

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

B 493

P9-87-869

**Ю.Б.Виноградов, Б.Н.Гикал, Г.Г.Гульбемян,
Д.И.Калчев**

**РАСЧЕТ СИСТЕМЫ
АКСИАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ ИОНОВ
В ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН У-200**

1987

ВВЕДЕНИЕ

В основу проектирования системы аксиальной инжекции ионов в циклотрон У-200 ^{1/} был положен расчет динамики движения пучка в продольном магнитном и скрещенных магнитном и электрическом полях с учетом измеренного рассеянного поля ярма магнита. На рис.1 представлена схема оптической системы аксиальной инжекции ^{2/}. В качестве ионного источника был взят источник с эмиттансом пучка $1000 \div 1500$ мм мрад., что допускает использование ВЧ-источника, дуоплазмотрона, ECR- и PIG-источников.

Для фокусировки пучка были выбраны соленоиды (ФС1, ФС2) и магнитные линзы соленоидального типа (МЛ1, МЛ2). Отказ от магнитных квадрупольных линз обусловлен тем, что величина поперечной компоненты их фокусирующего поля — одного порядка с рассеянным полем от ярма магнита. Линзы Венцеля имеют лишь 40% эффективной апертуры, остальная часть вносит большую дисперсию в пучок.

Из известных четырех типов инфлекторов:

- электростатическое "зеркало" ^{3/};
- гиперболический инфлектор ^{4/};
- параболический ^{4/};
- спиральный ^{5/};

выбран электростатический инфлектор, или "зеркало". По сравнению с другими инфлекторами он отличается простотой конструкции и удобством в эксплуатации.

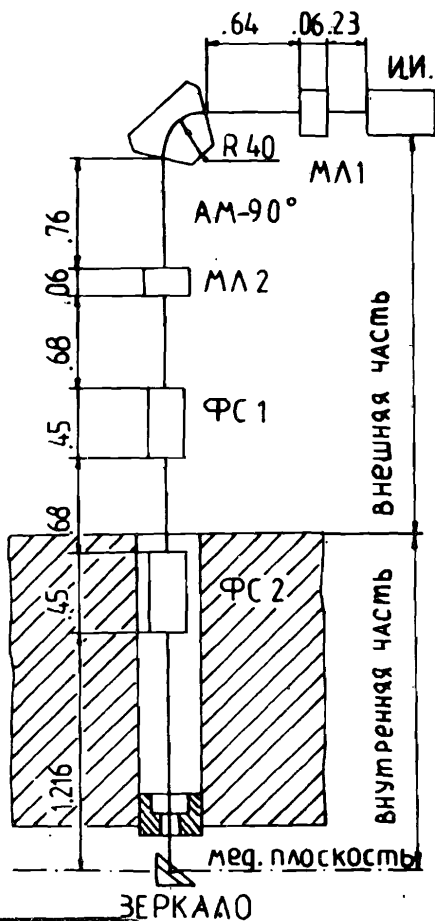


Рис. 1. Схема системы аксиальной инжекции ионов в циклотрон У-200.

В будущем рассматривается возможность использования спирального инфлектора ввиду меньшего напряжения на электродах. Гиперболический инфлектор обладает дополнительным преимуществом по отношению к фазовому движению: при прохождении пучка ионов через него отсутствует смешивание между поперечными фазовыми подпространствами, эффективный эмиттанс вследствие этого не увеличивается, и значительно проще достигается согласование эмиттанса пучка с аксептансом циклотрона. Однако применение такого инфлектора требует смещения оси тракта от вертикальной оси циклотрона, для У-200 — около 8 см, что конструктивно выполнить в данном случае невозможно.

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

При расчете аксиальной инъекции пучка заряженных частиц (тестовая частица ${}^4\text{He}^{1+}$) в циклотрон основными требованиями и исходными данными являлись:

- симметричный пучок на выходе из ионного источника с эмиттансами $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 313.2\pi$ мм мрад;
- ограничение максимальных поперечных размеров пучка по длине всего тракта до магнитной пробки — 60 мм (диаметр ионопровода 65 мм);
- ограничение размеров пучка в магнитной пробке — $20 \div 25$ мм;
- диаметр пучка на входе в инфлектор не больше $6 \div 8$ мм;
- поперечные размеры на входе в пулер: горизонтальный — менее 5 мм, вертикальный — менее 10 мм;
- обеспечение минимального возрастания эффективного эмиттанса.

