

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

9-87-223

**В.С.Александров, Н.Ю.Казаринов, В.О.Нефедьев,
А.С.Щеулин, Б.Г.Шинов**

**О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ
ИНЖЕКЦИИ ПУЧКА В АДГЕЗАТОР
КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ**

1987

Требование азимутальной устойчивости электронного кольца в адгезаторе коллективного ускорителя^{/1/} приводит к необходимости захвата пучка с максимально возможным энергетическим разбросом при заданной апертуре вакуумной камеры (с учетом расположенных в ней устройств системы инжекции). В^{/2/} было показано, что при однооборотной системе инжекции с гашением когерентных радиальных колебаний соответствующим выбором градиента поля корректора траектории можно реализовать режим полностью согласованной инжекции. При этом вначале пучок должен иметь эллиптическое сечение с определенными углами разлета, что не может быть реализовано в осесимметричном канале транспортировки СИЛУНД-20 — адгезатор^{/3/}. Целью настоящей работы является выбор параметров системы инжекции, осуществляющей режим захвата, близкий к согласованному, без наложения жестких требований на размеры инжектируемого пучка.

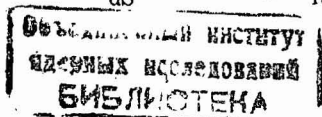
РОСТ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА

Разброс частиц по импульсам продольного движения обуславливает и разброс по частотам бетатронных колебаний в слабофокусирующем магнитном поле. Это приводит к "перемешиванию" частиц на фазовых плоскостях поперечного движения. Наличие начальных колебаний либо огибающей, либо центра масс пучка влечет за собой рост эмиттанса. За характерные времена перемешивания $\tau_{x,z} \approx 1/\Delta\omega_{x,z}$ ($\Delta\omega_{x,z}$ — разбросы частот колебаний в R- и z-направлениях соответственно) значения эмиттансов $\epsilon_{x,z}$ выходят на стационарные значения, превышающее начальные^{/4/}.

Таким образом, задача о выборе системы инжекции для получения плотных стационарных кольцевых пучков с заданным импульсным (энергетическим) разбросом сводится к минимизации роста эмиттансов в процессе захвата. Для поиска соответствующих условий воспользуемся методом моментов функции распределения.

Система уравнений, описывающая поведение моментов второго порядка функции распределения, получена в^{/4/}. Для радиального движения система имеет вид:

$$\frac{d\overline{x^2}}{dS} = 2\overline{xx'}; \quad \frac{d\overline{xx'}}{dS} = \overline{x'^2}k_x^2 + \frac{1}{R} \frac{\overline{x\Delta p}}{p},$$



$$\frac{d\overline{x'^2}}{dS} = -2k_x^2 \overline{xx'} + \frac{2}{R} \frac{\overline{x'\Delta p}}{p}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dS} \frac{\overline{x\Delta p}}{p} = -k_x^2 \frac{\overline{x\Delta p}}{p} + \frac{1}{R} \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2,$$

$$\frac{d}{dS} \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2 = 0.$$

Здесь $S = R\theta$ (θ — азимутальный угол, R — радиус орбиты); $k_x^2 = \frac{1}{R} Q_x^2$ (Q_x — частота бетатронных колебаний). Черта над величиной означает усреднение с функцией распределения частиц в пучке. Уравнения для среднеквадратичных величин, связанных с аксиальным уравнением,

сводятся к (1) заменой x на z (при $(\frac{\overline{\Delta p}}{p})^2 = 0$).

