

560

7

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

104

✓ ✓
Р.Г. Бикматов, А.Г. Борискин, Г.Б. Глаголев
С.Б. Горячев, В.И. Куделайнен, И.Н. Мешков,
Е.А. Печерский, Б.В. Чириков

Запуск бетатрона Б-3 с внешним инжектором

г.Новосибирск 1967

А н н о т а ц и я

В настоящей работе описана теория бетатрона со спиральным накоплением, приведены оценки предельного тока на основании различных известных видов пучковых неустойчивостей, описаны эксперименты по осуществлению внешней инжекции в бетатрон при энергиях инжекции 150 и 220 кэВ. Экспериментально получены предельные токи витка в спирали накопления и выяснено, что величина предельного тока ограничена параметрическим резонансом некогерентных бетатронных колебаний.

В Приложении дан краткий обзор известных видов неустойчивостей кольцевого пучка электронов в циклических ускорителях с "мягкой" фокусировкой.

A b s t r a c t

The theory of betatron with electron spiral stacking is described. The question of the beam current limit is discussed from the point of view of intensive beam instabilities. The experiments on the external injection into the betatron with the injection energy 150 and 220 keV are described. The discussion of the results shows that beam current is limited by the parametric resonance of incoherent betatron oscillation.

A short review of the known circular beam instabilities in the weak focusing accelerators is given.

Список обозначений

- e, m, p, v - заряд, масса, импульс и скорость электрона;
 c = $3 \cdot 10^{10}$ см/сек.
 β = v/c
 γ = $(1 - \beta^2)^{-1/2}$
 H - напряженность магнитного поля,
 r, θ, z - координаты цилиндрической системы координат, ось z которой совпадает с осью симметрии магнитного поля,
 $\dot{\theta}$ - угловая скорость,
 R - наружный радиус вакуумной камеры,
 R^* - эффективный внутренний радиус вакуумной камеры,
 $"i"$ - индекс, означающий момент и место инжекции;
 напр., r_i - радиус инжекции, t_i - момент инжекции,
 $"o"$ - индекс, означающий момент включения режима стягивания,
 $n = - \frac{r}{H_z} \frac{\partial H_z}{\partial r}$ - показатель спада магнитного поля
 $U_{обх}$ - напряжение на обходе камеры,
 E_{θ} - напряженность ускоряющего вихревого электрического поля,
 W - кинетическая энергия частицы,
 $\phi = \frac{W}{mc^2}$ - шаг спирали в накоплении,
 a - амплитуда бетатронных колебаний,
 ϵ - расстройка поля,
 $\Phi(t)$ - вихревой поток через камеру или сердечник,
 $\Delta H_i = H_i(t) - H_i(t_0)$ - изменение ведущего поля на радиусе инжекции в режиме стягивания,
 $R_{ст}$ - радиус стягивания,

- $V_{\text{вед}}$, $V_{\text{уск}}$ - напряжение на обходе камеры, создаваемое соответствующим потоком,
 $2h$ - высота вакуумной камеры в районе инжектора,
 $2g$ - расстояние между полюсами магнита в районе инжектора,
 $2b$ - вертикальный размер пучка в районе инжектора,
 τ , $\tau_{\text{эфф}}$ - время накопления ((I.I4) и (I.I5)),
 Ω - частота изменения ведущего поля.

ЧАСТЬ I. ТЕОРИЯ БЕТАТРОНА СО СПИРАЛЬНЫМ
НАКОПЛЕНИЕМ

Рассмотрим основные процессы, происходящие в бетатроне со спиральным накоплением электронов /1,2,3/. Если принять, что поле в камере ускорителя меняется по закону

$$H(r,t) = H_1(t) \left(\frac{r}{r_1} \right)^n \quad (1.1),$$

то для $n = \text{const}$ можно детально описать движение частиц не только в процессе накопления, как это сделано в /2,3/, но и при стягивании (ускорении). Одновременно мы учтем некоторые особенности бетатрона Б-3 /4,5/.

Уравнения движения в цилиндрической системе координат r, ϑ, z , ось z которой совпадает с осью симметрии магнитного поля ускорителя, в параксиальном приближении имеют вид:

$$m \frac{d}{dt} (\gamma \dot{r}) - \gamma m \dot{\vartheta}^2 r = - \frac{e}{c} r \dot{\vartheta} H_z \quad (1.2)$$

$$m \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (\gamma \dot{\vartheta} r^2) = e E_{\vartheta} + \frac{e}{c} \dot{r} H_z \quad (1.3)$$

$$m \frac{d}{dt} (\gamma \dot{z}) = -n \frac{e}{c} r \dot{\vartheta} H_z \quad (1.4)$$

Здесь мы считаем, что частица в некотором ведущем поле вида (1.1) ускоряется вихревым электрическим полем E_{ϑ} . (Подробнее см. /3/ и /4,5/).

§ 1.1. Процесс накопления

Пусть $H_1(t) = \text{const}$, а вихревой поток центрального сердечника создает напряжение на обходе камеры, так что

$$E_{\vartheta}(t) = \frac{U_{\text{обх}}}{2\pi r} \quad (1.5)$$

причем изменением $U_{\text{обх}}(t)$ за время накопления можно пренебречь. При этих условиях частица, обладающая импульсом p_1 и покидающая инфлектор (поворотный магнит, см. /6/) на радиусе r_1 таком, что

$$p_1 c = e H_1 r_1 \quad (1.6),$$

будет двигаться по спиральной траектории. Её уравнение следует из (1.2), если положить первый член равным нулю:

$$p(\vartheta) c = e H(r) r \quad (1.7)$$

Учитывая, что

$$p(\vartheta) = mc \sqrt{\varphi(\vartheta) [\varphi(\vartheta) + 2]} \quad (I.8),$$

где

$$\varphi = \frac{W}{mc^2} = \varphi_1 + \frac{eU_{обх}}{mc^2} \cdot \frac{\vartheta}{2\pi} \quad (I.9),$$

получим:

$$r(\vartheta) = r_1 \left[\frac{\varphi_1 + \frac{eU_{обх}}{mc^2} \cdot \frac{\vartheta}{2\pi}}{\varphi_1(\varphi_1 + 2)} \left[\varphi_1 + 2 + \frac{eU_{обх}}{mc^2} \cdot \frac{\vartheta}{2\pi} \right] \right]^{1/2(1-n)} \quad (I.10)$$

Шаг спирали

$$\delta = 2\pi \frac{dr}{d\vartheta} = \frac{r_1}{1-n} \cdot \frac{eU_{обх}}{mc^2} \cdot \left[\frac{r}{r_1} \right]^n \cdot \frac{\sqrt{\left[\frac{r_1}{r} \right]^{2(1-n)} + \varphi_1(\varphi_1 + 2)}}{\varphi_1(\varphi_1 + 2)} \quad (I.11)$$

При $r \approx r_1$

$$\delta = \frac{r_1}{1-n} \cdot \frac{eU_{обх}}{mc^2} \cdot \frac{\varphi_1 + 1}{\varphi_1(\varphi_1 + 2)} \quad (I.12)$$

Для $r_1 = 15$ см, $U_{обх} = 2,5$ кв, $\varphi_1 = 1$ (500 кэв), $n = 0,35$ получим $\Delta r = 0,8$ мм.

Время накопления нетрудно получить, проинтегрировав (I.3) с учетом (I.1) и (I.5):

$$pr - p_1 r_1 = \frac{eU_{обх}}{2\pi} t + \frac{eH_1 r_1^n}{c(2-n)} (r^{2-n} - r_1^{2-n}) \quad (I.13)$$

Отсюда время накопления есть.

$$\tau = \frac{2\pi r_1}{c} \cdot \frac{mc^2}{eU_{обх}} \sqrt{\varphi_1(\varphi_1 + 2)} \frac{1-n}{2-n} \left[\left[\frac{R}{r_1} \right]^{2-n} - 1 \right] \quad (I.14)$$

Для бетатрона Б-3 возможен режим, когда при стягивании гибнут все частицы, находившиеся к концу накопления на радиусе $r \leq R^*$. Это связано с включением пазовых обмоток (см. § 2.1). Поэтому полезно ввести еще эффективное время накопления $\tau_{эфф}$, за которое частицы по спиральной траектории радиуса R^* достигают радиуса R :

$$\tau_{эфф} = \frac{2\pi r_1}{c} \cdot \frac{mc^2}{eU_{обх}} \sqrt{\varphi_1(\varphi_1 + 2)} \frac{1-n}{2-n} \left[\left[\frac{R}{r_1} \right]^{2-n} - \left[\frac{R^*}{r_1} \right]^{2-n} \right] \quad (I.15)$$

Графики функций $\tau \cdot U_{обх}$ и $\delta / U_{обх}$ от W_i приведены на рис. I.

Бетатронные колебания описываются обычным уравнением бетатронных колебаний

$$\ddot{\chi} + v^2 \delta^2 \chi = 0$$

где $v^2 = \begin{cases} n & \text{для вертикальных колебания,} \\ 1-n & \text{для радиальных колебаний,} \end{cases}$

χ - отклонение от равновесной траектории (I.10), если допустить, что γ и δ меняются достаточно медленно. Тогда из сохранения адиабатического инварианта $\gamma \omega a^2$ (a - амплитуда бетатронных колебаний) получим:

$$a(r) = \sqrt{\frac{\gamma_i \omega_i}{\gamma \omega}} a_i$$

Так как $\gamma \omega = eH/mc$ (см. (I.2)), то

$$a(r,t) = a_i \left(\frac{r}{r_i} \right)^{n/2} \sqrt{\frac{H_i(t=0)}{H_i(t)}} \quad (I.I6)$$

$$a(r,t) = a_i \left(\frac{r}{r_i} \right)^{n/2} \quad (I.I6a)$$

Если имеется связь между вертикальными и радиальными бетатронными колебаниями, то энергия одних может перекачиваться в энергию других, так что

$$(1-n)a_r^2 = na_z^2 \quad (I.I7)$$

Расстройка поля, необходимая для осуществления захвата частиц при инжекции, приводит к появлению радиальных бетатронных колебаний с амплитудой a_r . Если

$$\epsilon = \frac{H_i - (H_i)_{рез}}{(H_i)_{рез}}$$

где $(H_i)_{рез} = r_i c / e r_i$, то

$$a_r \approx \frac{\epsilon r_i}{1-n} \quad (I.I8)$$

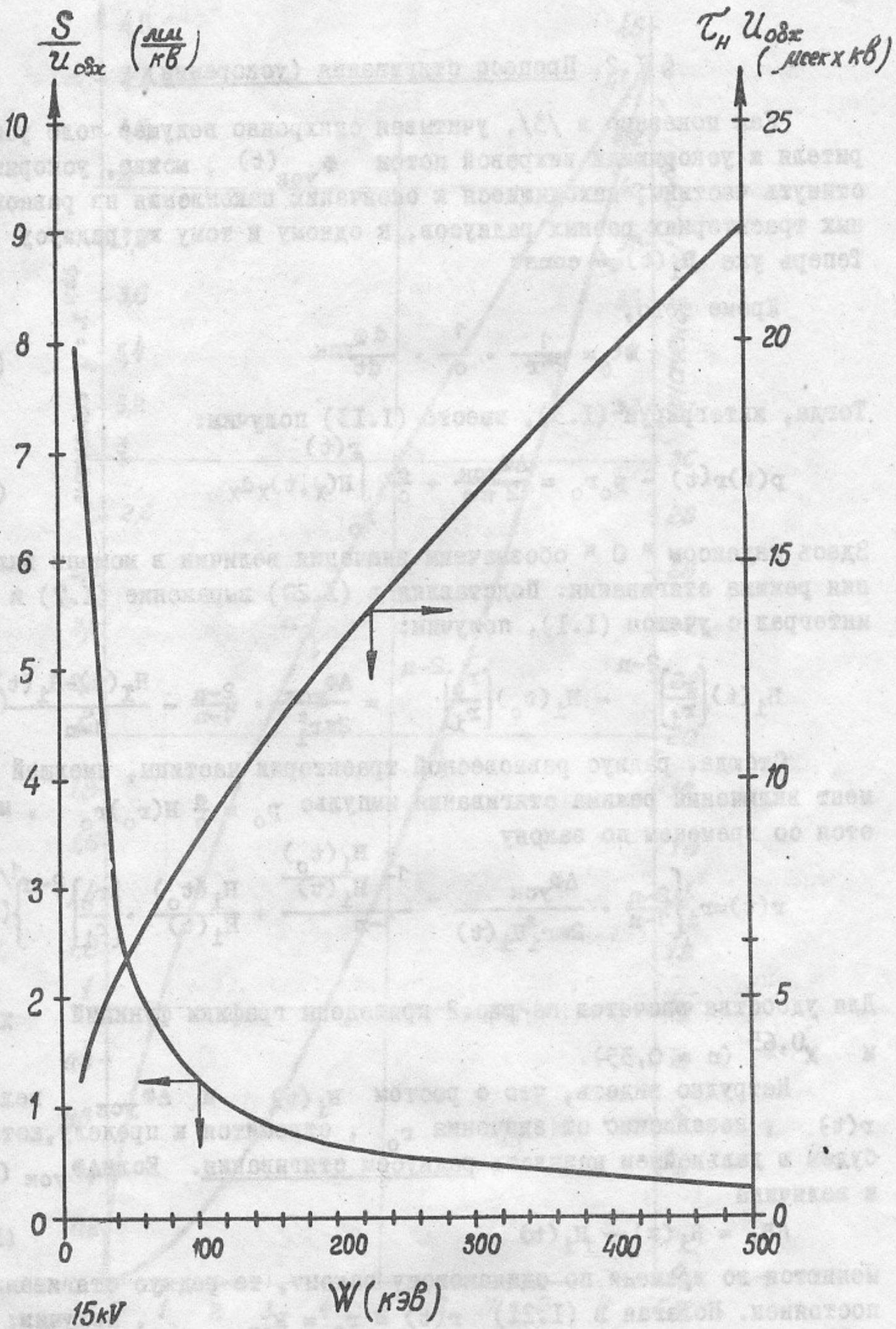


Рис. I. Зависимость шага спирали и времени накопления от энергии инъекции

§ 1.2. Процесс стягивания (ускорения)

