частоты повторения более 100 Гц и светимости  $10^{34}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup> необходимым может оказаться небольшое увеличение энергии или установка сверхпроводящих змеек в прямолинейные промежутки, где незначительным возмущением структуры можно сделать  $\psi_x$ - функцию равной нулю.

Вигглерная структура имеет примерно в десять раз меньшую динамическую апертуру.

## 2.6 Погрешности магнитной системы.

Из Таблицы 2 видно, что из-за физических ограничений, накладываемых внутривидовым рассеянием и квантовыми флуктуациями излучения, отношение величин эмиттансов не может быть меньше, чем  $\epsilon_z/\epsilon_x \approx 10^{-4}$ . По-существу эта величина и определяет максимальную величину допустимого вклада в вертикальный эмиттанс из-за неточной выставки элементов магнитной структуры. Это прежде всего связь  $x$  и  $z$  колебаний и наличие нескомпенсированной вертикальной дисперсионной функции.

В конце главы 2.3 приведена оценка для величины связи для FODO структуры в виде

$$\kappa_0^2 = \vartheta_0^2 2 NP = \vartheta_0^2 2\pi R/L,$$

где  $\vartheta_0$  - угол разворота в плоскости, поперечной направлению движения. Эта оценка справедлива вдали от резонансов. Для числа разбиений  $NP = 50$ , необходимая точность угловой выставки линз будет составлять  $\vartheta_0/2 \approx 10^{-3}/2$  рад., что на поперечном размере линзы  $\approx 300$  мм дает отклонение  $0.3/2 \approx 0.15$  мм, что легко поддается контролю.

Получим оценку на угловую точность установки линз еще одним способом.

Если магнит с градиентом  $G$  и длиной  $L$  повернут на угол  $\vartheta_0$ , то частица, пролетая на расстоянии

$$x = \sqrt{\beta_x \epsilon_x / \gamma + \psi_x^2 (\Delta E/E)^2}$$

от оси, получает приращение вертикального угла

$$\Delta z' \approx 2 KL x \vartheta_0 = 2 \frac{GL}{(HR)} x \vartheta_0$$

где  $HR$  - магнитная жесткость частицы. Соответствующее этому приращению инвариантной амплитуды составит

$$\Delta \epsilon_z \approx \gamma \beta_z (\Delta z')^2 = 4 (KL)^2 \vartheta_0^2 \beta_x \left( \beta_x \epsilon_x / \gamma + \psi_x^2 (\Delta E/E)^2 \right)$$

Здесь  $(\Delta E/E)_t^2$  - суммарный энергетический разброс, генерируемый квантовыми флуктуациями излучения и Тусек-эффектом.

Оценим порядок слагаемых. Имеем:

$$(\Delta E/E)_t^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}, \psi^2 \approx 100,$$

так что  $\psi^2 (\Delta E/E)_t^2 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ , в то время как  $\beta_x \epsilon_x / \gamma \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ , т.е. вклады сравнимы. Значения величин были взяты в фокусирующей по  $x$  линзе.

Скорость нарастания эмиттанса определится как

$$\frac{d\epsilon_z}{dt} = 4 \left\langle \sum (KL\vartheta_0)^2 \beta_x \left( \beta_x \epsilon_x / \gamma + \psi_x^2 \frac{d(\Delta E/E)}{dt} \right)^2 \right\rangle - \frac{2}{\tau} \epsilon_z$$

Максимальное значение прироста оценится при этом

$$\epsilon_z \approx 4 \sum (KL\vartheta_0)^2 \beta_x \left( \beta_x \epsilon_x / \gamma + \psi_x^2 (\Delta E/E)^2 \frac{\tau}{s} \right),$$

где суммирование проводится по всем линзам кольца. Для оценки можно взять

$$\epsilon_z \approx \epsilon_x 8 \sum (KL\vartheta_0)^2 \beta_x \beta_z,$$

и, считая, что силы линз равны, получим в предположении статистической независимости поворотов

$$\epsilon_z \approx \epsilon_x 8 (KL\vartheta_0)^2 \beta_x \beta_z NP.$$

Подставляя сюда  $KL \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ,  $\beta_x \approx 500$  см,  $\beta_z \approx 50$  см, найдем для  $NP = 50$

$$\epsilon_z \approx \epsilon_x \vartheta_0^2 8 \cdot 10^{-4} \cdot 500 \cdot 50 \cdot 50 = \epsilon_x \vartheta_0^2 10^3.$$

Таким образом, для получения  $\vartheta_0^2 10^3 = 10^{-4}$  необходимо по крайней мере обеспечить  $\vartheta_0 \leq 3 \cdot 10^{-4}$ , т.е. 0.3 миллирадиана. Эта оценка находится в согласии с использованной в гл. 2.3.

Совершенно аналогично получится оценка на допустимую величину смещения секступольной линзы. Угол, приобретаемый частицей при прохождении секступоля величиной  $S$ , длины  $L$ , смещенного в вертикальной плоскости на величину  $\delta$  есть

$$\Delta z' \approx 2 K_L L x \delta = 2 \frac{SL}{(HR)} x \delta.$$

В том же приближении получим

$$\epsilon_z \approx \epsilon_x 8 \sum (K_L L \delta)^2 \beta_x \beta_z$$

Подставляя сюда  $K_L L \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$ ,  $\beta_x \approx 500$  см,  $\beta_z \approx 50$  см, найдем для  $NP = 50$

$$\epsilon_z \approx \epsilon_x \delta^2 8 \cdot 25 \cdot 10^{-6} \cdot 500 \cdot 50 \cdot 50 \approx \epsilon_x \delta^2 250.$$

Таким образом из требования  $\delta^2 250 \approx 10^{-4}$  находим

$$\delta \leq 6 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 6 \text{ мкм},$$

что накладывает довольно жесткие ограничения на выставку секступоля. Отметим, что если задать высоту подставки под линзу в 1 метр, то при коэффициенте расширения порядка  $10^{-5}/\text{град}$ , нестабильность температуры  $\Delta T$  не должна превышать

$$\Delta T \leq 0.6 \text{ град.}$$

В этом случае может понадобиться термостабилизация подставок и всего помещения, где располагается накопитель. Во всяком случае можно порекомендовать расположение всех фокусирующих линз периода на отдельной платформе.

Еще одним источником прироста вертикального фазового объема является, как отмечалось, нескомпенсированная вертикальная дисперсионная функция, которая приводит к перекачке естественного энергетического разброса в пучке в поперечный размер.

При рассмотрении скорости диффузии вертикального эмиттанта (угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по кольцу)

$$\left(\frac{d\epsilon_z}{dt}\right)_0 = \gamma \left\langle \frac{\beta_z}{\gamma^2} \frac{d}{dt} (\Delta E/E)^2 \right\rangle + \gamma \left\langle \frac{\beta_z}{\gamma^2} \frac{d}{dt} (\Delta E/E)^2 \right\rangle_{\text{туш}} - \frac{2}{\tau_z} \epsilon_z.$$

принималось во внимание приращение инварианта бетатронных колебаний, связанное только с отклонением направления излучения кванта от направления движения

$$\Delta z' \approx \frac{1}{\gamma} (\Delta E/E),$$

где  $\Delta E$  — энергия кванта. Это давало приращение эмиттанта при единичном акте испускания  $\Delta \epsilon_z \approx \gamma \beta_z (\Delta z')^2$ . Отметим, что аналогичный вклад в радиальный эмиттанс  $\Delta \epsilon_x \approx \gamma \beta_x \left(\frac{1}{\gamma} (\Delta E/E)\right)^2$  пренебрежимо мал по сравнению с приращением, даваемым от наличия дисперсионной функции  $\Delta \epsilon_x \approx \gamma (P_x (\Delta E/E)^2)$ .