Следуя /2/, воспользуемся дисперсионной функцией $\psi = \frac{\overline{x\Delta p}}{p} / (\frac{\overline{\Delta p}}{p})^2$,

удовлетворяющей стандартному уравнению /5/:

$$\frac{d^2\psi}{dS^2} + k_x^2 \psi = \frac{1}{R}. \quad (2)$$

Отличительным свойством системы (1) является то, что ее решение для размера пучка в любой момент времени может быть представлено в виде

$$\overline{x^2} = \overline{x_0^2} + \overline{x_c^2}, \quad (3)$$

где $\overline{x_0^2}$ — квадрат бетатронного размера пучка, обусловленного эмиттансом:

$$\overline{x_0^2} = C_1 + C_2 \cos 2Q_x \theta + C_3 \sin 2Q_x \theta,$$

$$C_1 = \frac{1}{2} \left(\overline{x_{06}^2} + \frac{R^2 \overline{x_{06}'^2}}{Q_x^2} \right),$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \left(\overline{x_{06}^2} - \frac{R^2 \overline{x_{06}'^2}}{Q_x^2} \right),$$

$$C_3 = \frac{R}{Q_x} \overline{x_{06} x_{06}'},$$

(4a)

а $\overline{x_c^2}$ — квадрат синхротронного размера, связанного с импульсным разбросом:

$$\overline{x_c^2}(\theta) = \psi^2(\theta) \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2,$$

$$\psi(\theta) = \psi_0 \cos Q_x \theta + \frac{R \psi_0'}{Q_x} \sin Q_x \theta + \psi_c (1 - \cos Q_x \theta), \quad (46)$$

$\psi_c = \frac{R}{Q_x^2}$ — согласованное значение дисперсионной функции.

Подставляя (4a,б) в (3) и выделяя часть, не зависящую явно от времени (угла θ), получим

$$\overline{x^2} = \frac{1}{2} \left(\overline{x_{06}^2} + \frac{R^2 \overline{x_{06}'^2}}{Q_x^2} \right) + (\psi - \psi_c)^2 \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2 + \frac{R^2 \psi_0'^2}{Q_x^2} \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2 + \psi_c^2 \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2 + \overline{x_c^2}. \quad (5a)$$

Аналогично для квадрата среднеквадратичного угла имеем

$$\overline{x'^2} = \frac{1}{2} \frac{Q_x^2}{R^2} \left(\overline{x_{06}^2} + \frac{R^2 \overline{x_{06}'^2}}{Q_x^2} \right) + (\psi - \psi_c)^2 \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2 + \frac{R^2 \psi_0'^2}{Q_x^2} \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2 + \overline{x_c'^2}. \quad (56)$$

Волнистая черта означает осциллирующую функцию угла θ .

В формулах для $\overline{x^2}$ и $\overline{x'^2}$ выражение в скобках с точностью до постоянного множителя совпадает с полной энергией радиальных колебаний частиц в пучке и сохраняется в процессе перемешивания. В (5a) величина $\psi_c^2 \left(\frac{\overline{\Delta p}}{p} \right)^2$ представляет собой квадрат стационарного согласованного синхротронного размера пучка и также сохраняется $(\frac{\overline{\Delta p}}{p})^2 = \text{const}$). Процесс фазового перемешивания приводит к затуханию всех осциллирующих функций азимута, поэтому формулы (5) определяют конечные значения среднеквадратичных параметров пучка.

Рассмотрим теперь изменение эмиттанса. По определению среднеквадратичным эмиттансом ϵ_x является величина:

$$\epsilon_x^2 = \overline{x_0^2 x_0'^2} - (\overline{x_0 x_0'})^2 = (\overline{x^2} - \overline{x_c^2})(\overline{x'^2} - \overline{x_c'^2}) - (\overline{xx'} - \overline{x_c x_c'})^2. \quad (6)$$

В конечном состоянии все величины вида $(\overline{xx'})_k \equiv 0$. Подставляя в (6) выражения (5), получим значение радиального эмиттанса в конечном состоянии:

$$\epsilon_{zk} = \left[\epsilon_{0x}^2 + \frac{1}{4} \epsilon_{0x}^2 \left(\frac{\overline{x_{06}^2}}{x_{\text{согл}}^2} - \frac{\overline{x_{06}'^2}}{x_{\text{согл}}'^2} \right)^2 + \frac{1}{4} (\overline{x_{06}'^2})^2 \right]^{1/2} + \frac{Q_x}{2R} [(\psi_0 - \psi_c)^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 + \frac{R^2 \psi_0'^2}{Q_x^2} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2] \quad (7a)$$

