

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

70

В.И.Кокулин, И.Н. Мешков, А.Н.Шарапа

**ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО
ПУЧКА В ТРУБЧАТЫЙ В СИСТЕМАХ
С ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 90

Новосибирск

В.И.Кокоулин, И.Н.Мешков, А.Н.Шарапа

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПУЧКА В ТРУБЧАТЫЙ
В СИСТЕМАХ С ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматривается преобразование цилиндрического пучка в трубчатый в системах с продольным магнитным полем. Получены основные соотношения, определяющие размеры преобразованного пучка, а также потери тока, связанные с преобразованием. Приводятся предварительные результаты по рекуперации энергии преобразованного пучка.

В различных устройствах с пучками заряженных частиц нередко возникает необходимость уменьшения плотности (при постоянстве полного тока) в использованном, "отработанном" пучке. Это требуется, например, для облегчения теплового режима коллектора и достигается расширением пучка. В устройствах, работающих в режиме рекуперации энергии частиц, уменьшение плотности пучка позволяет, вообще говоря, снизить потенциал коллектора и, соответственно, повысить КПД устройства. При этом безразлична конфигурация преобразованного пучка. Так, при работе с цилиндрическими пучками минимально допустимый потенциал коллектора не зависит от поперечного размера пучка ^[1], и для снижения потенциала недостаточно простого расширения пучка, а требуется его преобразование в ленточный ^[1,2] или трубчатый. Преобразование преобразованного пучка возрастает как отношение большого поперечного размера ленты к малому.

В настоящей работе описано преобразование цилиндрического пучка заряженных частиц в трубчатый в системах с сопровождающим магнитным полем. Такое преобразование можно осуществить в магнитном поле двух соленоидов, один из которых помещен внутрь другого и включен навстречу ему. Магнитный поток, пронизывающий пучок вдали от "встречного" соленоида, преобразуется в тонкостенный цилиндр, если встречное поле достаточно велико. Частицы следуют вдоль силовых линий магнитного поля, если выполнено условие адиабатичности движения (см. ниже), и пучок совпадает по форме с преобразованным магнитным потоком (рис. I).

Размеры преобразованного пучка в этом случае можно найти, записав условия сохранения потока внутри магнитной поверхности:

$$\begin{aligned} H_0 a_0^2 &= H_2 (R_2^2 - R_1^2), \\ \bar{H}_1 R_c^2 &= H_2 (R_1^2 - R_c^2). \end{aligned} \quad (I)$$

Здесь H_0 — значение магнитного поля в области цилиндрического пучка, a_0 — радиус поперечного сечения пучка, H_2 — поле в зазоре между обмотками основного и встречного соленоидов ($H_2 = H_0$, если плотность тока в обмотках соленоидов постоянна

по их длине), R_1, R_2 - внутренний и наружный радиусы поперечного сечения трубчатого пучка, R_c - наружный радиус встречного соленоида, \bar{H}_1 - среднее по его сечению магнитное поле:

$$\bar{H}_1 \approx \frac{2}{R_c^2} \int_0^{R_c} H_1(z) r dr \quad (2)$$

В приближении тонкостенного трубчатого пучка

$$d \equiv R_2 - R_1 \ll R \equiv \frac{R_1 + R_2}{2} \quad (3)$$

получим

$$R \approx R_c \sqrt{1 - \frac{\bar{H}_1}{H_2}}, \quad (4)$$

$$d = \frac{a_0^2}{2R} \cdot \frac{H_0}{H_2}, \quad (5)$$

где d - толщина преобразованного пучка. Преобразование имеет смысл, если $\bar{H}_1 < 0$. В этом случае радиус преобразованного пучка R больше радиуса соленоида R_c .

Частным случаем системы со встречными магнитными потоками является устройство, содержащее два одинаковых соленоида (рис.2), - так называемая ловушка с остроугольной геометрией [3]. Цилиндрический пучок в нем преобразуется в дисковый, толщина которого по-прежнему описывается соотношением (5), только теперь $H_2(R)$ - поле в потоке, выходящем из щели.

