

Д 1966  
171

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

С.Б.Горячев, И.Н.Мешков

## Импульсный инжектор электронов

НОВОСИБИРСК 1965

## А н н о т а ц и я

Описана конструкция импульсного инжектора электронов на энергию 500 кэв с током 2а. Длительность импульса тока регулируется в пределах  $1 \div 1000$  мксек. Для проводки пучка в камеру ускорителя используется электронно-оптический канал. Приводятся расчет движения пучка в канале с учетом влияния пространственного заряда пучка, описание конструкции канала и экспериментов по проводке пучка.

## A b s t r a c t

S.B. Gorytchev, I.N. Meshkov

### Impulse Electron Injector

The construction of impulse electron injector is described. The electron energy is about 500 keV, the beam's current is about 2 amps. The duration of current pulse can be regulated in the range  $1 \div 1000$   $\mu$ sec. The electron channel was used to bring the beam into the accelerator chamber. The calculation of intensive beam motion in channel, the description of channel construction and experiments with beam channeling are given.

В ряде работ по изучению инжекции в бетатрон показано, что число частиц, которое может быть накоплено в ускорителе, растет с увеличением энергии инжекции (/1/, /2/). Это связано с тем, что фокусирующая сила магнитного поля ускорителя пропорциональна произведению скорости инжектируемых электронов на значение магнитного поля в области инжекции:

$$F_H \sim v_1 N_1 \sim v_1^2 \gamma_1, \quad \text{тогда как расталкивающая сила пространственного заряда } F_\rho \sim \rho \gamma_1^{-2} \quad (\rho - \text{плотность электронов в пучке, } \gamma_1 = 1 + \frac{U_1}{mc^2}, U_1 - \text{энергия инжекции}).$$

Расталкивающая сила уменьшается с ростом  $U_1$  как  $\gamma_1^{-2}$  из-за магнитного стягивания пучка /7/. Предельная плотность в пучке поэтому

$$\rho_{\text{пред}} \sim \beta_1^2 \gamma_1^3 \sim U_1 (U_1 + mc^2) (U_1 + 2mc^2), \quad \text{что в нерелятивистском случае дает, в согласии с экспериментом, /1/ } \rho_{\text{пред}} \sim U_1 \quad (\text{ток} \sim U_1^{3/2}).$$

Предельное значение  $U_1$  для инжектора, помещенного внутрь вакуумной камеры ускорителя, как правило, не превышает 100 кэВ /1/. Поэтому с целью увеличения электронного тока в бетатронах со спиральным накоплением (/1/, /2/) Г.И. Будкером и А.А. Наумовым было предложено (/3/) применить наружный инжектор на энергию в несколько сот кэВ. Спецификой бетатронов со спиральным накоплением является большое (~ 10 мксек) время инжекции. Ниже описывается конструкция инжектора на энергию до 500 кэВ, позволяющего получить импульс тока электронов в несколько ампер, длительностью в несколько десятков микросекунд. Схема инжектора приведена на рис. 1.

#### Источник ускоряющего напряжения

В качестве источника ускоряющего напряжения применен генератор типа ГИИ /4/ с закорачивающим каскадным разрядником.

Моноэнергетичность инжектируемых электронов определяется спадом ускоряющего напряжения за время инжекции ( $T_1$ ). Так как напряжение на ГИИ меняется по закону  $v(t) = V_0 \exp(-t/\tau)$ , где  $\tau = R_{\text{экв}} C_{\text{экв}} \approx CV_0/nJ$

$C$  - емкость ячейки ГИИ,  $n$  - число ячеек, то монохроматичность

$$\epsilon \approx T_1 nJ / CV_0,$$

что при выбранных параметрах инжектора ( $J_{\text{нагрузки}} \approx 5 \text{ А}$ ,  $V_0 = 500 \text{ кВ}$ ,  $C = 0,1 \text{ мкФ}$ ,  $n = 5$ ,  $T_1 = 20 \text{ мксек}$ ) обеспечивает  $\epsilon = 1\%$ . Однако, вследствие

большой величины  $\tau$  появляется длительный неиспользуемый ток электронов, вызывающий нагрев и оплавление элементов инжектора, порчу вакуума и т.д. Эти вредные явления удается почти полностью устранить введением в схему закорачивающего каскадного разрядника, после срабатывания которого напряжение на генераторе сбрасывается с постоянной времени спада около 15 микросекунд.

Схема источника ускоряющего напряжения приведена на рис.1.

В качестве коммутирующих элементов использованы разрядники с азотным наполнением, аналогичные описанным в /5/. Регулировка зазоров между электродами и изменение давления азота в разрядниках (от 2 до 10 атм) позволяют плавно изменять величину импульса напряжения в диапазоне 100+500кв. Разрядники надежно выдерживают ток до 300 А, чем и определяется величина ограничивающих сопротивлений (1,5 к $\Omega$ ) и длительность заднего фронта импульса напряжения  $T \leq 15$  мксек.

Передний фронт импульса напряжения, измеренный по переднему фронту импульса инжектируемых электронов, не хуже  $5 \cdot 10^{-7}$  сек. Частота повторения импульсов 0,1 гц.

Запуск ГИНа и закорачивающего каскадного разрядника осуществляется нижними управляемыми разрядниками, которые поджигаются в нужный момент электронной схемой. Задержку включения закорачивающего каскадного разрядника можно регулировать в широких пределах  $10^{-6} + 10^{-3}$  сек.

Применение в качестве источника ускоряющего напряжения генератора описанной конструкции объясняется, прежде всего, простотой и "допустимостью" данного устройства. Например, импульсный трансформатор с теми же параметрами рабочего импульса был бы громоздким и дорогостоящим сооружением.

#### Ускоряющее устройство

Ускоряющее устройство инжектора состоит из электронной пушки на 200 кэв и ускорительной трубки на 300 кэв с напряженностью 10 кв/см.

При заданной конечной энергии электронов /500кэв/ выбор распределения напряжения на пушке и трубке определяется, во-первых, необходимостью получения пучков плотностью несколько ампер/см и, во-вторых, техническими возможностями.

Следует отметить, что в режиме редких импульсов (частота повторения 0,1 гц) электрическая прочность поверхностей изоляторов и вакуумных ускоряющих промежутков снижается по сравнению с устройствами, в которых имеет место "тренировка" высоким напряжением (частота повторения 1 гц или напряжение постоянное).

Ускорительная трубка представляет собой секционированный изолятор, склеенный на эпоксидной смоле из 7 фарфоровых колец ( $\phi 270 \times \phi 225 \times 38$ мм), 6 дюралевых колец ( $\phi 273 \times \phi 222 \times 3$ мм) и двух соединительных фланцев из стали IX18H9T.