Для конечного аксиального эмиттанса имеем:

$$\epsilon_{zk} = \left[\epsilon_{0z}^2 + \frac{1}{4} \epsilon_{0z}^2 \left(\frac{\overline{z_{06}^2}}{z_{\text{согл}}^2} - \frac{\overline{z_{06}'^2}}{z_{\text{согл}}'^2} \right)^2 + \frac{1}{4} (\overline{z_{06}'^2})^2 \right]^{1/2} \quad (7b)$$

Здесь: $\overline{x_{\text{согл}}^2} = \frac{R \epsilon_{0x}}{Q_x}$, $\overline{x_{\text{согл}}'^2} = \frac{Q_x \epsilon_{0x}}{R}$, $\overline{z_{\text{согл}}^2} = \frac{R \epsilon_{0z}}{Q_z}$, $\overline{z_{\text{согл}}'^2} = \frac{Q_z \epsilon_{0z}}{R}$

— согласованные значения параметров пучка для начальных эмиттансов ϵ_{0x} и ϵ_{0z} .

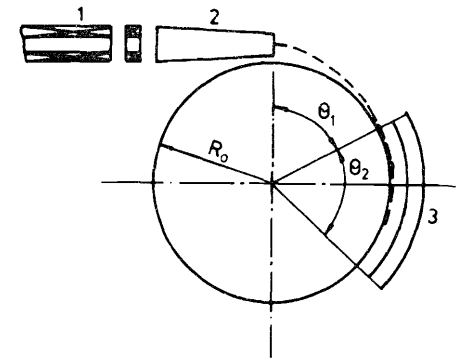
Из выражений (7a,б) видно, что любые начальные рассогласования пучка приводят к росту эмиттансов пучка. Например, отсутствие начальной корреляции между поперечными координатами и продольными импульсами частиц в пучке ($\psi_0 = \psi_0' = 0$) при согласованном бетатронном размере влечет за собой возрастание радиального эмиттанса на величину $\Delta \epsilon_x \approx 40 \pi \text{ мрад} \cdot \text{см}$ для $\Delta p/p = 4 \cdot 10^{-2}$ (радиус $R = 35 \text{ см}$ и $Q = 0,9$ соответствуют параметрам адгезатора КУТИ-20^{1/1}). Акцептанс вакуумной камеры составляет при этом $\sim 30 \pi \text{ мрад} \cdot \text{см}$ (с учетом устройств инжекции)^{2/2}. В этом случае при захвате будут теряться частицы с большими отклонениями энергии от равновесной.

ВЫБОР ГРАДИЕНТА ПОЛЯ КОРРЕКТОРА ТРАЕКТОРИИ

Принцип работы однооборотной системы инжекции заключается в гашении когерентного радиального импульса вблизи первого узла бетатронных колебаний полем ТЕМ-волны, возбуждаемой в полосковой линии корректора^{1/1} (рис.1). При этом требуемая относительная амплитуда эффективного электрического поля $\overline{E}_R = (E_R + \beta B_z)/V_0$ на радиусе равновесной орбиты R_0 и начальное смещение центра масс $a = R_{\text{инж}} - R_0$ связаны между собой соотношением:

$$\overline{E}_R = - \frac{1}{\beta} \frac{a}{R_0} \frac{\cos Q_x \theta_1}{2 \sin^2(Q_x^2 + \lambda)^{1/2} \theta_2/2}$$

Рис.1. Схема системы инжекции адгезатора КУТИ: 1 — канал транспортировки; 2 — вводное устройство (инфлектор); 3 — корректор траектории.



Здесь $\beta = \bar{v}/c$ — относительная средняя продольная скорость частиц пучка, V_0 — индукция внешнего магнитного поля на радиусе

R_0 , $\lambda = R_0 \frac{d\overline{E}_R}{dR}$ — сдвиг квадратов бетатронных частот в области

корректора ($Q_x^2 \text{ корр} = Q_x^2 + \lambda$, $Q_z^2 \text{ корр} = Q_z^2 - \lambda$). Азимутальные углы $\theta_{1,2}$ показаны на рис.1.