В центральной области, где полное магнитное поле близко к нулю, нарушается условие адиабатичности, и траектории частиц не совпадают с силовыми линиями. Точное аналитическое решение задачи нахождения траекторий частиц в общем случае затруднительно. В частном случае преобразования цилиндрического пучка в дисковый (рис.2) такое решение получено в работе [3], где для ловушки с остроугольной геометрией показано, что частицы цилиндрического пучка можно разделить на три группы в зависимости от значения радиуса инжекции χ_0 . К первой из них

относятся частицы ($\chi_0 < \chi_1$), проходящие сквозь встречный магнитный поток и покидающие систему вдоль оси, ко второй ($\chi_1 < \chi_0 < \chi_2$) - частицы, отразившиеся назад от встречного потока и, наконец, к третьей ($\chi_0 > \chi_2$) - частицы, уходящие в область преобразованного пучка (в щель). Та же ситуация имеет место и в случае преобразования цилиндрического пучка в трубчатый (рис.1б).

Долю каждой из трех групп частиц в общем потоке можно оценить, воспользовавшись условием адиабатичности движения [4]: частица движется вдоль силовой линии магнитного поля, если всюду радиус кривизны силовой линии больше ларморовского радиуса частицы в данном поле. Для этого поле в центральной области (вблизи точки $H = 0$) представим приближенно в виде

$$H_z \approx 2gzH_0, \quad (6)$$

$$H_r \approx -\frac{r}{2} \cdot \frac{dH_z}{dz} = -grH_0, \quad (7)$$

где $2g$ - безразмерный градиент, H_0 - поле в области инжекции ($z \rightarrow -\infty$). В параксиальном приближении уравнение силовой линии есть

$$\chi(z) = \chi_0 \sqrt{\frac{H_0}{H_z(z)}},$$

где $\chi_0 = \chi(z \rightarrow -\infty)$. Таким образом, для центральной области уравнение силовой линии имеет вид

$$\chi(z) = \frac{\chi_0}{\sqrt{2g|z|}}, \quad (8)$$

а её радиус кривизны имеет минимальное значение

$$\rho_{min} \approx \left(\frac{\chi_0^2}{g}\right)^{1/3} \quad (9)$$

в точке

$$z^* \approx \left(\frac{\chi_0^2}{10g}\right)^{1/3} \quad (10)$$

Условие адиабатичности движения частиц нарушается, если

$$\rho_{\min} < \rho_L(z^*), \quad (II)$$

где $\rho_L(z^*)$ — ларморовский радиус частицы, вычисленный для поля в точке z^* . Подставляя в (II) соотношения (6, 9, 10), получим минимальное значение радиуса инжекции, при котором адиабатичность движения еще не нарушается и частицы уходят в область преобразованного пучка:

$$\chi_0 > \chi_{\min} \sim \frac{\rho_L^{3/4}}{g^{1/4}}, \quad (I2)$$

где $\rho_L = \rho_c / e H_0$ — значение ларморовского радиуса в области инжекции ($z \rightarrow -\infty$). Соответственно, доля частиц, попавших в преобразованный поток, равна отношению $\chi_{\min}^2 / \chi_{\text{пучка}}^2$. С помощью критерия (I2) не сложно найти значение χ_{\min} в некоторых важных случаях, в частности, когда обмотки соленоидов, формирующих магнитное поле, тонкие по сравнению с радиусами соленоидов.

Если преобразование цилиндрического пучка в дисковый осуществляется в магнитном поле двух одинаковых однородных тонкостенных соленоидов (рис. 2), а щель много меньше радиуса соленоида R_c , критерий (I2) дает

$$\chi_{\min} \sim (2\rho_L^3 R_c)^{1/4}. \quad (I3)$$

Для преобразования цилиндрического пучка в трубчатый в поле двух однородных тонкостенных соленоидов, внутренний из которых имеет радиус R_c , аналогично получим

$$\chi_{\min} = (\rho_L^3 R_c)^{1/4} \left(-\frac{H_1}{4H_0}\right)^{1/8} \sqrt{1 - \frac{H_0}{H_1}}. \quad (I4)$$

Здесь H_1 — значение полного магнитного поля внутри встречного соленоида вдали от его краев ($H_1 = H_0 + \mathcal{H}$, где \mathcal{H} — собственное поле встречного соленоида).