Для сохранения траектории движения через инфлектор для ионов с разным отношением массы к заряду ($A/z = 2,8 \div 5$) требуется, чтобы ларморовский радиус ρ в поле B_0 не изменялся:

$$\rho = \frac{P_0}{z e B_0} = \sqrt{\frac{2U_{\text{инж}} \cdot A/z}{e/m_0}} \cdot \frac{1}{B_0} = \text{const}, \quad (1)$$

B_0 — магнитное поле в центре циклотрона; P_0 — импульс иона; $z e$ и $A m_0$ — заряд и масса иона; $U_{\text{инж}}$ — напряжение инъекции.

Выбор напряжения инъекции является компромиссом между стремлением увеличить $U_{\text{инж}}$ для большей эффективности трассировки пучка по каналу инъекции и техническими возможностями ионооптической системы и инфлектора. Обычно максимальное напряжение инъекции выбирается равным $0,2-0,3 U_d$ (от амплитудного напряжения на дуантах), что обусловлено условием центровки орбит на первых радиусах ускорения и типа используемого инфлектора. Принимая ($U_{\text{инж}} = 20$ кВ, получаем следующие параметры для всего диапазона ускоряемых ионов:

$$\begin{aligned} A/z &= 2,8 \div 5; \\ B_0 &= 19,4 \div 19,8 \text{ кГс}; \\ \rho &= 1,74 \text{ см} = \text{const}; \\ U_{\text{инж}} &= 19,6 \div 11,5 \text{ кВ}; \\ B_0 \cdot \rho &= 33,8 \div 34,5 \text{ кГс см}; \\ P_0 / z &= 10,13 \div 10,34 \text{ МэВ/с}^{-1}. \end{aligned}$$

СИСТЕМА ТРАНСПОРТИРОВКИ

Она состоит из двух частей: 1 часть — внешняя (вне ярма магнита), 2 часть — внутри ярма (см. рис. 1).

На рис. 2 показано измеренное распределение аксиальной компоненты B_z рассеянного магнитного поля в отверстии ярма магнита при $B_0 = 19,7$ кГс ($A/z = 4$). Фокусирующее действие данного поля показано на рис. 3. При расчетах, проведенных по программе "TRANSPORT" /8/, движение пучка рассматривалось от медианной плоскости до верхней границы ярма магнита с целью определения оптимального места для размещения дополнительных фокусирующих элементов. При этом начальный эмиттанс был взят исходя из требований к пучку на входе в инфлектор; аппроксимированное рассеянное поле вводилось в программу в виде 59 ступенек.

При движении в продольном магнитном поле длина волны осцилляции оболочки пучка оценивается по формуле /3/ :

$$\lambda B_z = 2\pi(B_0 \cdot \rho), \quad (2)$$

$B_0 \cdot \rho$ — магнитная жесткость пучка. Таким образом, можно предварительно выбрать эффективную длину (λ) оптимального соленоида и необходимое значение магнитного поля в нем. На рис. 3 показано действие двух соленоидов с различными уровнями магнитных полей.

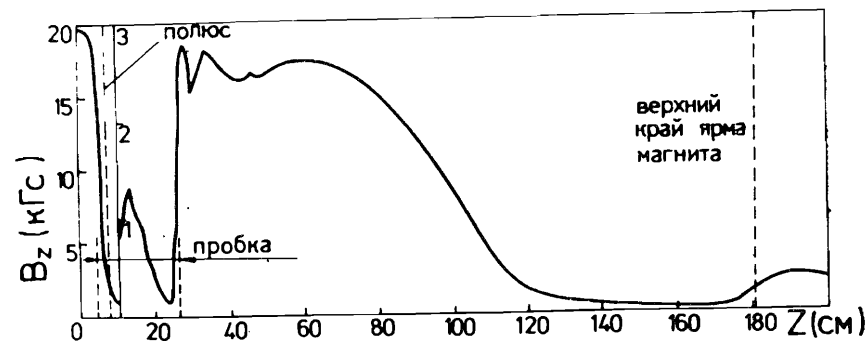


Рис. 2. Распределение аксиальной компоненты B_z рассеянного магнитного поля в отверстии ярма магнита при $B_0 = 19,7$ кГс.