Для повышения электрической прочности наружных поверхностей изоляторов трубки она помещена в ванну из оргстекла, залитую трансформаторным маслом. На внутренней стороне стенки ванны укреплены медные кольца, разносящие потенциал по высоте стенки. При испытаниях в/в импульсами ( $\tau$  спада  $\sim 5$  мсек, частота повторения  $\sim 0,1$  гц) пробой по вакуумной поверхности изолятора происходил при  $V_0 \approx 340$  кв, что соответствует средней напряженности  $E \approx 12$  кв/см.

Конструкция пушки по своему принципиальному решению аналогична описанной в /6/. Плоский цилиндрический катод из  $LaB_6$ , подогревается до температуры  $1700^\circ$  вольфрамовой спиралью, окруженной тепловым экраном из танталовой фольги. Потребляемая мощность подогревателя 150 вт.

Оптика пушки "пирсовская" (/7/), анод плоский с диаметром анодного отверстия 30мм, угол раствора конуса прикатодной поверхности подобран экспериментально и составляет  $115^\circ$ .

#### Система питания подогревателя катода пушки

Питание подогревателя катода осуществляется генератором постоянного тока ГСР-3000М, который приводится во вращение мотором постоянного тока той же марки, находящимся под нулевым потенциалом и соединенным с генератором изоляционным валом (текстолит). Изменением напряжения на моторе можно менять его число оборотов и, соответственно, напряжение на выходе генератора. Контроль тока в цепи подогревателя производится по току фотоумножителя ФЭУ-13, следящего за яркостью свечения лампочки накаливания, включенной в цепь подогревателя (см.рис.1).

### Электронно-оптический канал

Для проводки пучка сквозь ярмо магнита бетатрона и впуска его в камеру служит электронно-оптический канал, состоящий из магнитной линзы, экранированного соленоида и поворотного магнита (рис.1).

Магнитная линза (рис.2) представляет собой катушку, помещенную в стальной экран, формирующий импульсное магнитное поле линзы, наибольшая величина которого  $1,5 \cdot 10^3$  эрстед. Распределение осевой компоненты поля линзы приведено на рис.2.

Экранированный соленоид (рис.3) выполнен в виде двухслойной бескаркасной катушки, намотанной медной лентой с изоляцией снаружи и между слоями из стеклоткани, пропитанной эпоксидной смолой, и помещенной для защиты от магнитных полей ускорителя в двухслойный экран из меди и железа "Армо". В соленоиде создается импульсное магнитное поле до  $10^3$  эрстед, распределение осевой компоненты которого приведено на рис.1.

Поворотный магнит (рис.3) состоит из шихтованного ярма, медного экрана и одновитковой обмотки с коаксиальным выводом. Радиус поворота

2 см. Импульсное поле магнита (до  $1,5 \cdot 10^3$  эрстед) формируется ярмом и стенкой медного экрана, ослабляющего влияние магнитного поля бетатрона на пучок в магните. Зависимость z-компоненты поля в магните от азимутальной координаты приведена на рис.5.

Питание элементов канала производится от трех идентичных в/в устройств (рис.5).

### Расчет движения пучка в канале

Пусть пучок параксиальных электронов движется в однородном магнитном поле, направление которого совпадает с осью пучка. Уравнение движения граничного электрона нетрудно получить из /7/, /8/:

$$\frac{d^2 y}{dz^2} + \omega^2 y - \frac{2\Delta^2}{y} = 0 \quad (I)$$

$$\omega = \frac{eH}{2pc}, \quad \Delta^2 = \frac{eJ}{mc^3} \left( \frac{mc}{p} \right)^2 \quad (2)$$

Где y - поперечный размер пучка, z - координата вдоль оси пучка, H - напряженность магнитного поля, J - ток в пучке, e, m, p - заряд, масса и импульс электрона.

В свободном пространстве ( $\omega = 0$ ) приближенно имеем /10/:

$$y(z) = y_H + \left( \frac{dy}{dz} \right)_H z + \frac{\Delta^2 z^2}{y_H} \quad (3),$$

$$\frac{dy}{dz} = \left( \frac{dy}{dz} \right)_H + 2\Delta^2 \frac{z}{y_H}$$

где индексом "H" обозначены начальные значения.

Для тонкой линзы ( $y_{\text{вых}} \approx y_{\text{вх}}$ ) из (I) следует:

$$\left( \frac{dy}{dz} \right)_{\text{вых}} \approx \left( \frac{dy}{dz} \right)_{\text{вх}} - \frac{y_{\text{вх}}}{f} + 2\Delta^2 \frac{\Delta}{y_{\text{вх}}} \quad (4),$$

где  $\frac{1}{f} = \left( \frac{e}{2pc} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} H_z^2 dz = \left( \frac{eH_{z\text{max}}}{2pc} \right)^2 \Delta \quad (5)$

$$\Delta \approx \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{H_z}{H_{z\text{max}}} \right)^2 dz -$$

- эффективная ширина линзы.

Для используемой линзы поле на оси (кривая I, рис.2) в пределах точности измерений аппроксимируется функцией  $(\text{ch} \frac{z}{a})^{-1}$  при  $a=1$  см, так что  $\Delta = 2$  см.

Из (4) следует, что при  $f \ll \frac{y_{\text{вх}}^2}{2\Delta^2}$  влиянием пространственно-

го заряда на ход пучка внутри линзы можно пренебречь ( для  $J = 5A$ ,  $W_{кин} = 500$  кэв,  $\Delta = 2$  см,  $y = 0,5$  см нужно  $f \ll 3 \cdot 10^3$  см).

Представим канал схематически в виде, показанном на рис. 6. В областях I и III  $y(z)$ ,  $(\frac{dy}{dz})$  меняются в соответствии с (3), а в области II в соответствии с (4). Сливая решения, получаем связь между размерами пучка на входе в соленоид и выходе из ускорительной трубки:

$$y_{III} = y_H + (\frac{dy}{dz})_H (l_1 + l_2) + 2A^2 \frac{l_1}{y_H} (\frac{l_1}{2} + l_2) + \frac{A^2 l_2^2}{y_H + (\frac{dy}{dz})_H l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{y_H}} - \frac{1}{f} (y_H + (\frac{dy}{dz})_H l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{y_H}) \quad (6a)$$

$$(\frac{dy}{dz})_{III} = (\frac{dy}{dz})_H + 2A^2 \frac{l_1}{y_H} + \frac{2A^2 l_2}{y_H + (\frac{dy}{dz})_H l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{y_H}} - \frac{1}{f} [y_H + (\frac{dy}{dz})_H l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{y_H}] \quad (6b)$$

Интегрируя (1) известными методами /9/, получим для пучка в соленоиде ( $H_z = Const$ ):

$$\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz}) = \pm \sqrt{[\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz})_{вх}]^2 + 4 \ln \frac{y}{y_{вх}} - (\frac{\omega y_{вх}}{A})^2 [(\frac{y}{y_{вх}})^2 - 1]} \quad (7)$$

$$\frac{Az}{y_{вх}} = \int_1^{\frac{y}{y_{вх}}} [\frac{1}{A^2} (\frac{dy}{dz})_{вх}^2 + 4 \ln \xi - (\frac{\omega y_{вх}}{A})^2 (\xi^2 - 1)]^{-1/2} d\xi \quad (8)$$