Долю частиц, потерянных для преобразования, можно значительно уменьшить, применив встречный соленоид с изменяющейся площадью сечения (рис. 3). В частности, если радиус цилиндрического соленоида плавно изменяется от значения ρ_c до R_c ,

$\rho_c \ll R_c$, а поток магнитного поля внутри соленоида не убывает, размеры преобразованного потока по-прежнему описываются соотношениями (4), (5), а значение χ_{\min} определяется величиной ρ_c и магнитного поля H_p во "входной" области соленоида:

$$\chi_{\min} \approx (\rho_L^3 \rho_c)^{1/4} \left(-\frac{H_p}{4H_0}\right)^{1/8}, \quad |H_p| \gg H_0. \quad (I5)$$

Чтобы таким способом существенно уменьшить значение χ_{\min} по сравнению с (I4), нужно обеспечить значительное нарастание с координатой z потока внутри встречного соленоида, так чтобы

$$|H_p| \rho_c^2 \ll |H_1| R_c. \quad (I6)$$

Численные расчеты траекторий электронов в описываемой системе, проведенные без учета влияния пространственного заряда пучка, согласуются с приведенными оценками. На рис. 16 показаны траектории частиц для случая $H_0/|H_1|=0,1$, $\rho_L = 3$ мм, $R_c = 20$ мм. Значение χ_{\min} согласно (I4) составляет здесь 5,4 мм, что совпадает с результатами численных расчетов.

Преобразование цилиндрического пучка в трубчатый изучалось экспериментально на установке, изображенной схематически на рис. 3. Она включает в себя пушку, формирующую цилиндрический электронный пучок диаметром 30 мм, участок дрейфа, встречный соленоид и коллектор. Все элементы электронно-оптической системы погружены в продольное магнитное поле. Для формирования встречного магнитного поля использовался постоянный магнит с конусным наконечником ($\rho_c \approx 0,2$ мм). Внешнее магнитное поле выбиралось таким образом, чтобы нуль магнитного поля совпадал с острием на конусной части соленоида. Сопровождающее магнитное поле H_0 изменялось в пределах 100–150 Гс, энергия электронов в пространстве дрейфа 1–5 кэВ. Размеры преобразованного пучка измерялись с помощью люминесцентного экрана.

На описанной установке получен трубчатый пучок диаметром $R = 120$ мм и $d = 2$ мм.

На рис.4 приведены экспериментальные значения среднего радиуса трубчатого пучка в зависимости от поля H_0 и кривая, полученная обработкой этих результатов по методу наименьших квадратов к зависимости вида:

$$R(H_0) = \sqrt{A + \frac{B}{H_0}} \quad (17)$$

соответствующей соотношению (4).

Измерения зависимости толщины преобразованного пучка от энергии частиц и от напряженности магнитного поля H_0 показали, что d растет пропорционально ларморовскому радиусу частиц в области инжекции (рис.5):

$$d = 1,5 \rho_L \quad (18)$$

Это означает, что толщина пучка определяется "ореолом" из частиц, энергия которых почти полностью преобразована в энергию поперечного движения. Доля таких частиц невелика. Это показали первые эксперименты по рекуперации преобразованного пучка. Захват в кольцевой коллектор типа "цилиндра Фарадея" с супрессорным электродом происходит эффективно: относительный ток потерь не превышает $2 \cdot 10^{-3}$ при потенциале коллектора $U_K = 250$ В и токе пучка 400 мА. Этим значениям соответствует первеанс коллектора $100 \text{ мкА} \cdot \text{В}^{-3/2}$, что в несколько раз превышает предельный первеанс коллектора для цилиндрического пучка в системе с продольным магнитным полем [1].

Описанный способ преобразования, по-видимому, не имеет принципиальных ограничений на величину R/d и поэтому представляется перспективным для систем с рекуперацией энергии электронного пучка.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Р.А.Салимов, А.Н.Скринский, В.Г.Файнштейн, ЖТФ, 46, № 8, 1978, 1976.
2. А.П.Баташев, С.Л.Рыбалов, Г.И.Сапожников, ПТЭ, № 4, 53, 1976.
3. К.Д.Синельников, Н.А.Хижняк, Н.С.Репалов, П.М.Зейдлиц, В.А.Ямницкий, З.А.Азовская. Сборник "Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза", № 4, изд-во Киев, "Наукова думка", стр.388, 1965.
4. Х.Альфвен. "Космическая электродинамика", ИЛ, 1952.