Как показано в /3/, учитывая синхронно ведущее поле ускорителя и ускоряющий вихревой поток $\Phi_{\text{уск}}(t)$, можно, ускоряя, стянуть частицы, находящиеся к окончанию накопления на равновесных траекториях разных радиусов, к одному и тому же радиусу $R_{\text{ст}}$. Теперь уже $H_1(t) \neq \text{const}$

Кроме того,

$$E_{\theta} = \frac{1}{2\pi r} \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{d\Phi_{\text{уск}}}{dt} \quad (\text{I.19})$$

Тогда, интегрируя (I.3), вместо (I.13) получим:

$$p(t)r(t) - p_0 r_0 = \frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{2\pi c} + \frac{e}{c} \int_{r_0}^{r(t)} H(\chi, t) \chi d\chi \quad (\text{I.20})$$

Здесь индексом "0" обозначены значения величин в момент включения режима стягивания. Подставляя в (I.20) выражение (I.7) и беря интеграл с учетом (I.1), получим:

$$H_1(t) \left(\frac{r}{r_1} \right)^{2-n} - H_1(t_0) \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^{2-n} = \frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{2\pi r_1^2} \cdot \frac{2-n}{1-n} = \frac{H_1(t) - H_1(t_0)}{1-n} \quad (\text{I.21})$$

Отсюда, радиус равновесной траектории частицы, имевшей в момент включения режима стягивания импульс $p_0 = \frac{e}{c} H(r_0) r_0$, меняется со временем по закону

$$r(t) = r_1 \left\{ \frac{2-n}{1-n} \cdot \frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{2\pi r_1^2 H_1(t)} - \frac{1 - \frac{H_1(t_0)}{H_1(t)}}{1-n} + \frac{H_1(t_0)}{H_1(t)} \cdot \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^{2-n} \right\}^{1/2-n} \quad (\text{I.22})$$

Для удобства расчетов на рис.2 приведены графики функций $\chi^{1,65}$ и $\chi^{0,65}$ ($n = 0,35$).

Нетрудно видеть, что с ростом $H_1(t)$ и $\Delta\Phi_{\text{уск}}$ величина $r(t)$, независимо от значения r_0 , стремится к пределу, который будем в дальнейшем называть радиусом стягивания. Если $\Delta\Phi_{\text{уск}}(t)$ и величина

$$\Delta H_1 = H_1(t) - H_1(t_0) \quad (\text{I.23})$$

меняются во времени по одинаковому закону, то радиус стягивания постоянен. Полагая в (I.21) $r(t) = r_0 = R_{\text{ст}}$, получим:

$$R_{\text{ст}} = r_1 \left\{ \frac{2-n}{1-n} \cdot \frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{2\pi r_1^2 \Delta H_1(t)} - \frac{1}{1-n} \right\}^{1/2-n} \quad (\text{I.24})$$

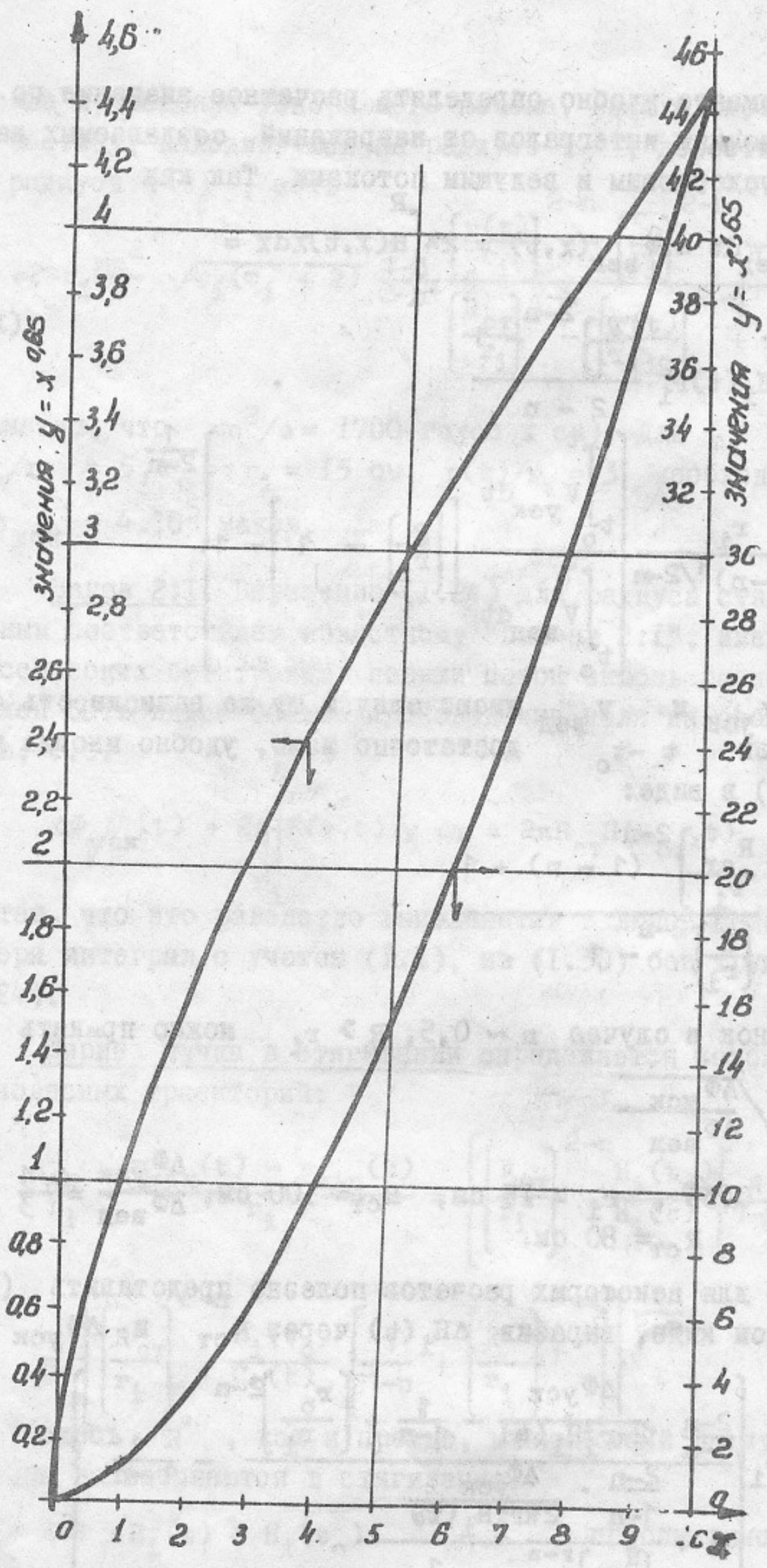


Рис.2. Графики функций $x^{0,65}$ и $x^{1,65}$.

В эксперименте удобно определять расчетное значение по измеренным значениям интегралов от напряжений, создаваемых на обходе камеры ускоряющим и ведущим потоками. Так как

$$-c \int_0^t v_{\text{вед}} dt = \Phi_{\text{вед}}(x, t) = 2\pi \int_{r_i}^R H(x, t) x dx =$$

$$= 2\pi \Delta H_1(t) r_i^2 \frac{\left(\frac{R}{r_i}\right)^{2-n} - 1}{2-n} \quad (\text{I.25})$$

то

$$R_{\text{ст}} = \frac{r_i}{(1-n)^{1/2-n}} \left\{ \frac{\int_{t_0}^t v_{\text{уск}} dt}{\int_{t_0}^t v_{\text{вед}} dt} \left[\left(\frac{R}{r_i}\right)^{2-n} - 1 \right] - 1 \right\}^{\frac{1}{2-n}} \quad (\text{I.26})$$

Если $v_{\text{уск}}$ и $v_{\text{вед}}$ имеют одну и ту же зависимость от времени или если $t - t_0$ достаточно мало, удобно иногда пользоваться (I.26) в виде:

$$\frac{v_{\text{уск}}}{v_{\text{вед}}} = \frac{\left(\frac{R_{\text{ст}}}{r_i}\right)^{2-n} (1-n) + 1}{\left(\frac{R}{r_i}\right)^{2-n} - 1} \quad (\text{I.26a})$$

Для грубых оценок в случае $n \sim 0.5$, $R \gg r_i$ можно принять

$$R_{\text{ст}} \approx \sqrt{\frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{\Delta\Phi_{\text{вед}}}} \quad (\text{I.27})$$

В случае $n = 0.35$, $r_i = 15$ см, $R_{\text{ст}} = 100$ см, $\frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{\Delta\Phi_{\text{вед}}} = \frac{1}{3}$ из (I.26) получим $R_{\text{ст}} = 80$ см.

Наконец, для некоторых расчетов полезно представить (I.22) в несколько ином виде, выразив $\Delta H_1(t)$ через $R_{\text{ст}}$ и $\Delta\Phi_{\text{уск}}$:

$$r(t) = r_i \left\{ \frac{\frac{2-n}{1-n} \cdot \frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{2\pi r_i^2 H_1(t_0)} - \frac{1}{1-n} + \left(\frac{r_0}{r_i}\right)^{2-n}}{1 + \frac{\frac{2-n}{1-n} \cdot \frac{\Delta\Phi_{\text{уск}}}{2\pi r_i^2 H_1(t_0)}}{\left(\frac{R_{\text{ст}}}{r_i}\right)^{2-n} + \frac{1}{1-n}}} - \frac{1}{1-n} \right\} \quad (\text{I.28})$$

Отсюда приращение ускоряющего потока, необходимое для того, чтобы частицу, находившуюся на радиусе r_0 , довести в стягивании до радиуса $r(t)$, есть

$$\Delta\Phi_{\text{уск}} = 2\pi r_i \frac{mc^2}{e} \sqrt{\varphi_i(\varphi_i + 2)} \frac{1-n}{2-n} \cdot \frac{\left(\frac{r(t)}{r_i}\right)^{2-n} - \left(\frac{r_0}{r_i}\right)^{2-n} - \frac{1}{1-n} \left[\left(\frac{R_{\text{ст}}}{r_i}\right)^{2-n} + \frac{1}{1-n} \right]}{\left(\frac{R_{\text{ст}}}{r_i}\right)^{2-n} - \left(\frac{r(t)}{r_i}\right)^{2-n} + \frac{1}{1-n}} \quad (1.29)$$

(Заметим, что $mc^2/e = 1700$ гаусс \times см). Для $\varphi_i = 1, n = 0,35$, $R_{\text{ст}}/r_i = 5, r_0 = r_i = 15$ см, $r(t)/r_i = 3$ необходимо

$$\Delta\Phi_{\text{уск}} = 4 \cdot 10^5 \text{ максв.}$$

Закон 2:1. Выражение (1.24) для радиуса стягивания является точным соответствием известному "закону 2:1", имеющему место в классических бетатронах: полный поток сквозь равновесную орбиту должен быть вдвое больше произведения поля на орбите на её площадь, т.е.

$$\Delta\Phi_{\text{уск}}(t) + 2\pi \int_{r_i}^{R_{\text{ст}}} H(\chi, t) \chi d\chi = 2\pi R_{\text{ст}} H(R_{\text{ст}}, t) \quad (1.30)$$

Считая, что это равенство выполняется в любой момент от t_0 до t и беря интеграл с учетом (1.1), из (1.30) без труда получаем (1.24).

Ширина пучка в стягивании определяется положениями крайних равновесных траекторий:

$$\frac{\Delta r}{r_i} = \frac{r_{\text{max}}(t) - r_{\text{min}}(t)}{r_i} = \left\{ \left[\frac{R_{\text{ст}}}{r_i} \right]^{2-n} + \frac{H_i(t_0)}{H_i(t)} \left[\frac{1}{1-n} + \left[\frac{R^*}{r_i} \right]^{2-n} \right] \right\}^{\frac{1}{2-n}} - \left\{ \left[\frac{R_{\text{ст}}}{r_i} \right]^{2-n} + \frac{H_i(t_0)}{H_i(t)} \left[\frac{1}{1-n} + \left[\frac{R}{r_i} \right]^{2-n} \right] \right\}^{\frac{1}{2-n}} \quad (1.31)$$

Здесь R^* , как и прежде, минимальный радиус, с которого частицы захватываются в стягивание.

Для $H_i(t) \gg H_i(t_0)$ приближенно получим:

$$\frac{\Delta r}{R_{\text{ст}}} \approx \frac{1}{2-n} \cdot \frac{H_i(t_0)}{H_i(t)} \cdot \frac{R^{2-n} - (R^*)^{2-n}}{R_{\text{ст}}^{2-n}} \quad (1.32)$$

Удобно эту формулу выразить через энергию инжекции и конечную энергию:

$$\frac{\Delta r}{R_{ст}} \approx \frac{1}{2-n} \sqrt{\frac{\varphi_1(\varphi_1+2)}{\varphi(\varphi+2)} \left(\frac{r_i}{R_{ст}}\right)^{1-n} \left[\left(\frac{R}{R_{ст}}\right)^{2-n} - \left(\frac{R^*}{R_{ст}}\right)^{2-n} \right]} \quad (I.33)$$

Для $R_{ст} = 75$ см, $R = 100$ см, $R^* = 30$ см, $r_i = 15$ см, $\varphi_1 = 1$, $\varphi = 10$, $n = 0,35$ получим $\Delta r = 10$ см.