Выражения (5,7,8) для конечных размеров и эмиттансов пучка пригодны для анализа влияния корректора, если индекс 0 отнести к точке выхода из корректора ($\theta = \theta_1 + \theta_2$, рис.1). Параметры пучка, входящие в эти формулы, легко вычисляются решением системы уравнений (1), (2) в области $\theta \leq \theta_1$, $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_1 + \theta_2$ и $\theta \geq \theta_1 + \theta_2$ со шшивкой в граничных точках. При этом конечные значения эмиттансов будут зависеть от условий в точке инжекции и λ .

Оптимальный градиент поля корректора можно выбирать по максимальному значению собственного поля на краю кольца, что при фиксированном числе частиц дает:

$$\left(\frac{\epsilon_{zk} R}{Q_x} + \psi_c^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} + \left(\frac{\epsilon_{zk} R}{Q_z} \right)^{1/2} = \min \quad (8a)$$

Другим критерием является получение максимального коэффициента захвата или минимального радиального размера:

$$\left(\frac{\epsilon_{zk} R}{Q_x} + \psi_c^2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} = \min \quad (8b)$$

Вместо параметра λ для анализа влияния поля корректора, сле-

дую^{2/2}, введем относительный градиент $\eta = \frac{\lambda}{R_0 \overline{E}_R} = \frac{1}{\overline{E}_R} \frac{\partial \overline{E}_R}{\partial R}$. Так как

$E_R < 0$, то при $\lambda > 0$ имеем $\eta < 0$. В точке инжекции примем обычные начальные условия, соответствующие кроссоверу пучка. Для типичных

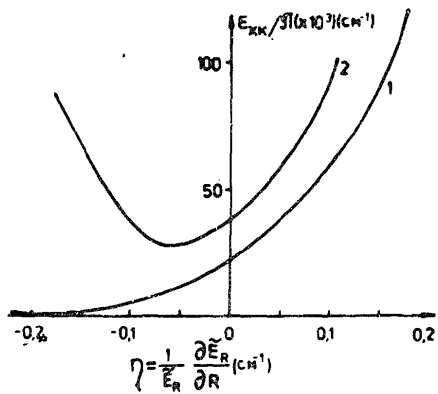


Рис.2. Конечный радиальный эмиттанс пучка с импульсным разбросом $\frac{\Delta p}{p} = 2 \left(\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} = 3 \cdot 10^{-2}$; $1 - \epsilon_{0x} = 0$; $2 - \epsilon_{0x} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

параметров $4\epsilon_{0x} = 4\epsilon_{0z} = 60 \text{ мрад. см}$ и $2 \left(\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right)^{1/2} = 3 \cdot 10^{-2}$ (полные эмиттансы и импульсный разброс) критерии (8а) и (8б) дают близкие значения $\eta \approx -0,03 \text{ см}^{-1}$ и $\eta \approx -0,07 \text{ см}^{-1}$ соответственно. Это свидетельствует о том, что при максимальном коэффициенте захвата не будет происходить большого роста аксиального размера. На рис.2,3 приведены результаты расчета конечных эмиттансов. Видно, что при $\eta > 0$ наблюдается резкий рост радиального эмиттанса пучка за счет рассогласования по ψ — функции (кривая 1 рис.2). Рост ϵ_{zk} при $\eta \lesssim -0,1 \text{ см}^{-1}$ связан с тем, что начальное условие $\overline{x\dot{x}'} = 0$ не является оптимальным для корректора с неоднородным полем. Аксиальный размер слабо зависит от градиента \tilde{E}_R в диапазоне $-0,1 \text{ см}^{-1} \lesssim \eta \lesssim 0,15 \text{ см}^{-1}$ $[(z_k^2)^{1/2} \sim \sqrt{\epsilon_{zk}}]$.