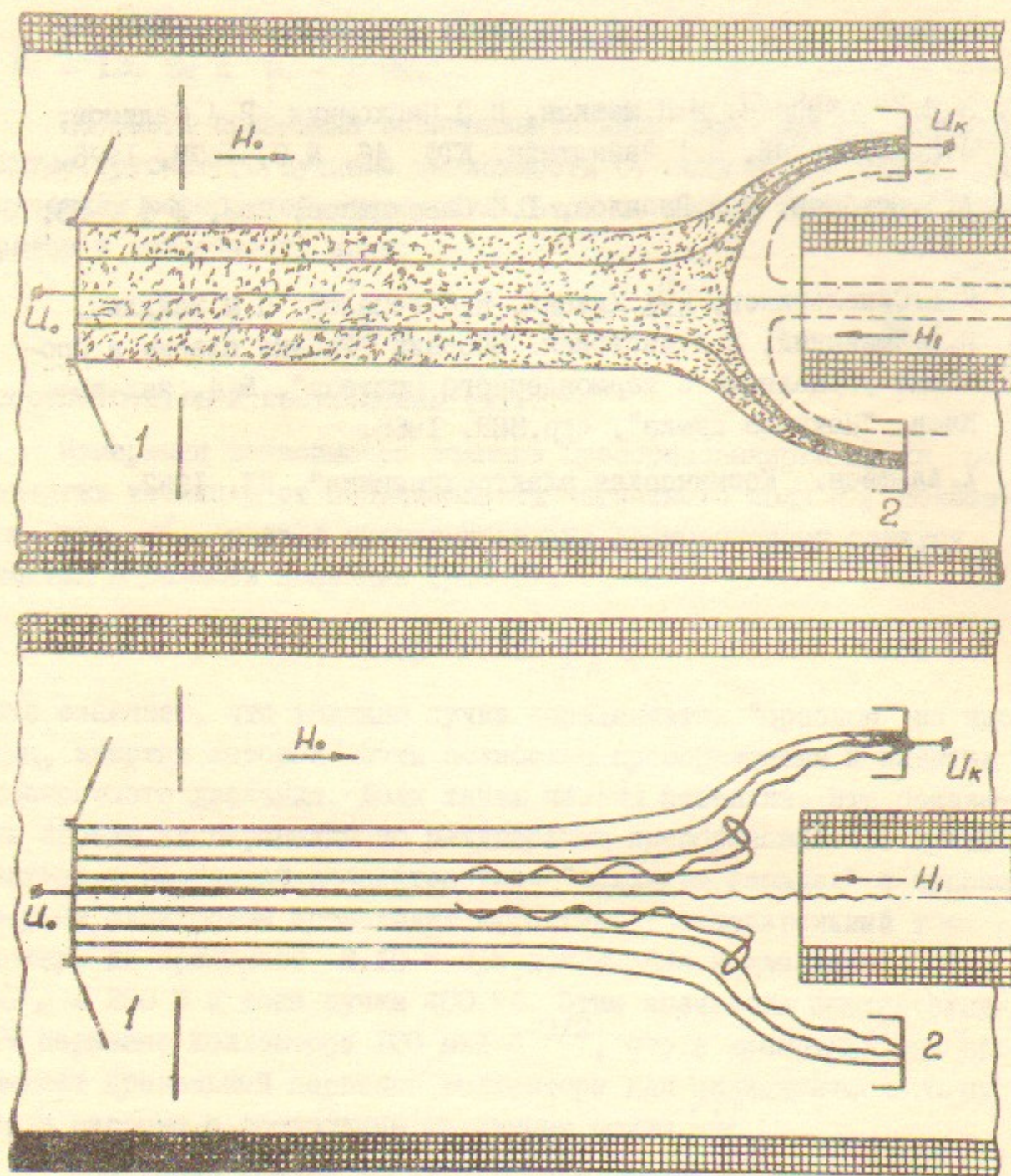


Рис.1. Схема преобразования цилиндрического пучка в трубчатый:

- а) геометрия магнитного поля;
- б) траектории частиц.