Точность включения цепей питания становится существенной в бетатроне Б-3 /4,5/, где ускорение осуществляется потоками, создаваемыми пазовыми обмотками. Пусть ускоряющее напряжение

$$V_{уск} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_{уск}}{dt} \quad \text{и напряжение возрастающего ведущего поля}$$

$V_{вед}$ включаются в момент t_0 с интервалом Δt . Оценим изменение радиуса мгновенной равновесной траектории считая $\Delta\Phi_{уск}$ и ΔH_1 малыми. Из (I.22) получим:

$$\left(\frac{\Delta r}{r_0}\right) = \frac{1}{1-n} \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{2-n} \cdot \frac{\Delta\Phi_{уск}}{2\pi r_i^2 H_1(t_0)} - \frac{1 + \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{2-n} \cdot \frac{1}{1-n}}{2-n} \cdot \frac{\Delta H_1}{H_1(t_0)} \quad (I.34)$$

Эту же формулу удобно представить в несколько ином виде:

$$\frac{\Delta r}{r_0} = \frac{1}{1-n} \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{2-n} \cdot \frac{c(t-t_0)}{2\pi r_i} \cdot \frac{eV_{уск}}{mc^2 \sqrt{\varphi_1(\varphi_1+2)}} - \frac{1 + \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{2-n} \cdot \frac{1}{1-n}}{\left(\frac{R}{r_i}\right)^{2-n} - 1} \cdot \frac{eV_{вед}}{mc^2 \sqrt{\varphi_1(\varphi_1+2)}} \cdot \frac{c(t-t_0)}{2\pi r_i} \quad (I.35)$$

Связь $V_{уск}$, $V_{вед}$ и $R_{ст}$ задана соотношением (I.26а).

Соответствующие оценки сделаны нами ниже (см. § 2.3).

Энергия частиц на радиусе стягивания может быть оценена в любой момент ускорения, если известны зависимость от времени $H_1(t)$ или $V_{вед}(t)$. Действительно, из (I.7) имеем:

$$p(t)c = eH(R_{ст})R_{ст} = eH_1(t) \left(\frac{R_{ст}}{r_i}\right)^{1-n} \cdot r_i$$

Поэтому полезно знать связь между $H_i(t)$ и $\int_0^t V_{\text{вед}}(t)dt$ для данной конкретной установки. Если считать, что поле меняется с радиусом по закону (I.1), а напряжение на обходе камеры от потока ведущего поля (поля стягивания) меняется во времени по закону $V_{\text{вед}} \cos \Omega t$, то получим для поля на произвольном радиусе r :

$$10^8 \int_0^t V_{\text{вед}} \cos \Omega \xi d\xi = 2\pi \int_{r_i}^R H(X,t) X dX = 2\pi H(r) \int_{r_i}^R \left(\frac{r}{X}\right)^n X dX$$

Отсюда

$$H(r) = \frac{10^8 V_{\text{вед}} \sin \Omega t}{2\pi \Omega r^2} (2-n) \left[\left(\frac{R}{r}\right)^{2-n} - \left(\frac{r_i}{r}\right)^{2-n} \right]^{-1}$$

Удобно пользоваться выражением для импульса частицы, находящейся в момент t на радиусе r :

$$\frac{p(t)}{mc} \approx 10^4 \frac{V_{\text{вед}} \sin \Omega t}{\Omega r} (2-n) \left[\left(\frac{R}{r}\right)^{2-n} - \left(\frac{r_i}{r}\right)^{2-n} \right] \quad (\text{I.36})$$

§ I.3. Предельные токи

Представления о предельном токе кольцевых ускорителей в настоящее время находятся в состоянии бурного развития. В "Обзоре неустойчивостей кольцевого пучка электронов", приведенном в Приложении, нами собраны результаты ряда теоретических работ по этому вопросу. Хотя эти результаты не применимы для спиральной геометрии траекторий, можно, тем не менее, воспользоваться ими для оценки предельного тока в витке накопления, считая, что собственные поля пучка слабо меняются на размере $\Delta r \sim 2h$.

Тогда

$$I_{\text{витка}}^{\text{пред}} \approx \rho_{\text{пред}} \delta 2b = \frac{2I^* \delta}{\pi a b} b \approx \frac{2I^* \delta}{\pi h} \quad (\text{I.37})$$

где I^* - предельный ток, определяемый из таблицы "Обзора неустойчивостей", причем в качестве используемого в таблице радиального размера пучка $2a$ и в качестве "синхротронного размера" пучка $2a_s$, характеризующего разброс энергий в пучке, следует брать величину $2h$.

Стянутый ток связан с величиной тока в витке соотношением

$$I_{ст} = c \tau I_{витка} / 2 \pi R_{ст} \quad (I.38)$$

В таблице I приведены полученные по (I.37) и таблице "Обзора неустойчивостей" выражения для $I_{витка}^{пред} / U_{обх}$. На частотах по порядку частоты обращения электрона (10^8 гц) скин-слой для проводящего покрытия камеры (графит, удельное сопротивление около 10^{-3} ом.см) составляет 10^{-2} см. Поэтому можно считать, что железо магнита не играет роли в развитии когерентной и диссипативной поперечной неустойчивостей пучка. Это можно учесть, положив $g = \infty$ и рассматривая для диссипативной неустойчивости только случай $|\mu| \ll 1$ (см. Приложение).

Отметим, что все выражения для предельных токов получены в предположении $b \ll h$, поэтому применение их в случае $b \sim h$ следует рассматривать лишь как оценку по порядку величины.

Таблица I. Предельный ток витка при накоплении.

Вид неустойчивости	$\frac{eI_{\text{пред витка}}}{mc^3} / \frac{eU_{\text{обх}}}{mc^2}$
1. Параметрический резонанс	$\frac{n-n_{\text{рез}}}{1-n} \cdot \frac{\beta_i \gamma_i^2}{2\pi} \cdot \frac{b}{r_i} \cdot \frac{h+b}{h}$
2. То же - с отражениями в крышках (некогерентные колебания)	$\frac{n-n_{\text{рез}}}{1-n} \cdot \frac{1}{2\pi\beta_i} \cdot \frac{b}{r_i} \cdot \frac{h+b}{h} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\beta_i^2 \gamma_i^2} + \frac{\pi^2}{48} \cdot \frac{b(h+b)}{\beta_i^2 h} + \frac{2b(h+b)}{24g^2}}$
3. То же - когерентные колебания	$\frac{n-n_{\text{рез}}}{1-n} \cdot \frac{8\beta_i}{\pi^3} \cdot \frac{h}{r_i}$
4. Диссипативная поперечная неустойчивость ($ \mu \ll 1$)	$\frac{\sqrt{n}}{1-n} \left[1 - \frac{1-n}{\gamma_i^2} \right] \cdot \frac{\beta_i \gamma_i^2}{2\pi} \cdot \frac{b(h+b)}{r_i^2} \cdot \frac{(kR)}{1 - \frac{\pi^2}{24} \cdot \frac{b(h+b)}{h^2}}$
5. Поперечная плазменная неустойчивость	$\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{n}{1-n} \cdot \frac{\beta_i}{2\pi} \cdot \frac{b(h+b)}{r_i h}$
6. Эффект "отрицательной массы"	$\frac{\beta_i \gamma_i^2}{4\pi} \cdot \frac{h}{r_i} \cdot \frac{1 - \frac{1-n}{2\gamma_i}}{1 - \frac{h}{h+b} \left[1 - 2\frac{1-n}{\gamma_i^2} \right]}$

1. Введение	1
2. Описание установки	2
3. Методика измерений	3
4. Результаты измерений	4
5. Заключение	5
6. Список литературы	6
7. Приложение	7

**ЧАСТЬ II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОСУЩЕСТВЛЕНИЮ
ВНЕШНЕЙ ИНЖЕКЦИИ В БЕТАТРОН Б-3.**

Одновременно с решением о переводе установки Б-3 из Москвы в 1961 г. было принято решение о её радикальной переделке, которая предусматривала

- полное разделение ускоряющего магнитного потока от потока ведущего магнитного поля в стадии накопления;

- осуществление предложенной Г.И.Будкером и А.А.Наумовым внешней инжекции с энергией до 500 кэв.

Для решения первой части задачи в период с января 1962 г. по июль 1963 г. были проведены работы по реконструкции установки:

- разрезаны по диаметральной плоскости несущие плиты и ярмо магнита бетатрона для вывода за пределы ярма ускоряющего магнитного потока накопления;

- разработаны, сконструированы и изготовлены центральный сердечник из шихтованного железа, система экранов (типа Б-2/3/), новая центральная часть бетатрона, позволяющая проводить эксперименты как с внутренним, так и с внешним инжектором, новые крышки вакуумной камеры бетатрона.

Более подробно эти мероприятия описаны в работе /5/.

Подготовка к запуску установки была завершена в июле 1963г. С этого момента до июля 1964 г. производились эксперименты с внутренним инжектором. В результате был получен ток 140а, циркулирующий на радиусе 15 см. ($2,6 \cdot 10^{12}$ частиц). Приведенный при написании настоящего отчета анализ позволяет, однако, утверждать, что этот результат был, по-видимому, занижен вдвое несовершенной методикой измерения, так что реально полученный ток составляет 280а ($5,2 \cdot 10^{12}$ частиц). Эта величина является предельной по объемному заряду для данной установки при энергии инжекции 90 кэв.

Одновременно с работами по реконструкции установки была начата разработка внешнего инжектора. К лету 1964 г. был запущен вариант инжектора с длинной ускорительной трубкой, описанный в работе /5/. Он позволил получить ток на выходе трубки не более 0,3А. Поэтому осенью 1964 г. началось осуществление варианта инжектора с короткой ускорительной трубкой, и уже в декабре 1964г. был получен ток 5А на выходе трубки. В марте 1965 г. отработка инжектора на стенде была закончена. Инжектор обеспечивал на выходе поворотного магнита ток порядка 2А при энергии 500 кэв /6/..

К концу мая 1965 г. инжектор был смонтирован на Б-3, и по июнь 1966 г. проводились эксперименты с внешним инжектором. За это время был проведен ряд работ, потребовавшихся для обеспечения нормальной совместной работы инжектора и бетатрона:

- сделаны высоковольтные магнитные экраны для защиты ускорительной трубки от рассеянных вихревых полей сердечника;

- отработан и доведен до требуемой точности метод диафрагм для юстировки инжектора на бетатроне Б-3;

- устранены электромагнитные наводки на цепи питания канала от выходных полей сердечника и т.д.

Эксперименты при инъекции 400-500 кэВ не были проведены в своей основной части (получение предельного тока) из-за того, что пробилась изоляция пазовых витков, конструкция которых не была, к сожалению, изменена при модернизации установки. Поэтому пришлось снизить $U_{обх}$ до 2 кв и проводить основные эксперименты при более низкой энергии инъекции. Кроме того, по той же причине ускорять частицы при стягивании можно было только потоком I-ой пазовой обмотки, так что энергия частиц в конце цикла ускорения не превышала 6 МэВ.

С июля 1966 г. по январь 1967 г. проведены эксперименты по внешней инъекции при энергиях 150 и 220 кэВ. Получены предельные токи витка в накоплении, установлено, что величина предельного тока лимитируется параметрическим резонансом некогерентных бетатронных колебаний.

Общий вид бетатрона с внешним инжектором показан на рис.3. Устройство магнитной системы и вакуумной камеры приведено на рис.4.

§ 2.1. Эксперименты по накоплению

Методика эксперимента. Изучалась зависимость величины тока в витке $I_{витка}$ от различных параметров. Ток измерялся пробниками, как и в /2,3/. Еще при работе с инжектором нами отмечалась /6/ зависимость показаний пробника от материала, из которого он изготовлен. Это связано с рассеянием назад электронов, падающих