При наличии нескомпенсированной вертикальной дисперсионной функции, эмиттанс определится из выражения

$$\frac{d\epsilon_z}{dt} = \left(\frac{d\epsilon_z}{dt}\right)_0 + \gamma \langle (P_z(s) \frac{d}{dt} (\Delta E/E)^2) \rangle,$$

где  $P_z$  — дисперсионный инвариант вертикальной  $\psi_z$  функции:

$$P_z = \frac{1}{\beta_z} (\psi_z^2 + (\beta_z \psi_z' - \frac{1}{2} \beta_z' \psi_z)^2).$$

Полагая для оценки  $\frac{d}{dt} (\Delta E/E)^2 \approx \frac{4}{\tau_s} (\Delta E/E)^2$ , т.е. что установившееся значение энергетического разброса вдвое превышает разброс от квантовых флуктуаций излучения, выражение для вклада в вертикальный эмиттанс запишем в виде:

$$\epsilon_z \approx 2 \gamma \langle P_z(s) \rangle \frac{\tau_z}{\tau_s} (\Delta E/E)^2,$$

где согласно формулам гл. 2.2 можно оценить  $(\Delta E/E)^2 \approx \gamma^2 \frac{\Lambda}{R}$ . Таким образом,

$$\epsilon_z \approx 4 \frac{\Lambda}{R} \gamma^3 \langle P_z(s) \rangle_f$$

где  $P_z(s)$  берется в местах, где есть излучение.

Основным источником появления  $\psi_z$  является наличие на орбите радиальных полей. Это могут быть поля поворотных магнитов, установленных с перекосом и поля квадрупольных линз, смещенных в вертикальной плоскости. Так, если линза с градиентом  $G$  смещена в вертикальной плоскости на величину  $\delta$ , то на орбите появляется радиальное поле величины  $(G \delta)$ , приводящее на выходе линзы длины  $L$  к появлению добавочных величин  $\psi_z(s_0) \approx \rho (1 - \cos \frac{L}{\rho})$  и  $\psi_z'(s_0) \approx \sin \frac{L}{\rho}$ , где  $\rho \approx (H R)/(G \delta)$ . Само смещение как таковое может проистекать как от механического смещения, так и неидеальной конфигурации магнитного поля линзы.

Для грубой оценки величины  $\langle P_z(s) \rangle$ , учитывая, что  $\frac{L}{\rho} \ll 1$ , аналогично гл. 2.2, имеем  $\langle P_z(s) \rangle \approx \frac{1}{3} \beta_{z0} L^2 / \rho^2$ , а эмиттанс

$$\epsilon_z \approx \frac{\Lambda}{R} \gamma^3 \beta_{z0} L^2 / \rho^2,$$

где  $\beta_{z0}$  — значение  $\beta_z$  в месте возмущения. Величина смещения определится из выражения

$$\delta^2 < \frac{\epsilon_z}{\gamma \beta_{z0}} \left(\frac{HR}{GL}\right)^2 \left(\frac{\Lambda}{R} \gamma^2\right)^{-1}$$

Подставляя сюда значение входящих величин, получим ограничение на смещение:  $\delta < 60$  мкм. Правда, оценка весьма груба и здесь необходимы более детальные вычисления.

Отметим, что входящее в это выражение произведение  $GL$  — интеграл поля линзы. При перекосе же поворотного магнита на угол  $\vartheta_0$  на орбите появляется радиальное поле величины  $H_z \vartheta_0$  где  $H_z$  — ведущее поле. Ограничение на  $\vartheta_0$  по этому эффекту получается совершенно аналогично предыдущему

$$\vartheta_0^2 < \frac{\epsilon_z}{\gamma \beta_{z0}} \left(\frac{HR}{H_z L}\right)^2 \left(\frac{\Lambda}{R} \gamma^2\right)^{-1}$$

Здесь  $\left(\frac{HR}{H_z L}\right)^2 = (NR/2\pi)^2$  есть обратный квадрат угла поворота на одном периоде. Это дает  $\vartheta_0 < 1$  миллирадиана.

Приведем оценки на допуски отклонений величины поля в магнитах и градиентов в линзах. Будем следовать основополагающей работе [48]. При возникновении на равновесной орбите возмущений поля  $\mathcal{C} = \left(\pm \frac{n}{\rho} \delta \mp \frac{1}{\rho} \frac{\Delta B}{B}\right)$  средний квадрат смещения равновесной орбиты оказывается равным ( $y = x, z$ ) вдали

$$\langle y^2 \rangle = \frac{\pi^2}{\sin^2 \pi \nu} \frac{R^2}{\nu^2 \rho^2} \frac{1}{NP} \left( \frac{n^2}{\rho^2} \langle \delta^2 \rangle + \langle \frac{\Delta B}{B} \rangle \right).$$

Полагая  $\sin^2 \pi \nu = 0.5$ ,  $R^2/\nu^2 \approx \beta^2 \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2$ ,  $1/\rho^2 = H_z^2/(HR)^2 = 1/600^2 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2}$ ,  $NP = 50$ , найдем:

$$\langle y^2 \rangle \approx 2 \cdot 10^{-2} \left( 0.1 \langle \delta^2 \rangle + \langle \frac{\Delta B}{B} \rangle \right),$$

для типичного значения  $|n| = G\rho/H_z = \rho^2 G/(HR) \approx 180$  для FODO структуры, т.е. что ограничение слабое. Точное выражение для смещения орбиты есть

$$y = \sqrt{\beta} \sum \frac{\nu^2 f_k}{\nu^2 - k^2} e^{ik\phi},$$

где  $f_k = \frac{1}{2\pi\nu} \int \beta^{1/2} \zeta(s) e^{-ik\phi} ds$ , а  $\phi = \int ds/\nu\beta$ . Для определе-

ния ширины резонанса  $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \int \beta \Delta K(s) e^{ik\phi} ds$ , где  $\Delta K_z = \Delta \frac{n}{\rho^2}$

$\Delta K_x = \Delta \frac{n-1}{\rho^2}$ , в случае некоррелированных случайных ошибок имеем из [48]  $\langle \Delta\nu \rangle_{\text{rms}} \approx |n| \frac{R}{\nu\rho NP} \frac{1}{2} \langle \Delta G/G \rangle_{\text{rms}}$  что дает

$$\langle \Delta\nu \rangle_{\text{rms}} \approx 5 \langle \Delta G/G \rangle_{\text{rms}}$$

Если оценить  $\langle \Delta\nu \rangle_{\text{rms}} \approx \nu_s = 4 \cdot 10^{-3}$  - безразмерная частота синхротронных колебаний (см. гл. 4.1), то получается ограничение на  $\langle \Delta G/G \rangle_{\text{rms}} < 10^{-3}$ .

Для успешной работы понадобится возможность динамической подстройки орбиты по пучку с использованием сигнала с пикап-электродов. Необходимо обеспечить возможность смещения оси секступольной линзы, как дающей наибольший вклад в приращение эмиттанса. Отметим, что рассмотренные примеры магнитных структур, содержат длинные прямолинейные промежутки, в которых и возможно размещение датчиков и корректоров

Необходимой принадлежностью кольца, как обычно, будут являться октупольные линзы и скью-квадруполи.

Рассмотрению вопроса о минимизации эмиттанса путем выставки элементов структуры можно найти, например, в [14,15]. В работе [9] рассматривались допуски на юстировку накопительного кольца - инжектора для TLC. Отметим, что проблема является специфической для каждой конкретной структуры.

## 3.1 Оценки порогов неустойчивостей.

В настоящее время имеется большое число работ как экспериментального, так и теоретического плана, где проводится рассмотрение неустойчивостей пучка [23,24,42]. Последний семинар ICFA [34] полностью посвящен рассмотрению неустойчивостей в накопителях и ускорителях. Основным устройством, ответственным за развитие неустойчивости, как следует из проведенных рассуждений, является сам ускоряющий резонатор.