Выражение (8) описывает траекторию граничного электрона в пучке, которая, как следует из (1) и (7), является периодической функцией  $z$ . Амплитудные значения  $y(z)$  есть корни уравнения  $dy/dz = 0$ . Амплитудные значения  $dy/dz$  описываются выражением:

$$\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz})_{ампл} = \sqrt{[\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz})_{вх}]^2 + (\frac{\omega y_{вх}}{A})^2 + 2[2 \ln \frac{A \sqrt{2}}{\omega y_{вх}} - 1]} \quad (9)$$

Из (7) - (9) видно, что поведение пучка в соленоиде определяется двумя параметрами  $\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz})_{вх}$  и  $\frac{\omega y_{вх}}{A}$ . Второй параметр характеризует (см. (1)) степень компенсации расталкивающей силы пространственного заряда фокусирующей силой магнитного поля. Полученные расчетным путем вид траекторий для  $\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz})_{вх} = \frac{\omega y_{вх}}{A} = 2$  и зависимости  $y_{ампл}$ ,  $(\frac{dy}{dz})_{ампл}$  и периода функции  $y(z)$  от этих параметров приведены на рис. 7 и в таблице I.

При  $\frac{\omega y_{вх}}{A} \approx \sqrt{2}$ ,  $\frac{1}{A} (\frac{dy}{dz})_{вх} \ll 1$  функция  $y(z)$  становится гармонической:

$$y(z) = y_{вх} (1 + \frac{1}{2A} (\frac{dy}{dz})_{вх} \sin \sqrt{2} \omega z) \quad (10)$$

Влиянием пространственного заряда можно пренебречь, если

$$\frac{A}{y_{мин}} \ll \omega \quad (11),$$

где  $y_{мин}$  - минимальный размер пучка. В этом случае имеет место обычная фокусировка в продольном магнитном поле:

$$y(z) = y_{вх} \cos \omega z + \frac{1}{\omega} (\frac{dy}{dz})_{вх} \sin \omega z \quad (12)$$

Воспользовавшись инвариантом Лагранжа /8/

$$y_{вх} (\frac{dy}{dz})_{вх} = y_{мин} (\frac{dy}{dz})_{z=z(y_{мин})} \approx y_{мин} \omega y_{вх}$$

условие (11) можно представить в виде:

х) Расчеты проведены на ВЦ СО АН СССР Печерским Е.А.

$$A \ll \left(\frac{dy}{dz}\right)_{\text{вх}} \quad (13)$$

Отметим, что в случае компенсированного пространственного заряда период колебаний в  $\sqrt{2}$  меньше, чем при пренебрежимых токах (см. (10) и (12)).

Таблица I

$\frac{\omega Y_{\text{вх}}}{A}$	$\frac{1}{A} \left(\frac{dy}{dz}\right)_{\text{вх}}$	$\frac{Y_{\text{max}}}{Y_{\text{вх}}}$	$\frac{Y_{\text{min}}}{Y_{\text{вх}}}$	$\frac{1}{A} \left(\frac{dy}{dz}\right)_{\text{max}}$	$\frac{AZ_0}{Y_{\text{вх}}}$
1	2	3,08	0,29	2,1	4,05
2	2	1,56	0,14	2,15	2,01
	4	2,43	0,007	4,1	1,75
2,5	2	1,35	0,08	2,44	1,58
	4	2,00	0,004	4,22	1,34
3	2	1,24	0,04	2,83	1,28
	4	1,74	0,002	4,5	1,14

$Z_0$  - период функции

Переходные области на входе и выходе соленоида, где  $H(z) \neq \text{Const}$ , действуют как две линзы с фокусными расстояниями

$$\frac{1}{F} = \omega^2 \int_{-\infty}^a \left(\frac{H_z(z)}{H}\right)^2 dz \quad (14),$$

где  $a$  - точка, в которой  $H_z(a) = H = \text{Const}$ . Если эти линзы тонкие, то из (3), (4), (10), (11) нетрудно получить, что их действием можно пренебречь, если для входной линзы

$$\frac{1}{F} \ll \frac{2A}{Y_{\text{вх}}} \sim \sqrt{2} \omega \quad \text{при больших токах} \quad (15)$$

$$\text{и } \frac{1}{F} \ll \omega \quad \text{при малых токах} \quad (16)$$

а для выходной линзы  $Y_{\text{вых}} / F \ll$  допустимых углов на выходе канала.

Поскольку  $\frac{1}{F} = \left(\frac{eH_{z\text{max}}}{2pc}\right)^2 \Delta = \omega^2 \Delta$  (см.5), то оба неравенства для входной линзы сводятся к одному:

$$\omega \Delta \ll 1, \quad (17),$$

что заведомо выполняется, т.к.  $\omega = \frac{2\pi}{Z_0} \sim \frac{\pi}{l}$ , где  $l$  - длина соленоида.

Из сказанного ясно, что выгодно на входе в соленоид иметь пучок, близкий к параллельному. Полагая в (6)  $dy/dz = 0$ , получим:

$$f = \frac{Y_{\text{H}} + \left(\frac{dy}{dz}\right)_{\text{H}} l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{Y_{\text{H}}}}{2A^2 l_2} \quad (18)$$

$$Y_{\text{ш}} = Y_{\text{H}} + \left(\frac{dy}{dz}\right)_{\text{H}} l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{Y_{\text{H}}} - \frac{A^2 l_2^2}{Y_{\text{H}} + \left(\frac{dy}{dz}\right)_{\text{H}} l_1 + \frac{A^2 l_1^2}{Y_{\text{H}}}} \quad (19)$$

$Y_{\text{ш}}$  имеет минимальное значение при  $l_1 = 0$ , следовательно линзу выгоднее ставить непосредственно на выходе ускорительной трубки.

Особенностью применяемого нами магнита являются большие относительные размеры апертуры: окно  $10 \times 14$  мм при радиусе поворота 2 см. Этим и объясняется большая протяженность области  $H(\varphi) \neq \text{Const}$  (см. рис.4). Поэтому рассчитывать характеристики магнита в параксиальном приближении не имеет смысла. Отметим только, что условие поворота пучка на  $90^\circ$  для магнита с "размытыми" границами поля имеет вид:

$$\chi \frac{e H_{\max} R}{p c} = 1 ,$$

$$\text{где } \chi = \frac{1}{\varphi_0} \int_0^{\varphi_0} \frac{H(\varphi)}{H_{\max}} d\varphi$$

В нашем случае  $\chi \sim 0,65$ .

#### Эксперименты по проводке пучка

Ускоряющее устройство смонтировано на специальном юстировочном механизме, позволяющем при постановке инжектора на бетатрон совместить оптические оси ускоряющего устройства и канала. Юстировка производится по световому пучку.