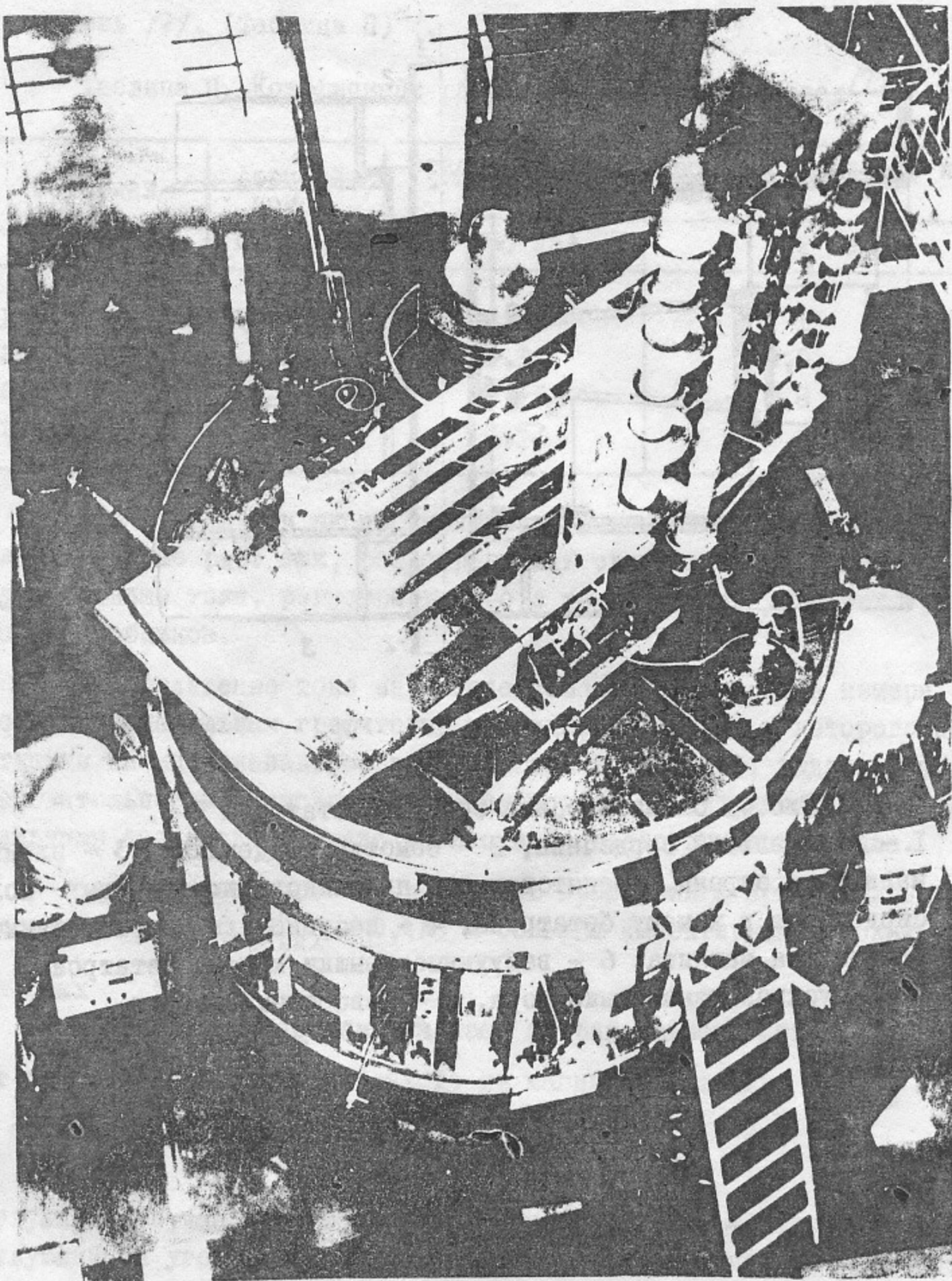


Рис. 3. Общий вид бетатрона Б-3 с внешним инжектором

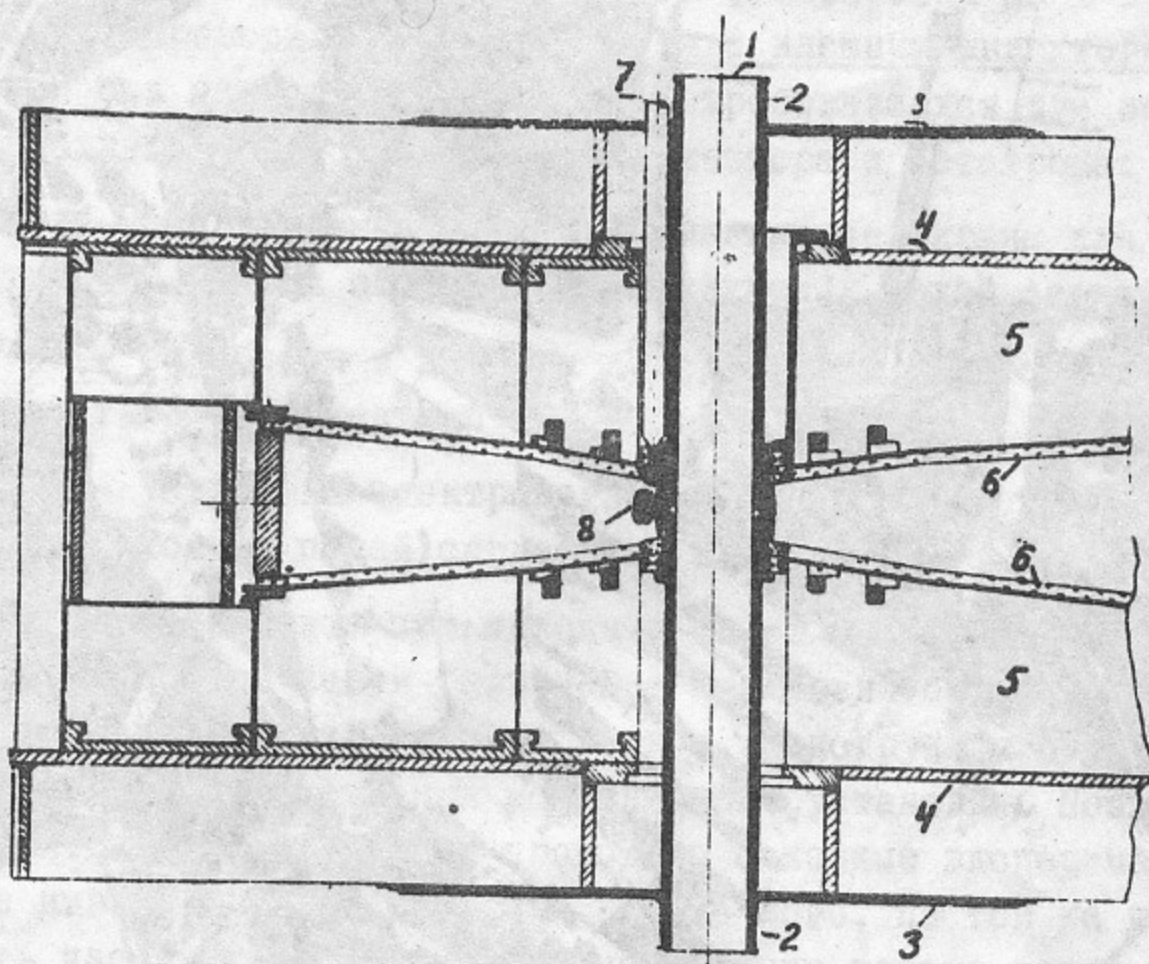


Рис.4. Схематическое сечение бетатрона Б-3.
 1 - центральный сердечник, 2 - обмотка сердечника, 3 - электро-
 магнитные экраны, препятствующие проникновению вихревых полей
 сердечника в камеру бетатрона, 4 - несущие плиты ярма магнита,
 5 - полюса магнита, 6 - вакуумные крышки камеры бетатрона,
 7 - впускной канал инжектора, 8 - поворотный магнит.

на мишень /7/. (Таблица П)^ж).

Таблица П. Коэффициент рассеяния электронов назад /7/

Материал	Атомный номер	Отношение тока, рассеянного назад, к падающему	
		250 кэВ	1,2 МэВ
Графит	6	0,95	1
Алюминий	13	0,9	0,92
Медь	29	0,73	0,8
Свинец	82	0,52	0,58

При проведении экспериментов по накоплению этот эффект подтвердился еще раз: ток, регистрируемый свинцовым пробником, был вдвое меньше тока, регистрируемого в точно тех же условиях графитовым пробником.

Распределение тока на выходе поворотного магнита измерялось многоламельным графитовым пробником, сигналы с которого поступали на многоканальное запоминающее устройство, выдающее последовательность прямоугольных импульсов с амплитудами, пропорциональными амплитуде сигнала на входе соответствующего канала.

Эксперименты при $W_i = 150$ кэВ проводились при малых инжектируемых токах ($I_{\text{вх}} \sim 0,4\text{А}$) и больших инжектируемых токах ($I_{\text{вх}} \sim 1,2\text{А}$).

В первом случае обнаружилась острая зависимость $I_{\text{витка}}$ от распределения тока на выходе из магнита, величины $U_{\text{обх}}$ и ϵ . В оптимальном режиме:

$$U_{\text{обх}} = 1,8 \text{ кВ}$$

полуширина пучка на расстоянии 20 см от выхода ~ 14 мм (соответствующий ей угол $\leq 5^\circ$), ток инжектируется в медианную плоскость

ж) Литературные данные по рассеянию электронов назад были проверены нами для тех же материалов на энергии электронов 400 кэВ. Получено разумное согласие.

и по касательной к окружности $r \approx r_1$

$$N_1 \approx 0,8(N_1)_{\text{рез}} \quad \varepsilon \approx 0,2$$

получен ток в витке $I_{\text{витка}} = 300 \text{ мА}$.

В случае больших инжектируемых токов зависимость от $U_{\text{обх}}$ стала более плавной: при уменьшении $U_{\text{обх}}$ от 1,8 кв до 1,0 кв ток в витке уменьшался пропорционально напряжению от 300 мА до 160 мА, что интерпретируется нами как результат уменьшения шага спирали (см. (I.12), (I,38)). При дальнейшем уменьшении $U_{\text{обх}}$ ток в витке исчезает, что можно объяснить резким ухудшением эффективности захвата (малый шаг спирали). То же самое можно сказать о зависимости от тока инъекции величины расстройки, необходимой для эффективного захвата (см. табл. IУ). Её большая величина при малых токах инъекции объясняется, по-видимому, сильным возмущением ведущего поля ускорителя поворотным магнитом, внесенным в камеру. Наличие возмущения подтверждается зависимостью тока в витке от радиуса, приведенной на рис.5.

Ниже в таблице III сведены результаты, полученные в экспериментах с внутренним инжектором в диапазоне энергий 15–90 кэВ и наружным инжектором при энергиях 150 и 220 кэВ. Там же приведен результат экспериментов при $W_1 = 300 \text{ кэВ}$. Полученный малый ток витка при $W_1 = 300 \text{ кэВ}$ объясняется, по-видимому, той же низкой эффективностью захвата.

Подчеркнем, что ток витка 300 мА при инъекции 150 кэВ и малых инжектируемых токах достигался только при достаточно хорошей настройке инжектора, поэтому эксперименты по стягиванию при $W_1 = 150 \text{ кэВ}$ проводились, как правило, с током в витке 200 мА.

Вертикальный размер пучка измерялся в экспериментах с $W_1 = 150 \text{ кэВ}$ следующим способом: в камеру вводились тонкая металлическая пластина или прутки, ограничивающие вертикальную апертуру, и графитовым пробником измерялся ток, доходящий до наружного радиуса. Результаты приведены в таблице IУ.

Если принять амплитуду вертикальных бетатронных колебаний на радиусе пробника ($r = 90 \text{ см}$) равной полувысоте уменьшенной апертуры Δz , то для первого эксперимента, согласно (I.16)

$$a(r) = a_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{n/2}$$

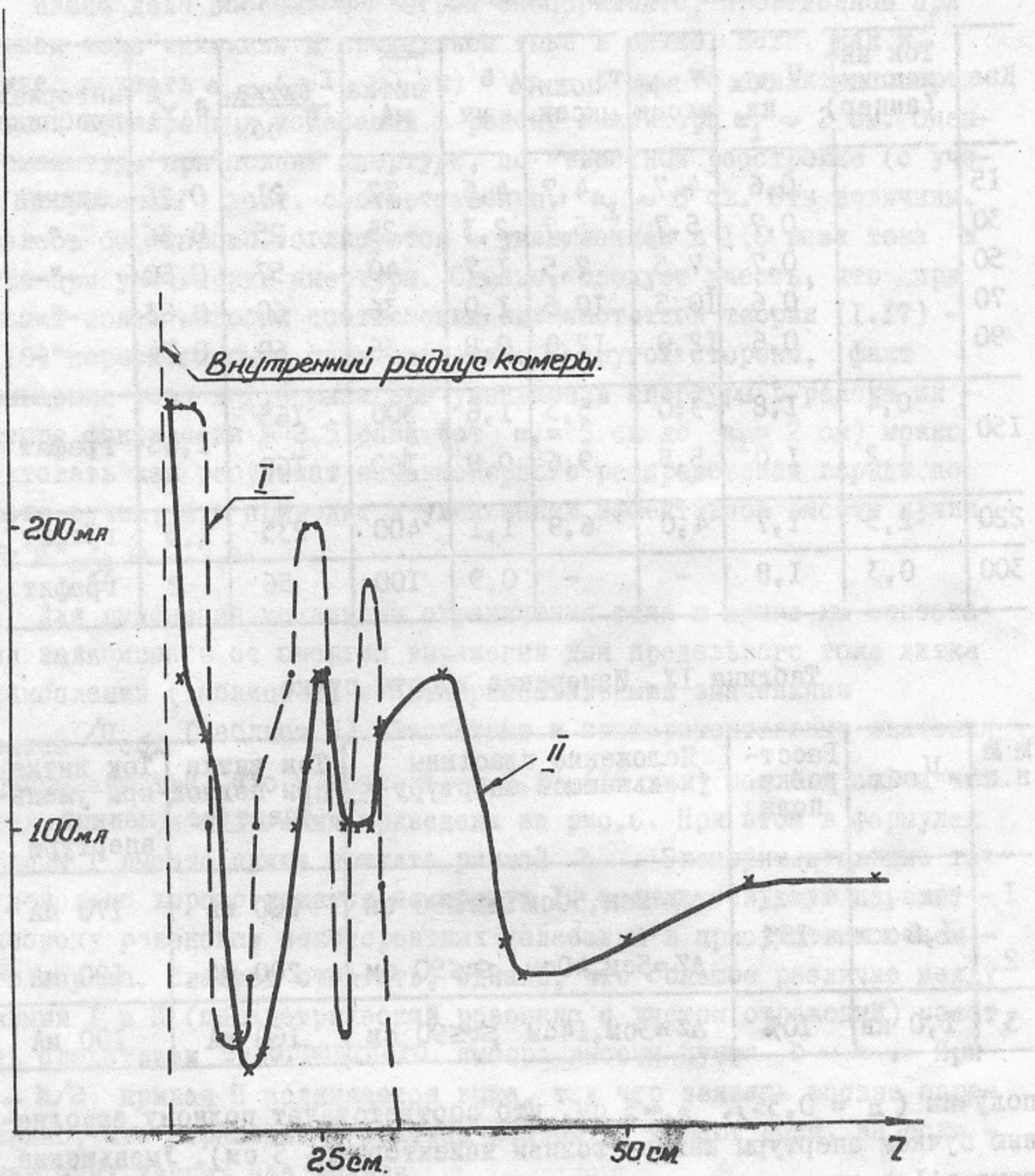


Рис.5. Распределение тока по радиусу при накоплении

1 - $U_{обх} = 0$

2 - $U_{обх} = 2 \text{ кВ}$

Таблица III. Эксперименты по накоплению

КэВ	Ток инъекции (ампер)	U обх кв.	τ эфф мксек	τ полн. мксек.	δ мм	Ток витка МА	$\frac{I_{\text{витка}}}{U_{\text{обх}}}$	$\beta_1 \gamma_1^2$	Материал пробника
15		0,6	4,7	4,7	4,6	12	21	0,26	свинец
30		0,7	5,7	5,7	2,3	25	25	0,36	"
50		0,7	7,5	7,5	1,7	40	57	0,50	"
70		0,6	10,5	10,5	1,0	36	60	0,63	"
90		0,6	12,0	12,0	0,8	36	60	0,74	"
150	0,4	1,8	3,0	5,3	1,6	300	165	1,08	графит
	1,2	1,0	5,5	9,6	0,9	160	160		
220	2,5	1,7	4,0	6,9	1,1	400	235	1,5	графит
300	0,3	1,8	-	-	0,9	100	56	2	графит