Реальная часть продольного широкополосного импеданса уединенного резонатора, имеющего ускоряющий зазор  $g$ , радиус пролетной трубы  $a$  для сгустка длины  $\sigma_1$  имеет реальную часть ( $Z_0 = 377 \text{ Ом}$ ,  $c$ -скорость света) [30,43]

$$R_1(\omega) = \frac{Z_0}{2\pi} \frac{c g}{a \omega} \frac{1}{2} \approx \frac{35}{a} \sqrt{g \sigma_1}$$

(было подставлено для частоты значение  $\omega = c/\sigma_1$ ). Отметим, что в приближении  $\sigma_1 < a$ , для которого справедлива вышеприведенная формула, импеданс падает с уменьшением длины сгустка. Истинное значение величины импеданса, по-видимому, выше, т.к. включает потери энергии в широкой частотной области.

В случае ускоряющей структуры в виде диафрагмированного волновода вследствие интерференции полей, диафрагмированных на отверстиях, энергия, оставленная на  $n$  ячейках с продольным размером  $g$  (таким же, как и рассмотренным ранее) составит [43]

$$\Delta E \approx \frac{(eN)^2}{4\pi\epsilon_0 a} \left( \frac{g/2\sigma_1}{1+n} \right)^{1/2} \frac{2}{1+n^{1/2}},$$

т.е. имеется падение  $\approx 1/\sqrt{n}$ .

Видно, что продольный импеданс зависит от пролетного расстояния корневым образом, а от диаметра пролетного отверстия обратно пропорционален, так что естественно стремление увеличивать диаметр пролетного отверстия в месте расположения резонатора, т.е. локально. При этом, увеличивая диаметр пролетной трубы, резонатор вынуждается работать не в оптимальной области по шунтовому сопротивлению. Здесь абсолютным пределом диаметра  $a$  является критическая частота пролетной трубы, которая для волны  $E_{01}$  типа есть  $\omega_c = 2.405 c/a$ . Видимо частота 1.5 ГГц является предельной частотой для основной



гармоники ускоряющего ВЧ.

Для размеров  $a = 8$  см,  $g = 8$  см,  $\sigma_1 = 1$  см продольный импеданс по оценке составит

$$R_1(\omega) = \frac{35}{a} \sqrt{g\sigma_1} = 4 \sqrt{4} = 8 \text{ Ом},$$

Номер гармоники, соответствующей частотам  $c/\sigma_1$  есть величина порядка  $n \approx R/\sigma_1 \approx 2500$  ( $\sigma_1 \approx 1$  см,  $R \approx 25$  м), так что

$$R_1/n = 8/2500 = 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}.$$

Если иметь в виду критерий [44]

$$Z(n)/n \leq \frac{Z_{cr}}{n} = \frac{2 \pi \alpha E \sigma_{\Delta E/E}^2}{e \hat{J}},$$

где  $\hat{J}$  — импульсный ток пучка, то в нашем случае для  $\hat{J} \approx 1$  кА,  $E = 3 \cdot 10^9$  эВ,  $\sigma_{\Delta E/E}^2 = 10^{-6}$ ,  $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$  правая часть равна  $Z_{cr}/n = 0.01$  Ом и здесь имеется некоторый запас.

Поперечный широкополосный импеданс уединенного резонатора с теми же размерами равен

$$R_1(\omega) \approx \frac{2c}{a^2 \omega} R_1(\omega),$$

для  $\omega \approx c/\sigma_1$ ,  $R_1(\sigma_1) = 2 \frac{\sigma_1}{a^2} R_1(\sigma_1)$  Ом/м

Для вышеприведенных размеров  $R_1(\sigma_1 = 1 \text{ см}) \approx 2 \cdot 0.01 / (0.08)^2 \cdot 8 = 25$  Ом/м, т.е. сгусток, проходящий на 1 мм не по оси резонатора, возбуждает  $U_1 = \hat{J} R_1 \cdot 10^{-3} = 10^3 \cdot 25 \cdot 10^{-3} = 25$  В.

Что касается резистивной неустойчивости, то значение максимального когерентного сдвига частоты [36]

$$\frac{\delta \nu_z}{\nu_z} \approx - \frac{r_0 N \beta_z^2}{2\gamma a^3} \sqrt{\rho_0 c / \sigma_1},$$

$N$  — число частиц,  $\rho_0$  — удельное сопротивление материала стенок камеры,  $a$  — радиус камеры. Для медной камеры с  $a = 1$  см  $\frac{\delta \nu_z}{\nu_z} = -10^{-4}$ . В [37] предложен способ для компенсации сдвига с помощью активной системы.

Пороговая частота для когерентного синхротронного излучения есть [19, 20]  $\omega_{th} \approx \frac{c}{\rho} (\pi \rho / 2a)^{3/2}$ , где  $\rho$  — радиус кривизны траектории в магните, так что такого рода излучение возможно для сгустка с длиной  $\sigma_{th}$

$$\sigma < \sigma_{th} = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\frac{3a}{\pi \rho}},$$

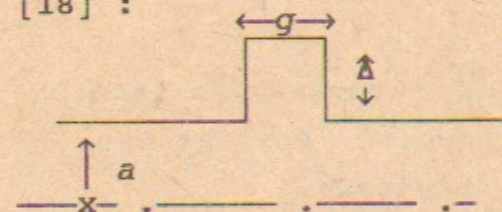
что дает для  $a = 1$  см,  $\rho \approx 5$  м  $\sigma_{th} = 0.03$  см.

### 3.2 Рекомендации по конструкции камеры.

Определенный опыт получен при создании вакуумной камеры накопителя БЭП [7]. Здесь был применен подход к гладкости вакуумной камеры подобно тому, как понимается гладкость волноводного тракта. Это позволило применять для измерения степени неоднородности различных сочленений хорошо известную в технике СВЧ-аппаратуру. Сочленения участков вакуумной камеры выполнены с использованием пружинящих контактных прокладок, как это применяется в волноводных соединениях, а для устранения влияния сильфонного соединения на пучок применено экранирование полости металлическими полосками, закрепляемыми с помощью точечной сварки. В прямолинейных промежутках камера продолжается неизменным профилем, но с перфорацией для осуществления откачки [45]. Пикап-электроды располагаются с наружной стороны перфорированных участков и не изменяют импеданс камеры на участке их расположения [40]. Полосковые пикап-электроды, применяемые для раскачки пучка, расположены непосредственно в камере и согласованы вплоть до  $\approx 8$  ГГц.

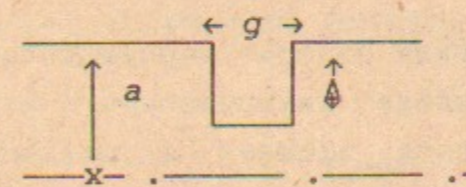
Несомненно, что этот опыт может быть использован при проектировании камеры полномасштабного накопителя-охлаждителя.

Приведем формулы для импедансов неоднородностей камеры [18]:



$$L = \frac{Z_0}{2\pi c} \frac{g\Delta}{a}, \quad \Delta/a \ll 1$$

$L \approx 4 \cdot 10^{-10}$  Гн для  $g = 1$  см,  $\Delta = 1$  см,  $a = 5$  см. Для  $\sigma_1 = 1$  см, импеданс  $X = i\omega L = i c L / \sigma_1 = i 12$  Ом



$$L = \frac{Z_0}{\pi c} \frac{\Delta^2}{a}, \quad \Delta/a \ll 1, \quad g/a \ll 1$$

$L = 8 \cdot 10^{-10}$  Гн для тех же значений параметров, а для импеданса  $X = i\omega L = i c L / \sigma_1 = i 24$  Ом.

Эти выражения могут быть использованы для оценок влияния конструктивных неоднородностей.

#### 4. УСКОРЯЮЩАЯ СИСТЕМА

##### 4.1 Общие требования.

Мощность синхротронного излучения, которую должна компенсировать высокочастотная ускоряющая система составляет

$$P_{\Pi} \approx E_0 N / \tau_s,$$

где  $E_0$  - энергия частиц,  $N$  - число частиц,  $\tau_s = (2 E_0 T_0) / U_0$  - время охлаждения.  $T_0$  - период обращения,  $U_0$  - потери на обороте ( $r_0 = e^2 / mc^2$ ,  $\gamma = E / mc^2$ ):

$$U_0 / mc^2 = \frac{2}{3} r_0 \gamma^4 \oint ds / \rho^2 \approx 2 + 2.5,$$

т.е. 1 МВ как минимум. С учетом пролетного фактора и необходимого превышения для обеспечения фазовой устойчивости напряжение на резонаторе будет составлять порядка  $U_{\max} \approx 2$  МВ. Для  $N = 2 \cdot 10^{11}$ ,  $\tau = 1.0$  мсек,  $E_0 \approx 3.0$  ГэВ, величина мощности равна  $P_{\Pi} \approx 100$  кВт.

Напомним основные формулы для равновесной фазы и энергетического размера сепаратрисы

$$\cos(\phi_s) = \frac{2\pi}{\omega_s e U_p} \frac{dE_s}{dt} = \frac{2\pi}{\omega_s e U_p} P_{\Pi},$$

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \left( \frac{2eU_p (\sin\phi_s - \phi_s \cos\phi_s)}{E 2\pi q \alpha} \right)^{1/2},$$

где  $q$  - кратность частоты ВЧ,  $\alpha = \frac{p}{\Pi} \frac{d\Pi}{dp}$  - коэффициент расширения орбит  $\alpha \approx 1/Q_x^2 \approx 1^2/R^2$ ,  $U_p$  - напряжение резонаторов на орбите,  $dE_s/dt$  - мощность потерь на излучение.

Связь между энергетическим разбросом и длиной сгустка определяется выражением

$$\sigma_{||} = \frac{\Delta E}{E} R_0 \left( \frac{2\pi\alpha E/e}{qU_0 \sin\phi_s} \right)^{1/2},$$

$R_0 = \langle \rho \rangle$ .

Как уже обсуждалось, энергетический разброс определяется внутрилучковым рассеянием и флуктуациями синхротронного излучения. Вклад синхротронного излучения записан в разделе 2.2 и для системы, в которой магнитное поле занимает 1/4 орбиты его можно записать в виде

$$\left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 \approx \frac{55}{64\sqrt{3}} \Lambda \gamma^2 \frac{1}{\rho} \approx \frac{\Lambda \gamma^2}{R},$$

Выберем напряжение ВЧ, превышающее необходимое для компенсации потерь в 2 раза ( $\cos\phi_s = 0.5$ ) и запишем выражение для длины сгустка в виде

$$\sigma_{||} = 25 \sqrt{\frac{\Lambda \gamma^3}{GR^3}}.$$

Здесь использовано соотношение между градиентом и параметром уплотнения орбиты в виде

$$\alpha \approx \frac{1}{4} \left( \frac{1}{R} \right)^2 \approx \frac{10^4 \gamma}{4GR^2},$$

где  $G$  - градиент магнитного поля выражен в Гс/см. Объединяя последние выражения и используя соотношение между средним радиусом и временем охлаждения бетатронных колебаний, получим выражение для продольного эмиттанта

$$\sigma_{||} = \frac{\Delta E}{E} \sigma_{||} = 2.17 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{\Lambda}{G\gamma\tau}}.$$

Это соотношение является сильным ограничением на выбор энергии накопителя. При инжекции в линейный ускоритель желательно иметь энергетический разброс, не превышающий  $\Delta E/E = \pm 0.05$ , иначе возникают слишком большие трудности при группировке пучка. Длина сгустка в линке должна составлять 0.07 см, что означает продольный эмиттанс 0.0035.

Частота малых фазовых колебаний  $\Omega_s$  есть

$$\Omega_s = \frac{c}{R} \left( \frac{q e U_p \alpha \sin\phi_s}{2 \pi E_s} \right)^{1/2} = \omega_s \gamma_s.$$

Для  $R \approx 25$  м,  $\omega_0 = c/R = 3 \cdot 10^8 / 25 = 12 \cdot 10^6$  ( $f_0 = \omega_0 / 2\pi = 1.9$  МГц) / При частоте резонатора  $f = 700$  МГц,  $q \approx 370$  для  $\alpha = 10^{-3}$  и  $E_s \approx 3$  ГэВ,  $eU_p \sin\phi_s = 1$  МэВ  $\nu_s = 4.3 \cdot 10^{-3}$ . Частота синхротронных колебаний является мерилем минимального воздействия в смысле сдвига частот и определяет полосу частот в спектре возмущений орбиты, проистекающих от нестабильности источников питания магнитной структуры.

##### 4.2. Энергетика ускоряющей структуры.

Важнейшей характеристикой энергетики резонатора является шунтовой импеданс  $Z = \frac{E_0^2 L}{P_{\text{wall}}}$ , где  $E_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E_s(s, r=0) ds$ ,

$L$  - нормировочная длина, а мощность потерь в стенках

$$P_0 = \pi \sqrt{\frac{k \rho_0}{2 \mu^3 c^3}} \int_0^b [H_\theta(z, r)]^2 dr,$$

где  $k = \omega/c$ ,  $\rho_0$  — сопротивление материала поверхности, интегрирование осуществляется до максимального радиуса  $b$ .

Для медного резонатора в виде цилиндрической полости с внешним радиусом  $b=18$  см, с пролетными трубами с радиусом  $a=8$  см, примыкающими с торцов с радиусом закругления 1 см и плавно переходящими в регулярную часть камеры с радиусом 1 см и с  $g=8$  см ( $L=26$  см), шунтовой импеданс составляет  $Z=17$  МОм/М, добротность  $Q_0=21400$ . Расчет произведен с помощью программы SUPERFISH [35]. При этом мощность потерь в стенках составит при  $U_{\max}=2$  МВ,

$$P_0 = U_{\max}^2 / Z L = 4 \cdot 10^{12} / 17 \cdot 10^6 / 0.26 = 0.9 \text{ МВт.}$$

На пучок, пролетающий через резонатор, воздействует напряжение  $U_{\max} T$ , где  $T$ :

$$T = \left( \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} E_s \cos(\omega s/c) ds \right) / E_0 -$$

-пролетный фактор порядка 0.5.

Таким образом большое напряжение  $U_{\max} \approx 2$  МВ и связанная с этим большая мощность потерь обуславливают переход к ускоряющей структуре, хотя с точки зрения увеличения импеданса такой переход и нежелателен.

При наличии структуры с  $n$  ячейками, напряжение, которое должно развиваться на одной ячейке, есть  $U_{\max}/n$ , а мощность потерь во всей структуре составит

$$n (U_{\max}/n)^2 / Z L = P_0 / n.$$

Рассмотрим ускоряющую систему накопителя, состоящую из нескольких идентичных подсистем: ВЧ-генератор-клистрон, тракт, ускоряющая структура. Если принять, что число таких подсистем  $N$ , то напряжение, которое должно развиваться на одной структуре, составит  $2 \text{ МВ}/N$ , а мощность потерь в одной подсистеме  $P_0 / (n N^2)$ .

Общие потери энергии пучком  $\approx 1$  МВ по отношению к 3 ГэВ составляют  $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ , что сравнимо с энергетическим разбросом в пучке  $\approx 10^{-3}$ , так что дробление на подсистемы желательно еще и с этой точки зрения.

С другой стороны, общий импеданс составит  $R_1^c \approx N n R_1$ .

Для системы с  $N=3$ ,  $n=3$ , мощность потерь  $900/27 \approx 30$  кВт, суммарная мощность составит 90 кВт, а импеданс  $Z_n/n = 3 \cdot 3 \cdot 8 / 2500 = 3 \cdot 10^{-2}$  Ом.

Более радикальным способом уменьшения потерь является

использование сверхпроводящего резонатора.

Для тех же размеров, что и у рассмотренного выше медного резонатора, шунтовой импеданс будет выше на величину  $Q_{0s}/Q_0 = 4.7 \cdot 10^4$ , где  $Q_{0s} = 10^9$  — добротность сверхпроводящего резонатора. При этом потери будут во столько же раз меньше и составят всего  $9 \cdot 10^5 / 4.7 \cdot 10^4 = 19$  Вт.

Основным ограничивающим фактором при попытке использовать сверхпроводящий резонатор, помимо большей сложности обслуживания, является необходимость съема заметной мощности излучения пучка на высоких частотах.

Потери энергии сгустком в резонаторе составляют

$$\Delta E \approx \frac{(eN)^2}{4\pi\epsilon_0 a} (g/2\sigma_1)^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}$$

за один пролет. За одну секунду потери составят (периметр 150 м)  $\Delta E f \approx 3 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \cdot 10^8 / 150 = 6 \cdot 10^2$  Вт.

Таким образом из резонатора необходимо выводить 0.6 кВт мощности. В резонаторах с формой, близкой к оптимальной, возможно также образование резонансной структуры квазиоптического типа, вообще слабо связанной с пролетными отверстиями. Для устранения указанного эффекта следует варьировать форму боковой поверхности.

В существующих проектах сверхпроводящих ускоряющих устройств вывод излученной мощности осуществляется во внешнее пространство с помощью различного рода ответвителей, см., например [33]. Основная проблема организации вывода паразитной мощности из резонатора состоит в теплопритоке по устройству вывода.

Рассмотрим схему вывода паразитных гармоник, представленную на рис. 9. Здесь с помощью рупоров  $R$  мощность выводится в вакуумное пространство между криостатом и внешним корпусом, где она поглощается абсорберами  $A$ . Для вывода низшей поперечной моды рупор выполнен в виде продольной щели. По характеру излучательной способности упомянутое пространство вполне адекватно абсолютно черному телу, чем и обеспечивается поглощение. Сам криостат имеет отражающую теплоизоляцию. Буквой  $W$  обозначено вакуумное СВЧ-окно.

Приведем оценку на точность выставки резонатора. Если ось резонатора имеет угол  $\vartheta_0$  по отношению к траектории сгустка, то уравнение поперечного движения оказывается

$$\frac{dz^2}{d\vartheta^2} + v^2 z - \frac{2i}{\tau_z \omega_0} \frac{dz}{d\vartheta} = \frac{eE\vartheta F(\vartheta)}{m\gamma \omega_0^2},$$

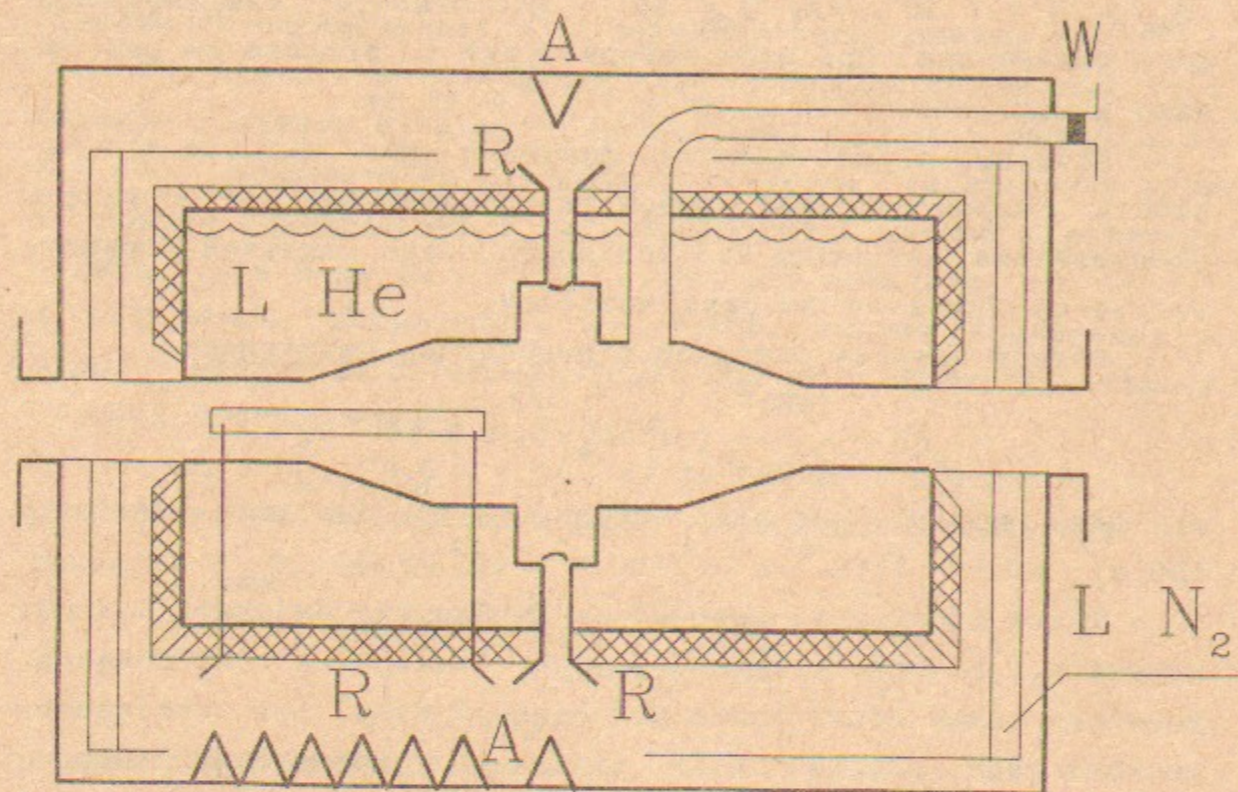


Рис. 9. Схема вывода паразитной мощности из резонатора.

где  $F(\vartheta)$  — описывает угловую протяженность резонатора  $\vartheta \approx 2 \frac{L/2}{2\pi R}$ ,  $L$  — длина резонатора. Разлагая  $z(\vartheta)$  в ряд, находим, учитывая, что  $\vartheta \ll 1$ , а  $EL=U$ :

$$z = \sum z_k = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{eU}{E_s}\right) \vartheta_0 R \sum \frac{1}{k^2 - \nu^2 + \frac{2ik}{\tau_z \omega_0}}$$

Полагая  $\nu \approx k + 1/2$  и пренебрегая членом с затуханием, т. е.

$\tau_z \omega_0 \approx 10^3$ , а также что при этом  $\frac{1}{k^2 - \nu^2 + \frac{2ik}{\tau_z \omega_0}} \approx 1/\nu$ , получа-

ем:  $z \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{eU}{E_s}\right) \vartheta_0 \frac{R}{\nu}$ , а прирост фазового объема  $\Delta \varepsilon_z \approx \gamma \frac{z^2}{\beta_z^2}$

$$\Delta \varepsilon_z \approx \gamma \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{eU}{E_s}\right)^2 \vartheta_0^2 \beta_z^2$$

что дает  $\vartheta_0 < 2 \cdot 10^{-3}$ , т. е. ограничение не слишком сильное, в отличие от самого линейного ускорителя.

Мощность, уносимая пучком, определяет соответствующую добротность:

$$\frac{1}{Q_{\text{п}}} = \frac{P_{\text{п}}}{\omega W_{\text{р}}},$$

где  $W_{\text{р}}$  — энергия, запасенная в полях структуры. Соответственно определяется и добротность вследствие потерь в стенках

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{P_{\text{wall}}}{\omega W_{\text{р}}}.$$

Результирующая добротность для этих потерь определится из выражения

$$\frac{1}{Q_{\Sigma\text{п}}} = \frac{1}{Q_{\text{п}}} + \frac{1}{Q_0}$$

При подключении тракта к ускоряющей структуре результирующая добротность становится равной

$$\frac{1}{Q_{\Sigma}} = \frac{1}{Q_{\Sigma\text{п}}} + \frac{1}{Q_{\text{тр}}} = \frac{1}{Q_{\text{п}}} + \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{тр}}}.$$

Условие согласования является как обычно

$$\frac{1}{Q_{\Sigma\text{п}}} = \frac{1}{Q_{\text{тр}}},$$

т. е. при таком выборе связи, когда выполняется это соотношение, в режиме нагрузки пучком не будет происходить отражений от входного устройства связи.

Из этих соотношений следует, что по мере увеличения как  $N$  и  $n$ , а особенно при использовании сверхпроводящего резонатора, все большая доля мощности будет отражаться от входного узла при отсутствии пучка. При исчезновении пучка

$$\frac{1}{Q_{\Sigma}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{тр}}}$$

и будет отражаться доля мощности, уносимая ранее пучком.

Для устранения влияния отраженной волны на клистрон в тракте устанавливается циркулятор, с одним плечом подключенным к согласованной нагрузке.

СВЧ-окно для ввода мощности также работает в режиме импульсной нагрузки. Проведенные исследования [38] показывают, что все проблемы, связанные с вводом мощности могут быть успешно решены.

Таким образом, использование сверхпроводящего резонатора оказывается предпочтительным как с точки зрения энергетики питающего генератора, так и с точки зрения минимизации импеданса по отношению к взаимодействию со сгустком.

Достигнутой напряженности поля 5 МэВ/М вполне достаточно для успешной работы.

При рождении на мишени частицы имеют продольную поляризацию, а равновесное направление в накопительном кольце — вертикальное. Для преобразования поляризации используются спиновые ротаторы. Энергия накопительного кольца выбирается равной  $(n+1/2)440.65$  МэВ, где  $n$  — целое число. При этом частота спиновой прецессии является полуцелым числом, чем облегчается задача по повороту спина. Кроме того при полуцелом значении частоты вращения спина, пучок в меньшей степени подвержен воздействию деполяризующих резонансов в накопителе.

Описание спиновых ротаторов можно найти, например, в [1, 13, 39].

## 6. ВПУСК И ВЫПУСК В НАКОПИТЕЛЬ

### 6.1. Оценки энергетики систем.

Для устойчивой работы комплекса очень важна надежная работа впускных и выпускных систем. Так как частота срабатывания может достигать и 1000 Гц, то становится важным значение энергии, необходимой для одного срабатывания системы.

Энергия, запасенная в магнитном поле кикера, составляет

$$W = l_k \frac{H^2}{8\pi} 4 A_x A_z$$

где  $l_k$  — полная длина кикеров,  $H$  — магнитное поле кикера,  $A_x, A_z$  — соответственно радиальная и вертикальная апертуры кикера. Поскольку  $NI_k = \text{Const}$  — углу отклонения частиц, то  $W \propto 1/l_k$ .

Для накопителя с периметром  $\approx 160$  м время оборота составляет 530 нс и фронт нарастания магнитного поля выпускного кикера при одногустковом режиме может достигать 400 нс. Время отсутствия сгустка в накопителе 30 — 40 мкс — в зависимости от длины линейного ускорителя, определяет задний фронт выпускного кикера и передний — впускного.

Для магнитных структур, рассмотренной выше, рационально расположить кикеры в прямолинейных промежутках вокруг фокусирующей в радиальном направлении линзы. При магнитном поле 1 кГс и при длине каждого кикера 80 см положения впускного и циркулирующего пучка с эмиттансом  $0.0005$  см<sup>2</sup> рад показано на рис. 10. Видно, что при ширине ножа входного септума 0.5 см остаются запасы на ошибки впуска. Пучковая радиальная апертура в кикере необходима  $A_x = 1.2$  см и верти-

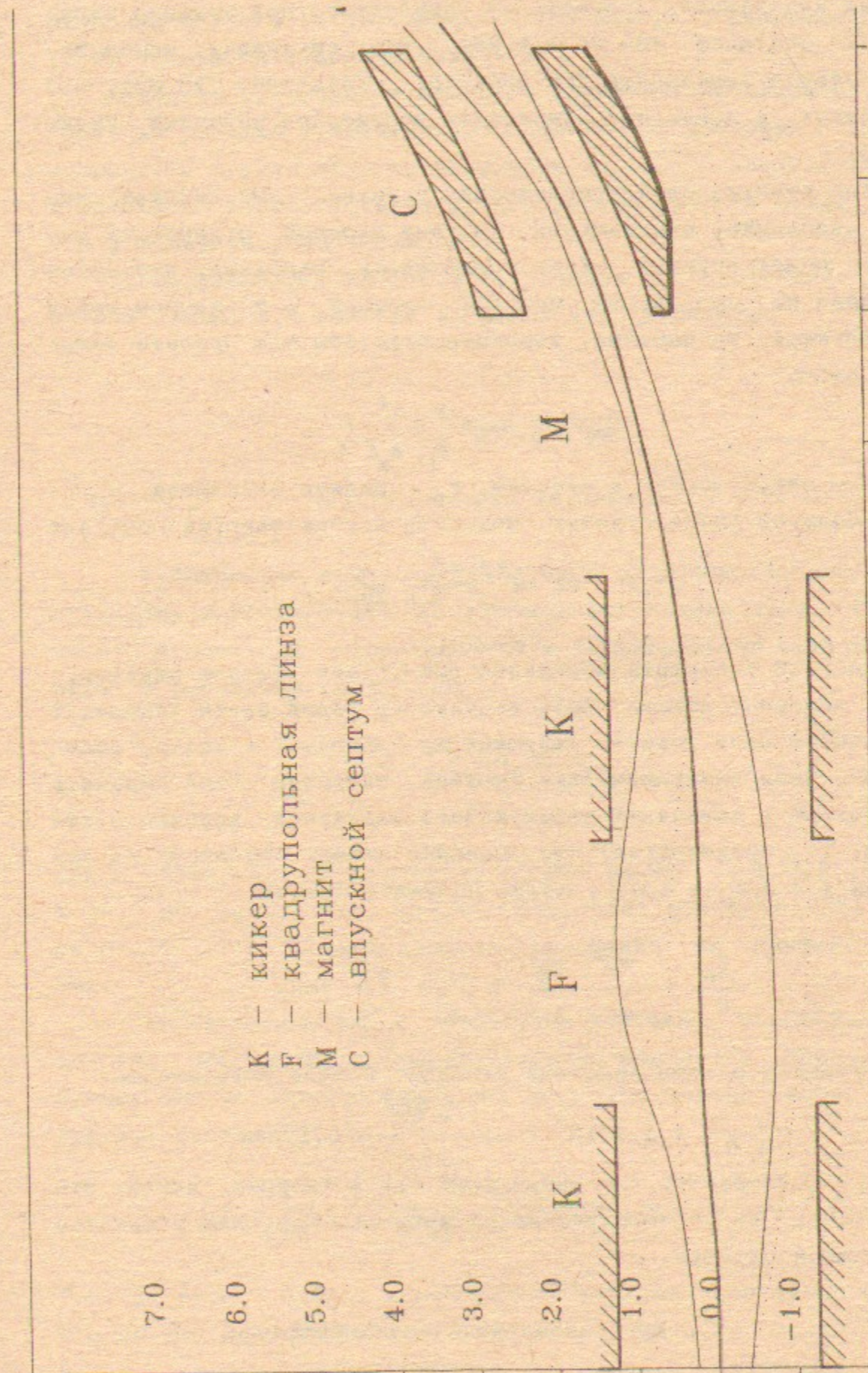


Рис. 10. Положение впускного и циркулирующего пучков с эмиттансом  $0.0005$  см<sup>2</sup> рад.

кальная  $A_z = 0.8$  см. Энергия, запасенная в магнитном поле кикера при этом, составит  $W \approx 3.5$  Дж. Таким образом необходима минимальная мощность от коммутатора при времени нарастания импульса  $400$  нс -  $9$  МВт. Для сравнения, мощность, развиваемая тиратроном ТГИ 1000/25, составляет  $25$  МВт, что позволяет, в принципе, обеспечить достаточно надежный генератор.

Для уменьшения взаимодействия сгустка с заполнением кикера необходима специальная система экранов, отделяющих кикер от полей сгустка. Если представить, например, что экран выполнен из проводящих полосок шириной  $\Delta$  с зазором между полосками  $\delta$ , то энергия, теряемая сгустком при пролете кикеров, равна

$$\Delta W = mc^2 N^2 \frac{r_0 \delta^2}{\sigma_{||} A_z \Delta},$$

где  $N$  - число частиц в сгустке,  $r_0$  - радиус электрона,  $\sigma_{||}$  - продольная длина сгустка. Мощность потерь энергии составит

$$\Delta W f = mc^2 N^2 \frac{r_0 \delta^2}{\sigma_{||} A_z \Delta} \frac{c}{2\pi R},$$

где  $f = c/2\pi R$  - частота обращения электронов. Ширина экранирующих полосок должна быть достаточно малой из-за искажений магнитного поля токами, текущими по полоскам, а зазоры должны быть малы для уменьшения потерь энергии. Если выразить эти потери в величинах эффективного импеданса, вносимого кикером, то, предполагая, что основные потери возникают на частотах  $f \approx c/A_z - c/\sigma_{||}$ , можно получить оценку

$$\frac{Z_n}{n} \approx \frac{mc^2}{ec} \frac{r_0 \delta^2}{p \Delta} \approx 2 \cdot 10^{-3} \frac{\delta^2}{\Delta} [\text{Ом}].$$

Для надежной работы вносимый импеданс должен быть меньше

$$\left| \frac{Z_n}{n} \right| \leq 3.7 \cdot 10^9 \text{ F} \frac{\gamma (\Delta p/p)^2}{\hat{J}} \approx 0.1 \text{ Ом},$$

где  $F$  - форм-фактор,  $\hat{J}$  - импульсный ток в Амперах. Видно, что требования на геометрические размеры экранирующих элементов не слишком жесткие.

## 6.2 Требования на стабильность.

Нестабильность амплитуды кикера приводит к тому, что выпущенный сгусток влетает в ускоряющую структуру линака под

углом и не по оси, что является затравкой для развития неустойчивости [16]. Для устранения этого эффекта применяется оптическая система, включающая второй импульсный магнит, питаемый от того же источника, что и кикер, и размещаемого в месте набега бетатронной фазы в  $\pi$ .

Наиболее радикальным способом является, по-видимому, устранение влияния неустойчивости кикера по измерению текущей координаты и угла сгустка на выходе из охлаждающего кольца и опережающим воздействием на поворотном участке перед влетом в линейный ускоритель [41].

Дальнейшее рассмотрение необходимо проводить для конкретной схемы, что выходит за рамки данной работы.

## 7. ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА.

### 7.1 Требования на вакуум.

Кулоновское рассеяние на атомах остаточного газа может приводить к возрастанию поперечных эмиттансов пучка. Наибольшие требования предъявляются к вертикальному эмиттансу и вклад в рассеяния составляет

$$\Delta \epsilon_z = \frac{2 \pi r_e^2 c \ln_c Z_a^2 \tau}{\gamma} \langle n_a \beta \rangle.$$

Для  $\gamma = 6000$ ,  $Z_a = 7$  плотность атомов должна быть при  $\Delta \epsilon_z / \gamma = 10^{-11}$  см,  $n_a = 6 \cdot 10^7$ , что соответствует давлению  $P \approx 2 \cdot 10^{-8}$  мм.рт.ст., т.е. с этой стороны требования не слишком сильные.

Более существенные требования связаны с необходимостью очистки электронного кольца от ионов ионизации. Время, требуемое для накопления ионов в количестве равном числу электронов, составляет

$$\tau = \frac{1}{n_a \sigma_1 c} = \frac{1}{6 \cdot 10^7 \cdot 10^{-18} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 0.5 \text{ сек}.$$

Т.е. за время  $0.01$  с может накопиться заметное число ионов, что опасно возможными колебаниями электронного пучка. Уход ионов связан с высокой скважностью пролета электронного сгустка. За время отсутствия сгустка в данном месте ион заметно смещается. Однако даже малое число ионов может существенно

повлиять на движение электронов в кольце. Так, сдвиг частоты когерентных колебаний сгустка составляет

$$\Delta\nu \approx \frac{\eta N r_0 \beta}{2\pi a_1^2 \gamma}$$

где  $a_1$  - характерный размер ионного облака,  $\eta$  - доля ионов в кольце по отношению к электронному. При  $N=2 \cdot 10^{11}$ ,  $\gamma = 6 \cdot 10^3$ ,  $a_1 = 0.1$  см,  $\beta = 400$  см,  $\Delta\nu = 5 \cdot 10^2 \eta$ , т.е. накопленные ионы могут существенно изменить фокусировку, а это приведет к возникновению проблем с занулением  $\psi$  и  $\psi'$  в необходимых местах. Поэтому требуется более внимательное изучение очистки ионов.

## 7.2 Оценка необходимой мощности вакуумной откачки.

Основным источником газа в накопителе является десорбция газа синхротронным излучением. Мощность излучения составляет (гл.2.1)

$$P_{\Pi} \approx E_0 N / \tau_s$$

где  $E_0$  - энергия частиц,  $\tau_s$  - время затухания,  $N$  - число частиц. Число фотонов излучения в секунду равно

$$\frac{dN}{dt} = \frac{P}{E \gamma} \approx \frac{\eta N R}{\gamma^2 \tau \eta c} = \frac{N R}{\gamma^2 \Lambda \tau}$$

Если коэффициент десорбции  $\eta$ , то количество атомов, поступающих в единицу времени в вакуумный объем, составляет

$$\frac{dN_a}{dt} = \eta \frac{N R}{\gamma^2 \Lambda \tau}$$

и при скорости откачки  $\frac{dV_0}{dt}$  давление в камере будет равно

$$z = k T \eta \frac{N R}{\gamma^2 \Lambda \tau} \left( \frac{dV_0}{dt} \right)^{-1}$$

где  $k$  - постоянная Больцмана. Для получения  $z = 10^{-8}$  мм.р.ст. и скорости откачки  $10^4$  л/с необходимо достичь коэффициента десорбции  $10^{-6}$ . По-видимому, необходимо иметь специальные ловушки синхротронного излучения, удаленные от пучка, с хорошей вакуумной откачкой.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сделаем основные выводы по проделанной работе.

Для получения в одногустковом режиме параметров с минимальным вертикальным фазовым объемом требуется повышенная энергия для борьбы с Тушек-эффектом.

Особое внимание следует уделять вертикальной выставке элементов магнитной структуры, особенно секступолей.

В отличие от рассмотренных ранее проектов, сделан вывод о том, что существует оптимальная жесткость системы фокусировки.

Верхняя граница по энергии определяется кроме технических проблем (ограничения по ВЧ), необходимостью обеспечения динамической апертуры.

Стремление понизить импеданс резонатора по отношению к возбуждению пучком приводит к тому, что приходится выбирать шунтовое сопротивление отличным от оптимального. Для уменьшения активных потерь, неизбежным окажется использование сверхпроводящего резонатора.