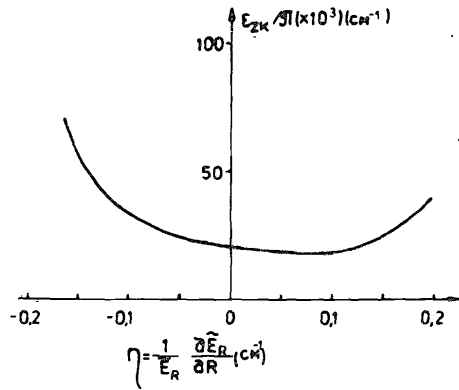


Рис.3. Рост аксиального эмиттанса пучка. $\epsilon_{0z} = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАХВАТА

Процесс захвата для различных вариантов корректора моделировался численно методом крупных частиц. Внешнее магнитное поле вычислялось для конкретных катушек I ступени сжатия адгезатора. Поле корректора либо задавалось модельным образом в виде $E_R(R) = E_0(1 + \eta(R - R_0))$, либо рассчитывалось численно для геометрий, показанных

на рис.4., путем решения уравнения Лапласа в заданных граничных условиях методом конечных элементов^{6/}. При анализе захвата для уменьшения счетного времени расчетные зависимости $E_R(R)$ аппроксимировались аналитическими функциями. На рис.5. приведены распределения поля корректора, полученные численно (1,1'), и их приближения интерполяционными функциями (2,2') соответственно. Зависимость $E_R(\theta)$ не анализировалась и задавалась в виде ступенчатой функции.

В точке инжекции фазовый объем задавался в виде правильного эллипса с близкими к гауссовским распределениями по координатам и скоростям при максимальных размерах $x_{\text{max}} = z_{\text{max}} = 2 \text{ см}$. В каждом узле размещалось по 3 частицы с энергиями γ_0 и $\gamma_0 \pm \Delta\gamma$ (γ — лоренц-фактор). Таким образом, в расчетах, как правило, использовалось $11 \times 3 = 33$ частицы при моделировании радиального движения. Для анализа аксиального размера энергетический разброс не вводился, и рассматривалось поведение 11 частиц. Дальнейшее увеличение числа частиц не оказывало существенного (>5%) влияния на результаты расчетов. В расчетах использовалась стандартная система уравнений движения частиц в азимутально-симметричных полях, преобразованная к виду^{9/}:

$$u_R = \frac{c}{\gamma R} u_\theta^2 + \frac{e}{mc\gamma} u_\theta B + \frac{e}{mc} E_R,$$

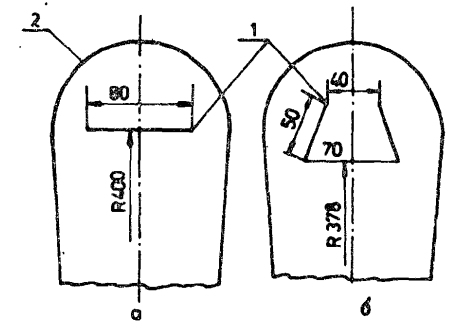


Рис.4. Варианты высоковольтных электродов корректора: 1 — электроды; 2 — металлическая вакуумная камера.

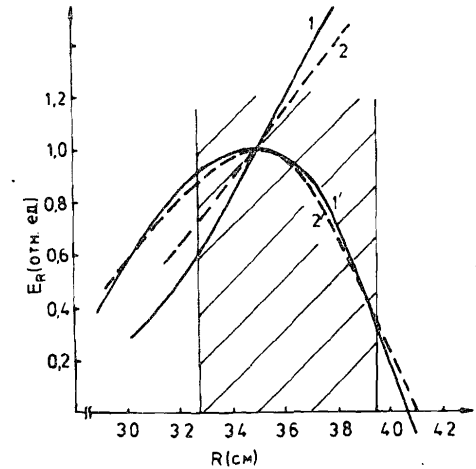


Рис.5. Распределение $E_R(R)$ для электрода рис.4а (1,2); 1',2' — $E_R(R)$ для электрода рис.4б. Затененная область — зона, занимаемая пучком (численное моделирование).

$$\dot{u}_\theta = -\frac{c}{\gamma R} u_\theta u_R + \frac{e}{mc\gamma} (u_z B_R - u_R B_z) - \frac{e}{mc} E_\theta,$$

$$\dot{u}_z = -\frac{e}{mc\gamma} u_\theta B_R + \frac{e}{mc} E_z,$$

$$\gamma^2 = 1 + u_R^2 + u_\theta^2 + u_z^2.$$

Здесь $u_R = \frac{\dot{R}}{c} \gamma$, $u_z = \frac{\dot{z}}{c} \gamma$, $u_\theta = \frac{\dot{\theta} R}{c} \gamma$ — нормализованные скорости.

Временная диаграмма инъекции приведена на рис.6. Длительность одного оборота 7,3 нс. Геометрия устройств системы захвата (инфлектор, корректор) была заложена в программу, и, если какая-либо частица попадала в зоны, занятые этими устройствами, анализ ее движения

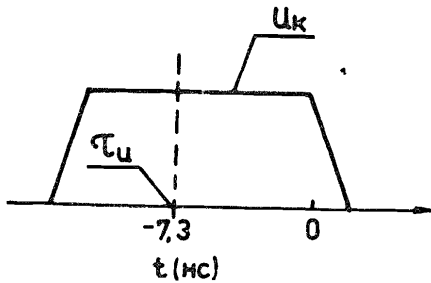
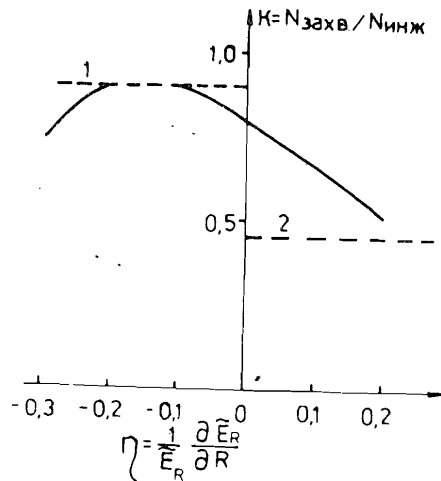


Рис.6. Временная диаграмма инъекции. $\tau_{ин}$ — момент инъекции, U_k — импульс напряжения корректора.

траекторий не выходила за радиус ближайшей к пучку точки инфлектора $R_{и} = 37,5$ см. Для приведенной (рис.6) временной диаграммы это, как правило, происходило на 7-9 оборотах.



Начальное значение эмиттанса выбиралось близким к измеренному /7,8/ и составляло $\epsilon = 60 \pi$ мрад·см (площадь эллипса), а энергетический полуразброс $\Delta\gamma/\gamma = 3 \cdot 10^{-2}$. На рис.7 приведена зависимость коэффициента захвата от градиента поля корректора. В диапазоне $-0,2 \leq \eta \leq -0,1$ он максимален и составляет $\sim 0,9$.

Рис.7. Зависимость коэффициента захвата от градиента поля корректора. 1 — с электродом рис.4б; 2 — с электродом рис.4а.

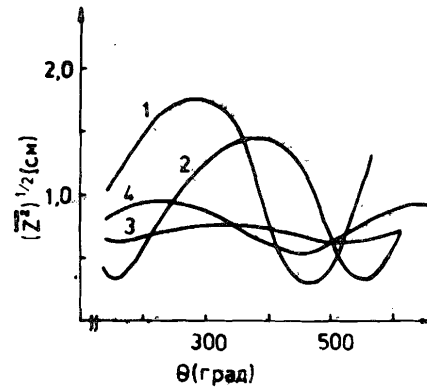


Рис.8. Аксиальные огибающие пучка. 1 — $\eta = -0,2 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\eta = 0,2 \text{ см}^{-1}$; 3 — $\eta = 0$; 4 — корректор с электродом рис.4б.

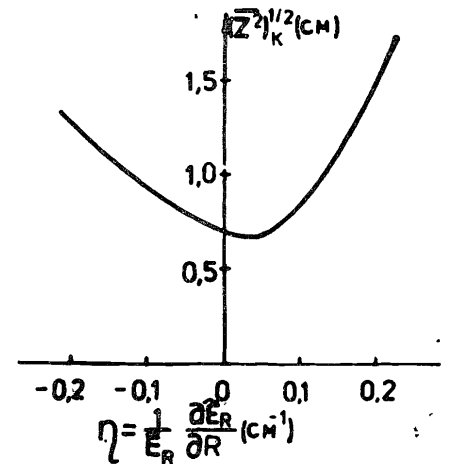


Рис.9. Конечный аксиальный размер кольца (по численному моделированию).