Таблица IV. Измерение высоты пучка

№ п.п	U обх.	Расстройка поля	Положение пластины уменьшающей апертуру	Ток витка при полной апертуре	Ток витка при уменьшенной апертуре
1	1,8 кв	15%	$\Delta Z = 8 \text{ см}, 50 \text{ см} \quad \leq r \leq 90 \text{ см}$	200 МА	170 МА
2			$\Delta Z = 5 \text{ см}, 40 \text{ см} \quad \leq r \leq 90 \text{ см}$	200 МА	120 МА
3	1,0 кв	10%	$\Delta Z = 3 \text{ см}, 14 \text{ см} \quad \leq r \leq 90 \text{ см}$	160 МА	100 МА

получим ($n = 0,35$), $a_1 \approx 5$ см, что соответствует полному заполнению пучком апертуры камеры вблизи инжектора (± 5 см). Уменьшение тока в 1,4 раза во втором эксперименте при уменьшении апертуры в 1,6 раза свидетельствует о довольно равномерном распределении плотности тока по высоте пучка. В этих двух экспериментах, проведенных при малом токе инъекции, предельный ток витка не достигался. Величина амплитуды вертикальных колебаний вблизи инжектора хорошо объясняется перекачкой радиальных колебаний в вертикальные согласно (I.17) и (I.18):

$$a_z \sim \frac{e r_1}{\sqrt{n(1-n)}} \sim 5 \text{ см}$$

Иначе дело обстоит в третьем эксперименте, проведенном при большом токе инжекции и предельном токе в витке. Если, как и прежде, считать a_z ($r = 90$ см) = $\Delta z = 3$ см, то амплитуда вертикальных бетатронных колебаний в районе инжектора $a_1 \approx 2$ см. Оценка амплитуды при полной апертуре, по известной расстройке (с учетом "перекачки") дает, соответственно, $a_1 \approx 3$ см. Эти величины, казалось бы, хорошо согласуются с уменьшением в 1,6 раза тока в витке при уменьшении апертуры. Однако, следует учесть, что при больших токах эмиссии соотношения одночастотной теории (I.I7) - (I.I8) перестают быть справедливыми. С другой стороны, факт уменьшения тока в 1,6 раза при уменьшении апертуры в районе инжектора фактически в 2,5 раза (от $a_1 = 5$ см до $a_1 = 2$ см) можно трактовать как результат неравномерного распределения заряда по высоте пучка, что приводит к уменьшению эффективной высоты пучка $h > b_{\text{эфф}} \sim 0,5 h$.

Для выяснения механизма ограничения тока в пучке мы сопоставили зависимость от энергии выражений для предельного тока витка в накоплении (таблица I) с экспериментальными значениями $I_{\text{витка}} / U_{\text{обх}}$ (таблица III). Расчетные и экспериментальные значения нормированы так, что в точке $\beta_1 = 0,24$ (15 кэВ) все они совпадают. Результаты сопоставления приведены на рис.6. При этом в формулах таблицы I высота пучка принята равной h . Экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на кривую I, соответствующую параметрическому резонансу некогерентных колебаний в присутствии объемного заряда. Следует отметить, однако, что большое различие между кривыми I и II (параметрический резонанс с учетом отражений) может быть следствием некорректного выбора высоты пучка $b \sim h$. При $b \sim h/2$ кривая II поднимается выше, так что заявить вполне определенно, что отражения в крышках камеры не играют роли, на основании этих данных еще нельзя.

Тот факт, что не работает параметрический резонанс когерентных бетатронных колебаний, можно объяснить, по-видимому, постоянным перемешиванием фаз бетатронных колебаний при накоплении из-за спирального характера траектории.

Абсолютное значение предельного тока в витке хорошо согласуется с оценкой по формуле I таблицы I при $b \sim 0,4 h$.

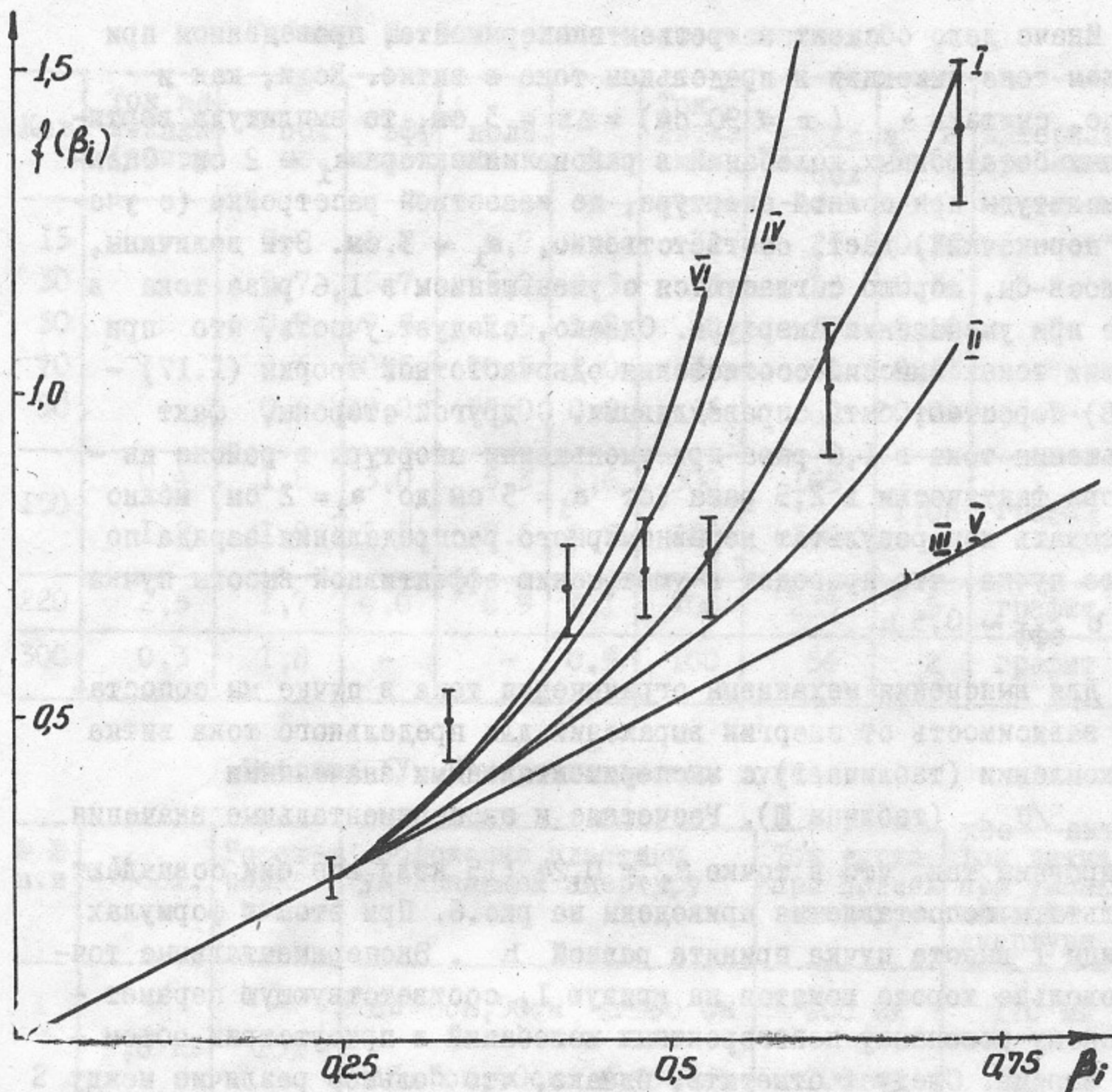


Рис.6. Сопоставление экспериментальных данных по накоплению с расчетными значениями

- I - параметрический резонанс некогерентных бетатронных колебаний частиц в присутствии объемного заряда пучка
- II - то же с учетом отражений в крышках камеры и полюсах магнита
- III - параметрический резонанс когерентных бетатронных колебаний
- IV - диссипативная поперечная неустойчивость
- V - поперечная плазменная неустойчивость
- VI - эффект "отрицательной массы".

§ 2.2. Эксперименты по стягиванию. Цепи питания.

Прежде чем переходить к результатам, полученным при стягивании, остановимся на характеристике магнитной системы ускорителя Б-3.

Из (1.26а) следует, что при $R_{от} \sim 75$ см, $n = 0,35$ нужно $V_{уск} \sim 0,5 V_{вед}$. С другой стороны, для высокой эффективности захвата требуется достаточно большая величина $U_{обх}$ при накоплении. Даже при $W_1 = 220$ кэв нужно $U_{обх} \sim 2$ кв, что потребовало бы в стягивании $V_{вед} \sim 4$ кв. По этой причине осуществить режим, описанный в /4,5/, не удастся, и приходится в конце накопления закорачивать центральный сердечник и осуществлять стягивание (ускорение) потоком пазовых обмоток. В обычно применявшемся режиме стягивания $V_{уск} \sim 100$ в, поэтому остаточное напряжение на сердечнике не должно превышать $5 + 10$ в. Поэтому была применена схема двойного закорачивания (рис.7), в которой запуск закорачивающих разрядников осуществляется таким образом, что вначале сраба-

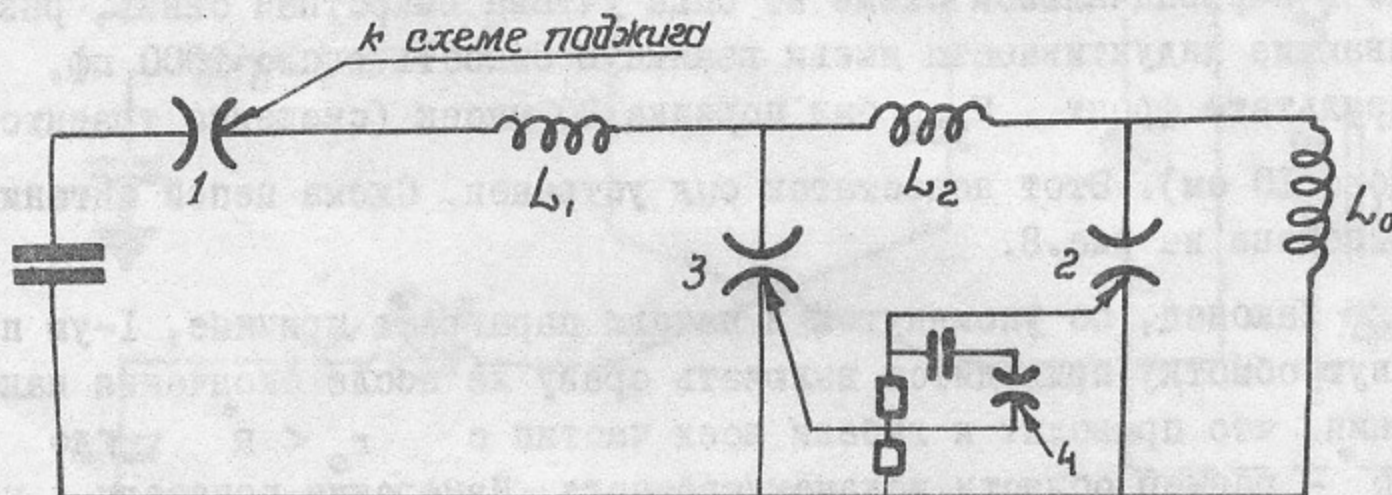


Рис.7. Схема питания сердечника центральной части.

1 - основной разрядник, 2,3 - закорачивающие разрядники, 4 - промежуточный разрядник, запускающий 2,3, L_1 - нагрузочная индуктивность, L_2 и L_3 - индуктивности подвода и сердечника.

тывает разрядник 2, а затем разрядник 3. При этом напряжение на сердечнике падает по закону

$$V \approx \frac{L_2}{L_2} \cdot \frac{L_1}{L_1} V_{нач} \quad (2.1),$$

где l_2 и l_3 - индуктивности цепей закорачивающих разрядников. Фронт спада напряжения не хуже 1 мксек.

Точность включения $V_{\text{уск}}$ и $V_{\text{вед}}$ мы оценим для типичного режима при $W_1 = 150$ кэв: $V_{\text{уск}} \sim 50$ в. $V_{\text{вед}} \approx 100$ в. Пусть оба напряжения включаются со сдвигом во времени порядка 1 мксек.

1) $V_{\text{уск}}$ включается раньше $V_{\text{вед}}$. В этом случае опасен выброс пучка наружу. Однако, смещение наружных траекторий составляет по (I.35) около 0,6 см.

2) $V_{\text{уск}}$ включается позже $V_{\text{вед}}$. В этом случае опасен выброс пучка внутрь. Смещение траектории с $r_0 \sim 30$ см составляет по (I.35) около 1 см.

Влияние конечной длительности фронта импульсов $V_{\text{уск}}$ и $V_{\text{вед}}$ оценивается аналогично.

Цепь питания обмоток бетатрона Б-3 довольно сложна из-за индуктивной и ёмкостной связи между обмотками по железу ярма магнита. В первоначальной схеме не была учтена ёмкостная связь, развязывающие индуктивности имели взаимную ёмкость около 1000 пф, в результате фронт $V_{\text{уск}}$ был порядка 20 мксек (смещение траекторий около 10 см). Этот недостаток был устранен. Схема цепей питания приведена на рис.8.