1 - электронная пушка, 2 - коллектор.

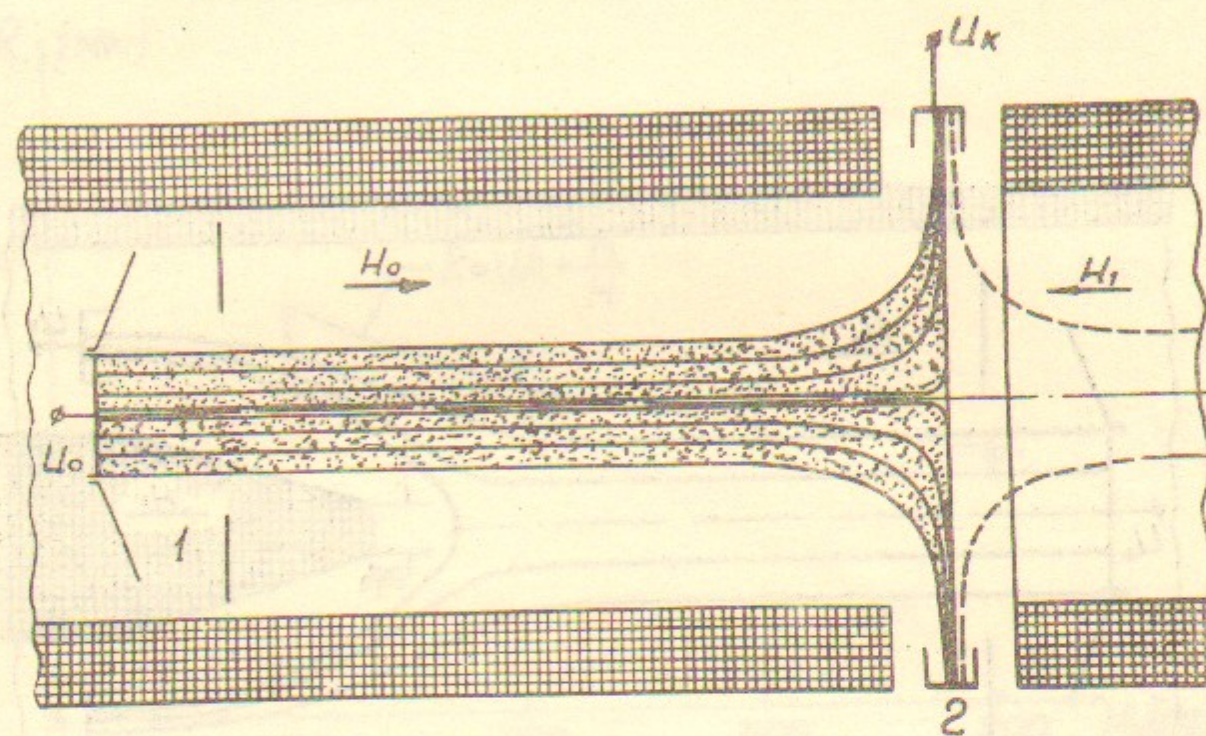


Рис.2. Схема преобразования цилиндрического пучка в дисковый.