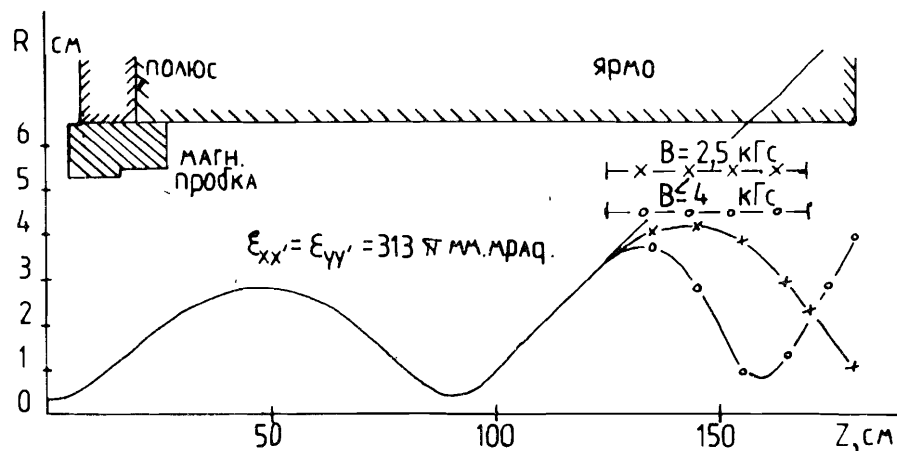


Рис. 3. Движение огибающей пучка от медианной плоскости в рассеянном магнитном поле ядра магнита и при дополнительных фокусирующих соленоидах.

Внешняя часть системы транспортировки от ионного источника до ядра магнита обеспечивает выполнение всех требований к качеству пучка, перечисленных выше. Цилиндрическая магнитная линза (МЛ1) формирует на входе в анализирующий магнит (АМ-90) параллельный пучок. Угол скоса боковых полюсных поверхностей АМ-90 оптимизирован с точки зрения обеспечения минимальной несимметричности во взаимоперпендикулярных поперечных фазовых подпространствах (x, P_x) и (y, P_y). Цилиндрическая магнитная линза (МЛ2) и соленоид (ФС1) обеспечивают фокусировку пучка до входа в ядро, далее фокусировка обеспечивается соленоидом (ФС2) и рассеянным магнитным полем (рис.4).

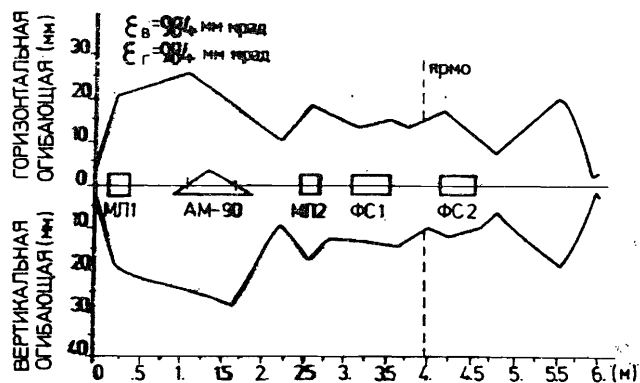


Рис. 4. Движение огибающей пучка от ионного источника до входа в пулер.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО

Параметры зеркала выбраны на основе анализа работы [3], в которой уравнения движения ионов в электростатическом поле зеркала $E = (0, E \sin \alpha, E \cos \alpha)$ и магнитном поле циклотрона $B = (0, 0, B_0)$ записаны в виде:

$$\begin{aligned} \ddot{X} &= -\dot{Y} \\ \ddot{Y} &= (E/(\omega B_0 \rho)) \sin \alpha + \dot{X} \\ \ddot{Z} &= (E/(\omega B_0 \rho)) \cos \alpha \end{aligned} \quad (3)$$

α — угол наклона сетки к медианной плоскости (рис. 5).

В качестве независимой переменной выбрано безразмерное время $\tau = \omega t$ (ω — циклотронная частота в поле B_0) и введены безразмерные координаты и импульсы:

$$X = x/\rho, \quad Y = y/\rho, \quad Z = z/\rho, \quad \dot{X} = P_x/P_0, \quad \dot{Y} = P_y/P_0, \quad \dot{Z} = P_z/P_0$$

(P_0 — импульс иона). Центральная траектория удовлетворяет начальным условиям в точке выхода:

$$X_0 = Y_0 = 0, \quad \dot{X}_0 = \dot{Y}_0 = 0, \quad Z_0 = Z_d, \quad \dot{Z}_0 = -1, \quad (4)$$

и условиям инжекции в медианную плоскость в точке ее пересечения с решеткой зеркала:

$$Z(\tau = \tau_d) = 0, \quad \dot{Z}(\tau = \tau_d) = 0, \quad (5)$$

$$Z_d = Y(\tau = \tau_d) \operatorname{tg} \alpha,$$

где τ_d — время движения через инфлектор по центральной траектории.