Наконец, по упомянутой в начале параграфа причине, I-ую пазовую обмотку приходится включать сразу же после окончания накопления, что приводит к гибели всех частиц с $r_0 < R^*$, где

R^* - размер области искаженного поля. Измерения показали, что радиальная компонента поля I-ой пазовой обмотки на высоте $z \sim 4$ см над медианной плоскостью спадает до значения, равного значению радиальной компоненты ведущего поля, при $r \sim 35$ см, и становится в 10 раз меньше последней при $r \sim 45$ см. Это приводит к уменьшению эффективного времени накопления. При этом следует еще учесть амплитуду бетатронных колебаний $a \sim 5$ см, так что при вычислении $\tau_{\text{эфф}}$ следует брать $R \approx 50$ см и $R \approx 85$ см. В результате эффективное время накопления и стянутый ток уменьшаются вдвое. Соответствующие значения $\tau_{\text{эфф}}$ приведены в табл. III.

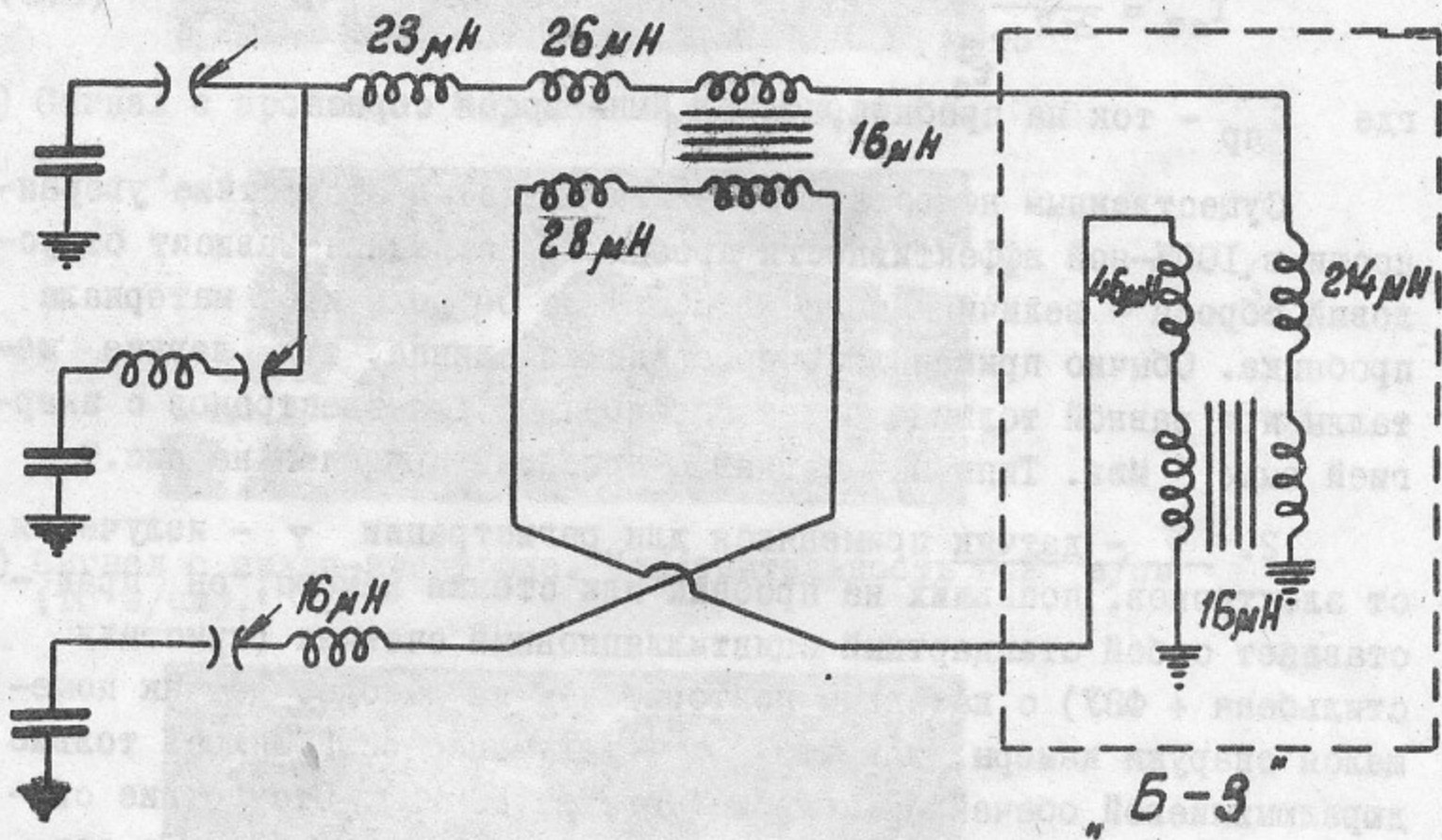


Рис.8. Схема цепей питания обмоток магнита бетатрона Б-3.

§ 2.3. Эксперименты по стягиванию. Методика и результаты

В экспериментах по стягиванию зависимости от времени $V_{\text{уск}}$ и $V_{\text{вед}}$ (т.е. $\Delta\Phi_{\text{уск}}$ и $N_1(t)$) подбирались таким образом, что при $V_{\text{уск}} \rightarrow 0$ радиус стягивания двигался наружу и стянутый ток сбрасывался на пробник, помещенный на радиусе $R \approx 92$ см. Ток ускоряемых частиц регистрировался несколькими методами.

1. Сброс на пробник, производившийся в конце цикла ускорения, позволяет вычислить ток по полному сброшенному заряду:

$$I_{\text{ст}} = \frac{c}{2\pi R_{\text{ст}}} \int_{t_1}^{t_2} I_{\text{пр}} dt \quad (2.2)$$

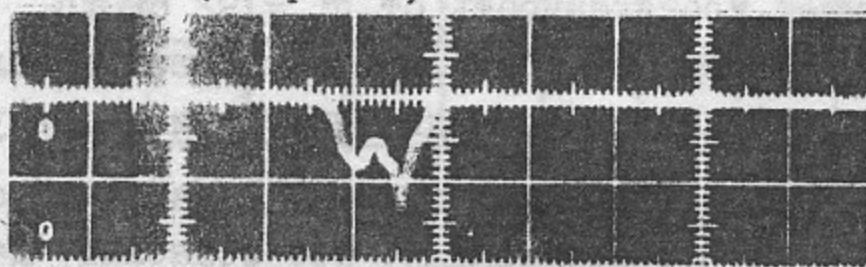
где $I_{\text{пр}}$ - ток на пробник, $t_2 - t_1$ - время сброса.

Существенным недостатком метода является отсутствие уверенности в 100%-ной эффективности пробника. Последняя зависит от условий сброса - величины шага $R_{\text{ст}}(t)$ за оборот, и от материала пробника. Обычно применялись пробники из свинца, т.к. легкие металлы при равной толщине более "прозрачны" для электронов с энергией выше 5 Мэв. Типичный сигнал с пробника приведен на рис.9.

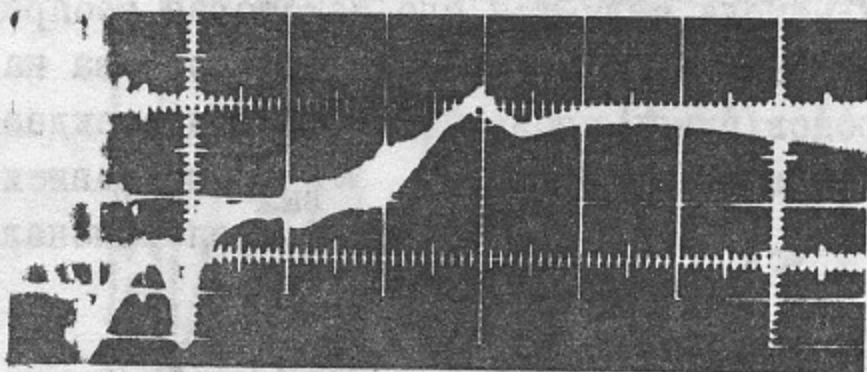
2. γ - датчик применялся для регистрации γ - излучения от электронов, попавших на пробник или стенки камеры; он представляет собой стандартный сцинтилляционный счетчик (кристалл стильбена + ФЭУ) с катодным повторителем на выходе. Датчик помещался снаружи камеры, так что γ - излучение ослаблялось только дюралюминиевой обечайкой камеры (толщина 50 мм). Отсутствие сигнала с γ - датчика во время стягивания свидетельствует о нормальном режиме - частицы не гибнут. К сожалению, γ - датчик может быть использован только как индикатор "да - нет", позволяющий делать только измерения времени "высыпания" частиц на стенки, но не позволяющий оценить количество последних.

3. Регистратор светового излучения (РСИ) - так будем именовать индикатор светового излучения, представляющий собой фотумножитель ФЭУ-15, регистрирующий с помощью световода из оргстекла, вставленного в боковое окно обечайки камеры и ориенти-

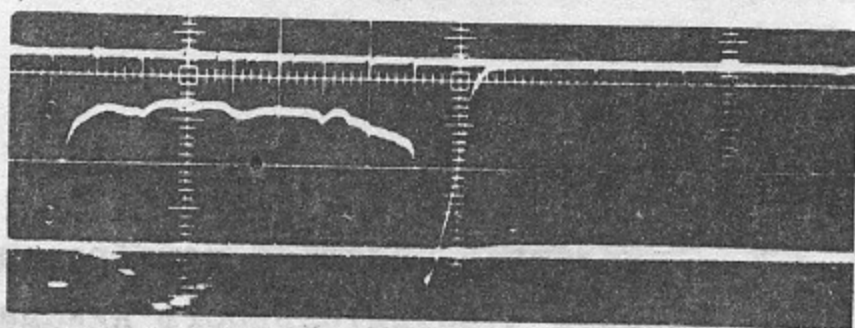
рованного по радиусу, световое излучение в видимой области. Фотоумножитель управляется по модулятору. Это позволяет "запирать" ФЭУ на то время, пока идут накопление и начальная стадия стягивания, сопровождающиеся сильным световым излучением от электронов, высыпавшихся на стенки камеры. Во время нормально протекающего цикла стягивания РСИ выдает плавно меняющийся импульс, соответствующий световому излучению остаточного газа в камере под действием пучка; в конце цикла - всплеск, соответствующий сбросу частиц на стенки (см. рис.9).



а) Сигнал с пробника. Сброшенный ток около 6А.



б) Сигнал с пикап-электрода. Чувствительность 0,2 в/см (10 а/см).



в) Сигнал регистратора светового излучения. Чувствительность 1 в/см. Пики в начале и конце импульса - рассеянный свет от электронов, сброшенных на стенки камеры или пробник.

Рис.9. Сигналы с пробника (сброшенный ток), пикап-электрода и РСИ. Развертка 100 мксек-см.

Подробно этот метод изучался нами в специальной работе, была получена пропорциональность сигнала току электронов и давлению остаточного газа в камере. Результаты предполагается опубликовать в ближайшее время.

4. Широкополосный пикап-электрод (для краткости - пикап) представляет собой две проволочные гребенки ($\phi = 0,1$ мм), натянутые на каркасе из оргстекла и помещенные над и под медианной плоскостью на высоте ± 9 см. Пикап (рис. 10) крепится на окне обечайки камеры и имеет протяженность от $r = 92$ см до $r = 62$ см. Для уменьшения емкостной связи с крышками камеры и железом ярма (наводка $V_{\text{вед}}$) гребенки сделаны двухярусными - с внутреннего, ближнего к пучку, яруса снимается сигнал, а наружный соединен с обечайкой и аквадагом каркаса пикапа. Это ослабляет наводку от $V_{\text{вед}}$ в 5 раз.

Недостатком метода является его некоторая неопределенность, появляющаяся из-за выпадания ионов остаточного газа на пикап. Для рассеянных электронов пикап прозрачен, это подтверждается зависимостью выходного сигнала от величины $R_{\text{вых}}$ (не зависит при $R_{\text{вых}} \cdot C_{\text{г.лх}} \gg T_{\text{уск}}$) и $C_{\text{вых}}$ (обратно пропорционален) в выходной RC - цепочке.

Пикап градуировался на модели пучка: в камеру помещалась свернутая из фольги модель пучка, на нее подавался прямоугольный импульс напряжения, чувствительность оценивается по формуле:

$$\frac{I}{V_{\text{вых}}} = \frac{cC_0}{l} \cdot \frac{V_0}{V_{\text{вых}}} \quad (2.3)$$

где l - длина "пучка" в см, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, C_0 - ёмкость "пучка" на камеру, V_0 - амплитуда импульса калибровочного генератора. Полученная таким образом чувствительность пикапа была равна 50 а/в. Следует отметить, что величина сигнала с пикап-электрода, наведенная зарядом, циркулирующим при накоплении внутри него, хорошо согласуется с величиной тока в витке:

$$V_{\text{вых}} = \frac{1}{50 \text{ а/в}} \cdot I_{\text{витка}} \frac{\Delta r}{\delta} \quad (2.4),$$

