

К.88

14

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ИЯФ 72-70

В.И. Куделайшев, И.Н. Мешков, Р.А. Салимов

**ЗАПУСК УСТАНОВКИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО ЭЛЕКТРОННОМУ ОХЛАЖДЕНИЮ**

Новосибирск

1970

В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, Р.А.Салимов

ЗАПУСК УСТАНОВКИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
ПО ЭЛЕКТРОННОМУ ОХЛАЖДЕНИЮ

А Н Н О Т А Ц И Я

Описана конструкция установки, предназначенной для проведения экспериментов по изучению электронного охлаждения на накопителе ВЭПП-3 и первые эксперименты с электронным пучком. Выбранная электронно-оптическая схема установки позволяет получить стационарный электронный пучок с необходимыми параметрами.

В работе кратко сформулированы основные требования к электронному пучку в системе электронного охлаждения (§ 1), подробно рассмотрено формирование и движение интенсивного электронного пучка в продольном магнитном поле (§ 2,3), обоснован выбор продольного магнитного поля в качестве системы транспортировки пучка (§ 1) описаны устройство и основные характеристики магнитной системы (§ 4), электронной пушки с "резонансной" оптикой (§ 5) и коллектора (§ 6), перечислены требования к точности механической сборки системы (§ 7), приведено описание экспериментов, позволяющих контролировать параметры электронно-оптической системы (§ 8), рассмотрено влияние магнитного поля установки электронного охлаждения на движение частиц в накопителе (§ 9).

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

THE DEVICE FOR ELECTRON COOLING EXPERIMENTS

V.I.Kudelainen, I.N.Meshkov, R.A.Salimov

S U M M A R Y

The construction of device and the experiments with the electron beam are described. The device is being prepared for the electron cooling experiments on storage ring VEPP-3. The electron-optic scheme permits one to produce the electron beam with the necessary parameters.

The following questions are discussed in the paper: parameters of the electron beam for the electron cooling (§1), focusing of the beam by longitudinal magnetic field (§2, 3), the choice of the transporting system (§1), magnetic system and its characteristics (§4), the electron gun with the "resonance" optics, the electron collector (§6), the tolerance of the mechanical mounting (§8), the influence of the longitudinal magnetic field on the particle trajectories in the storage ring (§9).

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Список обозначений	5
§ 1. Электронное охлаждение	11
§ 2. Пучок в продольном магнитном поле	18
Влияние неоднородности магнитного поля	19
Локальные возмущения.	20
Постоянное приращение напряженности поля.	23
§ 3. Поворот пучка в продольном магнитном поле	26
Траектории частиц	26
Влияние неоднородности продольного поля	27
Ошибка поворотного поля	30
Действие внешних поперечных полей.	30
Центробежный дрейф	31
§ 4. Формирование продольного магнитного поля в установке электронного охлаждения	32
Магнитная система, обмотки, коммутация.	32
Методика измерения магнитного поля.	35
Поле прямого соленоида, ошибки намотки, коррекция	36
Магнитное поле на участке поворота и стыковка соленоидов разного диаметра	40
Имитация соленоида "бесконечной" длины.	45
Стабильность магнитного поля	48
§ 5. Электронная пушка в магнитном поле	49
Пушка Пирса	49
Резонансная оптика	50

Моделирование резонансной оптики	51
§ 6. Коллектор	55
Рекуперация энергии	55
Экранированный коллектор	55
Движение частиц в коллекторе	56
Предельный ток в коллекторе	58
Эксперименты по расширению пучка в коллекторе . .	58
Электростатическая пробка	59
Эксперименты по рекуперации	60
§ 7. Сборка и юстировка установки	61
Электронная пушка	61
Магнитная система	62
§ 8. Эксперименты с точечным пучком	63
§ 9. Влияние магнитного поля установки электронного ох- лаждения на движение частиц в накопителе	66
Сдвиг частот бетатронных колебаний	66
Связь аксиальных и радиальных бетатронных колеба- ний	67
Смещение осевой траектории	6
Л и т е р а т у р а	69

Список обозначений

- $A = \sqrt{\frac{eJ}{\rho^2 \gamma^3 m c^3}}$ - параметр пространственного заряда пучка
- a - радиус сечения цилиндрического пучка
- $2b, 2a$ - аксиальный (вертикальный), радиальный размеры поперечного сечения эллиптического пучка
- c - $3 \cdot 10^{10}$ см/сек.
- D - (§ 4) сдвиг витков обмотки коррекции
- d - (§ 4) шаг намотки соленоида
 - (§ 5) зазор между анодами в пушке
 - (§ 9) длина участка с продольным магнитным полем в накопителе
 - (§ 5) зазор между первым анодом и катодом в пушке
- e - заряд электрона
- E - напряженность электрического поля
- f - (§§ 2,3) возмущающая сила, фокусное расстояние
- H, H_0 - напряженность магнитного поля
- $H_{x,y}$ - (§ 3) компоненты поля в повороте (см. ниже x, y, z)
- $H_{\perp}, H_{\perp\perp}$ - (§ 4) поперечные компоненты электрического поля в промежутке охлаждения
- H_p - (§ 3) поле поворотных витков

- H_{\perp}, H_{\parallel} - (§ 3) компоненты магнитного поля, нормальная и параллельная направлению, вдоль которого измеряется поле в повороте (рис. 9)
- j, J - плотность тока, ток пучка
- ΔJ - (§ 6) ток потерь
- L - (§ 4) длина шины
- M - (§ 2) постоянная интегрирования (см. (2.3))
- M_{ij} - (§ 9) элементы матрицы накопителя
- m, M - масса электрона, иона
- P, P_m - импульс электрона, иона
- P_{top} - давление остаточного газа
- $P_{a,z}$ - (§ 6) активная, реактивная мощность
- $Q_{a,b}, Q_0$ - (§ 1) функции, описывающие фокусирующие свойства оптической системы
- r, θ, z - цилиндрическая система координат, ось Z которой совпадает с осью пучка и направлением продольного магнитного поля
- z, Z, ξ - (§ 9) система координат, ось Z которой направлена вдоль оси магнитного поля накопителя
- R_0 - геометрический радиус участка поворота
- R_c - радиус кривизны силовой линии, совпадающей с осевой траекторией частиц на участке поворота

- R - радиус кривизны силовой линии
- R_c, z_c - (§ 4) радиус сечения соленоида
- R_{ij}, z_{ij} - (§ 4) сопротивления шин
- z_p, z_{amp} - (§ 6) равновесная траектория и максимальное отклонение от оси частиц в коллекторе
- ξ - текущая координата по осевой траектории
- T - (§ 9) период оборота в накопителе
- $V, V_{полн}$ - ускоряющее напряжение
- ΔV - (§ 6) разность потенциалов пушка-коллектор в цепи рекуперации
- $V_{зон}$ - разность потенциалов между коллектором и его фокусирующим электродом
- $v, v_{||}, v_{\perp}$ - скорость и её компоненты
- W - кинетическая энергия электронов
- x, y, z - (§ 3) криволинейная система координат в повороте, ось Z - по скорости частиц, ось y - по оси поворота
- $\beta = v/c, \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$
- Δ - характерный размер, а также символ малого приращения
- δ - (§ 9) отношение длины участка охлаждения к радиусу накопителя
- $\epsilon = eNd / \rho c$ - (§ 9) параметр
- $?$ - отношение длины промежутка "охлаждения" к периметру накопителя

- θ - азимутальная координата
- $\theta_{e,p}$ - отношение поперечной и продольной компонент скорости (импульса) электрона, протона.
- θ_r - относительный разброс поперечных скоростей электронов
- θ_0 - угол между осями электронного и протонного пучков

- α {
- (§ 3) собственное значение уравнений движения частиц в повороте
 - (§ 4) параметр конечной длины шины (см.4.3)
 - (§ 5) коэффициент в законе "трех вторых"
 - (§ 6) параметр пространственного заряда (см.6.1)

$\lambda = 2\pi\rho c / eH$ - шаг ларморовской спирали

$\nu_{2,z}$ - (§ 9) частоты бетатронных колебаний в накопителе

τ {

- время охлаждения
- характерное время

Ω {

- (§ 1) частота, соответствующая периоду структуры в системе со знакоме - ременной фокусировкой
- (§ 3) "частота" связанных колебаний частиц в повороте (см.3.5)

$$\omega = eH/\rho c \quad , \quad \omega_m = eH/\rho_m c$$

ρ - (§ 3) функция, характеризующая несогласованность поля с кривизной осевой траектории в повороте (см.3.11)

φ_0 - угол поворота

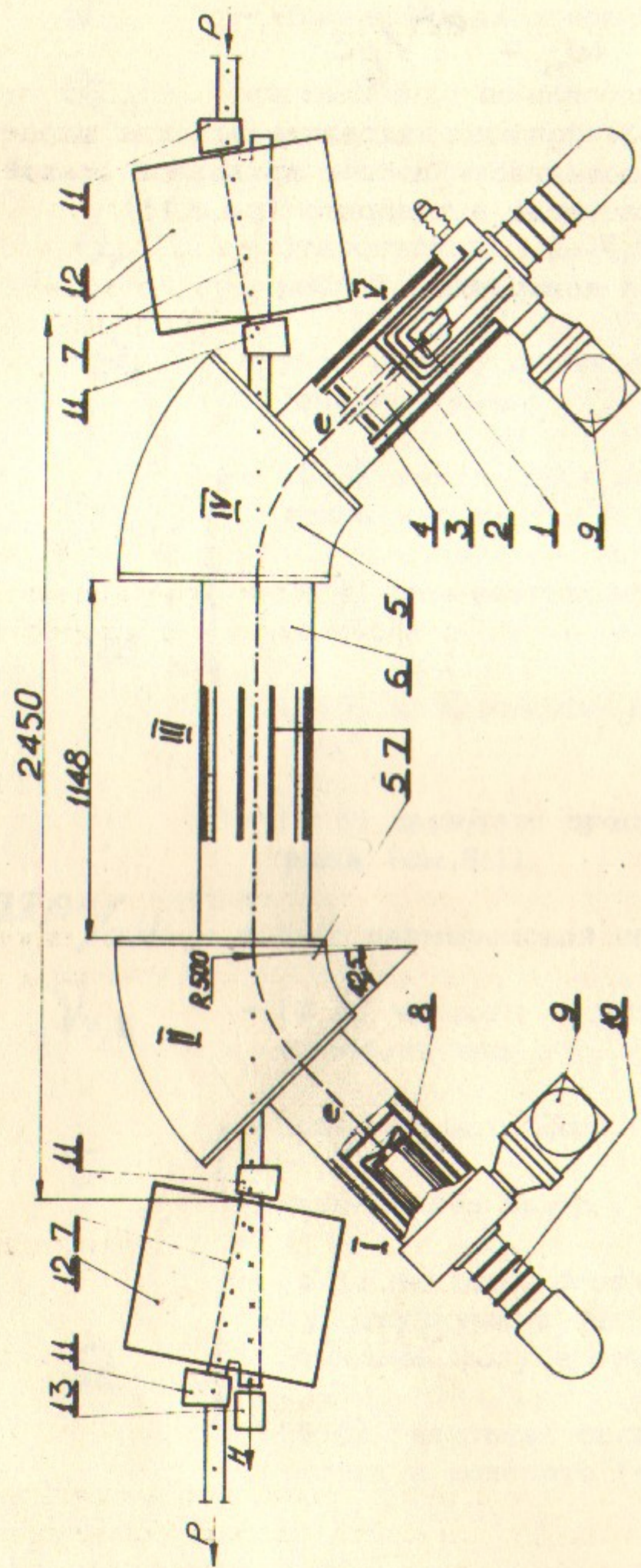


Рис.1. Схема установки электронного охлаждения.
 1 - электронная пушка, 2 - анодный блок, 3 - вакуумная камера с распределенным магн.-разр.насосом, 4 - обмотка соленоида, 5 - участок поворота, 6 - промежуток "охлаждения", 7 - вакуумная камера, 8 - коллектор, 9 - магниторазрядные насосы, 10 - несущий изолятор, 11 - магниты коррекции траектории протонов, 12 - квадрупольные линзы накопителя ВЭПП-3, 13 - счетчик атомов водорода (нейтралов с энергией 200 Мэв).

§ 1. Электронное охлаждение

Для демпфирования колебаний частиц в протонных (антипротонных) накопительных кольцах Г.И.Будкером был предложен метод "электронного охлаждения" /1/, суть которого состоит в следующем. Если в одном из прямолинейных промежутков накопителя создан стационарный пучок электронов, средняя скорость которых совпадает со средней скоростью протонов по величине и направлению колебания последних затухают с характерным временем

$$\tau_{сек} \approx 10^7 \frac{\beta^4 \gamma^5}{j \eta} \theta^3 \quad (1.1)$$

где j - плотность тока^{х)} в пучке электронов в $A \times cm^{-2}$, η - отношение длины промежутка охлаждения к периметру накопителя, θ - отношение поперечной и продольной компонент скорости частицы:

$$\theta = \begin{cases} \theta_e, & \theta_e \gg \theta_p \\ \theta_p, & \theta_e \ll \theta_p \end{cases} \quad \theta_{p,e} = \frac{(v_{\perp})_{p,e}}{v_{||}} \quad (1.2)$$

Индексы p и e относятся к протонам и электронам, соответственно. Наличие остаточного газа в камере накопителя накладывает дополнительные требования на параметры электронного пучка /1,2/:

$$j / \theta_e \geq \frac{10^7 \beta \gamma^3}{\eta} \rho_{top} \quad (1.3)$$

Установившийся размер протонного пучка при охлаждении

$$\theta_p \sim 10^3 \sqrt{\frac{\beta \gamma^3 \theta_e^3 \rho_{top}}{j \eta}} \quad (1.4)$$

причем $\theta_p \geq \theta_e \sqrt{\frac{m}{M}}$

Система электронного охлаждения должна прежде всего обеспечивать достаточно высокую скорость накопления антипротонов. Интервал между импульсами инжекции частиц в накопитель

х) Если сечение протонного пучка больше, чем сечение электронного, следует брать $j = I / S_p$.

определяется временем охлаждения, которое желательно иметь в пределах нескольких сот секунд. Именно такое время охлаждения принято при проектировании протон-антипротонного комплекса ВАПП-НАП ИЯФ СО АН СССР /3/. По-видимому, время охлаждения порядка сотен секунд позволит также избежать медленных неустойчивостей, связанных с нелинейностью бетатронных колебаний частиц в накопителе. Подобные неустойчивости теоретически исследовались в работах Б.В.Чирикова /4/.

Если плотность тока 1 А/см^2 , углы $3 \cdot 10^{-3}$, относительная длина промежутка охлаждения 0,1, то время охлаждения порядка 100 сек при энергии электронов 600 кэВ (кинетическая энергия протонов 1,2 ГэВ) и 0,6 сек при энергии электронов 100 кэВ (энергия протонов 200 МэВ).

Углы порядка $3 \cdot 10^{-3}$ для электронов близки, по-видимому, к предельно-возможным, поскольку температура катода порядка 1000°К , что уже само по себе дает $\theta \sim 10^{-3}$ при энергии электронов 100 кэВ.

Из соотношения (1.1) видно, что при заданной энергии время охлаждения пропорционально кубу поперечной скорости частиц. При этом следует различать систематическую поперечную скорость $\theta_0 v$, возникающую при непараллельности осей электронного и протонного пучков в промежутке взаимодействия, и разброс поперечных скоростей частиц, определяющий "Температуру" пучка θ_T .

Разброс поперечных скоростей частиц в электронном пучке в значительной мере зависит от свойств выбранной оптической системы. Поэтому полезно в возможно более общей форме рассмотреть фокусирующие свойства оптических систем с точки зрения возможности получения минимальных значений θ_T .

Будем считать, что пучок, сформированный в ускоряющем устройстве, входит в фокусирующий канал, имея на входе согласованные параметры /5/. Пренебрежем величиной фазового объема в уравнениях огибающей:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a}{dz^2} + Q_a(z) \cdot a(z) - \frac{4A^2}{a+b} &= 0 \\ \frac{d^2 b}{dz^2} + Q_b(z) \cdot b(z) - \frac{4A^2}{a+b} &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Здесь $A^2 = eJ / \beta^3 \gamma^3 m c^3$, J - ток пучка, $a(z)$ и $b(z)$ - границы пучка в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях, выделенных, вообще говоря, свойствами фокусирующей системы; $Q_{a,b}(z)$ - функции, описывающие фокусирующие свойства системы (коэффициенты в соответствующих уравнениях Хилла для траекторий частиц /6/).

Интересующие нас поперечные скорости частиц можно найти, записав выражение для траекторий частиц в согласованном пучке

$$X_a(z) = a(z) \cos\left(\frac{F_a}{a_0} z + A z c \cos \frac{\chi_{a0}}{a_0}\right) \quad (1.6)$$

Здесь индексом "о" обозначены начальные значения величин.

Полная поперечная скорость определяет значение параметра θ_T :

$$\theta_T = \left[\left(\frac{dX_a}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dX_b}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \approx \left[\theta_{T0}^2 + \left(\frac{da}{dz} \right)^2 + \left(\frac{db}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.7)$$

Отсюда ясно, что при прочих равных условиях поперечные скорости частиц минимальны в пучке с постоянными поперечными размерами. Это, в свою очередь, возможно в устройствах с постоянной фокусировкой, когда фокусирующая сила оптической системы в каждой точке траектории компенсирует дефокусирующую силу пространственного заряда:

$$Q_a = \frac{4A^2}{a(a+b)} = \text{const} \quad (1.8)$$

Подобную ситуацию можно реализовать при движении частиц в аксиально-симметричном поле ускорителя с "мягкой" фокусировкой или поворотного магнита. Однако, осуществление прямолинейного тракта с постоянной центральной фокусировкой представляется затруднительным.