При проводке пучка электронов через канал ток в пучке регистрировался по сигналу с пробников - графических пластин, которые вводились в пучок в различных точках канала. В качестве материала пробников выбран графит для избежания рассеяния электронов назад /II/, существенного на данных энергиях. Кроме того, графитовые пробники, в отличие от металлических, не плавятся и мало портят вакуум под действием пучка.

На рис. 8 приведена зависимость тока на выходе из соленоида от напряженности магнитного поля в соленоиде для двух значений тока на входе - 0,5А и 2А при ускоряющем напряжении 400 кв. При этом поле в линзе составляло 350э, что соответствует  $f \sim 100$  см (см. (5)). Т.к. вид распределения не зависит от тока, справедливо (I2), причем первый максимум кривой  $J(H)$  соответствует значению поля, при котором на длине соленоида укладывается полупериод колебаний, и период колебаний для второго максимума. Подставляя полученные значения  $H$  в (2), получим для первого максимума  $w_{\text{кин}} = 350$  кэв  $\pm 20\%$ , для второго максимума  $w_{\text{кин}} = 400$  кэв  $\pm 20\%$ , что находится в хорошем согласии с величиной ускоряющего напряжения.

Для изучения оптических характеристик магнита снималось распределение плотности тока на выходе с помощью многоламельного графитового зонда и электронного запоминающего устройства. Многоламельный зонд состоит из 14 графитовых пластин размером 6x100 мм, закрепленных параллельно друг другу с зазором 0,5мм на изоляционной подложке. Меняя ориентацию зонда, можно регистрировать распределение плотности тока по любому на-

правлению в сечении пучка. Ламели подсоединяются к запоминающему устройству, которое на выходе выдает последовательность импульсов с амплитудами, пропорциональными величине тока с соответствующей ламели, так что на экране осциллографа воспроизводится картина распределения плотности тока.

Перемещая зонд по оси пучка, можно измерить его угол расхождения.

Пучок, полученный на выходе из магнита, имеет следующие характеристики:

размер  $\sim 8 \times 8$  мм,

угол расхождения  $\sim 2,5^\circ$

(имеется в виду угол с осью пучка; он измерен по величине полуширины пучка, при этом величина угла оказалась одной и той же как в плоскости, параллельной направлению поля в магните, так и в плоскости, перпендикулярной ему).

Авторы выражают искреннюю благодарность Б.В.Чирикову за постоянное внимание и ценную помощь, Г.Ф.Полякову за ряд полезных советов, позволивших существенно ускорить выполнение работы, а также А.И.Аренштаму, В.И.Куделайнену и И.Д.Макальскому за постоянную помощь в работе.



Л и т е р а т у р а

1. И.М.Самойлов, А.А.Соколов. ЖТФ 34, 1057 (1964).
2. Е.А.Абрамян, Г.И.Будкер, Г.Б.Глаголев и А.А.Наумов. ЖТФ 35, 605 (1965).
3. Е.А.Абрамян, И.Е.Бендер, Л.Н.Бондаренко, Г.И.Будкер, Г.Б.Глаголев, А.Х.Кадымов, Н.Г.Коньков, И.Н.Мешков, Ю.А.Мостовой, А.А.Наумов, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко, В.Е.Пальчиков, В.С.Панасюк, В.В.Петров, С.Г.Попов, И.Я.Протопопов, Ю.И.Родионов, И.М.Самойлов, А.А.Соколов, А.Н.Скринский, И.Я.Тимошин, Л.И.Юдин В кн. "Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963г.)." Атомиздат, 1964, стр.1065.
4. С.М.Смирнов, П.В.Терентьев. Генераторы импульсов высокого напряжения. Энергия, 1964.
5. Б.Г.Ерозолимский, Л.Н.Бондаренко, В.П.Приходько, Ю.А.Мостовой, А.К.Шевченко, Ю.Г.Матвеев. ПТЭ №2, 1963, 93.
6. Л.Г.Косицын, И.К.Жанков. В кн. "Труды IV Межвузовской конференции по электронным ускорителям", М. "Высшая школа", 1964г., стр.61.
7. Н.С.Зинченко. Курс лекций по электронной оптике, изд-во Харьковского Госуниверситета, 1961, г.Харьков.
8. П.А.Стэррок. Статическая и динамическая электронная оптика, ИЛ, 1958.
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика, "Наука", 1965г.
10. И.Н.Мешков, Б.В.Чириков, ЖТФ 25, 1302 (1965).
11. С.В.Стародубцева, А.М.Романов. Прохождение заряженных частиц через вещество, изд. АН УзССР, Ташкент, 1962.