где δ - шаг спирали, Δr - радиальная протяженность пикапа,

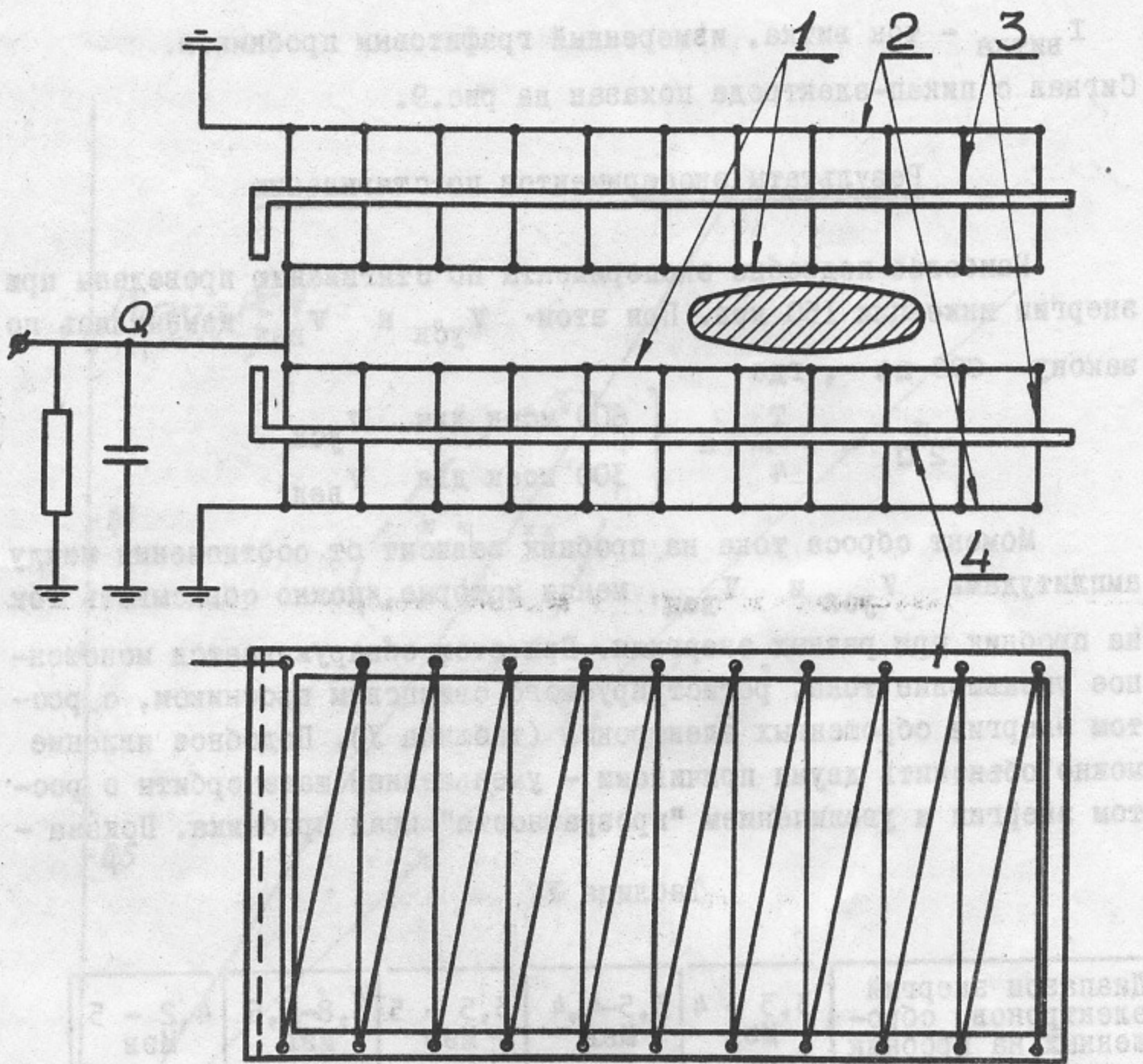


Рис.10. Широкополосный пикап-электрод

- 1 - измерительная проволочная гребенка
- 2 - экранирующая проволочная гребенка
- 3 - несущие металлические кронштейны
- 4 - каркас из оргстекла

$I_{\text{витка}}$ - ток витка, измеренный графитовым пробником.
Сигнал с пикап-электрода показан на рис.9.

Результаты экспериментов по стягиванию

Наиболее подробно эксперименты по стягиванию проведены при энергии инжекции 150 кэв. При этом $V_{\text{уск}}$ и $V_{\text{вед}}$ изменялись по закону $\cos \Omega t$, где

$$\frac{\pi}{2\Omega} = \frac{T}{4} = \begin{cases} 600 \text{ мсек для } V_{\text{уск}} \\ 300 \text{ мсек для } V_{\text{вед}} \end{cases}$$

Момент сброса тока на пробник зависит от соотношения между амплитудами $V_{\text{уск}}$ и $V_{\text{вед}}$, меняя которые, можно сбрасывать ток на пробник при разных энергиях. При этом обнаруживается монотонное уменьшение тока, регистрируемого свинцовым пробником, с ростом энергии сброшенных электронов (таблица У). Подобное явление можно объяснить двумя причинами - уменьшением шага орбиты с ростом энергии и увеличением "прозрачности" края пробника. Показа -

Таблица У

Диапазон энергий электронов, сброшенных на пробник	3,3 - 4 МэВ	3,5-4,4 МэВ	3,5 - 5 МэВ	3,8-5,5 МэВ	4,2 - 5 МэВ
Ток, зарегистрированный пробником	8-10А	7А	5А	3А	2А

тельно, что сигналы с пикапа и РСИ с довольно хорошей точностью пропорциональны друг другу (рис. II) и не дают уменьшения тока с ростом энергии частиц. Максимальный ток, зарегистрированный пикап-электродом, составляет (по приведенной выше чувствительности) 20А при энергии инжекции 150 кэв.

К сказанному следует добавить еще результаты экспериментов по измерению тока, сброшенного на мишень с малым шагом. Этот сброс производился следующим образом: в конце накопления напряжение на центральном сердечнике закорачивалось, как и при осуществлении режима стягивания, однако включалось лишь одно ускоряю-

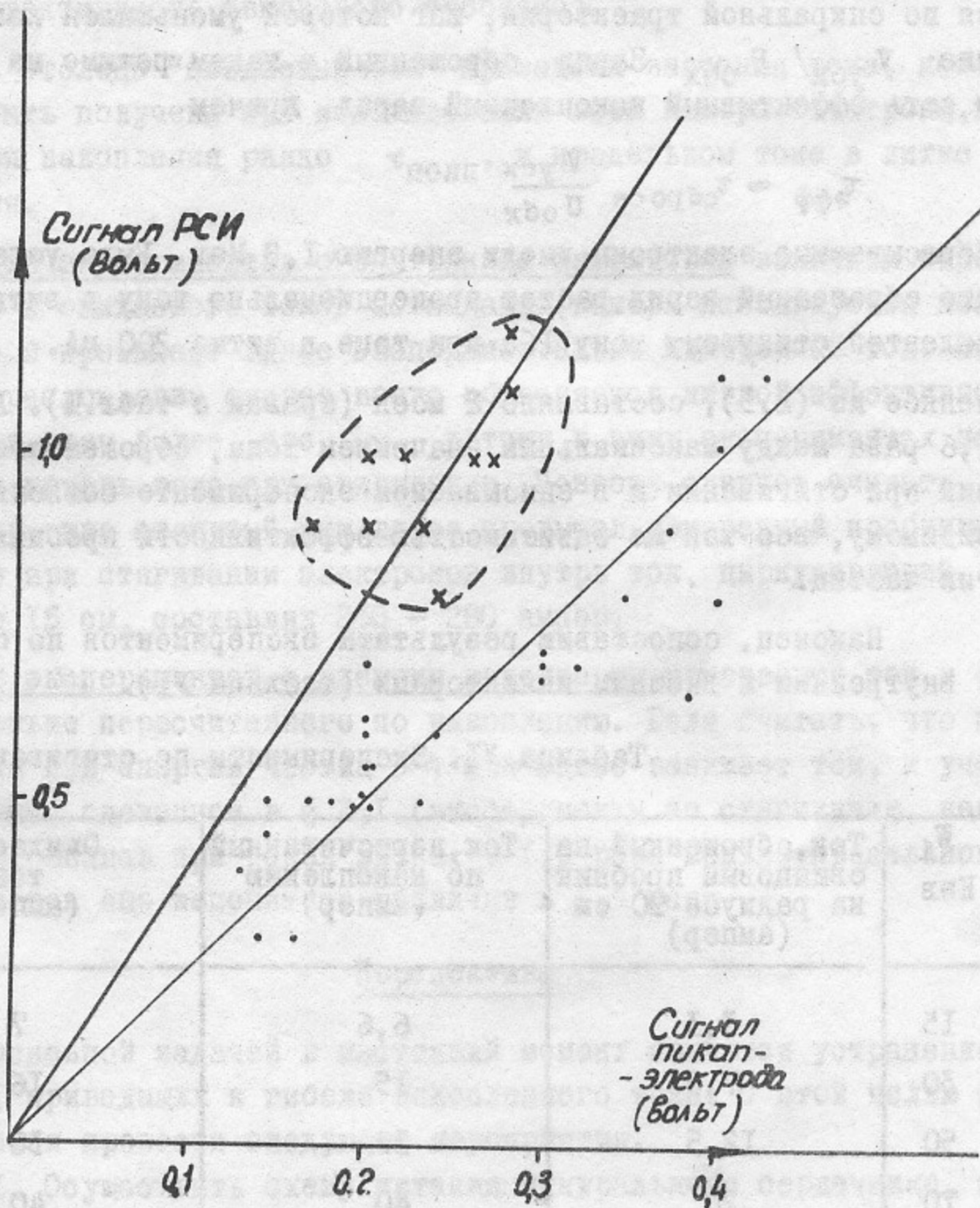


Рис. II

Зависимость между сигналами регистратора светового излучения (РСИ) и пикап-электрода (вольт). Чувствительность пикап-электрода 50 а/в.

Крестиками нанесены экспериментальные точки, полученные при давлении в камере $1 \cdot 10^{-5}$ тор, точками - при давлении $6 \cdot 10^{-7}$ тор.

шее напряжение $V_{\text{уск}}$, так что частицы продолжали раскручиваться по спиральной траектории, шаг которой уменьшился как отношение $V_{\text{уск}}/U_{\text{обх}}$. Заряд, сброшенный в таком режиме на пробник, и есть эффективный накопленный заряд, причем

$$\tau_{\text{эфф}} \approx \tau_{\text{сброса}} \frac{V_{\text{уск}}}{U_{\text{обх}}} \quad (2.5)$$

Сбрасываемые электроны имели энергию 1,8 Мэв. Было установлено, что сброшенный заряд растет пропорционально току в витке и эквивалентен стянутому току $I_{\text{ба}}$ при токе в витке 200 мА. $\tau_{\text{эфф}}$, оцененное по (2.5), составляло 2 мсек (сравни с табл. III). Различие в 1,6 раза между максимальным значением тока, сброшенного на пробник при стягивании и в описываемом эксперименте объясняется, по-видимому, все той же зависимостью эффективности пробника от энергии частиц.

Наконец, сопоставим результаты экспериментов по стягиванию с внутренним и внешним инжекторами (таблица VI).

Таблица VI. Эксперименты по стягиванию

W_i КэВ	Ток, сброшенный на свинцовый пробник на радиусе 90 см (ампер)	Ток, пересчитанный по накоплению (ампер)	Ожидаемый ток (ампер)
15	3,3	6,6	7
30	7,5	15	16
50	12,5	30	30
70	20	40	40
90	23	50	50
150	10	45	85
220	15-20	85	150

Во втором столбце таблицы VI приведены экспериментальные результаты, в третьем — ток, рассчитанный по формуле (1.38), где в качестве $I_{\text{витка}}$ взяты данные таблицы III, причем величина

I витка для экспериментов с внутренним инжектором удвоена (учтена эффективность свинцового пробника).

В столбце "ожидаемый ток" приведены значения тока, которые могут быть получены при использовании всей камеры бетатрона, когда время накопления равно $\tau_{\text{полн}}$ и предельном токе в витке накопления.

Для экспериментов с внутренним инжектором величины пересчитанного и ожидаемого токов совпадают (камера используется полностью) и превышает вдвое экспериментально измеренный ток. Последнее расхождение скорее всего объясняется низкой эффективностью пробника, тем более, что γ -датчик в этих экспериментах не показывал потерь тока при стягивании. Поэтому следует считать, по видимому, что стянутый ток вдвое превышал измеренный пробником, так что при стягивании электронов внутрь ток, циркулирующий на радиусе 15 см, составлял 250 - 280 ампер.

В экспериментах с внешним инжектором измеренный ток в 4,5 раза меньше пересчитанного по накоплению. Если считать, что пробник даже при энергии частиц 3-4 Мэв вдвое занижает ток, и учесть замечание, сделанное в § 2, I (эксперименты по стягиванию, как правило, велись при токах витка, в 1,5 раза меньше предельного), то остается еще непонятное различие в 1,5 раза.

Перспективы

Основной задачей в настоящий момент является устранение причин, приводящих к гибели накопленного тока. С этой целью предполагается провести следующие мероприятия.

1. Осуществить схему питания центрального сердечника, позволяющую сбрасывать большое напряжение $U_{\text{обх}}$ при накоплении и ускорять частицы в начальной стадии стягивания. Это позволит увеличить $\tau_{\text{эфф}}$ вдвое.

2. Изменить систему ввода пучка в ускоритель, добавив к поворотному магниту еще один магнит, поворачивающий пучок в горизонтальной плоскости. Оба магнита помещены в экран, не возмущающий ведущее поле. Подобная система позволит улучшить условия захвата, что также увеличит $\tau_{\text{эфф}}$ благодаря уменьшению амплитуды радиальных колебаний.

Одновременно предполагается наладить абсолютные измерения тока с помощью пояса Роговского, что устранит существующую неопределенность в соответствии измеренного тока действительному, и повысить ток инжекции при $w_1 \sim 400 - 500$ кэв.

Авторы пользуются приятной возможностью выразить свою признательность Г.И.Будкеру и А.А.Наумову за внимание к работе и ценные советы, и поблагодарить за постоянную помощь В.М.Белейчева и И.Д.Макальского, а также всех сотрудников лаборатории, обеспечивших проведение экспериментов.

ИЗМЕНЕНИЯ	
№	Содержание
1	...
2	...
3	...
4	...
5	...
6	...
7	...
8	...
9	...
10	...
11	...
12	...
13	...
14	...
15	...
16	...
17	...
18	...
19	...
20	...
21	...
22	...
23	...
24	...
25	...
26	...
27	...
28	...
29	...
30	...
31	...
32	...
33	...
34	...
35	...
36	...
37	...
38	...
39	...
40	...