В случае знакопеременной фокусировки можно обеспечить равенство сил только в среднем по траектории частицы. Тогда граница пучка осциллирует, а усредненный по этим осцилляциям поперечный размер пучка может быть сделан постоянным /7/. Если при этом осцилляции малы, удобно воспользоваться гладким приближением для решения уравнений /1.5/:

$$a(z) = a(z) (1 + \xi_a(z)) \quad (1.9)$$

$$b(z) = b(z) (1 + \xi_b(z))$$

$$\xi(z) \ll 1$$

Подставляя (1.9) в (1.5) и усредняя по быстрым колебаниям, получим уравнение для медленно-меняющихся функций:

$$a'' + (\overline{Q_a \xi_a} + \overline{Q_a}) a - \frac{4A^2}{a+b} = 0 \quad (1.10),$$

$$b'' + (\overline{Q_b \xi_b} + \overline{Q_b}) b - \frac{4A^2}{a+b} = 0$$

а выделяя осциллирующие члены первого порядка малости, получим уравнения для $\xi(z)$:

$$\xi_a'' + \frac{4A^2}{a(a+b)} (\xi_a + \xi_b) + Q_a(z) (1 + \xi_a) = 0 \quad (1.11)$$

$$\xi_b'' + \frac{4A^2}{b(a+b)} (\xi_a + \xi_b) + Q_b(z) (1 + \xi_b) = 0$$

Простейший случай знакопеременной фокусировки описывается соотношением

$$Q_a(z) = Q_0 \sin \Omega z = \pm Q_b(z) \quad (1.12)$$

Знак (+) в (1.12) берется, если система реализована в виде аксиальных линз, знак (-) - для случая квадрупольных линз.

При достаточно малом периоде структуры фокусирующей системы, когда

$$\Omega \gg \sqrt{Q_0}, \quad A/a_0 \quad (1.13),$$

остается постоянным усредненный по осцилляциям поперечный размер пучка, если

$$a = b = \frac{2\Omega A}{Q_0} \quad (1.14)$$

(случай $a = b$ взят для простоты). Осцилляции границы описываются соотношением:

$$\xi_a(z) = \frac{Q_0}{\Omega^2} \sin \Omega z = \pm \xi_b(z) \quad (1.15)$$

Подставляя решение (1.14) - (1.15) в (1.7), получим минимальное значение Θ_T , достижимое в системах со знакопеременной фокусировкой:

$$\Theta_{Tmin} = 2\sqrt{2} A = \sqrt{\frac{8eJ}{\beta^2 \gamma^3 m c^3}} \quad (1.16)$$

Следует подчеркнуть, что Θ_{Tmin} определяется полным углом пучка и не зависит от свойств конкретной фокусирующей системы.

При транспортировке пучка в продольном магнитном поле минимум поперечной скорости соответствует известному бриллюэновскому потоку, если источник частиц находится вне поля. В этом случае равновесный размер пучка описывается соотношением (1.8), если положить $Q_0 = \omega^2/4$. Радиальная скорость частиц в таком пучке равна нулю, и полная поперечная скорость равна скорости азимутального вращения, в результате

$$\Theta_{Tmin} = \sqrt{2} A \quad (1.17),$$

что аналогично (1.16).

Качественно отличный результат получается в системах с источником, погруженным в магнитное поле. Если поле в достаточной степени однородное и напряженность его не ограничена, влияние пространственного заряда может быть сделано сколь угодно малым (см. § 2, (2.11)).

Относительный разброс энергии частиц в пучке и связанный с ним разброс продольных скоростей определяет конечную монохроматичность охлаждаемого пучка и время затухания радиально-фазовых колебаний охлаждаемых частиц [2, 14]:

$$\tau_H \approx \frac{10^7}{j\gamma\beta^2\gamma} \left(\frac{\Delta W}{mc^2} \right)^3 \quad (1.18)$$

Разброс энергии частиц в электронном пучке может появиться по ряду причин. Если ионы остаточного газа содержатся в пучке в пренебрежимо малом количестве (приняты, например, специальные меры по очистке пучка от ионов), между осью и границей пучка существует разность потенциалов, возникающая на выходе пучка из ускоряющего устройства и не зависящая от поперечных размеров пучка:

$$\Delta V = \gamma / \beta c \quad (1.19)$$

Если считать, что разброс энергий частиц определяется (1.19), тогда ток пучка и $\tilde{\epsilon}_{||}$ связаны неравенством:

$$\tilde{\epsilon}_{||} \geq 6 \cdot 10^{-6} \frac{(aJ)^2}{\gamma \beta^3}$$

Ясно, что желательно иметь $\tilde{\epsilon}_{||} \leq \tilde{\epsilon}$, откуда следует ограничение на ток в пучке:

$$J \leq \frac{mc^3}{e} \beta^3 \gamma^2 \theta \quad (1.20)$$

Это ограничение не слишком жесткое: при энергии 100 кэВ и углах $3 \cdot 10^{-3}$ ток не должен превышать 10 ампер. Условие (1.20) означает, что рабочее значение тока заведомо далеко от условия образования виртуального катода в пучке /11/:

$$J \ll \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln \rho/a} \quad (1.21)$$

Здесь a - радиус сечения пучка, ρ - радиус сечения камеры пролетного промежутка. Соотношение (1.21) получено аналогично работе /8/, где рассмотрен нерелятивистский случай, и совпадает с выражением, приведенным в работе /9/ для ультра-релятивистских энергий. При энергии 100 кэВ и отношении радиусов, равном трем, виртуальный катод возникает в пучке с током 700 ампер.

Можно попытаться снять ограничение (1.20), скомпенсировав пространственный заряд пучка, например, ионами остаточного газа. К сожалению, при этом могут возникнуть значительные трудности, связанные с развитием плазменно-пучковых не-

устойчивостей, наиболее опасная из которых имеет критический ток /10/

$$J_{\text{крит}} \approx \frac{mc^3}{e} \cdot \frac{\beta^3 \gamma^3}{1 + 2 \ln \rho/a} \left(1 + \frac{l_0}{a} \cdot \frac{\rho c}{eNa}\right)^{-1} \quad (1.22)$$

где l_0 - длина пучка, ρ и a - радиус сечения камеры и пучка. Для пучка длиной 1 метр в поле порядка 1000э критический ток при энергии частиц 100 кэВ составляет около 15 ампер ($\rho/a \approx 3$, $a \approx 1$ см).

Ошибка в средней скорости частиц может привести к возникновению монохроматической неустойчивости /2/: колебания "охлаждаемых" частиц раскачиваются, вместо того, чтобы затухать, если в системе частиц разность средних скоростей протонов и электронов по данной (нормальной) степени свободы превышает среднюю скорость ("температуру") электронного пучка. Отсюда следуют требования на стабильность и точность совмещения средней энергии электронов и протонов и на непараллельность осей пучков. В лабораторной системе координат эти требования имеют вид:

$$\frac{\Delta W}{W} \leq \frac{\beta^2 \gamma^2}{\gamma - 1} \theta_T \quad (1.23)$$

$$\theta_0 \leq \theta_T \quad (1.24)$$

§ 2. Пучок в продольном магнитном поле

Рассмотрим влияние на пучок различного рода возмущений продольного магнитного поля.

В цилиндрической системе координат (r, θ, z) , связанной с осью пучка, движение частиц описывается уравнениями (см. /6/, Приложение E):

$$\frac{1}{\beta\gamma} \frac{d}{dz} (\beta\gamma \frac{dz}{dt}) + \frac{\omega^2}{4} (1 - \frac{M^2}{H_z^2 r^2}) z = \frac{eE_z}{\beta^2 \gamma m c^2} - \frac{eH_\theta}{\beta\gamma m c^2} \quad (2.1)$$

$$\gamma m \dot{\theta} z^2 + \frac{eH_z z^2}{2c} = e \int_0^t z E_\theta dt + \frac{eM}{2c} \quad (2.2)$$

Здесь E, H - компоненты электрического и магнитного полей,

$\omega = eH/rc$, M - интеграл движения:

$$M = H_0 z_0^2 \quad (2.3)$$

Мы рассматриваем в дальнейшем систему с источником электронов, погруженным в продольное магнитное поле.

Поскольку нас интересуют малые поперечные скорости частиц в пучке, будем искать решение в линейном приближении:

$$z = z_0 (1 + \xi(z)) \quad (2.4)$$

Считая $E_\theta = 0$, E_z и H_θ - равными собственным полям цилиндрического пучка электронов, получим:

$$\dot{\theta}(z) = -\frac{eH}{\gamma m c} (\xi + \frac{\Delta H}{2H}) \quad (2.5)$$

$$\frac{d^2 \xi}{dz^2} + \omega^2 \xi = \frac{2A^2}{a^2} - \omega^2 \frac{\Delta H}{2H} \quad (2.6)$$

Здесь

$$A^2 = \frac{e^2}{\beta^3 \gamma^3 m c^3} \quad (2.7)$$

a - радиус сечения пучка,

$\Delta H(z)$ - функция, описывающая отклонение напряженности магнитного поля от начального значения.

Решение (2.5) - (2.6) имеет вид:

$$\xi(z) = \frac{1}{\omega z_0} \left(\frac{dz}{dz} \right)_0 \sin \omega z + \frac{2A^2}{\omega^2 a^2} (1 - \cos \omega z) - \frac{\omega}{2 z_0} \int_0^z \frac{\Delta H(x)}{H} \sin \omega (z-x) dx \quad (2.8)$$

Из (2.5) и (2.8) следует, что в строго однородном поле и при отсутствии пространственного заряда проекция траектории частицы на плоскость (r, θ) является ларморовской окружностью с радиусом $\rho_L = r_L c / eH$, центр которой находится в точке

$$z_L = z_0 - \rho_L$$

Если возмущения однородности поля имеют аксиальную симметрию, ось которой совпадает с осью пучка, то под действием возмущений поля и пространственного заряда пучка возникает, во-первых, вращение пучка вокруг своей оси с угловой скоростью $\dot{\theta}$:

$$\dot{\theta}/v_{||} = \omega \left(\xi + \frac{\Delta H}{2H} \right) = \frac{2A^2}{\omega a^2} + \frac{e \Delta H}{2rc} \quad (2.9)$$

во-вторых, происходит увеличение радиуса ларморовской окружности и, соответственно, поперечной скорости частиц. Полная поперечная скорость

$$v_{\perp} = v_{||} \sqrt{\left(\frac{z \dot{\theta}}{v_{||}} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dz} \right)^2} \quad (2.10)$$

может быть найдена с помощью (2.5) и (2.8). Получающееся при этом выражение довольно громоздко, удобнее использовать более простые выражения, описывающие действие каждого вида возмущения независимо. Если возмущения малы, то результаты их действия складываются квадратично. Влияние пространственного заряда на поперечную скорость частиц описывается соотношением

$$\frac{v_{\perp}}{v_{||}} \lesssim \frac{4A^2}{\omega a} \sin \frac{\omega z}{2} \lesssim \frac{4\gamma}{\beta^2 \gamma^2 c H a} \quad (2.11)$$

Отметим, что (2.11) есть сумма скоростей вращения пучка, как целого (2.9), и ларморовского вращения, что и приводит к осцилляции полной поперечной скорости

Неоднородности магнитного поля также возмущают пучок, сообщая частицам поперечную скорость:

$$\frac{v_z}{v_{H0}} \approx \frac{\omega a}{2} \sqrt{\left[\omega \int_{z_0}^{z^*} \frac{\Delta H(x)}{H} \cos \omega(z-x) dx \right]^2 + \left[\frac{\Delta H(z^*)}{H} - \omega \int_{z_0}^{z^*} \frac{\Delta H(x)}{H} \sin \omega(z-x) dx \right]^2} \quad (2.12)$$

Выражение (2.12) простой заменой переменных тождественно преобразуется к более удобному виду:

$$\frac{v_z}{v_{H0}} \approx \frac{\omega a}{2} \sqrt{\left[\omega \int_0^{\Delta} \frac{\Delta H(\xi)}{H} \cos \omega \xi d\xi \right]^2 + \left[\frac{\Delta H(z^*)}{H} - \omega \int_0^{\Delta} \frac{\Delta H(\xi)}{H} \sin \omega \xi d\xi \right]^2} \quad (2.13)$$

Здесь $\lambda = z - x$, z_0, z^* - координаты начала и конца области возмущения, $\Delta = z^* - z_0$. Таким образом, интегрирование по ξ в (2.13) производится в обратном оси z направлении:

$$\Delta H(z) = \begin{cases} 0 & \text{при } z = z_0 \text{ или } \xi = \Delta \\ \Delta H(z^*) & \text{при } z = z^* \text{ или } \xi = 0 \end{cases}$$

Это обстоятельство несущественно, если возмущение носит локальный характер (т.е. $\Delta H(z^*) = 0$) и является симметричной функцией z (рис.2), и существенно, если имеет место постоянное приращение напряженности поля (рис.3).

В том и другом случаях приращение поперечной скорости (2.13) зависит от конкретного вида функции $\Delta H(z)$. Ниже приведены оценки, полученные для нескольких практически интересных случаев (рис.2,3). В качестве параметра длины удобно при таких оценках пользоваться периодом ларморовской спирали:

$$\lambda = 2\pi r c / eH \quad (2.14)$$

Локальное возмущение

1) Скачок поля (рис.2а)

$$\frac{v_z}{v_{H0}} \approx 2\pi \frac{a}{\lambda} \sin \pi \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.15)$$

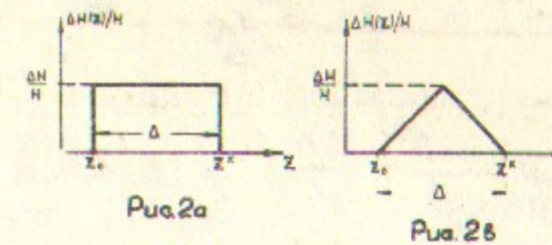


Рис. 2а

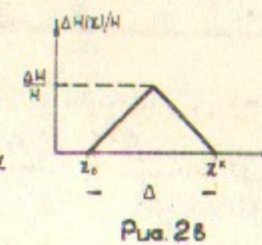


Рис. 2б

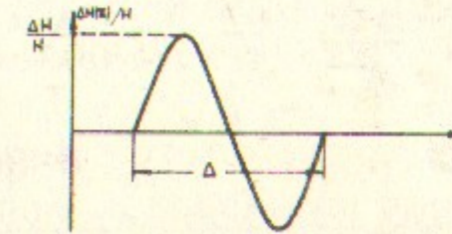


Рис. 2в

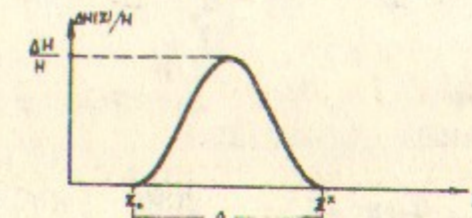


Рис. 2г

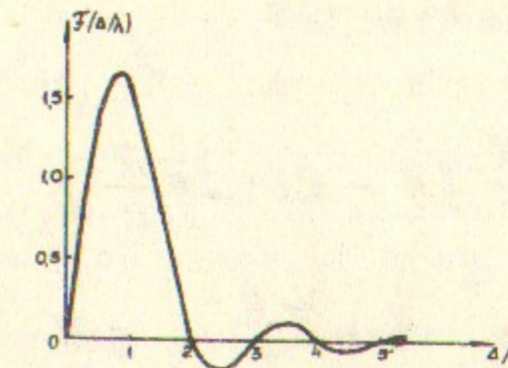


Рис. 2г

При $\Delta \ll \lambda$ получим:

$$v_1/v_{II} \lesssim 2\pi^2 \frac{a\Delta}{\lambda^2} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.16)$$

2) Знакопеременное возмущение (рис.2б)

$$v_1/v_{II} \lesssim 2\pi \frac{a\Delta}{\lambda^2} \cdot \frac{\sin \pi \frac{\Delta}{\lambda}}{1 - \Delta^2/\lambda^2} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.17)$$

Из (2.17) следует несколько частных случаев:

$$v_1/v_{II} \lesssim \begin{cases} \alpha) 2\pi^2 \frac{a\Delta^2}{\lambda^3} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta \ll \lambda \\ \delta) \pi^2 \frac{a\Delta}{\lambda^2} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta = \lambda \\ \beta) 0, & \Delta = (k+1)\lambda, k=1,2,3,\dots \\ \gamma) 2\pi \frac{a}{\Delta}, & \Delta \gg \lambda \end{cases} \quad (2.18)$$

3) "Треугольное" возмущение (рис.2в)

$$v_1/v_{II} \lesssim 4 \frac{a}{\Delta} \sin^2 \pi \frac{\Delta}{2\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.19)$$

4) "Плавное" возмущение (рис.2г).

В этом случае принято

$$\Delta H(z) = \frac{\Delta H}{2} (1 - \cos 2\pi \frac{z}{\Delta}) \quad (2.20)$$

Тогда

$$v_1/v_{II} \lesssim \pi \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{\sin \pi \frac{\Delta}{\lambda}}{1 - (\frac{\Delta}{\lambda})^2} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.21)$$

Поскольку формула (2.20) является довольно хорошей аппроксимацией возмущений в большинстве практических случаев, полезно привести (рис.2д) график функции

$$f(\Delta/\lambda) = \frac{\sin \pi \Delta/\lambda}{1 - (\frac{\Delta}{\lambda})^2} \quad (2.22)$$

и несколько частных случаев выражения (2.21):

$$v_1/v_{II} \lesssim \begin{cases} \alpha) \pi^2 \frac{a\Delta}{\lambda^2} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta \ll \lambda \\ \delta) \frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta = \lambda \\ \beta) 0, & \Delta = (k+1)\lambda, k=1,2,3,\dots \\ \gamma) \pi \frac{a\lambda}{\Delta^2} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta \gg \lambda \end{cases} \quad (2.23)$$

Отметим, что при $\Delta \ll \lambda$ результаты (2.19) и (2.21) совпадают и отличаются множителем 1/2 от (2.16): при коротких возмущениях приращение скорости просто пропорционально интегралу от "силы".

Постоянное приращение напряженности

Пусть теперь на длине Δ напряженность магнитного поля получает приращение ΔH , так что при $z > z^*$ поле однородное с напряженностью $H + \Delta H$. Изменение поперечной скорости частиц по-прежнему зависит от вида функции $\Delta H(z)$ в переходной области:

1) Скачок поля (рис.3а)

$$v_1/v_{II} \lesssim \pi \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.24)$$

Этот результат существенно отличается от (2.16): при заданном относительном возмущении поля изменение поперечной скорости растет линейно с напряженностью поля, а не квадратично ($\sim \lambda^{-1}$).

2) Линейный фронт возмущения (рис.3б)

$$\Delta H(z) = \Delta H \cdot \frac{z}{\Delta}, \quad 0 \leq z \leq \Delta$$

В этом случае

$$v_1/v_{II} \lesssim \frac{a}{\Delta} \sin \pi \frac{\Delta}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.25)$$

При $\Delta \ll \lambda$ выражение (2.25) переходит в (2.24).