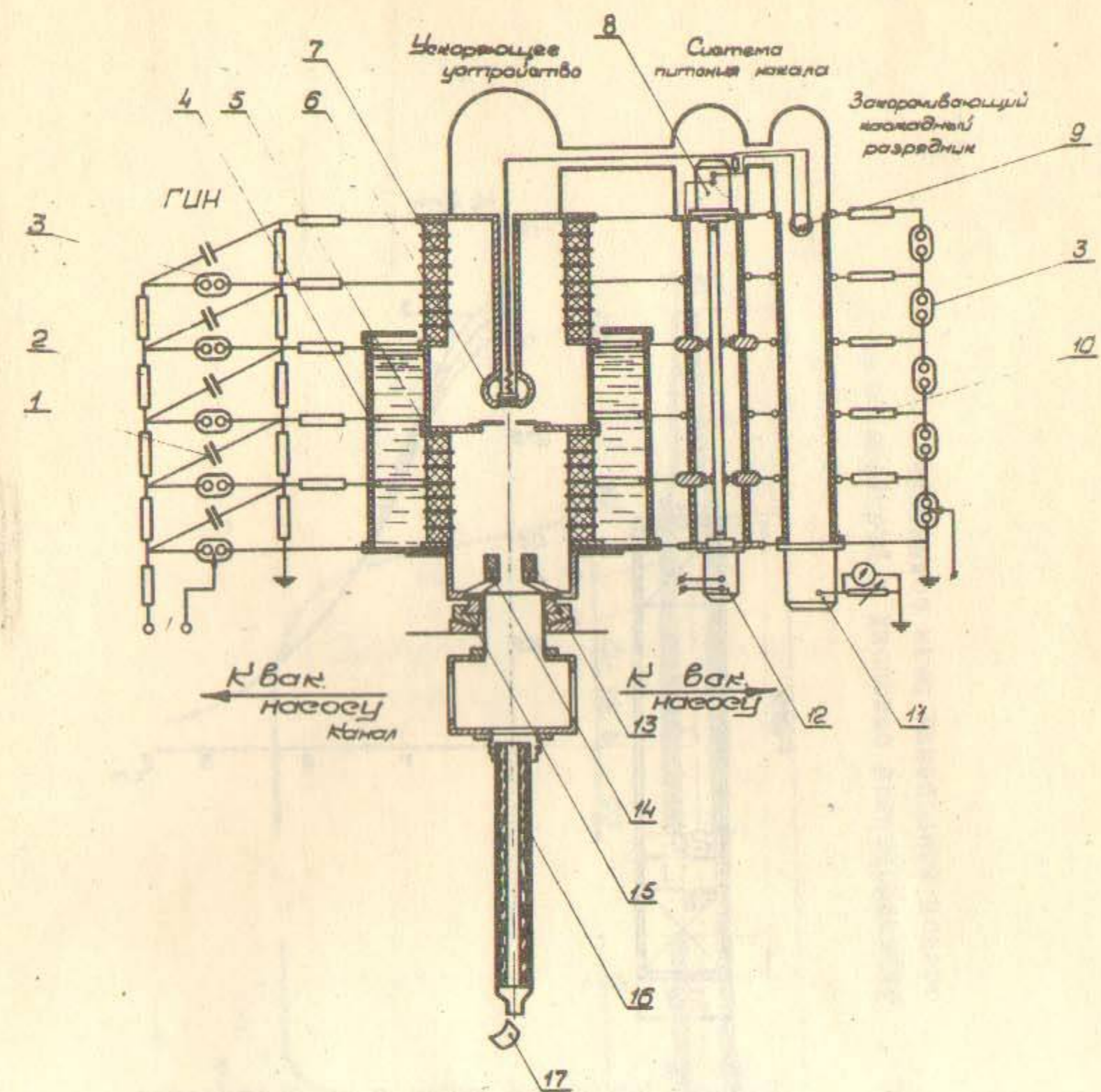


Рис. 1. Схема инжектора.

1 - конденсатор ИМУ-100/0,1; 2 - проволочное сопротивление 200к $\Omega$ ; 3 - разрядник; 4 - ванна с трансформаторным маслом; 5 - ускорительная трубка; 6 - катодный узел; 7 - изолятор пушки; 8 - генератор питания подогревателя катода; 9 - лампа контроля; 10 - проволочные сопротивления 1,5к $\Omega$ ; 11 - ФЭУ-19; 12 - мотор ГСР-3000 М; 13 - пояс Роговского; 14 - линза; 15 - юстировочный механизм; 16 - экранированный соленоид; 17 - поворотный магнит;

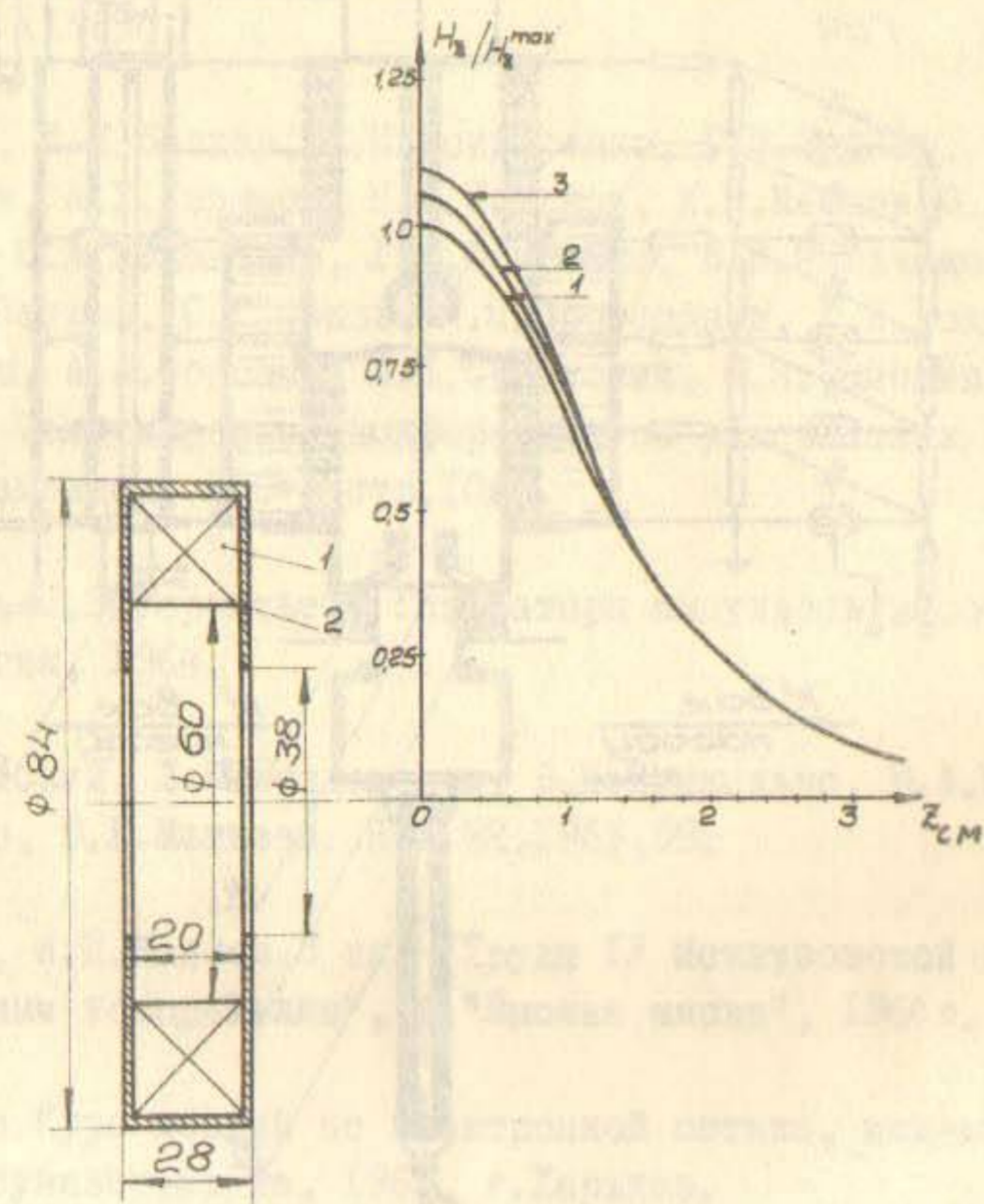


Рис.2. Магнитная линза и распределение осевой компоненты поля линзы:

- 1 - поле на оси;
- 2 -  $\Delta y = 0,25$  см;
- 3 -  $\Delta y = 0,5$  см;