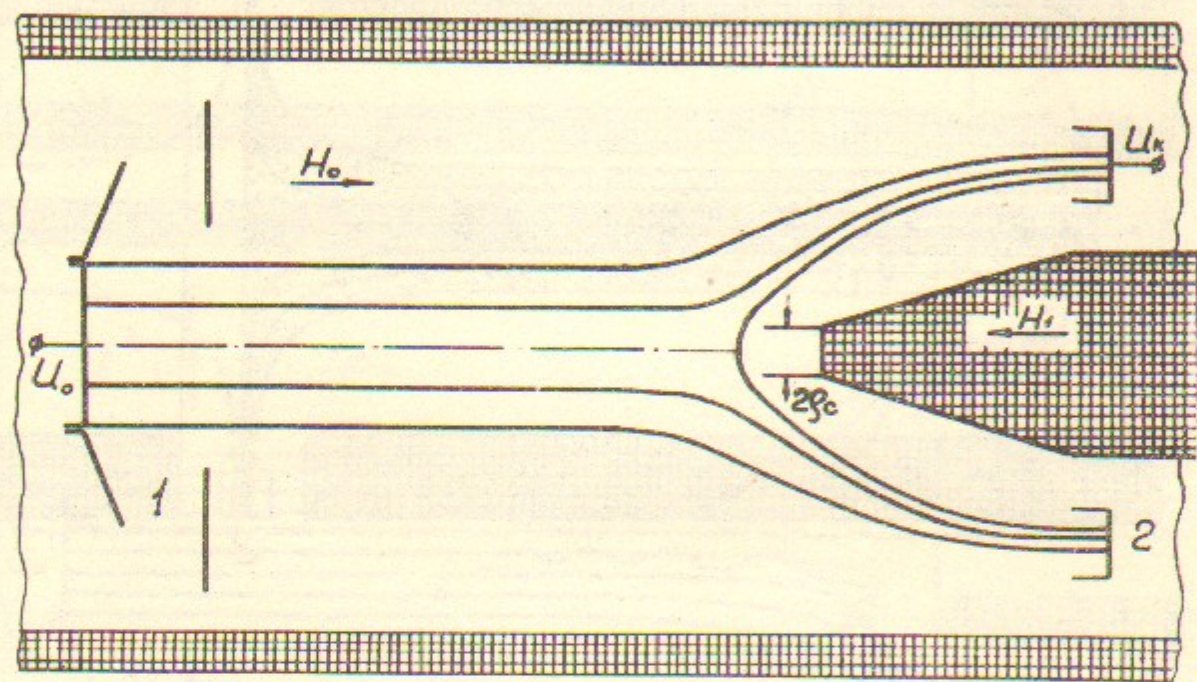


Рис.3. Схема преобразования пучка с помощью соленоида переменного сечения (геометрия магнитного поля).