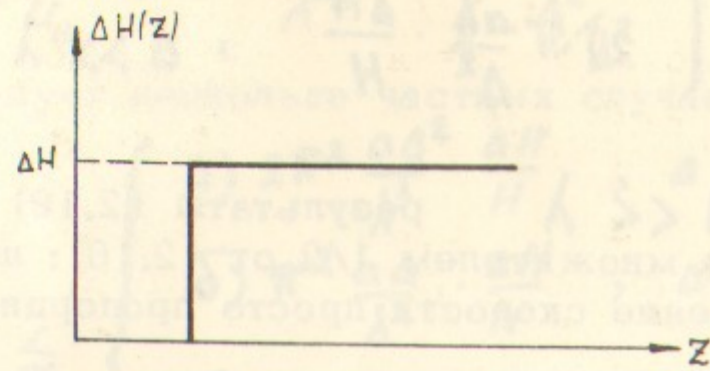


Рис. 3а

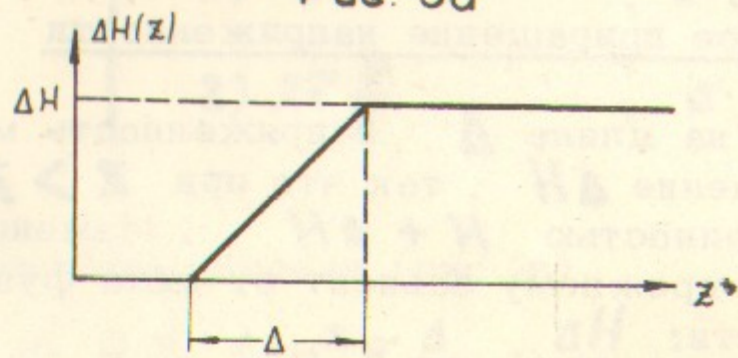


Рис. 3б

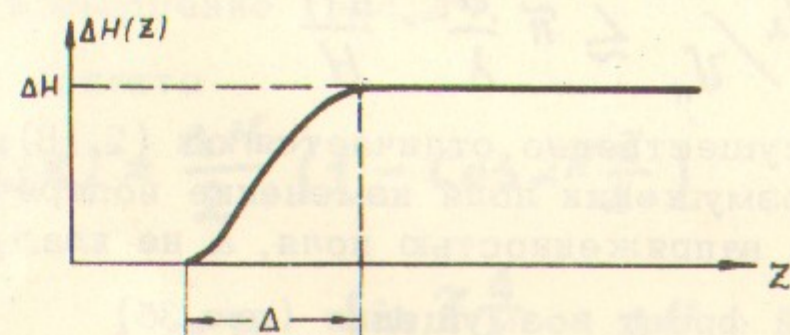


Рис. 3в

3) "Плавный" фронт (рис.3в)

$$\Delta H(z) = \frac{\Delta H}{2} \left(1 - \cos \pi \frac{z}{\Delta}\right), \quad 0 \leq z \leq \Delta \quad (2.26)$$

Изменение поперечной скорости описывается выражением:

$$v_{\perp} / v_{\parallel} \approx \frac{\pi a}{\lambda} \cdot \frac{\cos \pi \frac{z}{\Delta}}{\left(\frac{2\Delta}{\lambda}\right)^2 - 1} \cdot \frac{\Delta H}{H} \quad (2.27)$$

Из (2.27) следуют частные случаи:

$$v_{\perp} / v_{\parallel} \approx \begin{cases} \alpha) \frac{\pi a}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta \ll \lambda \\ \delta) \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{a}{\lambda} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta = \frac{\lambda}{2} \\ \beta) 0, & \Delta = (k + \frac{1}{2})\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \\ \gamma) \frac{\pi}{4} \cdot \frac{a\lambda}{\Delta^2} \cdot \frac{\Delta H}{H}, & \Delta \gg \lambda \end{cases} \quad (2.28)$$

§ 3. Поворот пучка в продольном магнитном поле

Для ввода пучка в промежуток взаимодействия необходимо повернуть его на некоторый, определяемый конструктивными соображениями, угол. При этом, как показано в § 2, не только нельзя "разрывать" продольное магнитное поле, а, наоборот, необходимо обеспечить его достаточно высокую однородность. Вопрос формирования продольного поля обсуждается в § 5. Здесь же мы будем считать, что участок поворота выполнен в виде согнутого в тор соленоида, силовые линии которого имеют, вообще говоря, переменную кривизну по азимуту поворота. Возмущение пучка в повороте будет минимальным, если траектории частиц достаточно хорошо совпадают с силовыми линиями продольного (азимутального) магнитного поля. Чтобы обеспечить это совпадение, на участок поворота накладывается магнитное поле H_p , параллельное оси поворота.

Траектории частиц

Рассмотрим движение частиц в пучке на участке поворота. Введем криволинейную систему координат X, Y, Z , связанную с осевой траекторией: независимая переменная Z отсчитывается, как и прежде, вдоль осевой траектории, координаты X и Y — радиальное и аксиальное смещения от осевой траектории. Будем считать осевую траекторию плоской кривой с переменным радиусом кривизны $R(z)$. Кроме того, примем, что продольное магнитное поле достаточно велико, и будем рассматривать задачу в параксиальном приближении. Уравнения движения частиц в плоскости (X, Y) имеют вид [19]:

$$\ddot{X} - \left(1 - \frac{X}{R_0}\right) \frac{v^2}{R_0} = -\frac{ev}{\gamma mc} (H_y + H_p) + \frac{eY}{\gamma mc} H_z \quad (3.1)$$

$$\ddot{Y} = -\frac{eX}{\gamma mc} H_z + \frac{ev}{\gamma mc} H_x$$

Продольную скорость v будем считать постоянной.

В параксиальном приближении можно не учитывать влияния кривизны на связь между компонентами продольного поля и, считая возмущения аксиально-симметричными, принять:

$$H_x = H_x^0(z) - \frac{X}{2} \cdot \frac{dH_z^0(z)}{dz}$$

$$H_y = H_y^0(z) - \frac{Y}{2} \cdot \frac{dH_z^0(z)}{dz}$$

$$H_z(z, X) = H_z^0 \left(1 - \frac{X}{R_0}\right) \quad (3.2)$$

Здесь индексом "о" обозначены значения величин на осевой траектории; последнее равенство учитывает особенности магнитного поля тороидального соленоида. В дальнейшем для краткости мы будем опускать индекс "о" у продольной составляющей, оговаривая различие между H_z и H_z^0 только по мере необходимости. Из (3.1) и (3.2) получим:

$$\frac{d^2X}{dz^2} + \frac{X}{R_0^2} - \omega \frac{dY}{dz} - \frac{Y}{2} \frac{d\omega}{dz} = -\omega \frac{H_y^0}{H_z^0} + \frac{1}{R_0} - \frac{eH_p}{\rho c} \quad (3.3)$$

$$\frac{d^2Y}{dz^2} + \omega \frac{dX}{dz} + \frac{X}{2} \frac{d\omega}{dz} = \omega \frac{H_x^0}{H_z^0}$$

Отсюда видно, что при отсутствии неоднородностей продольного магнитного поля ($d\omega/dz = 0$) и согласованном выборе поворотного поля ($eH_p(z)R(z) = \rho c$) плоская силовая линия с радиусом кривизны $R_0(z)$ является осевой траекторией пучка частиц.

Рассмотрим отдельно эффекты, приводящие к возмущению пучка при прохождении поворота.

Собственные колебания

Однородные уравнения (3.3) описывают свободные колебания частиц вокруг осевой траектории, если $d\omega/dz = 0$ и $R_0(z) = \text{const}$. Частоты этих колебаний α являются корнями характеристического уравнения

$$\begin{vmatrix} \alpha^2 + 1/R_0^2 & -\omega\alpha \\ \omega\alpha & \alpha^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (3.4)$$

Отсюда

$$x_{1,2} = \pm i\omega \sqrt{1 + \frac{1}{(\omega R_0)^2}} \equiv i\Omega \quad (3.5)$$

$$x_{3,4} = 0$$

Решение имеет вид:

$$X(z) = X_0 - X_0 \frac{1 - \cos \Omega z}{1 + \omega^2 R_0^2} + \frac{1}{\Omega} \left(\frac{dX}{dz} \right)_0 \sin \Omega z + \frac{1}{\omega} \left(\frac{dY}{dz} \right)_0 \frac{1 - \cos \Omega z}{1 + \omega^2 R_0^2}$$

$$Y(z) = Y_0 + \left[X_0 + \frac{1}{\omega} \left(\frac{dY}{dz} \right)_0 \right] \frac{\omega z}{1 + \omega^2 R_0^2} - X_0 \frac{\omega}{\Omega} \frac{\sin \Omega z}{1 + \omega^2 R_0^2} + \frac{\omega}{\Omega^2} \left(\frac{dX}{dz} \right)_0 \frac{(1 - \cos \Omega z)}{\cos \Omega z} + \frac{1}{\omega} \left(\frac{dY}{dz} \right)_0 \frac{\omega^2 R_0^2}{1 + \omega^2 R_0^2} \sin \Omega z \quad (3.6)$$

Каждый из членов, входящих в довольно громоздкое выражение (3.6), имеет ясный физический смысл: это связанные колебания частицы в плоскости (X, Y) плюс уширение пучка по направлению Y из-за "центробежного" дрейфа (второй член в выражении для $Y(z)$). Второе слагаемое в выражении для $X(z)$ и третье слагаемое в выражении для $Y(z)$ описывают известный для поворотных магнитов "апертурный" эффект: частица, движущаяся не по осевой траектории, имеет на выходе из магнита поперечную скорость, пропорциональную расстоянию до оси. В данном случае этот эффект ослаблен действием продольного магнитного поля. При $\omega R_0 \gg 1$ выражение (3.6) упрощается. Приращение относительной поперечной скорости, вызванное апертурным эффектом, описывается выражением:

$$v_{\perp} / v_{\parallel} \approx \frac{X_0 \lambda}{\pi R_0^2} \sin \pi \frac{\Delta z}{\lambda} \quad (3.7)$$

Здесь $\Delta(z) = \int_{\varphi_0}^{\varphi} R_0(\varphi) d\varphi$ - протяженность участка поворота.

Отметим одно существенное обстоятельство: приведенное решение справедливо лишь для частиц, источник которых погружен в магнитное поле. Если же, как это делается в § 9, рассматривать частицы, влетающие из области, где поле отсутствует, в уравнениях (3.1), (3.3) следует рассматривать член, содержащий ω' .

Решение неоднородных уравнений (3.3) описывает влияние на частицы различного рода возмущений в повороте. В приближении сильного продольного поля ($\omega R_0 \gg 1$) систему (3.3) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} x'' - \omega y' &= f_1(z) \\ y'' + \omega x' &= f_2(z) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Нетрудно убедиться, что частным решением (3.8) будет

$$\begin{aligned} X(z) &= \frac{1}{\omega} \int_{z_0}^z f_1(\varphi) \sin \omega(z-\varphi) d\varphi - \frac{1}{\omega} \int_{z_0}^z f_2(\varphi) \cos \omega(z-\varphi) d\varphi + \frac{1}{\omega} \int_{z_0}^z f_2(\varphi) d\varphi \\ Y(z) &= \frac{1}{\omega} \int_{z_0}^z f_1(\varphi) \cos \omega(z-\varphi) d\varphi + \frac{1}{\omega} \int_{z_0}^z f_2(\varphi) \sin \omega(z-\varphi) d\varphi - \frac{1}{\omega} \int_{z_0}^z f_1(\varphi) d\varphi \end{aligned} \quad (3.9)$$

Отсюда следуют выражения для приращения поперечной скорости:

$$\begin{aligned} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right)^2 &= \left[\int_0^A f_1(\varphi) \cos \omega \varphi d\varphi + \int_0^A f_2(\varphi) \sin \omega \varphi d\varphi \right]^2 + \\ &+ \left[\int_0^A f_1(\varphi) \sin \omega \varphi d\varphi - \int_0^A f_2(\varphi) \cos \omega \varphi d\varphi \right]^2 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь приняты те же обозначения для переменных и пределов интегрирования, что и в формуле (2.13); остаются справедливыми также все замечания о направлении интегрирования, сделанные по поводу (2.13).

Рассмотрим теперь отдельно каждый вид внешнего возмущения. Влияние неоднородности продольного магнитного поля описывается членами вида $\omega' X / 2$ и $\omega' Y / 2$ в уравнениях (3.3).

Полагая $f_1(z) = \omega' Y_0 / 2$, $f_2(z) = \omega' X_0 / 2$

и интегрируя (3.10) по частям, получим в точности формулу (3.13), если учтем, что $\Delta H(f) = \begin{cases} \Delta H(z^n) & , f=0 \\ 0 & , f=\Delta \end{cases}$ (см. замечания к (2.13)), и что $x_0^2 + y_0^2 = a^2$.

Таким образом, для оценок влияния аксиально-симметричных возмущений продольного поля в повороте применимы результаты § 2.

Ошибки поворотного поля $H_p(z)$ приводят к возникнове-нию возмущающей силы

$$\rho(z) = \frac{1}{R_0(z)} - \frac{e H_p(z)}{\rho c} \quad (3.11)$$

Согласно (3.10)

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \lesssim \frac{\lambda \rho_{\max}}{2\pi} \quad (3.12)$$

Неравенство (3.12) следует рассматривать как грубую оценку по порядку величины, а для более точных оценок использовать формулы (2.15-23), заменив в них $\Delta H/H$ на ρ_{\max}/R_0 и выбирая случай, соответствующий конкретному виду функции $\rho(z)$.

Совершенно аналогично описывается действие внешних поперечных полей $H_{x,y}^0$, происхождение которых может быть связано с токами в обратных шинах, рассеянными полями элементов накопительного кольца, полем Земли и т.д. Полагая в (3.10)

$$f_1(z) = -\omega H_y^0 / H_z, \quad f_2(z) = \omega H_x^0 / H_z, \quad \text{получим:}$$

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \lesssim (H_{\perp})_{\max} / H_z \quad (3.13)$$

Для пользования формулами (2.15-23) нужно заменить в них $\frac{\Delta H}{H}$ на $(H_{x,y}^0)_{\max} / H_z$, $(H_{\perp})_{\max} / H_z$, $H_{\perp} = \sqrt{(H_x^0)^2 + (H_y^0)^2}$

Отметим, что выражения (3.12) - (3.13) описывают перекося пучка, как целого; действие двух последних возмущений не приводят, в отличие от (3.7), к разбросу поперечных скоростей в пучке.

Наконец, функция $\rho(z)$, введенная в (3.11), позволяет

найти смещение оси пучка в повороте - это хорошо известный "центробежный" дрейф. Из (3.9) следует:

$$\Delta x \lesssim \frac{\rho}{\omega^2} (1 - \cos \omega \Delta) \quad (3.14)$$

$$\Delta y \lesssim -\frac{\rho}{\omega^2} (\omega \Delta - \sin \omega \Delta)$$

Отсюда и из (3.11) видно, что смещение не превосходит значений (3.14) для случая $H_p = 0$:

$$\Delta x \lesssim \frac{\lambda^2}{2\pi^2 R_0}, \quad \Delta y \lesssim \frac{\lambda \gamma_0}{2\pi} \quad (3.15)$$

§ 4. Формирование продольного магнитного поля
в установке электронного охлаждения

Магнитная система

Продольное магнитное поле, достаточно однородное вдоль тракта - от пушки до коллектора, создается пятью соленоидами, три из которых прямые, а два (рис.1, поз.5) представляют собой отрезки тора со средним радиусом 50 см. Соленоиды окружены наружным экраном (сталь-3, толщина 15 мм), по которому частично замыкается обратный поток. Одновременно экран служит для формирования поля на стыках соленоидов (см. "Стыковка соленоидов").

Обмотка соленоидов выполнена медной шиной сечением 20 x 14 мм с каналом диаметром 10 мм для охлаждающей воды. Обмотка пропускает ток до 5 кА, что при выбранном среднем шаге намотки $d = 2,4$ см позволяет получить поле 3 кэ.

Коммутация соленоидов с генераторами осуществляется тремя обратными шинами, пропущенными под наружным экраном: в противном случае обратный поток насыщает экран. Обратные шины уложены снаружи соленоида, равномерно по сечению (рис.5). Это позволяет свести к минимуму поперечные поля от обратных шин. Действительно, если весь обратный ток протекает по одной шине, поперечное поле на оси соленоида

$$H_{\perp} = \frac{d}{2\pi R_c} H_0 \quad (4.1)$$

Здесь d - шаг намотки, R_c - радиус сечения соленоида. При $R_c = 10$ см, $d = 2,4$ см это даёт $H_{\perp} / H_0 = 4 \cdot 10^{-2}$. Если же обратных шин три, и ток распределен по ним почти одинаково ($J_1 = J_2 = J_3 = J_0/3$), то

$$H_{\perp} / H_0 = \alpha \frac{d}{6\pi R_c} \sqrt{\left(\frac{J_1 - J_3}{J_3}\right)^2 + \left(\frac{J_2 - J_3}{J_3}\right)^2 - \frac{(J_1 - J_3)(J_2 - J_3)}{J_3^2}} \quad (4.2)$$

$$\alpha = \left(1 + 4 \frac{R_c^2}{L^2}\right)^{-1/2} \quad (4.3)$$

Фактор α учитывает влияние конечной длины шин L . Таким образом, для выбранных размеров прямых соленоидов

$$H_{\perp} / H_0 \leq 2 \cdot 10^{-2} \alpha \left(\frac{\Delta J_i}{J}\right)_{\max} \quad (4.4)$$

Здесь уместно будет заметить, что поперечные поля обратных шин особенно опасны в пушечном соленоиде (рис.1), т.к. там их наличие эквивалентно перекоосу пушки к силовым линиям магнитного поля на угол $\theta_0 \sim H_{\perp} / H_0$ (см. § 7). В промежутке охлаждения (рис.1, поз.6) эти поля приводят к постоянной поперечной скорости электронов $\theta_0 v_{||}$, а также уводят пучок от оси продольного поля на величину $\theta_0 L$ на длине L . Последнее существенно для коллекторного плеча - электроны могут не попасть в коллектор. Поперечные поля обратных шин можно, вообще говоря, компенсировать витками коррекции.

Коммутация соленоидов между собой выполнена на каждом из четырех стыков также тремя шинами, отходящими от торцевых витков соленоидов, срезанных перпендикулярно оси соленоида. Формулы (4.2, 3, 4) справедливы и для внутренней коммутации.

Выравнивание токов в шинах производилось подбором их сопротивлений. Эквивалентная схема коммутации приведена на рис.4. Наиболее просто обстоит дело со стыками соленоидов (участки II на рис.4); если даже ток протекает только по одной шине, то и тогда из-за $\alpha \sim 0,15$ ($L \sim 6$ см) $H_{\perp} / H_0 \sim 6 \cdot 10^{-3}$. Если же сопротивления коммутирующих шин порядка 5 микроом (наш случай), то расчёт распределения тока по шинам даёт $H_{\perp} / H_0 \sim 5 \cdot 10^{-4}$.

Участки I и III подобны, но требование к участку I выше. Условия равенства токов в обратных шинах имеют вид (рис.4):

$$P_{23} = Z_{02} - Z_{03} + 2R_{23} \quad (4.5)$$

$$P_{21} = \frac{1}{2}(Z_{01} - Z_{02} + R_{21} + Z_g)$$

Включение Z_g необходимо, т.к. при заданных конструкцией соленоидов сопротивлениях $R_{ij} \sim 15$ микроом, $Z_{0i} \sim 100$ микроом коммутирующее сопротивление P_{21} оказывается слишком ма-

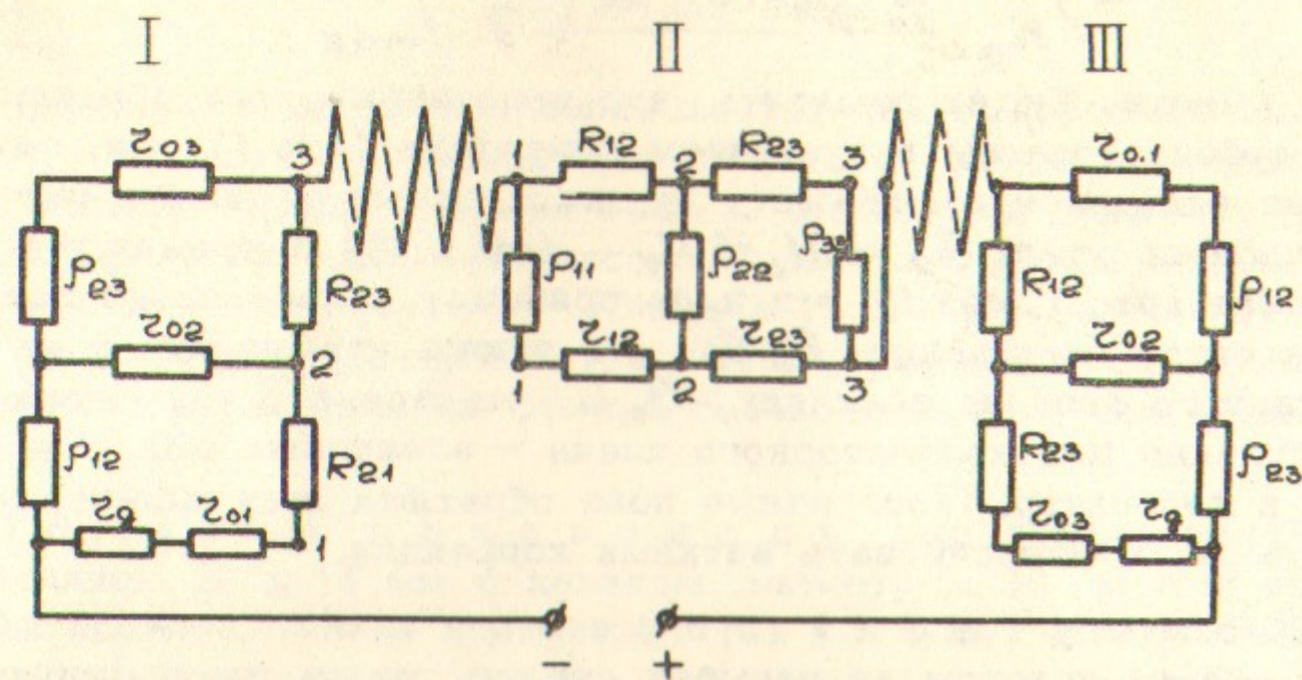


Рис.4. Схема коммутации соленоидов.

I, II, III - участки коммутации

R_{ij}, R_{ij} - сопротивления отрезков последнего витка соленоида

1, 2, 3 - точки подсоединения к витку выводов

z_{oi}, z_g - сопротивления коммутирующих шин.

лым (1,5 микроома при $z_g = 0$). Коммутация обратных шин коллекторного соленоида производится аналогично.

Правильность коммутации проверяется измерением падения напряжения на шинах на длине около 1 м для обратных шин (напряжение около 10^{-2} вольта, точность контроля H_x / H_0 не хуже $5 \cdot 10^{-4}$) и на длине около 0,1 м для шин внутренней коммутации.

Обратные шины на участках поворота создают поперечное поле, направленное по (или против) в зависимости от выбранного направления тока в соленоиде) оси поворота. Это поле возникает из-за того, что осевая траектория

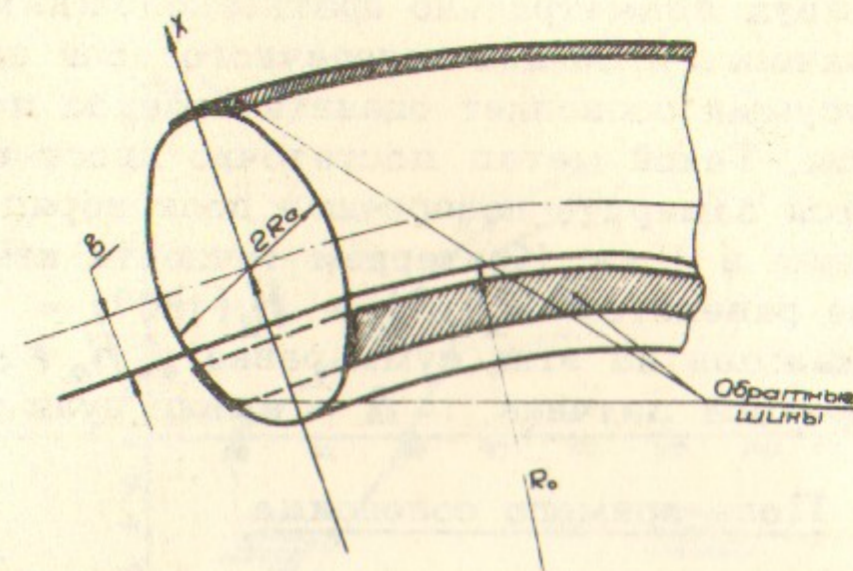


Рис.5. К расчёту поля обратных шин на участке поворота.

на участке поворота проходит не по центру поперечного сечения тора (рис.5). Три обратные шины дают результирующее поле

$$H_x = 0,6 \frac{b^2 d}{R_c^3 + b^3} H_0 \quad (4.6)$$

Здесь b - смещение траектории, R_c - радиус сечения тора.

d - шаг намотки прямого соленоида. При выбранных размерах $H_x / H_0 \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Это поле только ослабляет или усиливает поле поворотных витков, а его возмущающим действием на пучок можно пренебречь вследствие малости его градиента.

Методика измерения магнитного поля

Измерение магнитного поля производилось датчиками Холла (прибор ИМИ-3), позволявшими измерять продольную и поперечную компоненты. Датчик перемещался вдоль трубы, выставленной по оси одного из прямых соленоидов. Измерения продольной составляющей были проделаны с точностью не хуже 1% (на уровне поля около 1 кэ). Особой тщательности потребовали измерения поперечной составляющей. В этих измерениях принудительно сдвигался "ноль" прибора ИМИ-3, так что датчик попе-

речного поля ("зонд М") давал показания одного знака при вращении его вокруг оси направляющей трубы. Полуразность показаний датчика в двух диаметрально противоположных положениях даёт тогда значение проекции поперечного поля на данное направление, а полусумма позволяет оценить перекося датчика относительно оси трубы. Такой метод достаточно прост и, вместе с тем, точен: удается измерить поперечные поля порядка 1э, на фоне продольного поля в 1 кэ. Критерием точности измерения является выполнение равенства $H_1(0^\circ) + H_1(180^\circ) = H_1(90^\circ) + H_1(270^\circ)$, т.к. каждая из этих сумм равна $dH_0 + \Delta$, где d - угол перекося датчика, Δ - сдвиг нуля прибора.

Поле прямого соленоида

Измерения поперечного поля в прямом соленоиде дали несколько ошеломляющие результаты. Известно [11], что в прямом соленоиде, намотанном шиной шириной h с шагом d , отношение компонент на оси есть

$$H_z/H_H = \frac{\pi(d-h)}{h^{3/2}} \sqrt{R_c} e^{-2\pi R_c/h} \quad (4.7),$$

что в нашем случае даёт исчезающе малую величину. Однако, по данным измерений, в соленоиде промежутка охлаждения отношение компонент поля достигало 10^{-2} (рис.6а). Особенно непонятным казался линейный рост горизонтальной компоненты поперечного поля по мере перемещения датчика вдоль соленоида. (Ось Z на всех рисунках направлена "по ходу" электронов). Недоумение сменилось уверенностью после того, как был ликвидирован с трудом поддающийся контролю случайный перекося витков: на обмотку были наложены три гребенки, жестко задающие шаг и угол намотки. Перемещением гребенок вместе с витками вдоль оси соленоида удалось в значительной мере улучшить ситуацию. Результаты этой деятельности видны из сравнения рис.6 а,б.

Поскольку ликвидировать поперечное поле в допустимых пределах не удалось, на вакуумную камеру были наложены витки коррекции, создающие линейно-нарастающее поле на участке заданной длины. Простейшая конструкция таких витков показана на рис.7. Если необходимо сформировать магнитное поле,

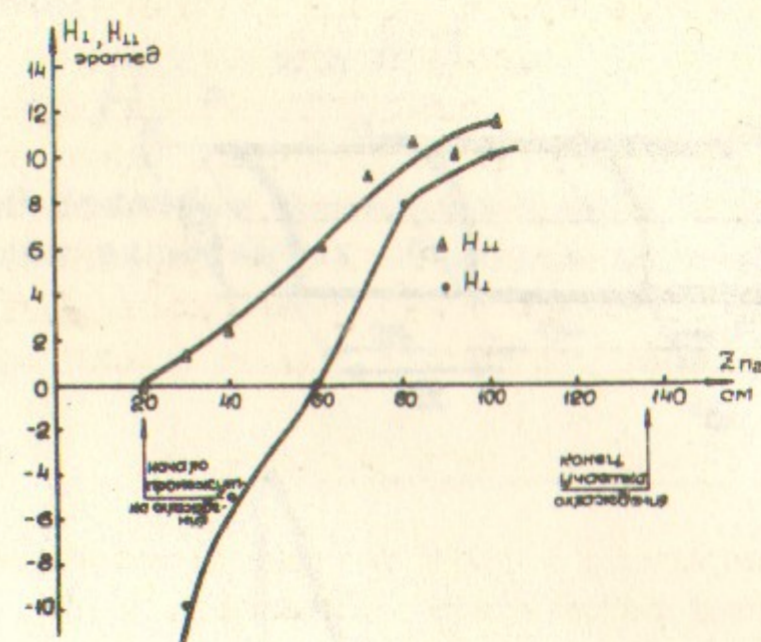


Рис.6а

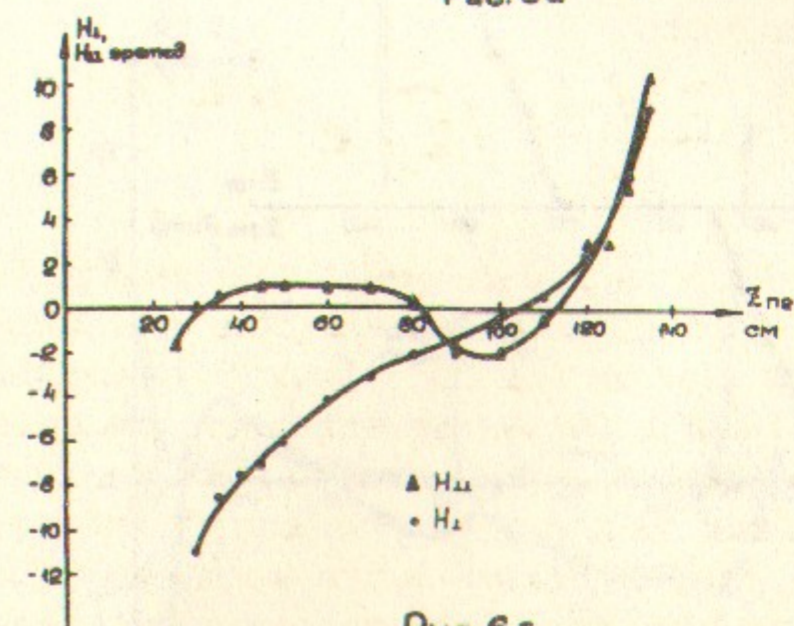


Рис.6б

Рис.6. Поперечные поля в промежутке охлаждения до (6а) и после (6б) исправления обмотки.

Продольное поле - 1000э.

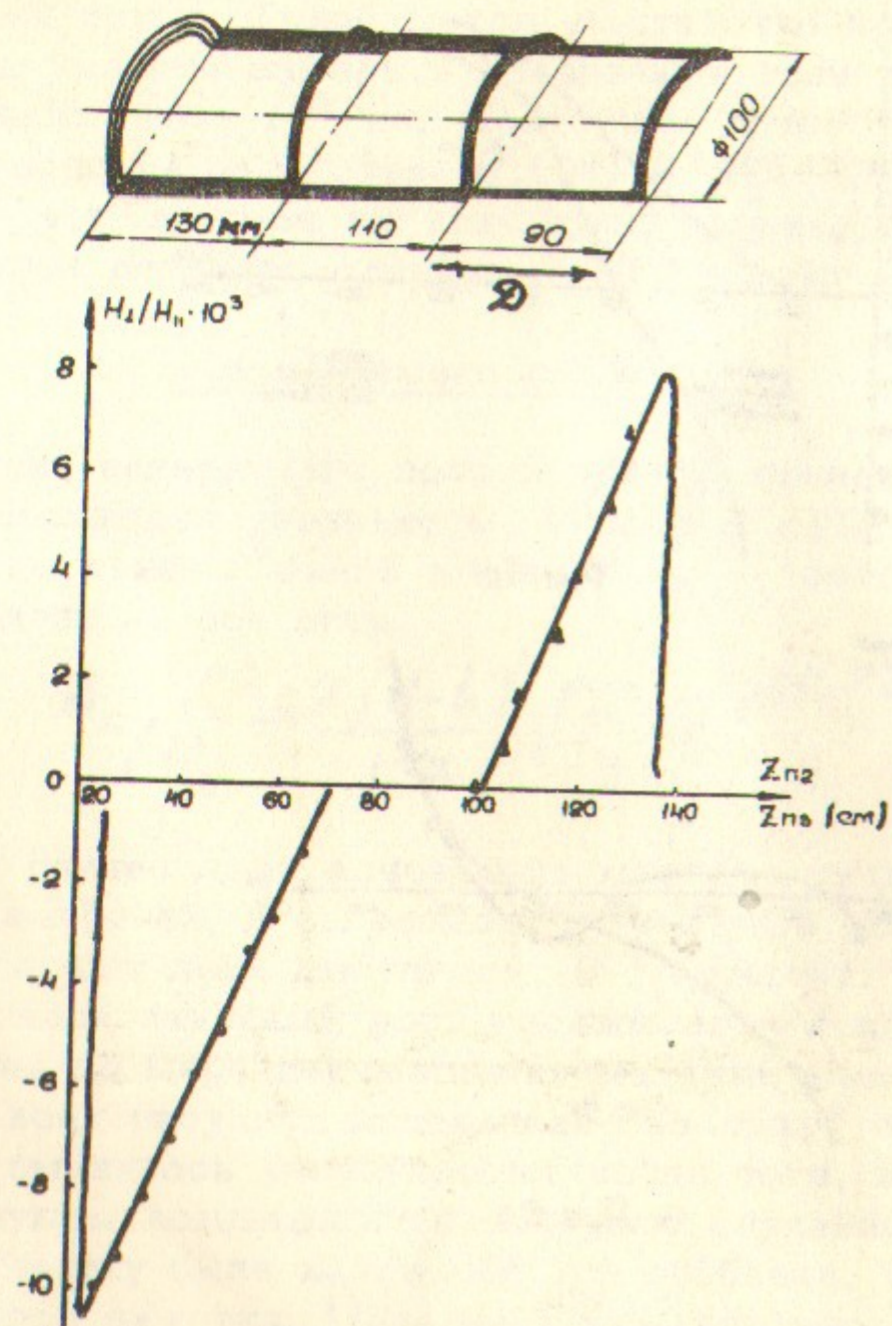


Рис.7. Обмотка коррекции и распределение поля двух обмоток коррекции, наложенных на промежуток охлаждения.

линейно нарастающее до величины H_k на длине l , нужно разместить n обмоток со сдвигом $s = l/n$ (обозначения см. на рис.7) и равным количеством $N_i J$ ампер-витков в каждой обмотке; при этом

$$H_k = \frac{8 n N_i J}{c D} \quad (4.8)$$

На рис.8 показаны поперечные поля в соленоиде промежутка охлаждения при включенных обмотках коррекции.

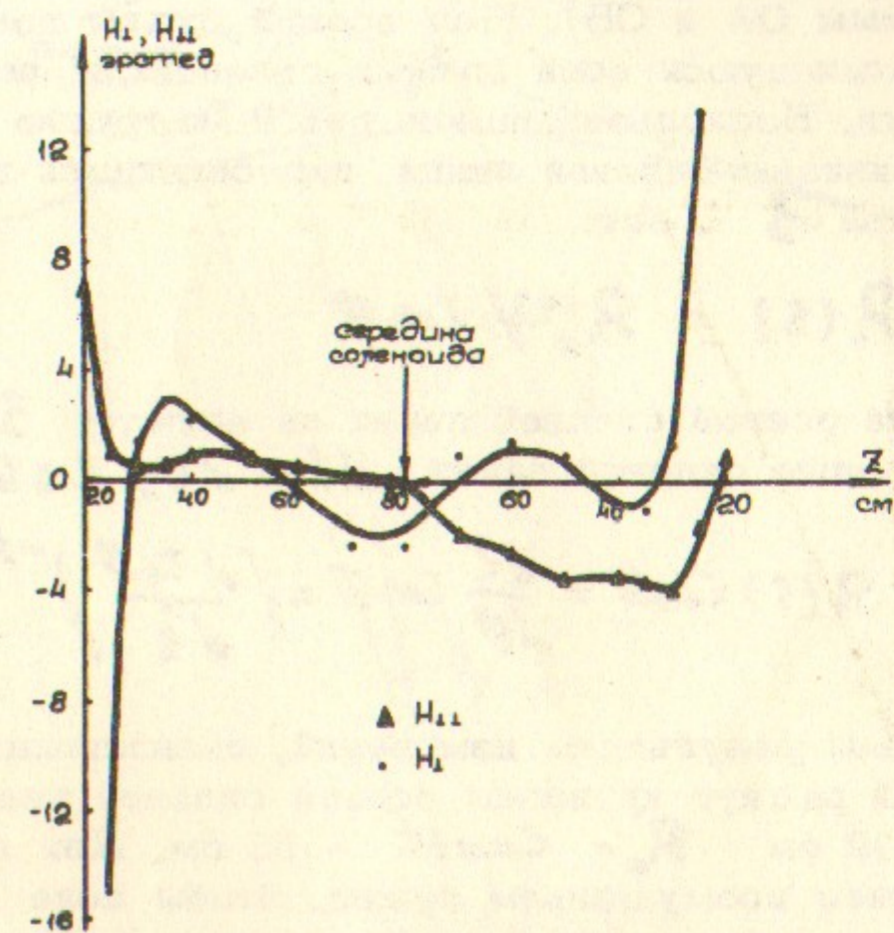


Рис.8. Поперечные поля в промежутке охлаждения после исправления обмотки и включения обмоток коррекции.

Продольное поле - 1000 э.

Кроме распределенных обмоток коррекции на камеру были наложены витки, создающие однородное поперечное поле по всей длине соленоида.

Магнитное поле на участке поворота

При проектировании установки предполагалось, что радиус кривизны силовых линий на участках поворота совпадает с геометрическим радиусом поворота (50 см). Измерения поля показали, что это выполняется лишь приближенно.

Оказалось, что удобно измерять составляющие поля вдоль двух направлений ОА и ОВ, являющихся продолжениями осей прямых соленоидов (рис.9). Зная зависимость от координаты z отсчитываемой по данному направлению, величины $\operatorname{tg} \theta = H_z^* / H_{\parallel}^*$, можно определить радиус кривизны "осевой" силовой линии (здесь H_z^* и H_{\parallel}^* — компоненты поля, перпендикулярные и параллельные прямым ОА и ОВ). Под осевой будем понимать силовую линию, касающуюся осей прямых соленоидов на входе и выходе из поворота. Воспользовавшись рис.9, нетрудно убедиться, что радиус кривизны силовой линии, пересекающей ось ОА в точке с координатой z , есть

$$R(z) = R_0(z) / \cos \theta \quad (4.9)$$

где $R_0(z)$ — кривизна осевой силовой линии на азимуте z . Поскольку элемент длины силовой линии $dl = dz / \cos \theta$, то

$$R_0(z) = R(z) \cos \theta = \frac{dl}{dz} \cos \theta = \left(\frac{d \operatorname{tg} \theta}{dz} \right)^{-1} \quad (4.10)$$

На рис.10 приведены результаты измерений, позволяющие определить переменный радиус кривизны осевой силовой линии. На участке $\Delta z = \pm 10$ см $R_0 = \text{const} = 53$ см. Для поворота пучка с минимальным возмущением нужно, чтобы поле $H_p(z)$ имело распределение, достаточно хорошо совпадающее с функцией $R_0^{-1}(z)$. Витки поворотного поля имели простейшую конфигурацию (рис.11). Если сдвиг верхней обмотки относительно нижней отсутствует, поле витков спадает почти линейно на длине D , равной ширине рамки и, соответ-

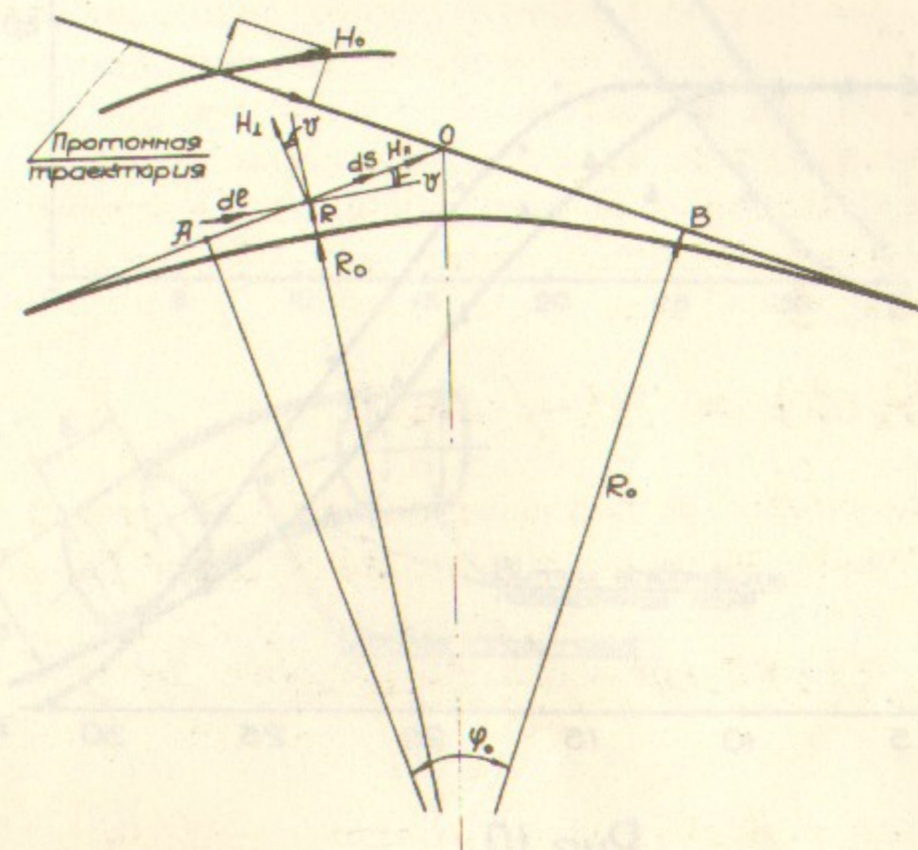


Рис.9. К измерению поля в повороте.

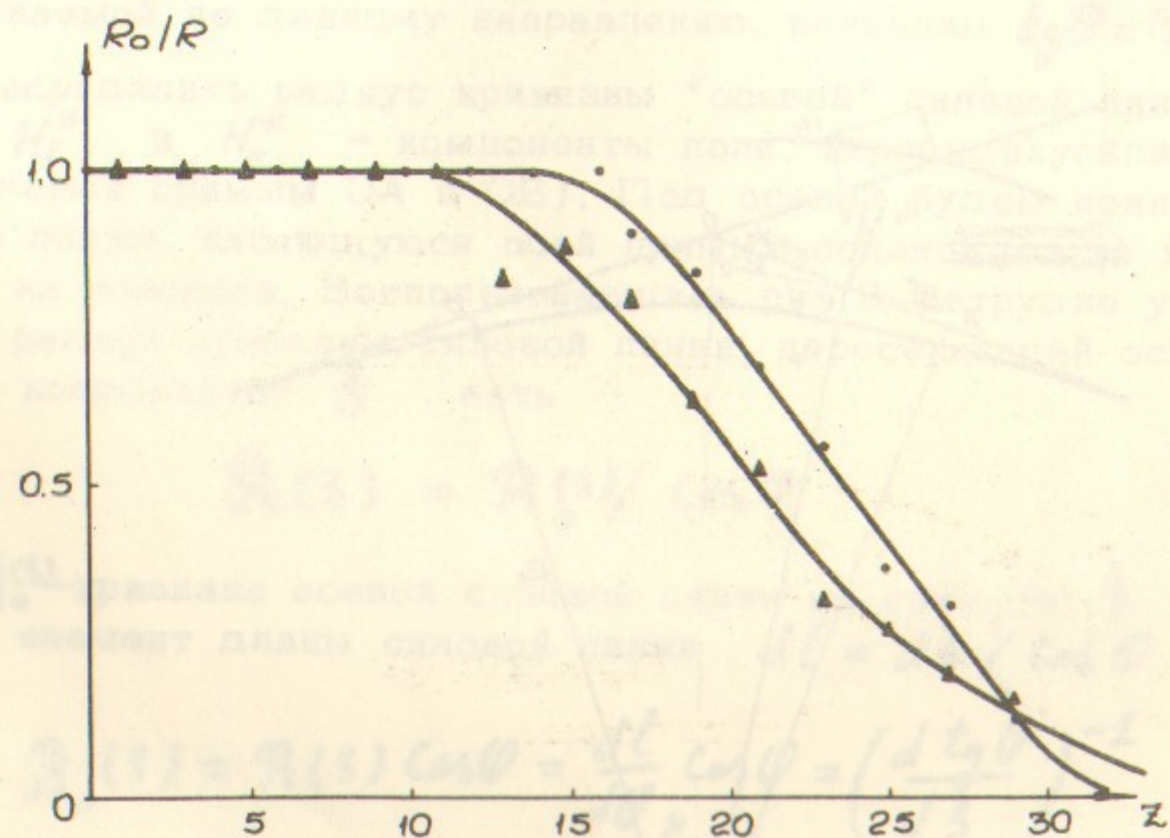


Рис.10

Рис.10. Кривизна осевой траектории в первом (•) и втором (▲) поворотах.

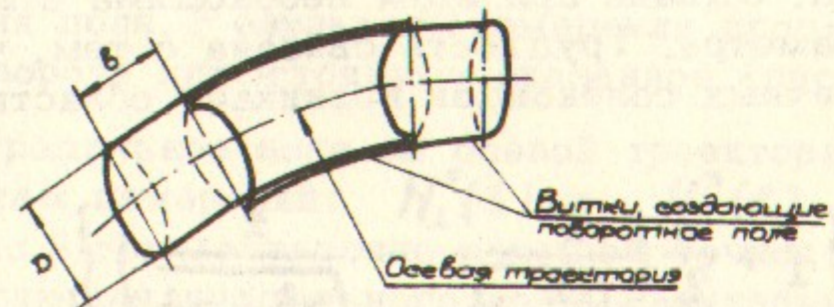
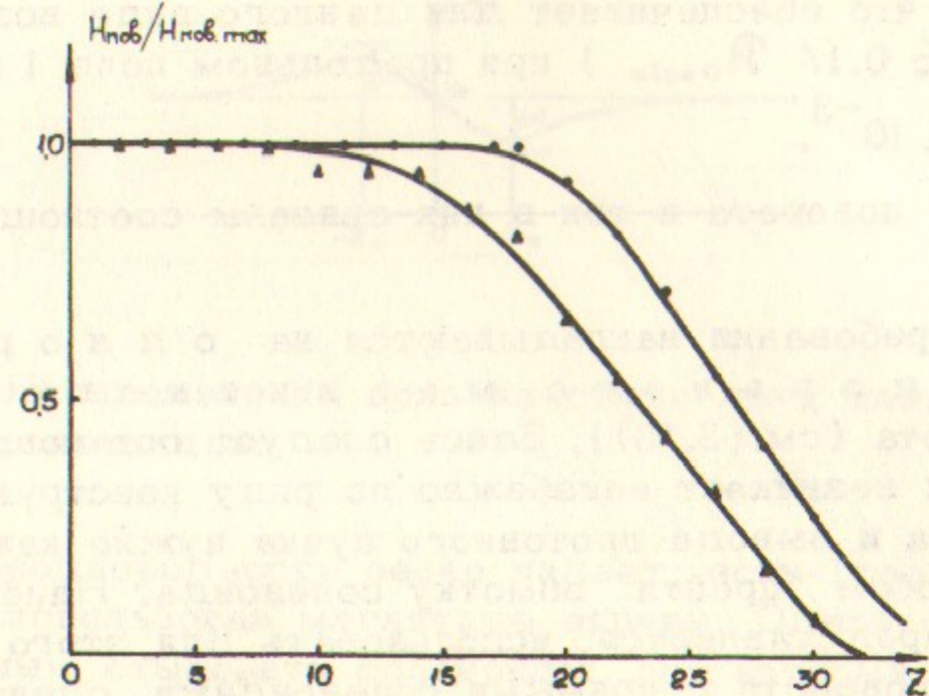


Рис.11. Поворотное поле



ственно, диаметру торцевой дуги рамки, причём уровень $0,5 H_{pmax}$ достигается под торцевой дугой. Изменяя сдвиг обмоток δ , можно в небольших пределах менять форму распределения поля. Таким способом удалось подобрать достаточно хорошее совпадение функций $H_p(z)$ и $R_o^{-2}(z)$: разность функций

$H_p/H_{pmax} - R_{omin}/R_o(z)$ не превышает 10^{-1} и имеет плавную зависимость от z , что обеспечивает для данного вида возмущения (см.(3.14), $\rho \leq 0,1/R_{omin}$) при продольном поле 1 кэ величину $v_{\perp}/v_{\parallel} \leq 10^{-3}$.

Поле витков поворота и ток в них связаны соотношением (4.8) при $n = 1$.

Серьезные требования накладываются на однородность продольного магнитного поля на участке поворота (см.(3.10)). Здесь следует остановиться на проблеме, которая возникает неизбежно по ряду конструктивных причин. Для ввода и вывода протонного пучка нужно каким-либо приемлемым способом "пройти" обмотку соленоида. Наиболее просто, как нам представляется, использовать для этого место стыка соленоида поворота с прямыми соленоидами, сделав первый большего диаметра. Однако при этом необходима стыковка соленоидов разного диаметра. Трудность связана с тем, что на стыке двух полубесконечных соленоидов возникает область неоднородного поля

$$H_z = H_0 \left\{ 1 + \frac{z}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{R_c^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{z_c^2 + z^2}} \right) \right\} \quad (4.11)$$

Координата z отсчитывается от точки стыка. Область неоднородности поля (рис.12) имеет протяженность $\Delta \sim R_c z_c / \sqrt{R_c^2 + z_c^2}$, а максимум возмущения

$$\frac{\Delta H}{H} \sim \frac{1}{2} \left| \frac{1}{\sqrt{2 + (z_c/R_c)^2}} - \frac{1}{\sqrt{2 + (R_c/z_c)^2}} \right| \quad (4.12)$$

Для выбранных параметров установки ($z_c \sim 10$ см, $R_c \sim 20$ см), справедливо соотношение (2.23г), но даже и в этом случае $v_{\perp}/v_{\parallel} \sim 3 \cdot 10^{-2}$, что на порядок превышает допустимую величину.

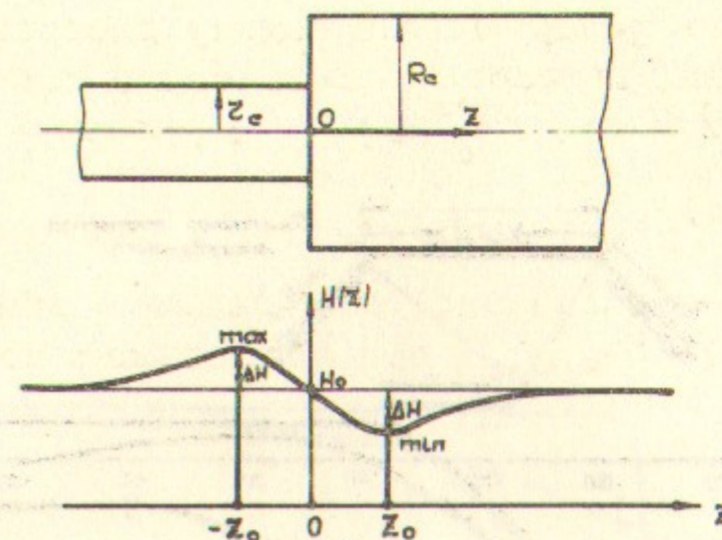


Рис.12. Распределение поля на стыке двух незранированных соленоидов.

Неоднородность резко падает, если "развязать" магнитные потоки, используя магнитные экраны. Одновременно становится возможным стыковать соленоиды, оси которых смещены одна параллельно другой, почти не внося при этом дополнительного возмущения поля. Результаты измерения продольного поля на участках поворота иллюстрируют сказанное (рис.13).

Продольное поле на осевой траектории было найдено по результатам измерений $H_z^*(z)$ и $H_{\parallel}^*(z)$ вдоль прямых OA и OB (рис.9): с достаточно хорошей точностью можно принять, что составляющая продольного поля, касательная к осевой траектории, есть

$$H_0(z) = \sqrt{(H_z^*)^2 + (H_{\parallel}^*)^2} \frac{R(z)}{R_0(z)} \quad (4.13)$$

Оценивая возмущение пучка неоднородным полем на участке поворота (рис.13), согласно (2.23г) получим $v_{\perp}/v_{\parallel} \sim 1 \cdot 10^{-3}$.

Имитация "бесконечного" соленоида

Для экспериментов с точечным пучком, в которых проверяется точность юстировки пушки (см. § 8), необходимо создать достаточно однородное поле в пушечном соленоиде, отсоединив

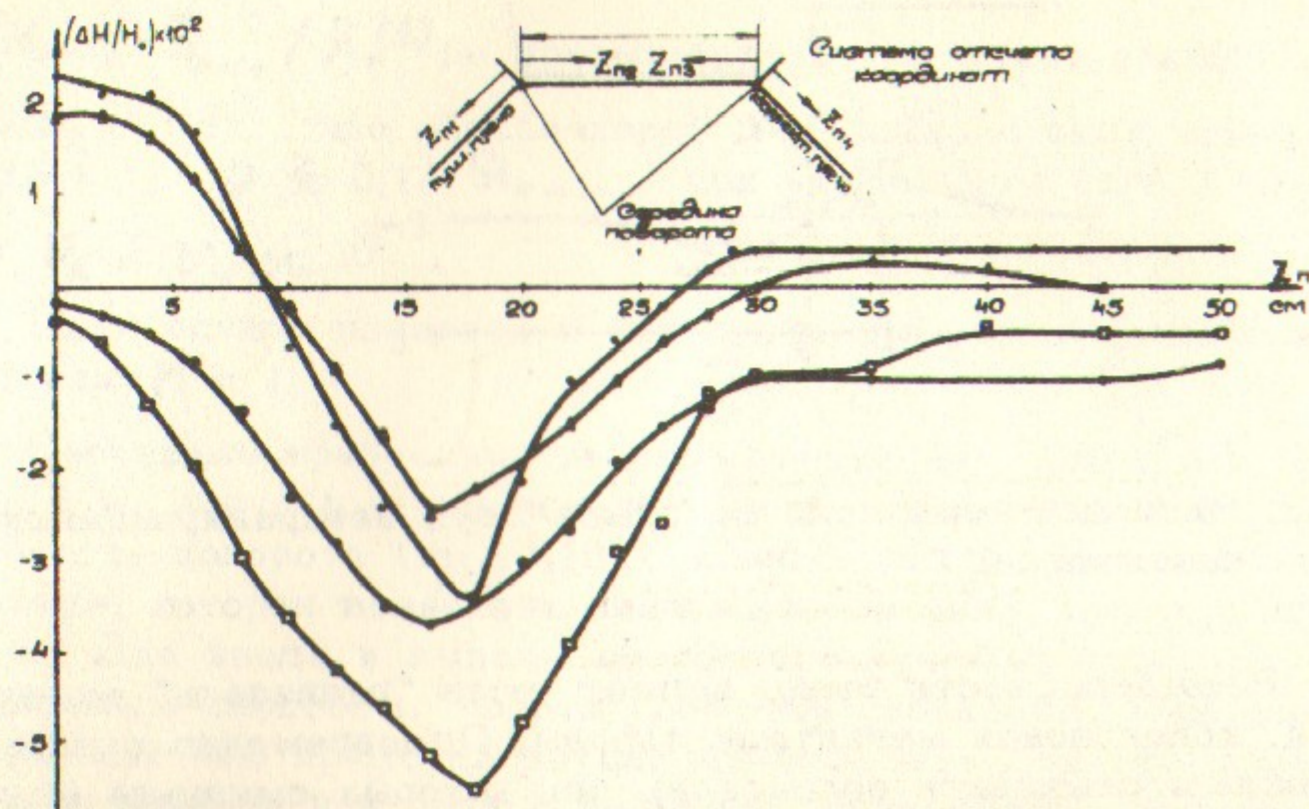
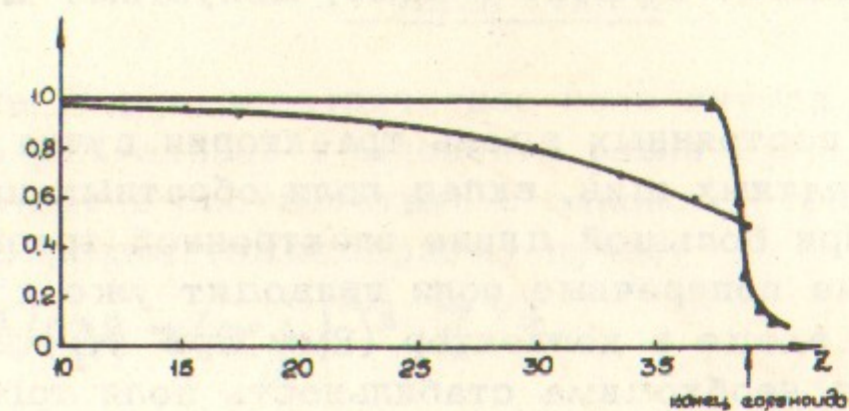


Рис.13. Распределения полей на осях прямых соленоидов с участками поворота.

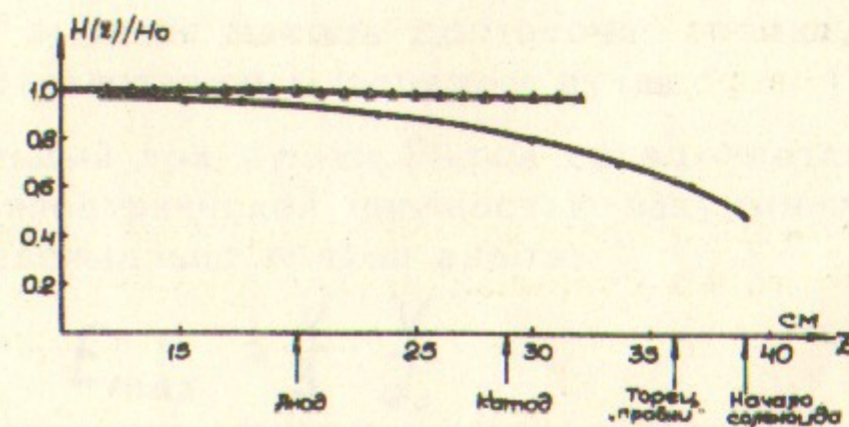
его при этом от остальной магнитной системы. Это удаётся сделать, поместив на его торец стальной экран, имитирующий "бесконечность". Результаты достаточно наглядно иллюстрирует рис.14.

Аналогичного эффекта можно достичь, вводя внутрь соленоида магнитную "пробку" (рис.14). Этот метод полезен в конструкции с электронной пушкой, погруженной в магнитное поле: подбирая оптимальное положение "пробки", можно дотянуть достаточно однородное поле до катода пушки, уменьшив тем самым длину несущей штанги, вводящей пушку в однородное поле.

Отметим, что для $v_z / v_H \sim 10^{-3}$ необходимо обеспечить в районе катода (см.2.25) относительное изменение поля не более чем $2 \cdot 10^{-2}$ на длине 10 см.



- Расчетное поле на конце полубесконечного соленоида
- ▲ Поле соленоида в области "завлущей".



- Расчетное поле на конце полубесконечного соленоида
- ▲ Поле соленоида в области пушки с магнитной "пробкой".

Рис.14. Результаты экспериментов по имитации "бесконечного" соленоида.

Стабильность магнитного поля

во времени

Изменения величины магнитного поля во времени могут привести к ряду нежелательных эффектов:

1. Нарушение коррекции распределенных поперечных полей в промежутке охлаждения. Эффект слабый, допустимо $\Delta H(t)/H \sim 5 \cdot 10^{-2}$.

2. Изменение постоянных вдоль траектории пучка поперечных полей (поля обратных шин, вклад поля обратных шин в поле поворота и т.п.). При большой длине электронной траектории (~ 4 м) даже малые поперечные поля приводят уже к опасному смещению пучка на входе в коллектор (8 мм при $H_2 \sim 2 \cdot 10^{-3} H_1$). С этой точки зрения необходима стабильность поля того же порядка ($5 \cdot 10^{-2}$).

3. Наконец, изменения λ , а с ней и возмущений пучка различными "ошибками". Ясно, что и здесь стабильность $5 \cdot 10^{-2}$ достаточна.

§ 5. Электронная пушка в продольном магнитном поле

Применение электронно-оптической системы с источником, "погруженным" в магнитное поле, предполагает использование пушки, позволяющей получить всюду параллельный электронный пучок. Такой пушкой является достаточно хорошо известная /17/

Пушка Пирса

В пушке Пирса электрическое поле внутри пучка является плоским: его радиальная компонента равна нулю, а осевая компонента возрастает в соответствии с законом "трех вторых", как в бесконечно-широком (одномерном) пучке:

$$V(z) = (\alpha j)^{2/3} z^{4/3} \quad (5.1)$$

$$E(z) = \frac{4}{3} (\alpha j)^{2/3} z^{1/3}$$

$$\alpha = \frac{9\pi}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m}{e}} = 4,35 \cdot 10^5 \text{ вольт}^{3/2} / \text{ампер}$$

Это достигается с помощью специальной формы электродов в том случае, если эмиссия катода достаточно велика, так что ток ограничен пространственным зарядом пучка.

Предельный ток пушки Пирса определяется при заданном напряжении электрической прочностью вакуумного зазора. Напряженность максимальна вблизи анода:

$$E_{\max} = \frac{4}{3} \cdot \frac{V}{d_0} \quad (5.2)$$

где d_0 - расстояние между анодом и катодом. Используя это выражение, получим из (5.1)

$$j_{\text{прег}} \approx \frac{9}{16} \cdot \frac{E_{\text{прег}}^2}{\alpha \sqrt{V}} \quad (5.3)$$

Таким образом, при $E \lesssim 50$ кв/см плотность тока в пушках Пирса на энергию порядка 100 кэВ не превышает 10^4 А/см². В тех случаях, когда этого недостаточно, используют пушки с компрессионной пучкой (см. обзор в книге И.В.Алямовского /18/).

Для интересующих нас применений необходимо учитывать дефокусирующее действие электростатической линзы, возникающей из-за градиента ускоряющего поля на переходе из пушки в пролётный промежуток. Фокусное расстояние такой линзы можно оценить [19], считая её тонкой и используя (2.1):

$$f \approx - \frac{2\beta^2 \gamma m c^2}{e \Delta E} \sim -3d_0 \quad (5.4)$$

Здесь ΔE - изменение напряженности поля на выходе пушки. Если диаметр анодного отверстия и зазор анод-катод близки по величине, в формуле (5.4) следует использовать значения напряженности поля и энергии частиц, усредненные по области действия линзы. В таких случаях можно принять $f \sim -d_0$. Ясно, что эффект анодной линзы очень велик ($v_z/v_{||} \sim a/d_0 \sim 10^{-1}$). Если пушка помещена в продольное магнитное поле, его можно значительно ослабить, растянув принудительно область спада ускоряющего поля до длины $\sim \lambda$ (резонансная оптика). Для оценок будем считать энергию частиц постоянной в выходной области, а электрическое поле аксиально-симметричным, так что

$$E_z = - \frac{2}{2} \left(\frac{dE_z}{dz} \right)_{z=0} \quad (5.5)$$

Кроме того, пренебрежем действием пространственного заряда в выходной области. Тогда из (2.1,4) получим:

$$\frac{d^2 \zeta}{dz^2} + \omega^2 \zeta = - \frac{e}{2\beta^2 \gamma m c^2} \left(\frac{dE_z}{dz} \right)_{z=0} \quad (5.6)$$

С учётом (2.5) это даёт результат, аналогичный (2.12):

$$\frac{v_z}{v_{||}} \lesssim \frac{ea}{2\beta^2 \gamma m c^2} \sqrt{\left[\int E'_z \sin \omega(f-z) df \right]^2 + \left[\int E'_z \cos \omega(f-z) df \right]^2} \quad (5.7)$$

Интеграл берется по выходной области. Из сравнения (5.7) и (2.12) видно, что для оценок действия различных видов распределения поля на выходе пушки можно воспользоваться результатами § 2 (формулы 2.15-23), заменив в них

$$\frac{\Delta H}{H} \rightarrow \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{e E'_{z \max}}{\beta^2 \gamma m c^2} \quad (5.8)$$

Растянуть область спада ускоряющего поля можно, поместив на выходе несколько анодов и подав на них принудительно некоторое распределение потенциалов. Самый медленный, близкий к линейному, спад поля в системе из n анодов будет, если

$$E_{n-1} = \frac{E_0}{n}, \quad E_{n-2} = \frac{2E_0}{n}, \quad \dots, \quad E_m = \frac{n-m}{n} E_0 \quad (5.9)$$

аноды нумеруются "по ходу" электронов, E_0 - напряженность поля перед первым анодом - в конце "пирсовской" области (*) (см. (5.2)). Если расстояния между анодами одинаковые и равные d , потенциалы на аноды для распределения (5.9) следует выбрать по закону

$$V_m = \frac{(n-m)(n-m+1)}{n(n-1)} V_i \quad (5.10)$$

причём потенциал первого анода

$$V_i = d E_0 \left(\frac{1}{n} + \frac{2}{n} + \dots + \frac{n-1}{n} \right) = \frac{n-1}{2} d E_0 \quad (5.11)$$

При заданном токе пушки задано значение E_0 (см. 5.1,2), и ширина анодной линзы Δ целиком определяется напряжением на первом аноде:

$$\Delta \approx (n-1)d = \frac{2V_i}{E_0} = \frac{3}{2} \cdot \frac{V_i}{V_{\text{полн}} - V_i} d_0 = \frac{3}{2} \cdot \dots \quad (5.12)$$

Теперь нетрудно оценить и значение $E'_{z \max}$:

$$E'_{z \max} \sim \frac{E_0}{\Delta} \quad (5.13)$$

Количество анодов выбирается таким, чтобы функция E'_z была достаточно гладкой; если диаметр анодного отверстия ϕ , то достаточно взять $n \approx 1 + 2\Delta/\phi$.

$$*) E_0 = \frac{4}{3} \cdot \frac{V_{\text{полн}} - V_i}{d_0}; \quad j = \alpha^{-1} (V_{\text{полн}} - V_i)^{3/2} d_0^{-2}$$

Численный пример: $V_{\text{анод.}} = 100$ кв, $V_i = 40$ кв, $j = 1$ А/см²; для такой пушки с тремя анодами получим:

$$E_2' \sim 2 \text{ кв/см}^2, \Delta \sim 5 \text{ см}, d_0 \sim 3,3 \text{ см}, V_{\text{II}} = 13,3 \text{ кв.}$$

Считая распределение E_2' близким к прямоугольному, в поле 1 кэ ($\lambda \sim 5$ см) из (5.7,8) и (2.15) получим:

$$\frac{v_z}{v_{\text{II}}} \sim \frac{a\lambda}{2} \cdot \frac{eE_2'}{\beta^2 \gamma m c^2} \sin \pi \frac{\Delta}{\lambda} \sim 10^{-2} \sin \pi \frac{\Delta}{\lambda} \quad (5.15)$$

Случай $\Delta \sim \lambda$ соответствует резонансу. Отсюда и введенное выше название - резонансная оптика.

Моделирование резонансной оптики

Распределение поля на выходе пушки изучалось на модели в электролитической ванне. Измерения были автоматизированы: сигнал с зондов, предварительно усиленный, регистрировался на самописце, развертка которого была связана с перемещением зонда. Измерения производились в цилиндрической геометрии (наклонная ванна), электроды - катодный и анодные - были взяты плоскими. Подбиралось оптимальное распределение потенциалов на анодах и расстояния между электродами. Как ясно из вышеизложенного, оптика пушки характеризуется функцией

$E_2(z) = -\frac{2}{2} E_2'$. Функция $E_2(z)$ может быть найдена из измерений $E_2'(z)$ и последующего графического дифференцирования полученной кривой. Другой способ заключается в непосредственном измерении $E_2(z)$. Каждый из них имеет свои недостатки и преимущества. В первом случае измерения проще, т.к. измеряемый сигнал достаточно велик, так что ошибка от наводок мала; однако процесс дифференцирования достаточно неприятен и является не очень точной операцией. Во втором случае измеряемый сигнал мал (в наших измерениях, примерно, на порядок меньше, чем в первом случае) и сравним с электростатическими наводками на зонды. Приходится учитывать эту наводку, вычитая её из измеряемого напряжения. Требуется также тщательно выставлять зонды перпендикулярно оси системы. Однако, при работе с полуавтоматической электролитической камерой указанные трудности окупаются наглядностью получаемых результатов.

На начальной стадии измерения производились обоими способами, пока не появилась уверенность в согласии результатов. В дальнейшем измерялась непосредственно функция $E_2(z)$. Результаты измерений приведены на рис.15 и довольно хорошо согласуются с оценками по формулам (5.12, 13). Конструкция пушки показана на рис.16.

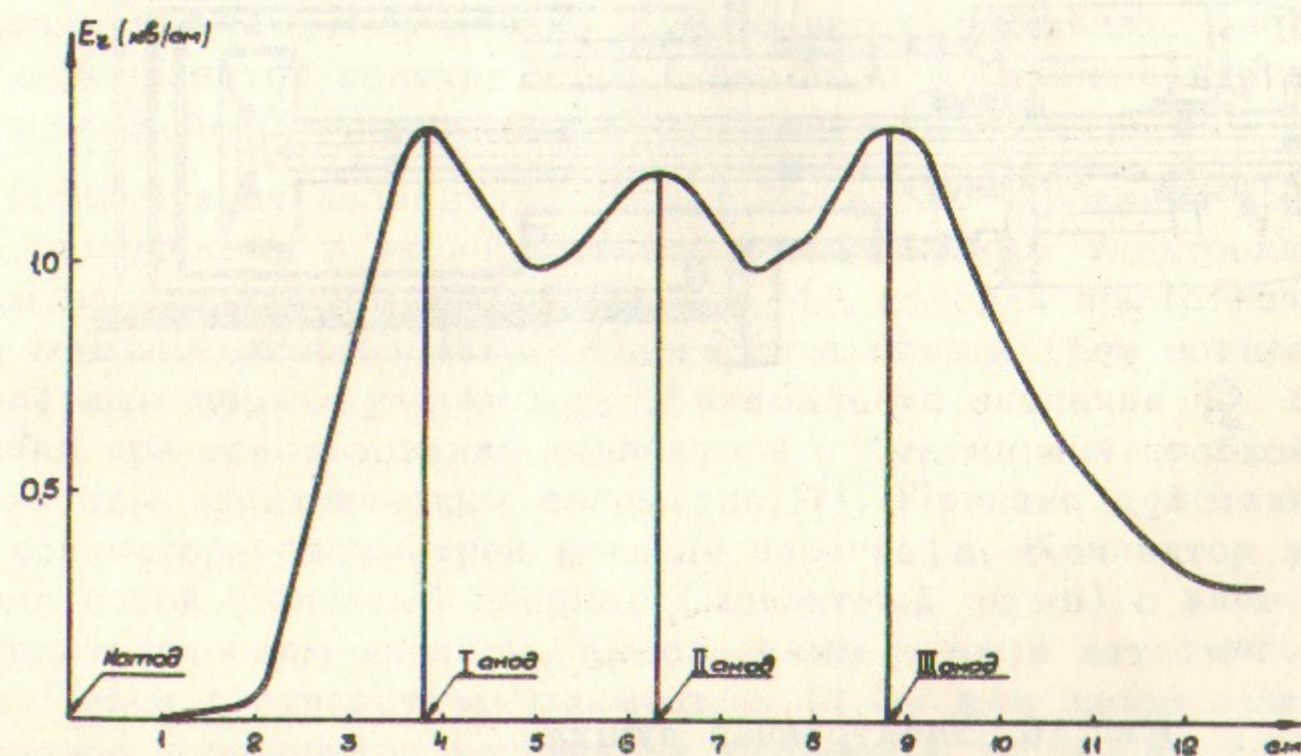


Рис.15. Распределение радиальной компоненты электрического поля в анодном блоке электронной пушки.

В системе электронного охлаждения частицы выходят из участка взаимодействия, практически не изменяя своей энергии. Поэтому рационально применение метода рекуперации энергии "отработанных" электронов /12/. Устройство с рекуперацией энергии электронов обладает реактивной мощностью $P_2 = JV$ и потребляет от источника питания активную мощность

$P_a = \Delta J \cdot V + J \cdot \Delta V$. Источник основного напряжения V должен обладать достаточно высокой стабильностью (1.23), тогда как к источнику рекуперации, создающему разность потенциалов ΔV между катодом пушки и коллектором, таких жестких требований не предъявляется. Поэтому выгодно свести к минимуму потребление энергии от источника V . Так потери ΔJ практически определяется суммой тока потерь частиц основного пучка ΔJ , вызванных несовершенством оптической системы, и тока вторичных электронов ΔJ_k , попадающих из пространства тор-можения. Потери частиц, вызванные взаимодействием пучка с остаточным газом, достаточно малы в наших условиях. Величина ΔJ_k определяется конструкцией коллектора и существенно зависит от выбранного значения ΔV .

Конструкция коллектора была выбрана на основании результатов, полученных в экспериментах с интенсивным электронным пучком на специальной установке /13,14/, которая представляла собой модель системы электронного охлаждения (без поворотов) с пролетным промежутком 2 м. Минимальное значение P_2 было получено при использовании коллектора с "магнитной пробкой" и запирающим электрическим полем (рис.17). Принцип действия такого коллектора рассмотрен в конце параграфа. Коллектор представлял собой железный цилиндр (магнитный экран) с внешним электростатическим экраном, выполненным в виде катодного электрода Пирса с отверстием диаметром 16 мм для входа пучка. Магнитное поле внутри коллектора убывает в 30 раз на длине 2 см. Полученные в /13,14/ результаты ($\Delta J/J \leq 10^{-3}$, $\Delta V_{min} \approx 1,3$ кв при $V = 100$ кв, $J = 1$ А) существенно лучше известных по литературе /15,16/.

При работе с магнитным полем порядка 1 кэ вес магнитного экрана не позволяет разместить его на несущей штанге коллектора. Поэтому в настоящей работе был применен комбиниро-

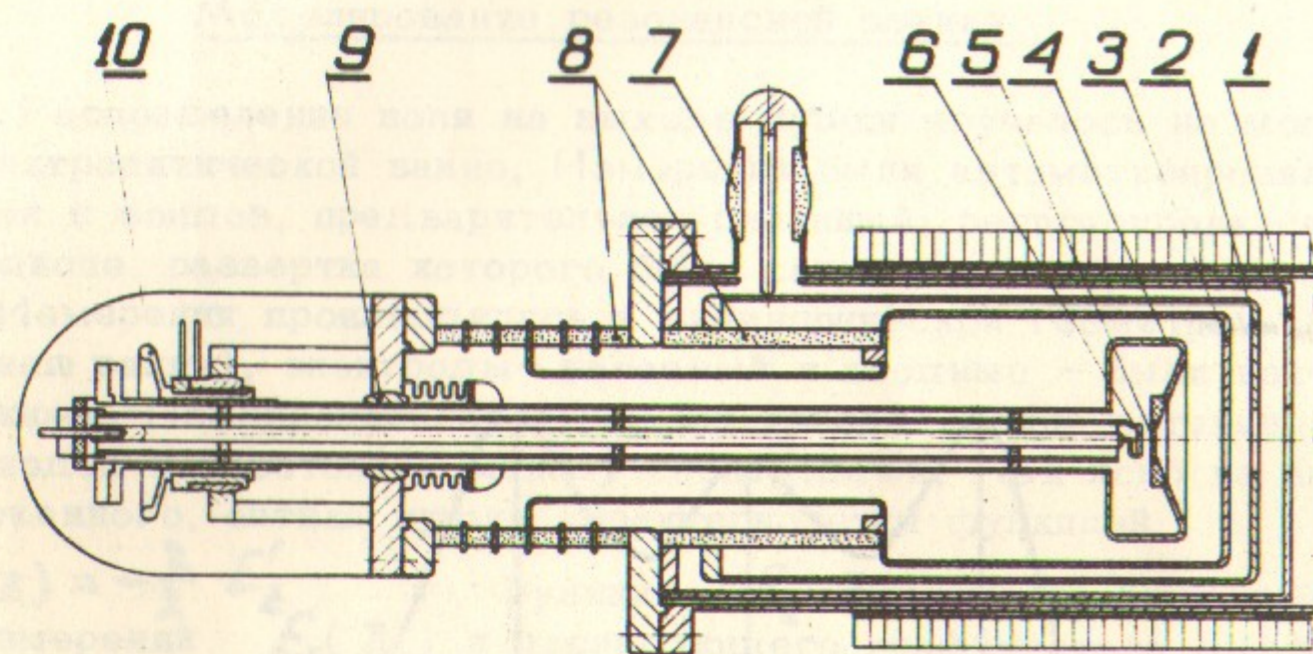


Рис.16. Электронная пушка.

1,2,3 - аноды, 4 - прикатодный электрод, 5 - катод из гексаборидлантана, 6 - спираль (катод) электронного подогрева, 7,8 - высоковольтные изоляторы, 9,10 - механизм юстировки.

ваный экран, состоящий из массивного кожуха, находящегося под нулевым потенциалом, и тонкого стального цилиндра, помещенного на штанге коллектора (рис.17). Такая конструкция по-

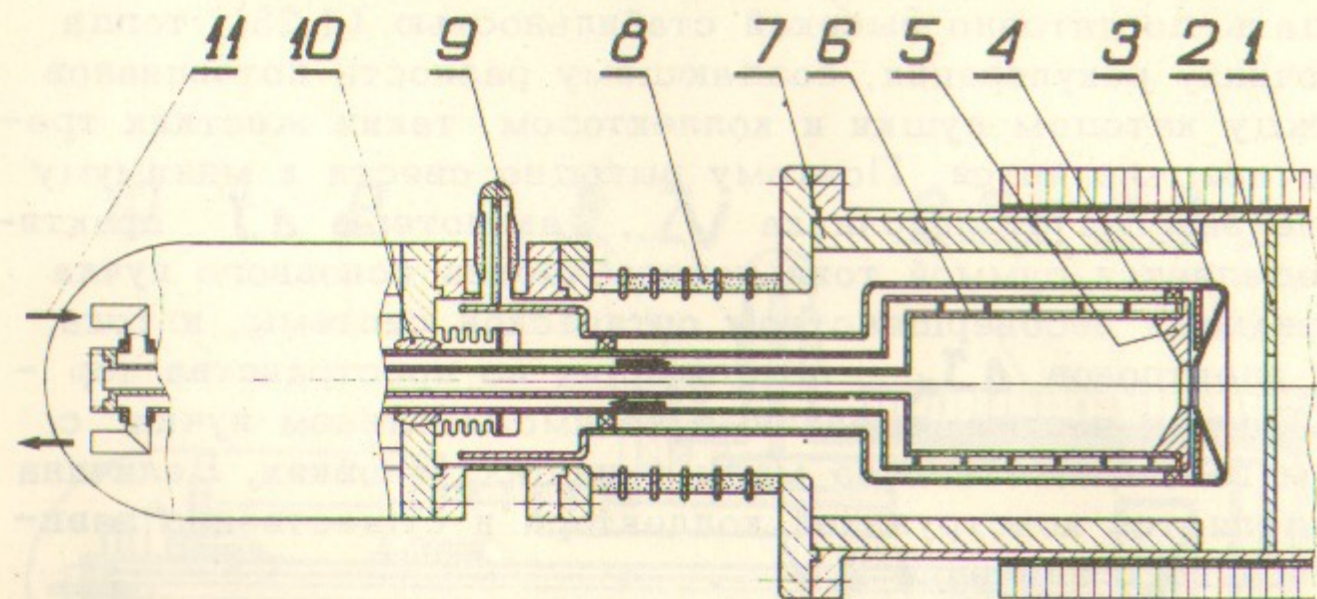


Рис.17. Коллектор.

1 - обмотка соленоида, 2 - анод, 3 - электростатический экран (электрод Пирса), 4 - тонкий магнитный экран, 5,6 - приёмник электронов, 7 - толстый магнитный экран, 8 - изолятор, 9 - ввод запирающего напряжения, 10 - механизм юстировки, 11 - маслопровод.

зволяет получить достаточно хорошую экранировку (рис.18).

При рассмотрении движения частиц в коллекторе нельзя пользоваться параксиальным приближением из-за быстрого спада поля, уравнения (2.1, 2) применимы лишь для оценок. Согласно (2.1) равновесный размер пучка описывается соотношением

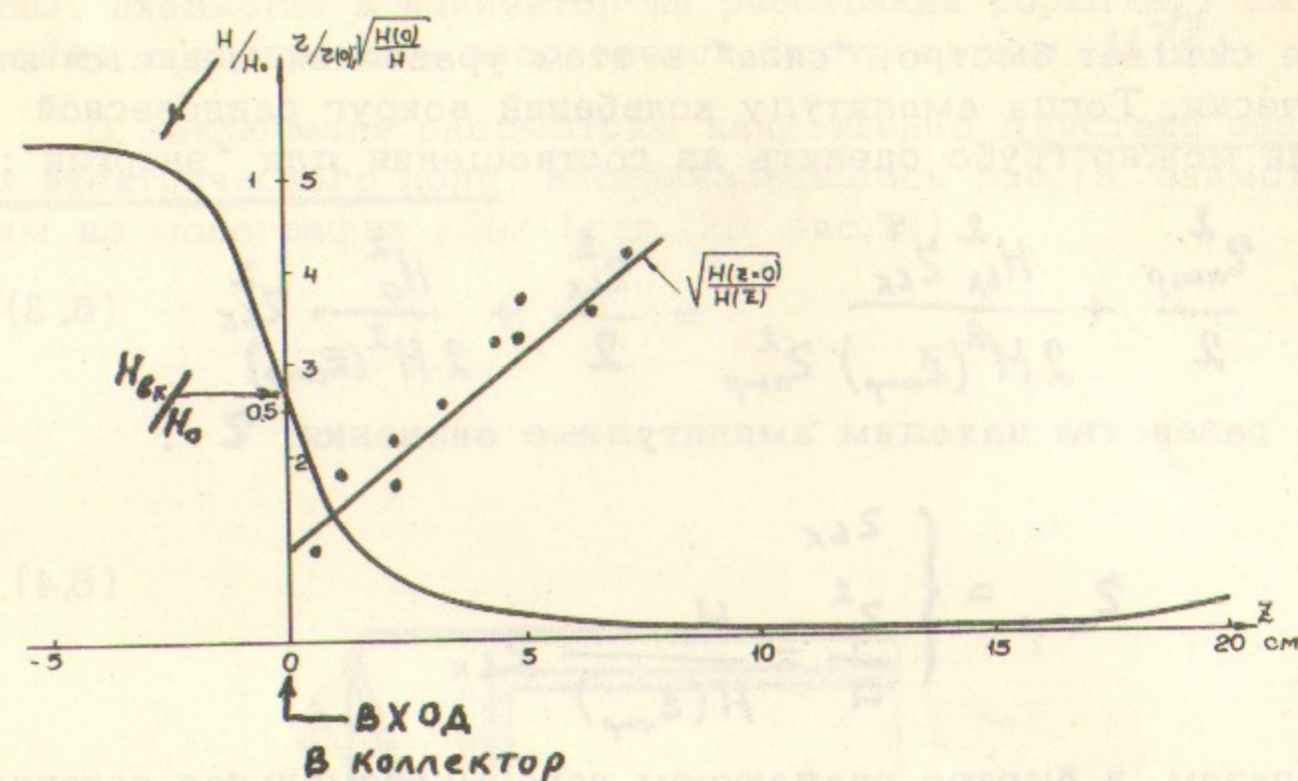


Рис.18. Распределение поля и траектории частиц внутри коллектора.

$$\frac{z_p(z)}{a} = \sqrt{\frac{H_{ex}}{H(z)}} \sqrt{\alpha + \sqrt{1 + \alpha^2}}$$

$$\alpha = \frac{j}{eH_0^2 a^2 \beta_k c}, \quad \beta_k = \sqrt{\frac{2e\Delta V}{mc^2}} \quad (6.1)$$

$e\Delta V$ - энергия электронов на входе в коллектор,

a - начальный радиус сечения пучка.

Отсюда следует, что при $\alpha \ll 1$ пучок расширяется пропорционально $H(z)^{-1/2}$. (Для $j = 1A$, $H_0 = 1k\Phi$, $\Delta V = 1kV$,

$a = 0,5$ см, параметр $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-3}$). В этом случае мы имеем "одночастичную" ситуацию, и уравнение (2.1) можно представить в виде:

$$\frac{d^2 z}{dz^2} + \omega^2(z) z \left(1 - \frac{H_{0x}^2 z_{0x}^4}{H^2(z) z^4} \right) = 0 \quad (6.2)$$

Если поле спадает быстро, "сила" в этом уравнении меняется неадиабатически. Тогда амплитуду колебаний вокруг равновесной траектории можно грубо оценить из соотношения для "энергии":

$$\frac{z_{amp}^2}{2} + \frac{H_{0x}^2 z_{0x}^4}{2H^2(z_{amp}) z_{amp}^2} = \frac{z_{0x}^2}{2} + \frac{H_0^2}{2H^2(z_{amp})} z_{0x}^2 \quad (6.3)$$

Из этого равенства находим амплитудные значения z :

$$z_{amp} = \begin{cases} z_{0x} \\ \frac{z_p^2}{a} = \frac{H_0}{H(z_{amp})} z_{0x} \end{cases} \quad (6.4)$$

Таким образом, в быстро спадающем поле максимальное сечение пучка растёт как $H^{-1/2}(z)$.

Всё сказанное верно, пока $\alpha \ll 1$.

Предельный ток, который можно "загнать" в коллектор при заданном его потенциале, определяется соотношением (1.21), которое в нерелятивистском случае имеет вид:

$$j_{пред} = \frac{\sqrt{\frac{e}{m}} \left(\frac{2}{3} \Delta V \right)^{3/2}}{1 + 2 \ln \rho/a} \approx 27 \cdot 10^{-6} \frac{\Delta V_{\text{вольт}}^{3/2}}{1 + 2 \ln \rho/a} \quad (6.5)$$

Для $\rho/a \sim 1$, $\Delta V = 1$ кв предельный ток составляет, примерно, 1А.

Траектории частиц в коллекторе при малом токе в пучке исследовались экспериментально. Внутри коллектора был помещен люминесцентный экран, перемещаемый вдоль оси магнитного поля. Электроны из пушки при напряжении на ней 3 кв проходили сквозь весь тракт и попадали в коллектор, находившийся при нулевом потенциале. Изменение размера пучка при перемещении лю-

минесцентного экрана от входа в коллектор до области малого поля показано на рис.18. Видно, что поперечный размер пучка растёт пропорционально $H^{-1/2}(z)$. Было также обнаружено, что частицы, входящие в коллектор на расстоянии порядка 1 см от оси, уходят в поперечном направлении быстрее, чем $H^{-1/2}(z)$.

В заключение рассмотрим качественно действие запирающего электрического поля, воспользовавшись рис.19, заимствован- ным из монографии /20/ (стр.129, рис.78).

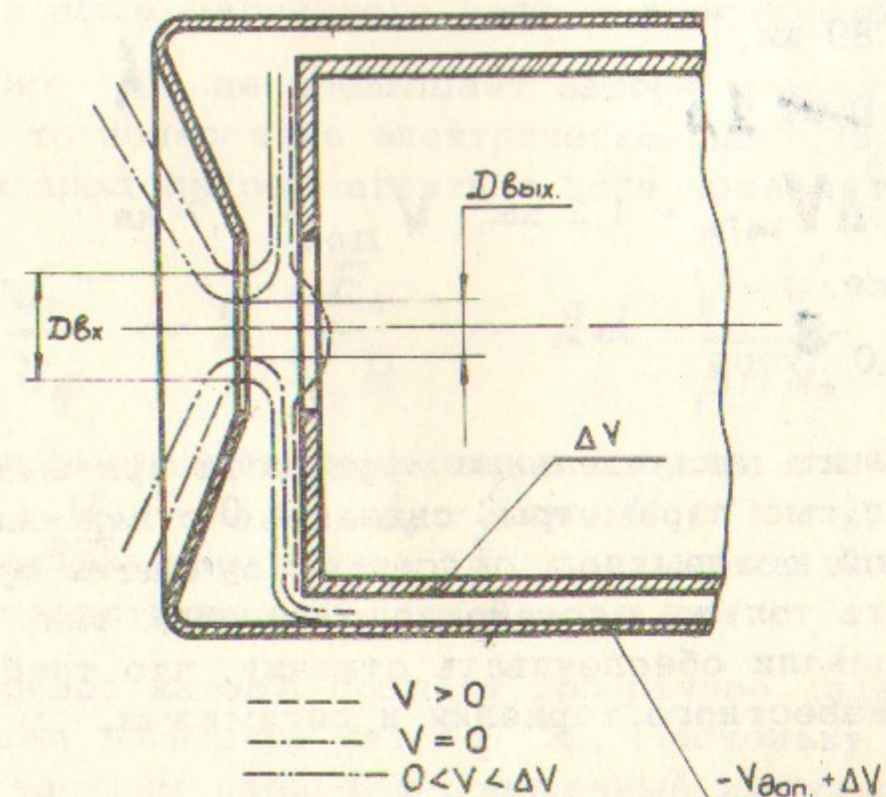


Рис.19. Картина электрических полей на входе в коллектор.

Будем для простоты отсчитывать все потенциалы от потенциала пушки $-V$. Ясно, что запирающее напряжение на фокусирующем электроде коллектора (рис.17) можно увеличивать, пока потенциал на границе пучка не станет равным нулю, так что начнется отражение падающих частиц. Поэтому диаметр эффективного входного отверстия в коллектор для падающих частиц определяется минимальным расстоянием $D_{вх}$ между эквипотенциалами $V=0$ (рис.19). На стенки коллектора частицы падают с кинетической энергией $e\Delta V$, а максимум функции распределения отраженных частиц лежит при существенно меньшей энергии. Соответственно, размер эффективного выходного отверстия для отраженных частиц $D_{вых} < D_{вх}$ (рис.19). Таким образом, образуется электростатическая пробка.

К 1 июля 1970 г. на установке был получен в режиме рекуперации пучок электронов со следующими параметрами:

$$V = 80 \text{ кВ,}$$

$$I = 0,01 \text{ А}$$

$$\Delta I/I \lesssim 4 \cdot 10^{-4}, \quad \Delta V_{min} = 1,2 \text{ кВ,} \quad V_{доп} = 1,7 \text{ кВ}$$

$$H_0 = 1 \text{ кэ,}$$

$$p \lesssim 1 \cdot 10^{-8} \text{ торр}$$

Следует отметить значительные трудности при выходе установки на достигнутые параметры, связанные с гажением коллектора и вакуумной камеры под действием пучка: ^{ТОК} в пучке можно было увеличивать только достаточно медленно, так, чтобы вакуумные насосы успевали обеспечивать откачку, что требовало от экспериментатора известного терпения и оптимизма.

§ 7. Сборка и юстировка установки

Кратко рассмотрим требования на точность сборки основных узлов установки. Допустимы ошибки, приводящие к возмущениям пучка $\Theta_e \lesssim 10^{-3}$.

Электронная пушка

Требования к точности сборки электронной пушки существенно зависят от выбранного рабочего значения напряженности продольного магнитного поля.

1. Влияние перекоса прикатодного электрода.

В слабом поле, когда зазор анод-катод много меньше λ , величина Θ_e просто равна углу α между осью прикатодного электрода и осью магнитного поля, т.е. нужно обеспечить $\alpha \lesssim 10^{-3}$.

Если же λ не превышает зазора между анодом и катодом d_0 , то поперечное электрическое поле, возникающее из-за перекоса, и продольное магнитное поле приводят к поперечной скорости

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \sim 2 \frac{c E_{\perp}}{v_{\parallel} H} \sim 2 \alpha \frac{V - V_i}{\beta H d_0} \quad (7.1)$$

Отсюда для выбранных параметров получим требование $\alpha \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ ($\beta \sim 0,5$, $V_i \sim 50$ кВ, $d_0 \sim 3$ см, $H \sim 1$ кэ). Заметим, что в пушке эффективное значение λ , примерно, вдвое меньше значения, соответствующего полной энергии.

2. Перекос катода создает поперечное поле αE_{\parallel} на длине порядка диаметра катода $2a$. Поскольку даже в поле 1 кэ $\lambda \gg 2a$, частицы набирают поперечный импульс, как и в чисто электрическом поле:

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \sim \frac{2a}{d_0} \alpha, \quad \text{нужно } \alpha \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$$

Здесь и ниже учтено соотношение

$$\int \frac{e E_{\parallel}}{p_{\parallel}} dt \sim \frac{E_{\parallel} \Delta z}{v_{\parallel} p_{\parallel}} \sim \frac{V - V(\Delta z)}{V}$$

3. Перекося анодов.

В слабом поле ($\lambda \gg \Delta$)

$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \sim \frac{d}{\Delta} \frac{V_i}{V} \quad (7.2)$$

Отсюда требование $\frac{d}{\Delta} \lesssim 2 \cdot 10^{-3}$.

В поле большой напряженности ($\lambda \lesssim \Delta$) справедлива формула (7.1) с заменой $(V-V_i)/d_0$ на V_i/Δ . Теперь уже углы перекося разных анодов следует складывать квадратично. В итоге получим требование $d \lesssim 7 \cdot 10^{-3}$.

4. Параллельный сдвиг осей прикатодного электрода и анодов на величину δ создаёт поперечное электрическое поле на краю пучка

$$E_{\perp} \sim \frac{\delta}{2d_0} \cdot \frac{a}{R_{\text{анода}}} E_{\parallel} \quad (7.3)$$

Аналогично пункту 3 получим:

в слабом поле $\theta_c \sim \frac{\delta}{2d_0} \cdot \frac{a}{R_{\text{анода}}} \cdot \frac{V_i}{V}$, нужно $\delta \lesssim 0,5$ мм

в сильном поле $\theta_c \sim \frac{\delta}{d_0^2} \cdot \frac{a}{R_{\text{анода}}} \cdot \frac{V-V_i}{\beta H}$, нужно $\delta \lesssim 0,6$ мм.

Магнитная система

Непараллельность осей соленоидов приводит к появлению вблизи "стыков" поперечных составляющих магнитного поля

$H_{\perp} \sim d H_{\parallel}$. Протяженность этого поля порядка диаметра соленоида. Аналогично (3.13) и (2.23) получаем ограничения на перекося осей:

$$\theta_c \sim d \lesssim 10^{-3} \quad \text{при} \quad \lambda > 2R_c$$

$$\theta_c \sim d \frac{a \lambda^2}{\Delta^3} \quad \text{при} \quad \lambda < 2R_c, \quad \text{нужно} \quad d \lesssim 2 \cdot 10^{-2}$$

Указанные точности вполне достигаются при механической сборке. Контроль юстировки узла электронной пушки осуществляет ся оптическим методом.

§ 8. Эксперименты с точечным пучком

Проверка качества всего электронно-оптического тракта осуществлялась трассировкой его "точечным" пучком электронов. Для этого на катод накладывалась "маска" из графита с пятью отверстиями диаметром 0,5 и 1 мм. Положение пучков прослеживалось вдоль всего тракта с помощью люминесцентного экрана (люминофора).

Предварительная трассировка показала, что пучок движется по расчетной траектории и грубых ошибок в корректирующих полях нет. Пучок прошел оба поворота и вышел вблизи оси коллектора.

Одновременно было проверено, насколько правильно определялась кривизна траектории в повороте из магнитных измерений. Для этого при $H = \text{const}$ снималась зависимость положения пучка на выходе из первого поворота при выключенном поле поворотном поле H_p ; при увеличении энергии частицы смещались вдоль оси y , причём величина смещения с хорошей точностью была пропорциональна импульсу частиц (сравни с (3.15)).

Эти измерения одновременно позволяют определить напряженность поля обратных шин на траектории (см. § 4). Для этого кривые $y(\sqrt{W})$, снятые при разных полярностях продольного поля, экстраполировались в точку $W = 0$ и по найденной полуразности Δy смещений частиц "нулевой" энергии определялось искомое поле

$$H_x = \frac{\Delta y}{R_0 \varphi} H \sim 10^{-3} H \quad (8.1)$$

что оказалось меньше приведенной в § 4 оценки (4.6).

Оценка поперечных скоростей в экспериментах с точечным пучком производилась следующим образом. При изменении величины продольного поля точечный пучок частиц фиксированной энергии описывает на неподвижном люминофоре кривую, которая в простейшем случае представляет собой набор окружностей, проходящих через одну и ту же точку. Пучок приходит в эту точку, когда напряженность продольного поля такова, что расстояние от пушки (от последнего анода) до люминофора h кратно λ :

$$h = n \lambda \quad (8.2)$$

Однако, практически этот простейший случай не реализуется: он соответствует однократному возмущению пучка (поперечные скорости набираются только в одном месте траектории). Наблюдаемая экспериментально кривая, которую описывает пучок на люминофоре, скорее ближе к спирали. Это обстоятельство можно объяснить наличием нескольких возмущающих мест вдоль траектории. Кроме того, изображение пучка на люминофоре при изменении магнитного поля периодически расплывается и снова фокусируется. Точки наиболее резкого изображения соответствуют условию (8.2). Замеряя координаты точек, соответствующих $n\lambda$ и $(n + \frac{1}{2})\lambda$, можно оценить поперечную скорость частиц в пучке (см. (2.8) и текст дальше):

$$\theta_e = \omega \rho_n \sim 2\pi \frac{(\vec{z}_1 - \vec{z}_2)}{\lambda(n_1) + \lambda(n_2)} \quad (8.3)$$

Отсюда видно, что при заданном разрешении метода ($\Delta z \sim 0,5$ мм) наибольшая чувствительность достигается при $\lambda_1 = 2\lambda_2 = L$. При измерениях на выходе из пушечного соленоида $L = 100$ см, что позволяет измерять $\theta_e \sim 2 \cdot 10^{-3}$, а при измерениях в промежутке охлаждения $L = 200$ см и, соответственно, $\theta_e \sim 10^{-3}$. При работе с пучком, энергия частиц в котором 100 кэВ, пришлось бы при этом понижать поле до 35-70 эрстед.

Реально измеренные углы составили около $2 \cdot 10^{-2}$. Этот результат, полученный при малых полях, когда λ больше протяженности каждой из возможных областей возмущения (см. §§ 2, 3, 5), позволяет надеяться получить при переходе к полю порядка килоэрстеда углы около $3 \cdot 10^{-3}$. Действительно, согласно (2.23) при переходе от случая $\lambda_1 \gg \Delta$ к случаю $\lambda_2 \lesssim \Delta$ влияние возмущений магнитного поля падает в $\pi \Delta^3 / \lambda_1 \lambda_2^2$ раз, что уже при $\lambda_1 \sim 2\Delta \sim 4\lambda_2$ даёт нужный эффект. Возмущение пучка на выходе из пушки падает быстрее, чем λ_1 / λ_2 вследствие резонансного характера соотношения (5.15).

Наконец, эксперименты с точечным пучком позволяют определить эффективное значение зазора анод-катод в пушке, где энергия частиц переменна. Это необходимо для правильного выбора резонансного значения напряженности продольного поля

(см. (5.15)). Фиксируя значения поля H_n , при которых изображение пучка наиболее резкое (фокусировка), находим $d_{эфф}$ из соотношения:

$$d_{эфф} = \frac{2\pi \rho c}{e(H_n - H_{n-1})} - L \quad (8.4)$$

Соотношение (8.4) является более точной формой записи соотношения (8.2). Измерения показали, что при $d_0 \sim 5$ см величина

$$d_{эфф} \sim 2d_0.$$

Эксперименты с точечным пучком позволили надежно отработать управление пучком: умение менять угол между осью пучка и осью промежутка охлаждения, не меняя при этом положения пучка на входе в коллектор. Эти манипуляции осуществлялись с помощью витков дополнительных полей коррекции, наложенных на промежутки охлаждения и коллекторный соленоид. Величину корректирующих полей можно легко рассчитать и этим ограничиться, однако наглядность методики точечного пучка придаёт приятную уверенность эксперимента тору.

§ 9. Влияние магнитного поля установки электронного охлаждения на движение частиц в накопителе

Продольное магнитное поле установки электронного охлаждения может оказывать нежелательное влияние на движение частиц в накопительном кольце, вызывая:

1. Сдвиг частот бетатронных колебаний
2. Возникновение связи аксиальных и радиальных колебаний.
3. Смещение осевой траектории.

Первые два эффекта будут детально рассмотрены в специальной работе, здесь же приведены только результаты. Третий эффект, специфический для данной установки, рассмотрен подробно.

1. Сдвиг частот бетатронных колебаний возникает из-за того, что продольное поле промежутка охлаждения действует на тяжелые частицы как тонкая линза с фокусным расстоянием

$$f \approx \left(\frac{2P_m}{eH} \right)^2 d^{-1} \quad (9.1)$$

Сдвиг частот можно оценить по порядку величины из очевидного соотношения

$$\frac{\Delta V}{V} \sim \frac{\pi}{Vf} \quad (9.2)$$

где π - периметр орбиты накопителя. Для накопителя ВЭПП-3 и установки "ЭПОХА" $\pi = 72 \text{ м}$, $V \sim 5$, $d \sim 1,5 \text{ м}$, $W = 200 \text{ мэв}$, что при напряженности поля 1 кэ даёт $f \sim 1,5 \cdot 10^3 \text{ м}$, $\Delta V/V \sim 10^{-2}$.

Более точную оценку $\Delta V_{2,z}$ можно получить, рассмотрев задачу о движении частиц в накопителе типа "рейстрек", в одном из промежутков которого находится участок с продольным магнитным полем. С точностью до членов порядка ϵ^2 получим:

$$\Delta V_2 = -\frac{\epsilon^2}{4\pi} \cdot \frac{\text{tg } 2\pi V_2 \cos 2\pi V_2}{1 - 2 \cos 2\pi V_2 \cos 2\pi V_2 + \cos^2 2\pi V_2} \times \quad (9.3)$$

$$\times \left\{ \left(M_{11} + \frac{M_{12}}{\delta} - \delta M_{21} \right) + \frac{M_{11} M_{33} - M_{22} M_{44} + M_{21} M_{34} - M_{12} M_{43} - 2}{\cos 2\pi V_2 - \cos 2\pi V_2} \right\}$$

$\epsilon = \omega_m d / 2$, $\delta = d / R_3$, R_3 - радиус накопителя, M_{ij} - элементы невозмущенной матрицы накопителя.

Выражение для ΔV_2 получается перестановкой индексов $2 \rightarrow z$ и заменой индексов $1 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 4$ у матричных элементов, стоящих в круглых скобках.

Для накопителя ВЭПП-3 матрицы $M_{2,z}$ имеют вид:

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1,5 & 0,32 \\ -1,7 & -1,85 \end{pmatrix} \quad M_z = \begin{pmatrix} -0,55 & 0,15 \\ -11,4 & 1,25 \end{pmatrix};$$

$$V_2 = 5,28, \quad V_z = 5,19,$$

что даёт для параметров, приведенных в начале параграфа.

$$\Delta V_2 = 5 \cdot 10^{-4}, \quad \Delta V_z = 8 \cdot 10^{-5}$$

2. Увеличение поперечных размеров пучка из-за связи колебаний описывается выражением:

$$\frac{\Delta z}{z_0} \lesssim \epsilon \mathcal{F} \frac{R_3}{z_0} \cdot \frac{[A^2 - 2AB \cos 2\pi V_2 + B^2]^{1/2}}{2 M_{12} \sin 2\pi V_2 (\cos 2\pi V_2 - \cos 2\pi V_z)} \quad (9.4)$$

$$\mathcal{F} = \left[\left(\frac{z_0}{R_3} \right)^2 (1 - M_{11} M_{22}) - \frac{z_0}{R_3} \left(\frac{dz}{ds} \right)_0 (M_{11} + 2M_{22}) + \left(\frac{dz}{ds} \right)_0^2 M_{12}^2 \right]^{1/2}$$

$$A = M_{12} M_{44} + M_{11} M_{34}, \quad B = M_{12} + M_{34}$$

Это даёт $\Delta z / z_0 \sim 0,4$ при $z_0 \sim \bar{z}_0 \sim 1 \text{ см}$, $R_3 = 8 \text{ м}$.

3. Смещение осевой траектории протонов в накопителе возникает при прохождении участка поворота (рис.9), где они испытывают действие составляющей продольного магнитного поля. В системе координат накопителя получим:

$$\frac{dz}{ds} = \frac{e}{\rho_m c} \int H_z ds = \frac{e H_0 R_0}{\rho_m c} |\ln \cos \varphi_0|$$

$$|\Delta z| = \frac{e H_0 R_0^2}{\rho_m c} |\varphi_0 - \operatorname{tg} \varphi_0| \quad (9.5)$$

Здесь R_0 и φ_0 — средний радиус и угол поворота электронной траектории. (Заметим, что случай $\varphi_0 = 90^\circ$ для предложенного выше способа ввода протонов осуществить невозможно).

Отметим, что протонный пучок смещается, как целое, по-скольку продольное поле на участке поворота убывает как R^{-1} (поле тора).

Для угла поворота 42° , радиуса 50 см и поля 1 кэ соотношения (9.5) при энергии протонов 200 Мэв дают $z' \sim 7 \cdot 10^{-3}$, $\Delta z \sim 0,1$ см.

Влияние продольного поля может быть в действительности несколько меньше из-за наличия обратных рассеянных полей на входе участка охлаждения и ослабления поля из-за отверстия в экране, необходимого для ввода и вывода протонов (рис.1). Численное интегрирование, произведенное на основании магнитных измерений (§ 4) дало $z' \sim 6 \cdot 10^{-3}$.

На входе и выходе участка охлаждения протоны получают поперечные импульсы противоположных знаков. Таким образом, траектория протонов претерпевает параллельное смещение, величина которого $z'd$ составляет 0,7 см при $H_0=1$ кэ. Это смещение необходимо корректировать, помещая, например, на входе и выходе участка охлаждения корректирующие магниты (рис.1).

Авторы пользуются возможностью поблагодарить Г.И.Будкера, А.Н.Скринского и С.Г.Попова за ценные советы и интерес к работе, В.Г.Пономаренко, Б.М.Смирнова, В.В.Стенина и Н.Ф.Нефедова за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, АЭ 22, 348, 1967.
2. Я.С.Дербенев, А.Н.Скринский. "Кинетика электронного охлаждения пучков в накопителях тяжелых частиц", препринт № 255 ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1969.
3. Г.И.Будкер. "Ускорители и встречные пучки", доклад на УШ конференции по ускорителям, Ереван, 1969г.
4. Б.В.Чириков. "Исследования по нелинейному резонансу и стохастичности", диссертация, ИЯФ СО АН СССР, 1969г.
5. И.М.Капчинский. "Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях", Атомиздат, Москва, 1966г.
6. А.А.Коломенский, А.И.Лебедев. "Теория циклических ускорителей", ФМ, Москва, 1962г.
7. A.M. Clogston, H. Heffner. Journ. Appl. Phys. 25, 436, 1954.
8. L.P. Smith, P.L. Haztman. Journ. Appl. Phys. 11, 220, 1940.
9. Л.С.Богданкевич, И.И.Желязков, А.А.Рухадзе, ЖЭТФ 57, № 17, 315, 1969.
10. М.В.Незлин, М.И.Тактакишвили, А.С.Трубников, ЖЭТФ 55, № 2, 59, 1968.
11. Г.Бухгольц. "Расчет электрических и магнитных полей", ИЛ, 1961.
12. А.И.Аренштам, Г.И.Будкер, И.Н.Мешков, В.Г.Пономаренко, А.Н.Скринский. "Система электронного охлаждения", в сб. "Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", ВИНТИ, Москва, 1970г., т.11, стр.400.
13. А.И.Аренштам, И.Н.Мешков, В.Г.Пономаренко, Р.А.Салимов, А.Н.Скринский, Б.М.Смирнов, В.Г.Файнштейн. "Электронный пучок с рекуперацией энергии частиц", ЖТФ 41, № 2, 1971, 336
14. ~~И.И.Мешков. "Формирование игольчатых электронных пучков". Диссертация, ИЯФ СО АН СССР, 1970г.~~
15. M.O. Bryant, A. Thomas, P.W. Wells. Journ. of Electz. and Control (I Series), 12, N1, 49, 1962.

16. А.Р.Комарчук, И.А.Андраковская, М.В.Дереновский. Изв. ВУЗов. радиоэлектроника. 10, № 11, 1962, 1967.
17. Н.С.Зинченко. "Курс лекций по электронной оптике", изд. Харьковского госуниверситета. 1961г.
18. И.В.Алямовский. "Электронные лучки и электронные пушки", "Советское радио", 1966 г.
19. П.А.Стеррок - "Статическая и динамическая электронная оптика", ИЛ, 1958г.
20. В.М.Кельман, С.Я.Явор. "Электронная оптика", изд. АН СССР, 1963г.

Ответственный за выпуск И.Н.Мешков
Подписано к печати 3.09.70.
Усл. 2,8 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 72 . ПРЕПРИНТ
Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.