603  $\frac{2}{65}$

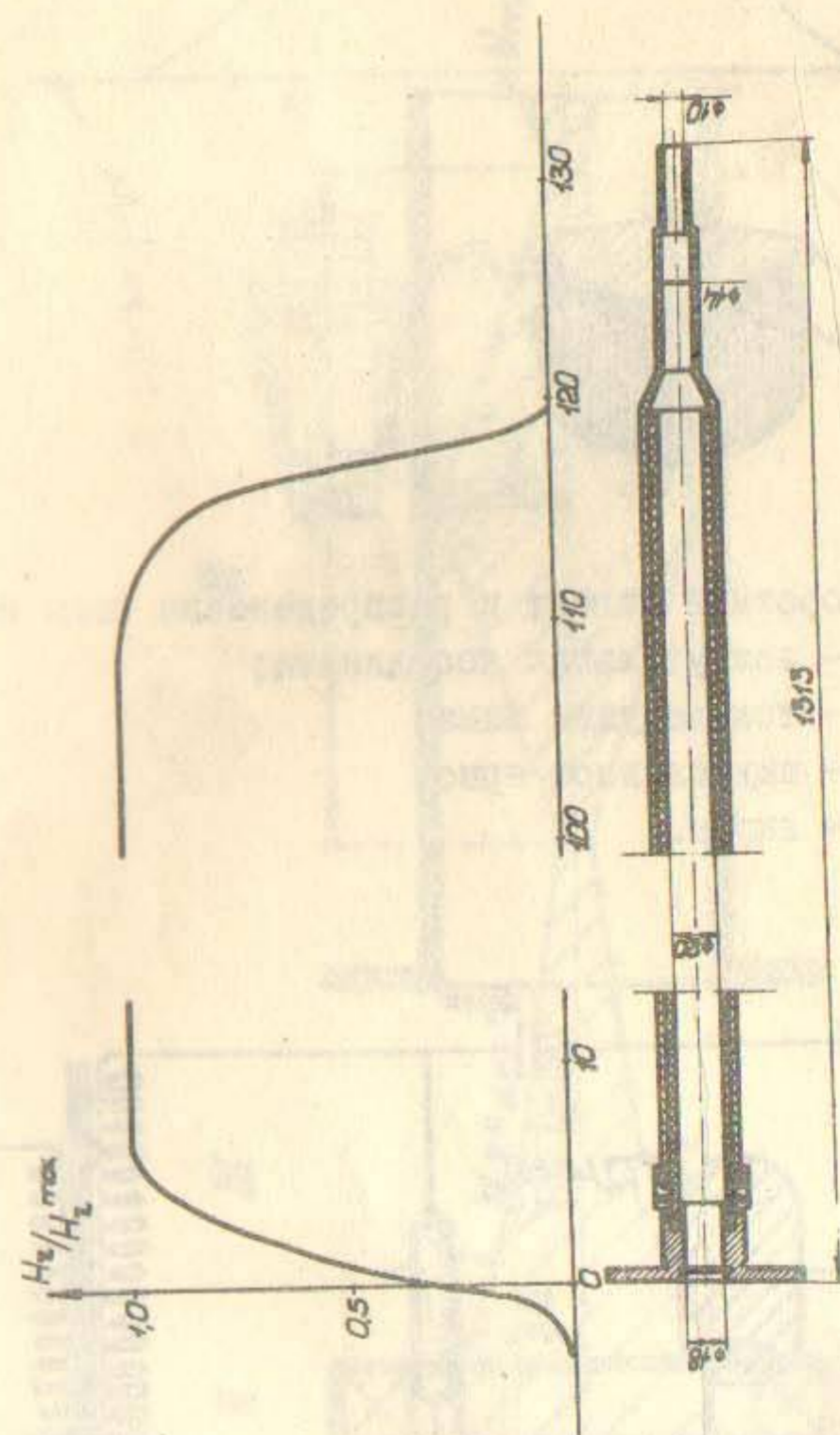


Рис.3. Экранированный соленоид и распределение осевой компоненты поля соленоида.

КНИЖЬ СОАН СССР  
Гос. Публ. Науч.-техн.  
Библиотека

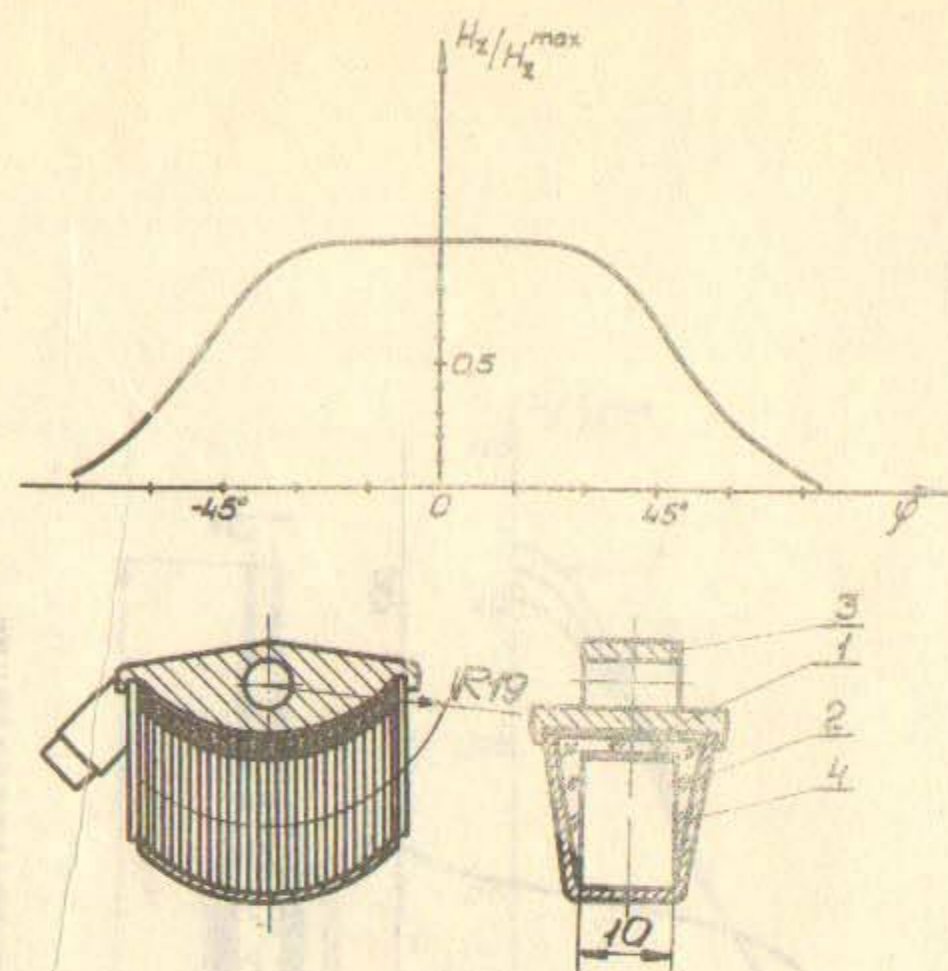


Рис.4. Поворотный магнит и распределение поля магнита:

- $\varphi$  - азимутальная координата;
- 1 - токоведущая шина;
- 2 - шихтованное ярмо;
- 4, 3 - экран.