Следующий шаг по пути достижения необходимых параметров, по-видимому, составят двухстадийные системы с пред'охладительным кольцом, так как и предполагалось, например, в первоначальном проекте ВЛЭП.

## 9. ЛИТЕРАТУРА

1. ВЛЭП, физическое обоснование, 1983.
2. Emery L.: An Ultra - Low Emittance Ring Lattice and its Dynamic Aperture, SSRL report
3. Urakawa J., Egawa K., Higo T. et al: Preliminary Designs of 1.54 GeV Damping Ring and Bunch Compressor for JLC, Preprint KEK 90-118, 1990.
4. Балакин В.Е., Будкер Г.И. и Скринский А.Н.: В сб.: Проблемы физики Высоких Энергий и Управляемого Термоядерного синтеза, Наука, Москва, 1981.
5. Vsevoloj'skaya T.A., et al: Helical undulator for conversion system of the VLEPP project, Proc. of the 13 Int. Conference on High Energy Accelerators, Novosibirsk, 1986, vol.1, p.164.
6. Steffen K.: The Wiggler Storage Ring, a Device with Strong Radiation Damping and Small Beam Emittance. - DESY PET 79/05, 1979.
7. Аншин В.В. и др.: Прототипы накопителя-охладителя и груп-

- пирователя для проекта ВЛЭПП.- Труды XIII Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Новосибирск: Наука, 1987, с.159.
8. Balakin V.E., Koop I.A., Novokhatsky A.V., Skrinisky A.N., Smirnov V.P.: Beam Dynamics of a Colliding Linear Electron-positron beam (VLEPP), Preprint INP 79-79, Novosibirsk, 1979.
  9. Raubenheimer T.O., Rivkin L.Z., Ruth R.D.: Damping Ring Designs for a TeV Linear Collider, SLAC-PUB-4808, 1988.
  10. Krejcik P.: Design for a Practical, Low-Emittance Damping Ring, Proc EPAC-Conf., Rome, Vol. 1, 752, 1988.
  11. Delahaye J.P. and Potier J.P.: Reverse Bending Magnets in a Combined - Function Lattice for the CLIC Damping Ring, CERN PS 89-21, 1989.
  12. Brinkman R.: A Study of Low-Emittance Damping Ring Lattices, DESY M-90-09, 1990.
  13. Гордеев О.П. и др.: Управление поляризацией в канале инжекции ВЭПП-3 - ВЭПП-4, Препринт ИЯФ 83-110, 1983.
  14. Kewish J., Limberg T., Rossach J., Willeke F.: Vertical Dispersion Generated by Correlated Closed Orbit Deviations, DESY 86-020, 1986.
  15. Пупков Ю.А.: О допусках на точность выставки магнитов ускорителей. Препринт ИЯФ 79-51, 1971.
  16. Limberg T., Seeman J.T. and Spence W.L.: Effects and Tolerances of Injection Jitter in SLC and Future Linear Colliders, SLAC-PUB-5276, 1990.
  17. Telnov V.I.: Problems in obtaining  $\gamma\gamma$  and  $\gamma e$  Colliding Beams at Linear Colliders, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A294(1990)72-92.
  18. Bane K., Sands M.: Wakefields of Very Short Bunches in an Accelerating Cavity, SLAC-BUB-4441, 1987.
  19. Warnock R.L.: Shielded Coherent Synchrotron Radiation and its Effect on Very Short Bunches, SLAC-PUB-5375, 1990.
  20. Heifets S., Mikhailichenko A.A.: On the Impedance due to Synchrotron Radiation, SLAC/AP-83, 1990.
  21. Sands M.: The Physics of Electron Storage Rings an Introduction, SLAC-121, UC-28 (ACC), 1979.
  22. Коломенский А.А., Лебедев А.Н.: Теория циклических ускорителей: М., ГИИТЛ, 1962.
  23. Ruth R.: An overview of Collective Effects in Circular and Linear Accelerators, SLAC-PUB-4948, April 1989.
  24. Haissinsky J.: Il Nuovo Cimento 18b, No. 1, 72 (1973).
  25. Amaldi U.: A Possible Sceme to Obtain  $e e$  and  $e e$  Collisions At Energies Of Hundred of GeV, Phys. Lett. Vol. 61B, N3, p. 313 (1976).
  26. Hand L.N., Lundgren S., The Design of Low Emittance Electron Storage Rings, CLNS 88/841, may 1988.
  27. Solyak N.A., Preprint INP 88-44, Novosibirsk, 1988.
  28. Chasman R., Green K., Proposal for a National Synchrotron Light Source, BNL 50595, 1977.
  29. Bruck H.: Accélérateurs Circulaires de Particules, Press Universitaires de France, 1966.
  30. Novokhatsky A.V.: On the estimation of the Wake Potential for an ultrarelativistic Charge in an Accelerating Structure, Preprint INP 88-39, Novosibirsk, 1988.
  31. Touchek B.: Physics with Electron Storage Rings, V Internat. Conference on High Energy Accelerators, Frascati, 1965, p. 263.
  32. Balakin V.E., Novokhatsky A.V., Smirnov V.P.: Proc. 12 th Int. Conf. on High Energy Accelerators, Fermilab (1983) p. 119.
  33. Padamsee H. e.a.: Superconducting RF Accelerating and Crab Cavities for the Cornel B-Factory, CESR-B., CLNS 90-1039.

34. Fourth Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Collective Effects in Short Bunches, KEK, Japan, 24-29 September 1990.
35. SUPERFISH, Manual, LA-UR-87-126.
36. Mikhailichenko A.A., Parkhomchuk V.V.: Transverse Resistiv Instability of a Single Bunch in Linear Collider, Preprint INP 91-55, Novosibirsk 1991.
37. Пархомчук В.В., Шильцев В.Д., Серый А.А.: Компенсация когерентного сдвига частоты бетатронных колебаний сгустка в вакуумной квемре накопителя, Препринт ИЯФ 91-44, Новосибирск, 1991.
38. Kirchgessner J., e.a.: Prototipe 500 Mhz Planar RF Input Window for a B-Factory Accelerating Cavity, CLNS 91-1064.
39. Жоленц А.А., Шатилов В.Н.: Соленоидальные спиновые ротаторы для продольной поляризации пучков в накопителях, Препринт ИЯФ 89-156, Новосибирск 1989.
40. Дементьев Е.А., Михайличенко А.А.: Низкоимпедансный измеритель параметров орбиты накопителя БЭП, XII Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Москва, 4-7 октября 1990 г.
41. Seeman J.: Instrumentation Systems for next Linear Collider, Proc. of the International Workshop on Next-Generation Linear Collider, SLAC, Nov. 28-Dec. 9, 1988, SLAC-335.
42. Диканский Н.С., Пестриков Д.В.: Физика интенсивных пучков в накопителях/Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, - 1989., 336 с.: ил.
43. Part. Accel., Impedances..., vol. , 1990.
44. Pellegrini C. and Sesler A.M.: The Equilibrium Length of High Current Bunches in Electron Storage Rings, Nuovo Cimento, Vol. 3A, N. 1, 1971.
45. Анашин В.В. и др.: Вакуумная система накопителя БЭП, IX Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Дубна, 16-18 октября 1984 г.
46. Rivkin L.Z.: Damping Ring for the SLAC Linear Collider, Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1986.
47. Raubenheimer T.O.: A New Technique of Correcting Emittance Dilution in Linear Colliders, SLAC-PUB-5355, 1990.
48. Courant E.D. and Snyder H.S.: Ann. Physics, 3, 1 (1958).



А.А.Михайличенко, В.В.Пархомчук

НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО КОЛЛАЙДЕРА

Препринт  
№ 91-79

Работа поступила - 5 августа 1991 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати - 6.08.1991 г.  
Формат бумаги 60x90 1/16 Объем 2,9 печ.л., 2,4 учетно-изд.л.  
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 79.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90