Система (3) легко интегрируется, и подставляя условия (4,5), в общем решении получаем [3] соотношения между параметрами инфлектора α , τ_d , Z_d :

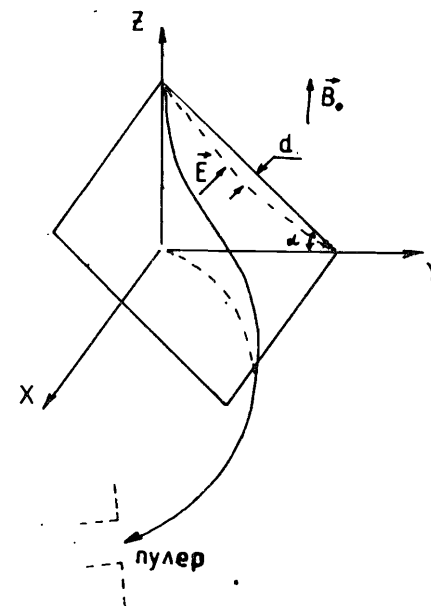


Рис. 5. Центральная траектория в инфлекторе и до входа в пулер.

$$1/2 r_d^2 = \operatorname{tg}^2 \alpha (1 - \sin \tau_d)$$

$$z_d = 1/2 r_d \cdot \rho \quad (6)$$

$$E = \omega B_0 \rho / r_d \cdot 1/\cos \alpha = 2U_{\text{инж}} / (\rho r_d \cos \alpha),$$

где z_d — расстояние от точки входа до медианной плоскости.

Видно, что геометрия инфлектора (величины z_d, r_d) однозначно определяется выбором параметров ρ и α , при этом потенциал инжекции $U_{\text{инж}}$ и напряженность поля E находятся соответственно из (1) и (6) для заданного A/z иона.

В присутствии магнитного поля (r_d не равно 0) имеем всегда $\alpha > 45^\circ$. Большие отклонения α от 45° , а также выбор больших r_d приводят к увеличению геометрических размеров.

С учетом (6) общее решение системы (3):

$$X = \operatorname{tg} \alpha / r_d (\tau - \sin \tau) + X_0 + \sin \tau \dot{X}_0 + (1 - \cos \tau) \dot{Y}_0,$$

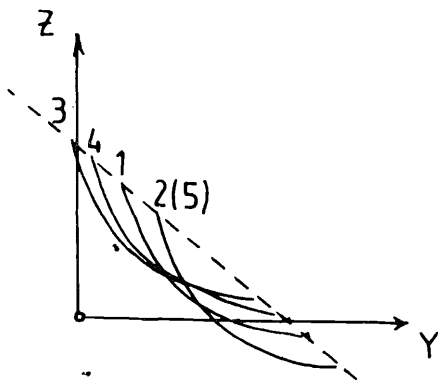
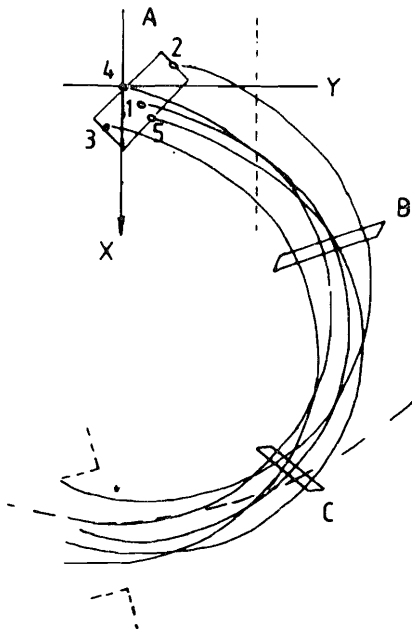
$$Y = \operatorname{tg} \alpha / r_d (1 - \cos \tau) - (1 - \cos \tau) \dot{X}_0 + \dot{Y}_0 + \sin \tau \dot{Y}_0, \quad (7)$$

$$Z = Z_0 + \frac{1}{2} r_d + \dot{Z}_0 \tau + \frac{1}{2} \tau^2 / r_d.$$

Из (7) следует, что при фиксированной геометрии (α и ρ) и при вышеуказанном выборе $U_{\text{инж}}$ и E , траектория не зависит от A/z иона.

Максимальное смещение центральной траектории от плоскости сетки (рис. 6) получается из выражения ^{3/}:

Рис. 6. А, В, С — экспериментально снятые размеры пучка; 1-5 — проекции пяти расчетных траекторий.



$$d = \rho \cos \alpha / 2r \left[-r_M^2 + 2r_d r_M - 2 \operatorname{tg}^2 \alpha (1 - \cos \tau_M) \right], \quad (8)$$

где r_M — момент максимального удаления, который удовлетворяет уравнению:

$$r_M + \operatorname{tg}^2 \alpha \sin \tau_M = r_d.$$

Аналогично, максимальное смещение для иона, вошедшего с начальными условиями $\dot{X}_0, \dot{Y}_0, \Delta P/P_0$:

$$\Delta = d + \rho \cos \alpha \left[\operatorname{tg} \alpha (1 - \cos \tau_M) \dot{X}_0 - \operatorname{tg} \alpha \sin \tau_M \dot{Y}_0 + r_M \frac{\Delta P}{P_0} \right]. \quad (9)$$

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ИНФЛЕКТОРА ДЛЯ У-200

На основе общего решения (7) графически исследовалась произвольная траектория через инфлектор до входа в пулер. В точке выхода из зеркала решение (7) сшивается с окружностью радиуса ρ . При этом координаты сетки задаются уравнением:

$$Z - Z_d = -Y \operatorname{tg} \alpha.$$

В частности, для центральной траектории таким путем можно легко найти координаты точки ее пересечения с плоскостью пулера (рис. 5). Т.к. ρ уже фиксировано, все возможные решения системы уравнений (6) получаются варьированием по оставшейся степени свободы (α или r_d). Результаты для $U_{\text{инж}} = 20$ кВ показаны в таблице.

α град	r_d рад	E кВ/см	D мм	Таблица $\Delta - d$ мм
46,2	1	33	5,8	0,19
46,5	1,1	30	6,3	0,22
46,7	1,2	27	6,8	0,30
47,1	1,3	25	7,3	0,31
47	1,4	24	7,9	0,35
47,7	1,5	23	8,1	0,4
48	1,6	21	8,5	0,5

Для каждого варианта инфлектора приведены угол r_d , пропорциональный геометрическим размерам, расстояние $D = 2d$ между электродами, и величина $\Delta - d$, дающая поперечное смещение от центральной траектории. В рассмотренном примере бралось $\dot{X}_0 = \dot{Y}_0 = 0,1$; $X_0 = Y_0 = Z_0 = 0$.

Все представленные варианты обеспечивают попадание в пулер с точностью до 1 мм. Видно, что уменьшение E приводит к слабому ухудшению оптических свойств ($\Delta - d$ возрастает) и к увеличению геометрических размеров инфлектора. Выбран вариант с $\alpha = 47^\circ$.

Матрица перехода через инфлектор имеет вид ^{/3/}:

$$\begin{bmatrix} X \\ \dot{X} \\ Z \\ \dot{Z} \\ \Delta r \\ \Delta P/P_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\tau_d}{2} & 2 \sin \frac{\tau_d}{2} & \sin \frac{\tau_d}{2} & 0 & 0 & 0 \\ -\sin \frac{\tau_d}{2} & \frac{\cos \tau_d}{\cos \frac{\tau_d}{2}} & \cos \frac{\tau_d}{2} & 0 & 0 & \operatorname{tg} \frac{\tau_d}{2} \\ 0 & 0 & -\operatorname{tg} \alpha & 0 & 0 & -\tau_d \\ 0 & \frac{\operatorname{tg}(\frac{\tau_d}{2})}{\operatorname{tg} \alpha} & 0 & -\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} & 0 & (\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha \cos \frac{\tau_d}{2}} - 1) \\ \sin \frac{\tau_d}{2} & 0 & \operatorname{tg} \alpha - \cos \frac{\tau_d}{2} & -2 \sin \frac{\tau_d}{2} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_0 \\ \dot{X}_0 \\ Y_0 \\ \dot{Y}_0 \\ \Delta r_0 \\ \Delta P/P_0 \end{bmatrix}$$

Подставляя значения параметров $\alpha = 47^\circ$ и $\tau_d = 1,4$ и переходя к единицам программы TRANSPORT, получаем:

$$\begin{bmatrix} x \\ \theta_x \\ y \\ \theta_y \\ \Delta l \\ \Delta P/P_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,765 & 0,002 & 0,64 & 0 & 0 & 0 \\ -368,7 & 0,22 & 437,76 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1,07 & 0 & 0 & -0,0024 \\ 0 & -0,784 & 0 & -0,93 & 0 & 0,217 \\ 0,644 & 0 & 0,309 & -0,002 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ \theta_{x_0} \\ y_0 \\ \theta_{y_0} \\ \Delta l_0 \\ \Delta P/P_0 \end{bmatrix}$$

где координаты x, y измеряются в см; углы θ_x, θ_y — в мрад; Δl — удлинение траектории в см; $\Delta P/P$ — в %.

На рис. 6 показаны экспериментально снятые профили пучка на входе инфлектора (А) и в центральной области циклотрона (В и С) и пять траекторий, рассчитанных по уравнению (7). Пунктиром показана равновесная орбита на радиусе 3,6 см и положение пулера.

ФАЗОВОЕ ДВИЖЕНИЕ

Поведение поперечных вертикального и горизонтального фазовых эллипсов по всему тракту от выхода из ионного источника до выхода инфлектора исследовалось с помощью программы "TRANSPORT".

В данной оптической системе имеет место возрастание эффективного эмиттанса из-за смешивания фазовых подпространств. Возрастание на участке до инфлектора обусловлено движением в продольном магнитном поле, а в зеркале — наличием смешивающих коэффициентов в матрице перехода.

На рис. 7 показано изменение фазовых эллипсов для рабочего варианта системы. Возрастание эмиттансов по всему тракту в продольном магнитном поле составляет около 1%. Различие эмиттансов ϵ_{xx} и ϵ_{yy} на входе в инфлектор объясняется присутствием в тракте поворотного магнита. При расчете налагались условия: фокусы пучка в двух поперечных координатах на входе зеркала, размеры по осям x и y необязательно совпадают; минимальное возрастание эмиттанса в обоих подпространствах.

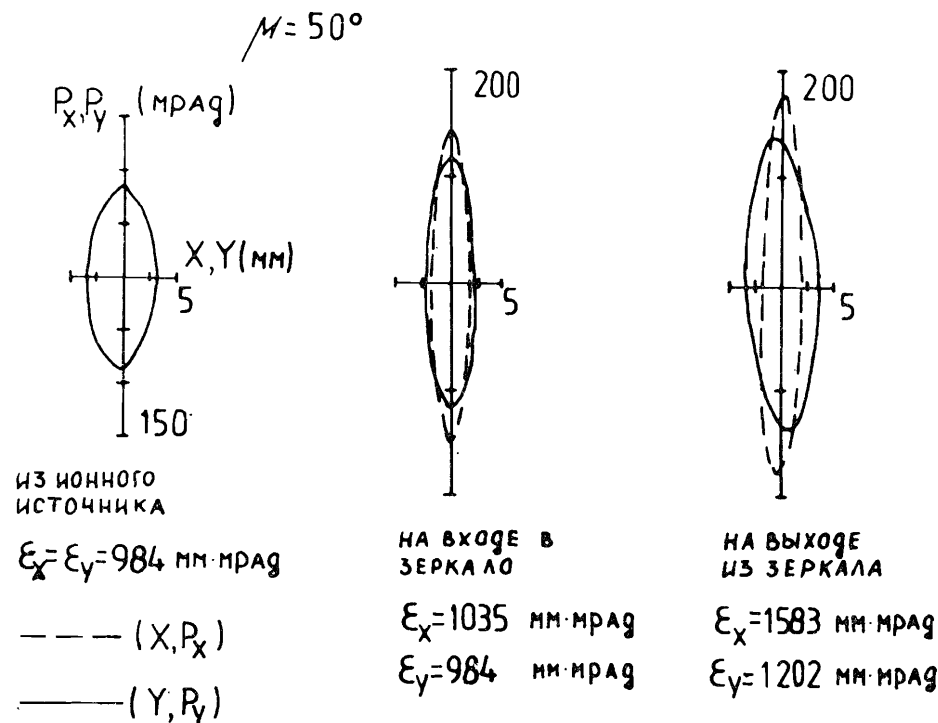


Рис. 7. Возрастание эффективного эмиттанса при $\mu = 50^\circ$.

Контроль за возрастанием эмиттанса осуществляется ^{1/3/} введением полного угла поворота в магнитном поле $B(z)$:

$$\mu = \frac{1}{2} \int \frac{Ze B(z)}{P_0} dz = - \frac{1}{2\rho} \int \frac{B(z)}{B_0} dz.$$

Для фиксированного фазового эллипса на входе системы фазовое пространство на входе инфлектора является периодической функцией μ с периодом π по отношению к фазовой фигуре и $\pi/2$ по отношению к площади. В последнем случае происходит обмен фазовых фигур между плоскостями (x, P_x) и (y, P_y) и смешивание до инфлектора равно нулю. Задача расчёта — минимизировать возрастание эмиттанса по всему тракту посредством изменения магнитного поля в соленоидах и определить соответствующее значение μ в интервале $0 \div \pi/2$.

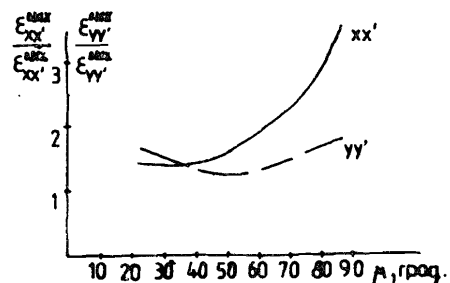


Рис. 8. Зависимость отношения величины эффективного эмиттанса на выходе из инфлектора к величине эмиттанса из ионного источника от μ .

На рис. 8 показан результат оптимизации. Выбранное значение $\mu \approx 50^\circ$ почти совпадает с результатом, полученным в ^{1/3/}, и соответствует минимальному возрастанию эффективных эмиттансов на выходе из инфлектора. Коэффициент возрастания составляет 1,5 для (x, P_x) и 1,2 для (y, P_y) . Заметим, что при использовании гиперболического инфлектора в принципе можно добиться нулевого возрастания эмиттанса по всему тракту, т.к. его матрица перехода не содержит смешивающих коэффициентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гикал Б.Н. и др. ОИЯИ, Р9-83-311, Дубна, 1983.
2. Бехтерев В.В. и др. ОИЯИ, Р9-87-379, Дубна, 1987.
3. Bellomo Q. et al. — Nucl.Instr. and Meth., 1983, 206, 19-46.
4. Muller R.W. — Nucl.Instr. and Meth., 1967, 54, 29-41.
5. Belmont J.L., Pabot J.L. — IEEE Trans.Nucl.Sci., 1966, NS-13, 191.
6. Brown K.L. et al. TRANSPORT-REPORT CERN 73-16, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

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

Виноградов Ю.Б. и др.
Расчет системы аксиальной инжекции ионов
в изохронный циклотрон У-200

P9-87-869

Рассчитана система аксиальной инжекции пучков ионов ($A/z=2,8\div 5$) в изохронный циклотрон У-200. Представлены основные параметры и характеристики. Канал транспортировки, состоящий из соленоидов, магнитных линз и электростатического инфлектора, рассчитан с помощью программы "TRANSPORT". Акцептанс системы имеет полное согласование с эмиттансом пучка 313π мм·мрад (в случае использования PIG-источника). Представлена численная оптимизация параметров инфлектора. Рассчитанная огибающая пучка в центральной области хорошо согласуется с измерениями.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Vinogradov Yu.B. et al.
Calculation of the System for Ion Axial Injection
into U-200 Isochronous Cyclotron

P9-87-869

An axial injection system is calculated for injection of ion beams ($A/z=2.8\div 5$) into the U-200 isochronous cyclotron, its basic performance characteristics are discussed. Conductive tract consisting of solenoids, magnetic lenses and electrostatic mirror are calculated by TRANSPORT program. Acceptance of the system is in good agreement with the beam emittance of 313π mm·mrad (in the case of PIG-source). Numerical optimization of mirror parameters is presented. The calculated beam envelope in the central region agrees well with the measurements.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987