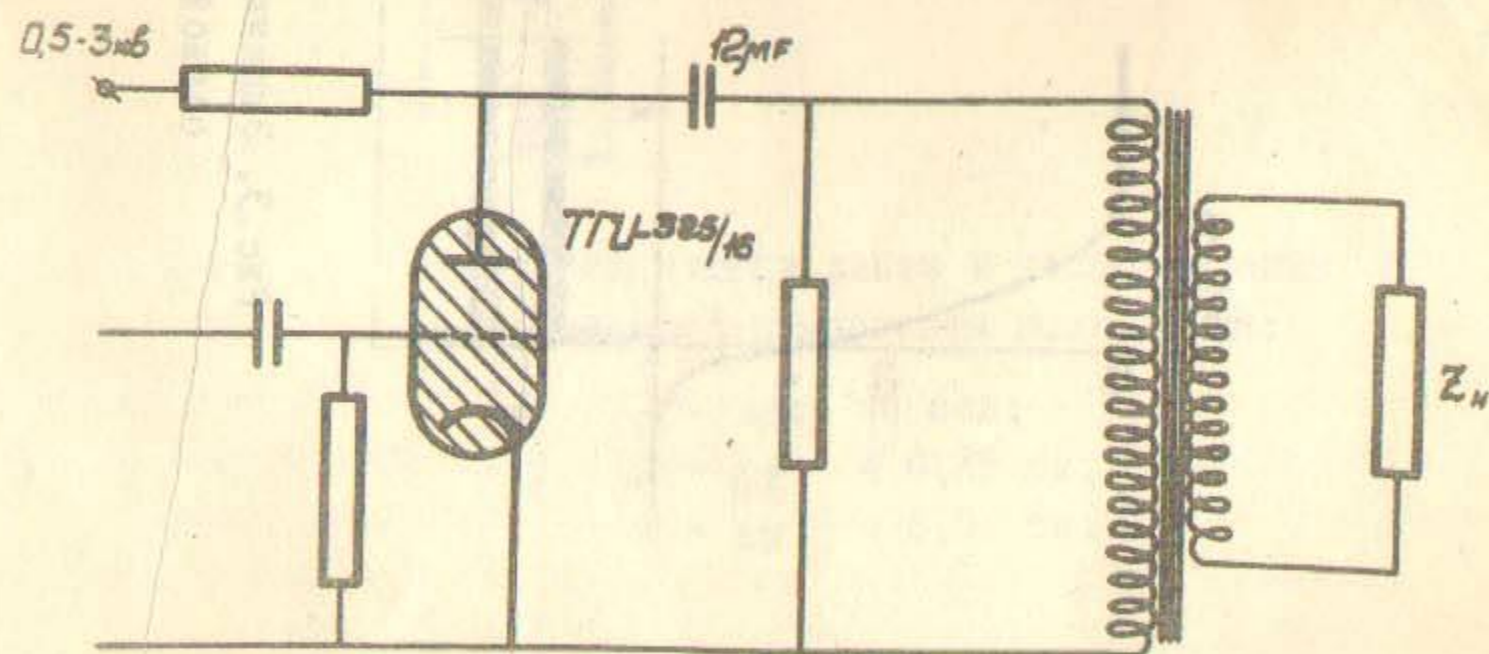


Рис.5. Схема питания элементов канала  
(Тиратрон ТГИ-325/16).

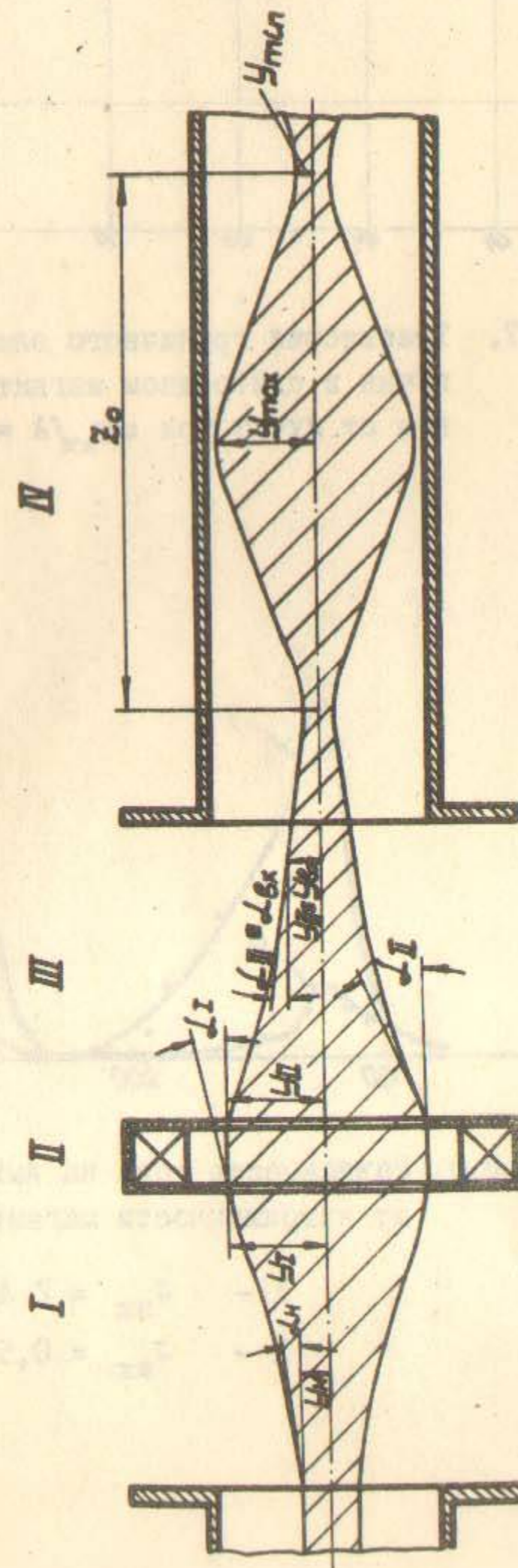


Рис.6. К расчету движения пучка в канале  
(Пояснения в тексте).