$\eta = -0,2 \text{ см}^{-1}$ соответствует согласованию по синхротронному размеру. При $\eta < -0,2 \text{ см}^{-1}$ растет бетатронный размер и рассогласовывается ψ -функция. На рис.8,9 показаны поведение среднеквадратичного аксиального размера для различных η и $(\bar{z}^2)^{1/2} = f(\eta)$. В диапазоне $-0,1 \text{ см} \leq \eta \leq 0,1 \text{ см}^{-1}$, как ожидалось из аналитических оценок, колебания аксиальной огибающей невелики, а конечный размер слабо зависит от градиента поля корректора. Численный анализ процесса захвата приводит к величине $\eta_{\text{опт.}} \approx -0,1 \text{ см}^{-1}$.

ВЫВОДЫ

1. Получены выражения для эмиттанса пучка в конце процесса фазового перемешивания. Показано, что отсутствие согласования дисперсионной функции ведет к значительному увеличению радиального эмиттанса.

2. Выбором градиента поля корректора можно минимизировать рост эмиттансов.

3. Корректор с электродом в виде двух наклонных пластин, дающий в области, занятой пучком, спадающее по радиусу поле, близок к оптимальному и дает расчетный коэффициент захвата 0,9 для параметров пучка, близких к экспериментально измеренным.

4. Численный анализ движения крупных частиц в полях, близких к реальным, и аналитические расчеты конечных состояний на основе метода моментов функции распределения для сопоставимых параметров пучка приводят к хорошо согласующимся результатам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
2. Казаринов Н.Ю., Шеулин А.С. ОИЯИ, Р9-83-920, Дубна, 1983.
3. Александров В.С. и др. ОИЯИ Р9-83-613, Дубна, 1983.
4. Kazarinov N.Yu., Perelstein E.A., Shevtsov V.P. Particle Accelerators, 1980, v.10, pp.33-47.
5. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. М.: Мир, 1968.
6. Kondar A., Silvester P. Computer Physics Comm., 1973, 5, p.437-455.
7. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ Р9-86-290, Дубна, 1986.
8. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ Р9-83-307, Дубна, 1983.
9. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц, М.: Атомиздат, 1970, с.33.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов, Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
D3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1987 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Александров В.С. и др.
О выборе параметров системы инжекции пучка
в адгезатор коллективного ускорителя

9-87-223

Рассмотрена возможность однооборотной инжекции, близкой к согласованной. Показано, что выбором градиента электромагнитного поля корректора можно минимизировать рост эмиттанса пучка в процессе фазового перемешивания без наложения жестких требований на профиль сечения инжектируемого пучка. Найдена форма высоковольтного электрода корректора, позволяющая получить требуемое значение градиента. Методом крупных частиц рассчитана зависимость коэффициента захвата от градиента поля корректора. Для выбранной формы электрода коэффициент захвата достигает 90%. Показано, что аналитические оценки с использованием метода моментов функции распределения и расчеты методом крупных частиц удовлетворительно согласуются между собой.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Aleksandrov V.S. et al.
The Parameters Choosing of the Beam Injection System into the
ADGEZATOR of the Collective Accelerator

9-87-223

The possibility of one-turn close to matched injection is considered. It is shown that by selection of electromagnetic field gradient in corrector the beam emittance growth in the course of phase stirring without stringent requirements covering on the cross-section profile of the injected beam can be minimized. The shape of the corrector high-voltage electrode permitting to obtain the necessary gradient value is found. The capture factor dependence on the corrector field gradient is calculated with help of the large particles method. The capture factor achieves 90% for chosen form of the electrode. It is shown that analytical estimations using the distribution function moments method and numerical calculations by large particles method are in satisfactorily agreement with one another.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987