Приложение

ОБЗОР НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ КОЛЬЦЕВОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРО-
НОВ В ЦИКЛИЧЕСКОМ УСКОРИТЕЛЕ С "МЯГКОЙ" ФОКУСИ-
РОВКОЙ

В циклическом ускорителе с мягкой фокусировкой пучок электронов движется по замкнутой орбите в вакуумной камере. В процессе движения пучок подвергается воздействию магнитных и электрических полей, которые вызывают различные неустойчивости. Эти неустойчивости могут привести к разрыву пучка и потере частицы. В данной работе рассматриваются основные типы неустойчивостей, возникающих в пучке электронов в циклическом ускорителе с мягкой фокусировкой. В частности, рассматриваются неустойчивости, связанные с резонансами и с взаимодействием пучка с собственными полями. Для каждой неустойчивости приводятся условия ее возникновения и методы ее подавления.

1. В циклическом ускорителе с мягкой фокусировкой пучок электронов движется по замкнутой орбите в вакуумной камере. В процессе движения пучок подвергается воздействию магнитных и электрических полей, которые вызывают различные неустойчивости. Эти неустойчивости могут привести к разрыву пучка и потере частицы. В данной работе рассматриваются основные типы неустойчивостей, возникающих в пучке электронов в циклическом ускорителе с мягкой фокусировкой. В частности, рассматриваются неустойчивости, связанные с резонансами и с взаимодействием пучка с собственными полями. Для каждой неустойчивости приводятся условия ее возникновения и методы ее подавления.

2. В циклическом ускорителе с мягкой фокусировкой пучок электронов движется по замкнутой орбите в вакуумной камере. В процессе движения пучок подвергается воздействию магнитных и электрических полей, которые вызывают различные неустойчивости. Эти неустойчивости могут привести к разрыву пучка и потере частицы. В данной работе рассматриваются основные типы неустойчивостей, возникающих в пучке электронов в циклическом ускорителе с мягкой фокусировкой. В частности, рассматриваются неустойчивости, связанные с резонансами и с взаимодействием пучка с собственными полями. Для каждой неустойчивости приводятся условия ее возникновения и методы ее подавления.

Список обозначений

2в, 2а - вертикальный и радиальный размер пучка

а - для радиальных колебаний

в - для вертикальных колебаний

R - радиус орбиты

n - показатель спада магнитного поля

2h - расстояние между крышками вакуумной камеры

2g - расстояние между полюсами магнита

g₀ - см. пункт 7 таблицы "Обзора неустойчивостей"

k, Ω - волновое число и частота бегущей волны возмущения

$$\beta_{\Phi} = \Omega / kc$$

μ₀, σ - магнитная проницаемость и проводимость железа магнита

μ - см. п. 4 таблицы "Обзора неустойчивостей"

e, m - заряд и масса электрона

M - масса иона

α = N_i / N_e - отношение плотностей ионов и электронов в пучке

$$a_s = - \frac{R}{1 - \frac{1-n}{\gamma^2}} \cdot \frac{\Delta \mu}{\mu}$$

В настоящем обзоре собраны и приведены в виде, удобном для расчетов, результаты появившихся за последние несколько лет работ, в которых рассмотрены различные неустойчивости пучка электронов в циклическом ускорителе. Мы рассматривали только случай кольца — вого пучка, имея в виду применение для случая бетатрона.

Кратко опишем содержание работ, результаты которых представлены в таблице.

1. Электрическое и магнитное поля пучка изменяют частоту некогерентных колебаний частиц. Если в результате такого изменения эта частота становится равной половине частоты обращения частиц, возникает параметрический резонанс с первой гармоникой азимутальных возмущений градиента поля. Этот эффект давно считался основным ограничением на величину тока в ускорителях /8/.

2. Стенки вакуумной камеры ускорителя, обладающие проводящим покрытием, и железо магнита могут существенно изменить геометрию полей пучка (картина эквивалентна появлению в стенках и железе отраженных зарядов и токов). Поэтому изменение частоты некогерентных колебаний частиц записывается в этом случае иначе. В таблице приведен результат /9/ для бесконечно широкой камеры, у которой расстояние между верхней и нижней крышками $2h$, а между полюсами магнита $2g$. Сечение пучка — эллипс с полуосями "а" и "б".

3. Возможны такие бетатронные колебания частиц, когда пучок колеблется как целое (все частицы каждого поперечного сечения пучка колеблются в одной и той же фазе) — когерентные бетатронные колебания. В камере сколь угодно больших размеров частота таких колебаний есть $\sqrt{n} \omega$ или $\sqrt{1-n} \omega$. Если же размеры камеры конечны, поле пучка изменяется и появляется сила, пропорциональная току в пучке и отклонению центра тяжести пучка от положения равновесия. Эта сила сдвигает частоту когерентных колебаний /9/, что может привести к возникновению параметрического резонанса, аналогично п.1. В таблице приведен результат для той же геометрии камеры и пучка, что и в п.2.

4. Пусть проводящее покрытие камеры обладает конечной проводимостью, а железо магнита шихтовано (толщина листа d , зазор между листами δ). Если в пучке возникает по какой-то причине волна когерентного возмущения, то изменение полей пучка из-за

потерь в стенках камеры и шихтованном железе не будет синфазно с волной возмущения. В результате амплитуда волны таких когерентных колебаний возрастает. Неустойчивость стабилизируется при достаточно большом разбросе скоростей частиц затуханием Ландау.

Приведенный в таблице результат /10/ получен для бесконечно широких шихтованных полюсов и пучка, имеющего в поперечном сечении форму эллипса. Случай $|\mu| \ll 1$ относится к камере, ограниченной крышками с проводящим покрытием, которое препятствует проникновению полей волны возмущения в железо магнита. Результат /10/ для этого случая совпадает с результатом работы /10а/.

5. В присутствии ионов в кольцевом пучке электронов могут возбуждаться когерентные колебания под действием сил притяжения со стороны кольца малоподвижных ионов. Возникающие при этом неустойчивости разобраны в работе /11/.

6. Вопрос продольных неустойчивостей, возникающих в пучке электронов в присутствии ионов также связан с когерентными эффектами и разобран в работе /12/.

7. Эффект "отрицательной массы" /13/ возникает в кольцевых ускорителях из-за того, что эффективная масса частицы

$$m_{\text{эфф}} = (\omega R^2 \frac{dm}{dE})^{-1} = - \frac{1-n}{1-\frac{1-n}{\gamma^2}} \gamma m = - \frac{1-n}{1-\left(\frac{E_{\text{кр}}}{E}\right)^2}$$

становится отрицательной, когда энергия частиц превышает критическую:

$$E > E_{\text{кр}} = mc^2 \sqrt{1-n}$$

Для $n \sim 0,5$, $E_{\text{кр}} \sim 350$ кэВ.

Неустойчивость "отрицательной массы" стабилизируется затуханием Ландау при достаточно большом разбросе скоростей. Приведенный в таблице результат отличается от полученного в /13/, т.к. нами в качестве показателя спада поля взято $n_{\text{эфф}}$, учитывающее влияние поперечного поля пучка на частоту обращения частиц.

Т а б л и ц а

обзора неустойчивостей кольцевого пучка электронов
в циклическом ускорителе с "мягкой" фокусировкой

Вид неустойчивости

Предельный ток
в единицах $mc^3/e = 17000 \text{ A}$

1. Параметрический резонанс в присутствии пространственного заряда пучка

$$\frac{n - n_{\text{рез}}}{4} \beta^3 \gamma^3 \frac{\rho(a+b)}{R^2} ;$$

2. То же - с учётом отражений в стенках и полюсах магнита некогерентные колебания

$$\frac{n - n_{\text{рез}}}{4} \beta \gamma \frac{b(a+b)}{R^2} \cdot \frac{1}{\frac{1}{\beta^2 \gamma^2} + \frac{\pi^2 b(a+b)}{48 \beta^2 h^2}}$$

3. То же - когерентные колебания

$$\frac{n - n_{\text{рез}}}{4} \beta^3 \gamma \left(\frac{g}{R} \right)^2 \frac{16}{\pi^2 \left[\beta^2 + \left(\frac{g}{h} \right)^2 \right]}$$

$$\frac{\sqrt{n}}{2} \left(1 - \frac{1-n}{\gamma^2} \right) \beta^3 \gamma^3 \frac{a_s b(a+b)}{R^3} (kR) F^{-1}$$

4. Диссипативная поперечная неустойчивость

где

$$F = \begin{cases} 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\pi \gamma}{2g} \right)^2 (2 + \beta^2) b(a+b) , \\ 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\pi \gamma}{2g} \right)^2 b(a+b) , \\ 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{\pi}{2h} \right)^2 b(a+b) , \end{cases}$$

5. Поперечная плазменная неустойчивость

$$\frac{Q^2}{2\alpha} \beta^3 \gamma^3 \frac{\rho(a+b)}{R^2} \text{ при } \xi < 1$$

$$\frac{Q^{1/6}}{4} \left(\frac{\gamma}{\alpha} \right)^{2/3} \beta^3 \cdot \frac{\rho(a+b)}{R^2} \left(\frac{M}{2m} \right)^{1/3} \xi > 1$$

6. Продольная плазменная неустойчивость

$$\frac{\beta^3 \gamma^3}{4} , \text{ если } k_{\text{min}} > (1 - \beta_{\Phi}^2)^{-1/2}$$

$$\frac{\beta^3 \gamma^3}{2L} , \text{ если } k_{\text{max}} < (1 - \beta_{\Phi}^2)^{-1/2}$$

$$\frac{1}{8L} \sqrt{\frac{M}{m}} \beta \gamma^{3/2} , \text{ если } k_{\text{max}} \ll (1 - \beta_{\Phi}^2)^{-1/2}$$

7. Эффект "отрицательной массы"

$$\frac{(1-n)(1 - \frac{1-n}{\gamma^2})}{1 - \frac{a_s}{a(a+b)g_0} (1 - 2\frac{1-n}{\gamma^2})} \cdot \frac{\beta^3 \gamma^3}{4g_0} \left(\frac{a_s}{R} \right)^2$$

$$\rho = \begin{cases} a & \text{для радиальных колебаний} \\ b & \text{для вертикальных колебаний} \end{cases}$$

$$+ \frac{\pi b(a+b)}{24g^2}$$

$$|\mu| > 1$$

$$|\mu| \sim 1$$

$$|\mu| < 1$$

$$\mu = \frac{\delta + \mu \Delta}{\delta + d} + i \frac{\mu \Delta}{\delta + d}$$

$$\Delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\mu_0 Q}}$$

$$\xi = \frac{\gamma_m}{\alpha_m}$$

$$Q^2 = \begin{cases} n \\ 1 - n \end{cases}$$

ρ - см. п. I

$$\frac{\gamma_m^3 N_1}{M N_e} < 1$$

$$\left(\frac{\gamma_m}{M}\right)^{1/3} < \frac{2}{\gamma - 1}$$

$$\gamma > \left(\frac{M}{4m}\right)^{1/3}$$

$$L = \ln(k\rho_{\max} \sqrt{(1 - \beta_{\phi}^2)})$$

ρ - см. п. I

$$g_0 = 1 + 21n \frac{4h}{\pi a}$$

если $a = b$

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, А.А.Наумов. Симпозиум CERN , Женева, 1956.
2. И.М.Самойлов, А.А.Соколов. ЖТФ 34, №6 (1964) , 1057.
3. Е.А.Абрамян, Г.И.Будкер, Г.Б.Глаголев, А.А.Наумов, ЖТФ 35, № 4 (1965), 605.
4. Г.И.Будкер и сотр. - в кн. "Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963), Атомиздат 1964 г., стр.1065.
5. Г.И.Будкер и сотр. - в кн. "Доклады Всесоюзного совещания по ускорителям со встречными пучками и физике частиц сверхвысоких энергий", Новосибирск, 1963 г., стр.165.
6. С.Б.Горячев, И.Н.Мешков, АЭ 21, № 1 (1966), 43; препринт ИЯФ (1965).
7. С.В.Стародубцев, А.М.Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество, изд.АН УзССР, Ташкент, 1962.
Л.М.Бояршинов - АЭ 21, № 1 (1966), 42.
П.Я.Глазунов, В.Г.Гугля. ДАН, 159, № 2 (1964), 632.
8. Дж.Ливингуд - Принципы работы циклических ускорителей, ИЛ.
И.М.Капчинский - АЭ 13, № 3 (1962), 235.
9. L.J.Laslett - Proc. of the Brookhaven Summer Study on Storage Rings, Accelerators and Experimentation at Super-High Energies (BNL - 7534, 1963), 324.
10. В.В.Мазепус, Б.В.Чириков - АЭ 20, №4 (1966), 340
- 10а. L.J.Laslett, V.K.Neil, A.M.Sessler - Rev.Sci.Instr. 36, № 4 (1965), 436.
11. Б.В.Чириков - АЭ 19, № 3 (1965), 239.
12. Г.И.Будкер - АЭ № 5 (1956), 9.
13. К.Нильсен, Э.Сесслер, К.Саймон - Proc.Intern.Conf.on High Energy Accelerators and Instrumentation (CERN , 1959), 239; перевод в сб. "Накопление релятивистских частиц" (Госатомиздат, 1963), 133.

О г л а в л е н и е

	стр.
Список обозначений.	3
Часть I. Теория бетатрона со спиральным накоплением	5
§ I.1. Процесс накопления	6
шаг спирали.	7
время накопления	7
бетатронные колебания.	8
§ I.2. Процесс стягивания (ускорения)	10
радиус стягивания.	10
закон 2:I.	13
ширина пучка в стягивании.	13
точность включения цепей питания	14
энергия частиц	14
§ I.3. Предельные токи.	15
Таблица неустойчивостей кольцевого пучка электронов	
Часть II. Эксперименты по осуществлению внешней инжекции в бетатрон Б-3	18
§ 2.1. Эксперименты по накоплению	20
методика эксперимента.	20
результаты	23
§ 2.2. Эксперименты по стягиванию. Цепи питания	29
§ 2.3. Эксперименты по стягиванию. Методика и результаты	32
сброс на пробник	32
γ - датчик	32
регистратор света.	32
широкополосный пикап-электрод.	34
результаты	
Приложение. Обзор неустойчивостей кольцевого пучка электронов в циклическом ускорителе с "мягкой" фокусировкой.	41
Литература	48