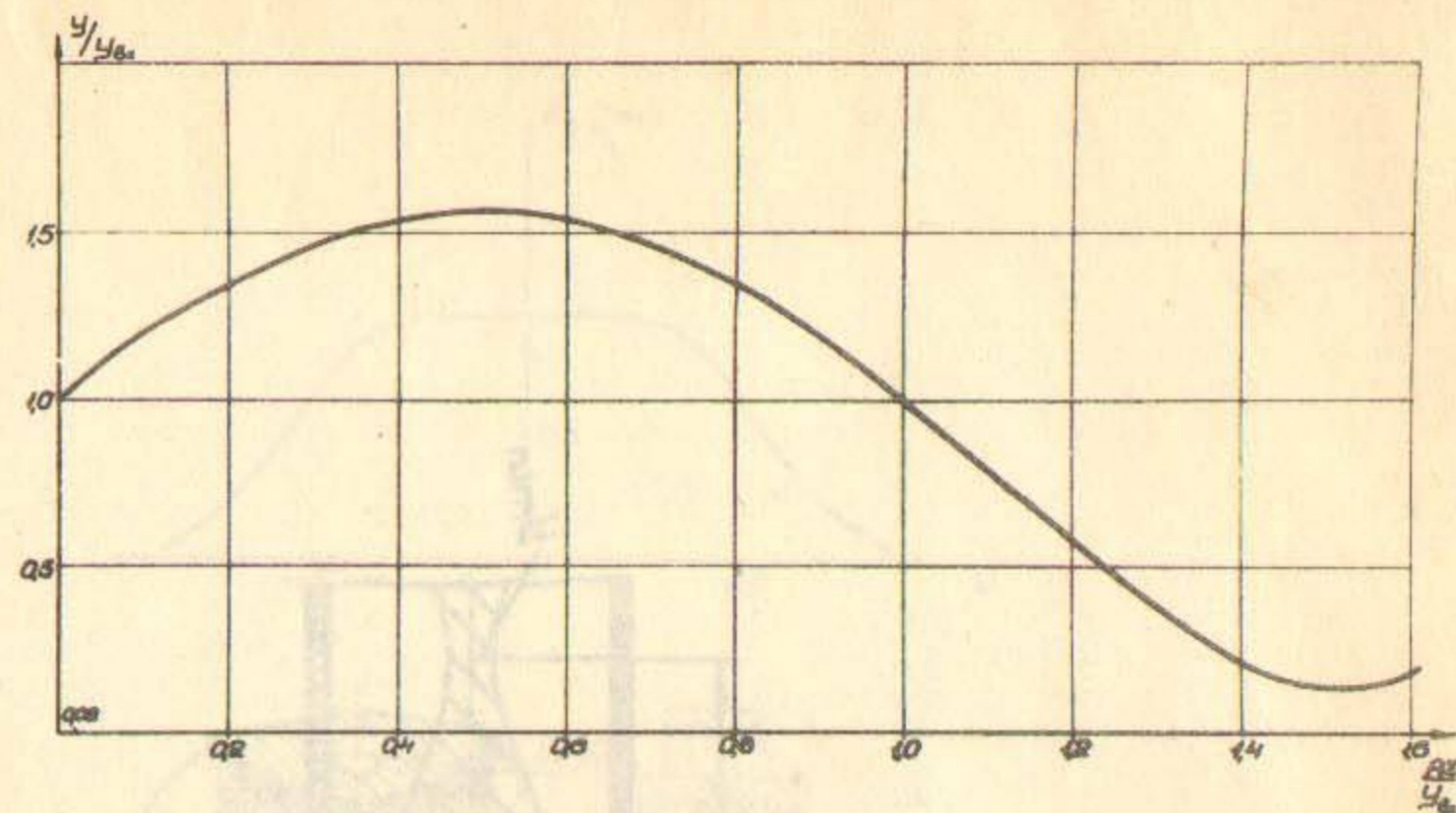


Рис. 7. Траектория граничного электрона интенсивного пучка в однородном магнитном поле, параллельном от пучка при  $\omega_{\text{вх}}/A = 2, (I/A)(dy/dz)_{\text{вх}} = 2$ .

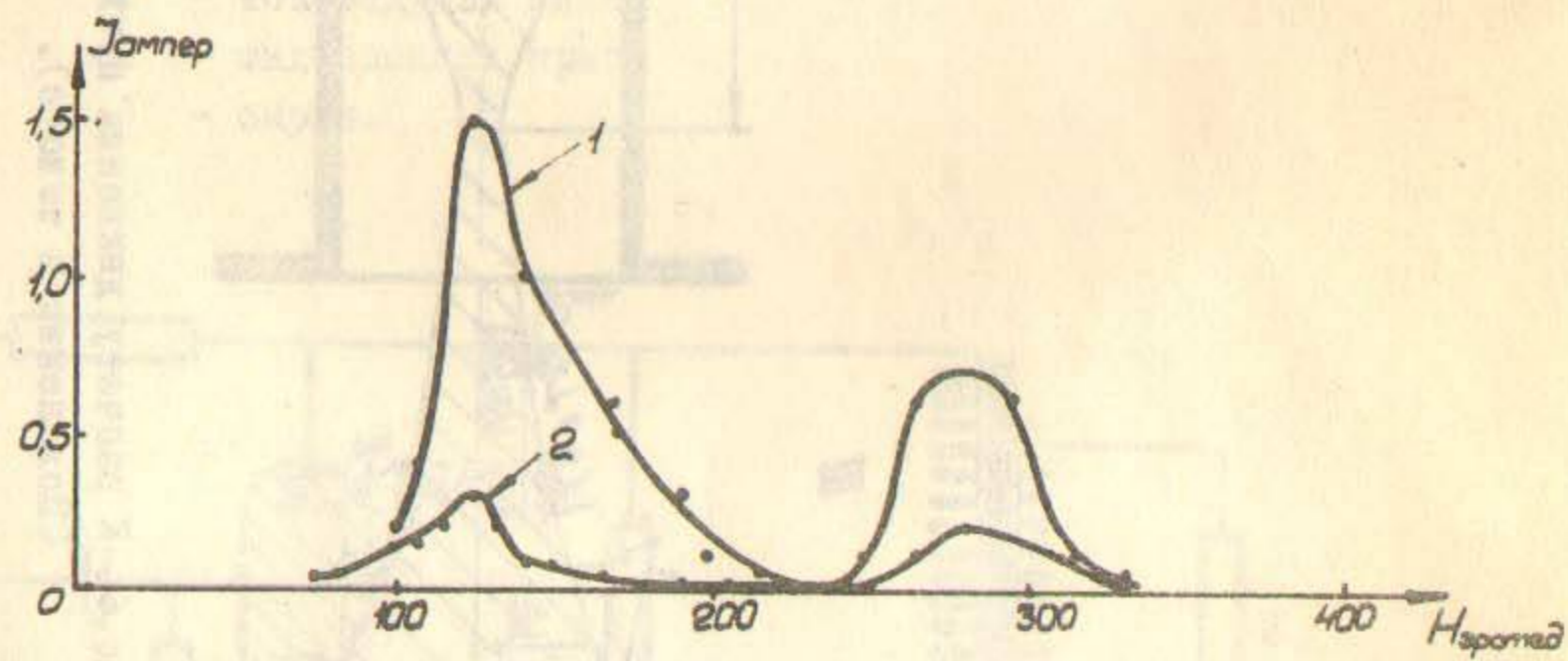


Рис. 8. Зависимость тока на выходе из соленоида от напряженности магнитного поля.

1 -  $J_{\text{вх}} = 2 \text{ А.}$

2 -  $J_{\text{вх}} = 0,5 \text{ А.}$

Ответственный за выпуск Г.Б.Глаголев

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР  
Тираж - 200 экз. Бесплатно  
ял.