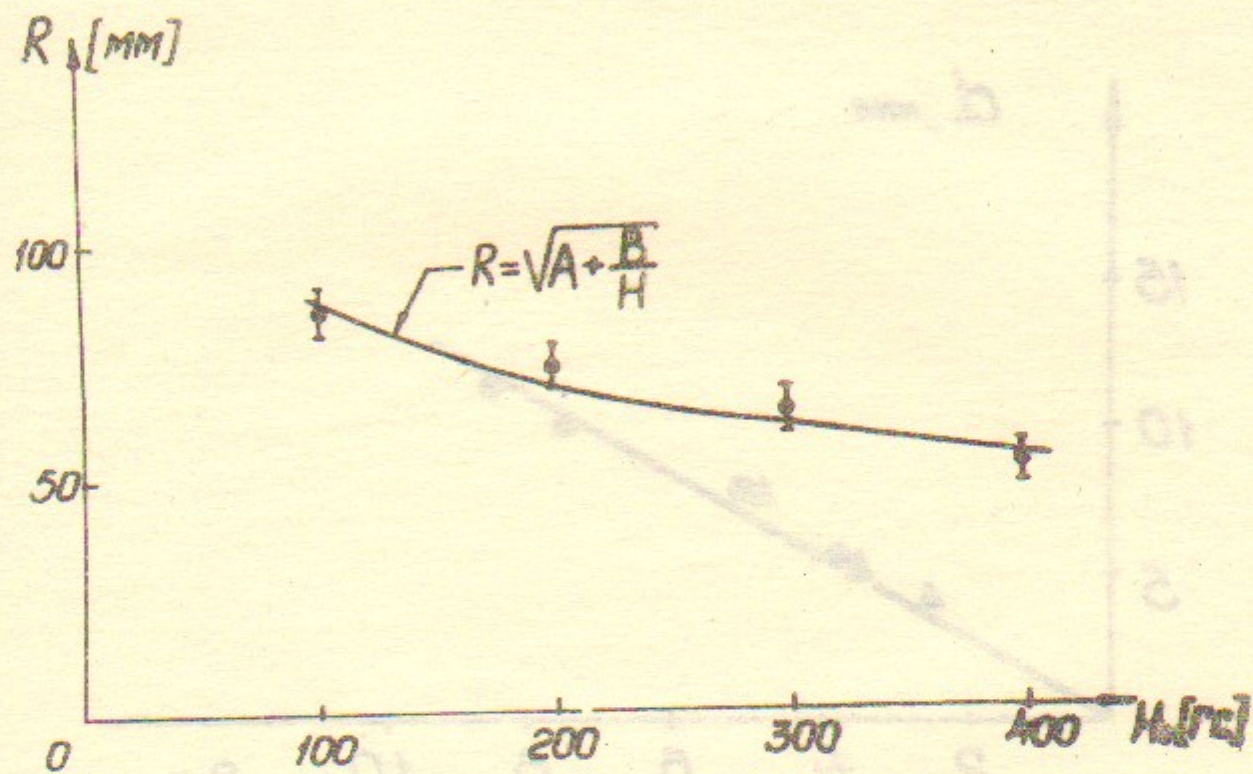


Рис.4. Зависимость радиуса преобразованного пучка от магнитного поля.

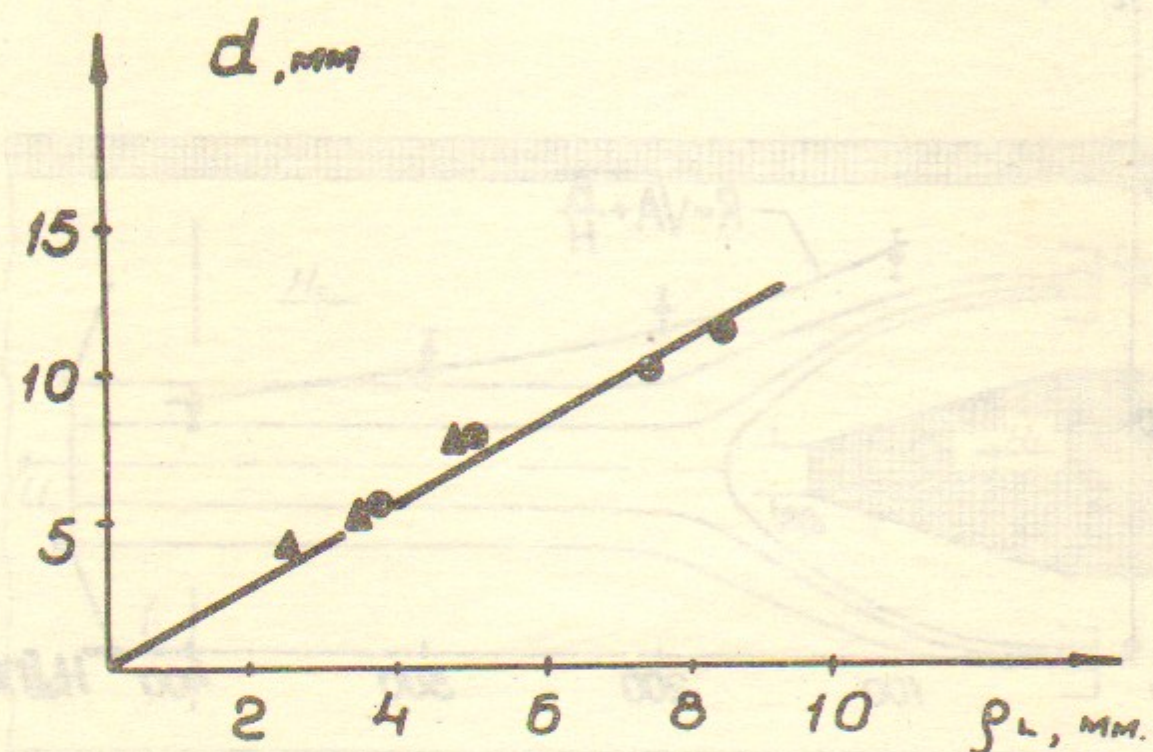


Рис.5. Зависимость толщины преобразованного пучка от лармовского радиуса частиц.

- = 300 Гс, изменяется энергия частиц,
 △ - энергия частиц 2,5 кэВ, изменяется H_0 .

Работа поступила - 7 июня 1979 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 26.09.79г. МН 03052
 Усл. 0,9 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 90

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР