

B. 84

69

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Т.А.Всеволожская, В.А.Киселев,  
В.И.Купчик, Г.И.Сильвестров

**ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ  
В ИМПУЛЬСНЫХ ОДНОВИТКОВЫХ  
МАГНИТАХ С ШИХТОВАННЫМ  
МАГНИТОПРОВОДОМ**

АМЕТ-СИМОНОВ  
Институт ядерной физики  
СО АН СССР  
Новосибирск

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ  
ФИЗИКИ СО АН СССР  
ИНВ. №

ПРЕПРИНТ ИЯФ 79 - 89

Новосибирск

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ В ИМПУЛЬСНЫХ ОДНОВИТКОВЫХ  
МАГНИТАХ С ШИКТОВАННЫМ МАГНИТОПРОВОДОМ

Т.А.Всеволоожкая, В.А.Киселев, В.И.Купчик  
Г.И.Сильвестров

А Н Н О Т А Ц И Я

Приведены результаты расчетного и экспериментального исследования формирования поля в импульсных одновитковых дипольных магнитах с прямоугольной апертурой.

Методом конформных отображений с учетом конечной толщины скин-слоя во втором приближении решения приведен аналитический расчет влияния изоляционных зазоров между токовыми шинами и магнитопроводом на топографию поля в апертуре. Рассмотрены методы компенсации искажающего действия изоляционного зазора путем шиммирования токоведущих шин, влияние на возмущение поля перекосов шин и насыщения железа.

На комплексах встречных пучков Института ядерной физики СО АН СССР при разработке электронных синхротронов и импульсных элементов электронно оптических каналов нашли широкое применение конструкции одновитковых импульсных магнитов, в которых токовые шины активно участвуют в формировании магнитного поля в апертуре [1,2]. Топография магнитного поля в таких системах определяется формами полюсов шихтованного магнитопровода и токовых поверхностей шин. Принципиальным фактором искажающим топографию поля даже в случае идеальной геометрии и бесконечно большой магнитной проницаемости железа, является наличие изоляционных зазоров между шинами и полюсами (рис. 1а), влияние которых усугубляется в случае конечной толщины скин-слоя из-за увеличения эффективной ширины зазора. В реальных конструкциях дополнительными искажающими факторами являются: неточность взаимного расположения шин и полюсов, неоднородность и конечная магнитная проницаемость железа, насыщение его при повышенных индукциях и т.д.

Ниже приводятся результаты расчетного и экспериментального исследований формирования поля в подобных магнитных системах, которые были предприняты в связи с выбором конструктивного варианта магнито-оптических элементов каналов для транспортировки пучков высоких энергий в накопитель ВЭПН-4.

### 1. ИСКАЖАЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗОЛЯЦИОННЫХ ЗАЗОРОВ

Для оценки влияния зазоров на точность формирования поля в апертуре был проведен расчет методом конформных отображений для прямоугольной геометрии с учетом конечной толщины скин-слоя в решении второго приближения, определяемом при толщине скин-слоя много меньшей высоты шин [3] граничным условием на их поверхности  $H_n^{(2)} = \frac{j}{K} \frac{\partial H_t^{(1)}}{\partial t}$ . Здесь  $n$  и  $t$  обозначают нормальное и тангенциальное направления к поверхности,  $j$  - временную мнимую единицу в отличие от пространственной  $-i$ ,  $K = \frac{1+j}{\delta}$  - волновое число,  $\delta$  - толщина скин-слоя.

Решение первого приближения  $H^{(1)}$ , соответствующее бесконечно тонкому скин-слою, находится отображением области апертуры, примыкающей к одной из шин, в предположении бесконечной уда-

ленности второй шины ( $x_0 \gg y_0$ ) на полуполосу в плоскости  $W$  (рис. 1б) с полем  $H^{(1)}(W) = iH_0$ , так что потенциал первого приближения есть  $Z^{(1)} = -iH_0W$ . Потенциал второго приближения  $Z^{(2)}$  с учетом приведенного выше граничного условия на поле  $H^*$  в плоскости  $z$  имеет вид:

$$Z^{(2)} = -\frac{ijH_0}{k\pi} \sqrt{\frac{\xi-1}{\xi-1+\frac{\Delta^2}{y_0^2}}} \left\{ \pi - 2 \operatorname{Arth} \frac{\Delta}{y_0} \sqrt{\frac{\xi}{\xi-1+\frac{\Delta^2}{y_0^2}}} \right\},$$

где  $\xi$  для правой шины связано с  $z$  соотношением:

$$z - x_0 = -\frac{2y_0}{\pi} \left\{ \operatorname{Arth} \sqrt{\frac{\xi}{\xi-1+\left(\frac{\Delta}{y_0}\right)^2}} - \frac{\Delta}{y_0} \operatorname{Arth} \frac{\Delta}{y_0} \sqrt{\frac{\xi}{\xi-1+\left(\frac{\Delta}{y_0}\right)^2}} \right\} \quad (1)$$

а с  $W$  -  $\xi = \sin^2 \frac{\pi(W-x_0)}{2iy_0}$ .

Выражение для поля в плоскости  $z$ ,  $H^*(z) = \frac{d(Z^{(1)} + Z^{(2)})}{dz}$ ,

где (\*) означает комплексное сопряжение по пространственной мнимой единице, учитывающее влияние зазоров от правой шины имеет вид:

$$H^*(z) = -iH_0 \cdot \sqrt{\frac{\xi-1}{\xi-1+\left(\frac{\Delta}{y_0}\right)^2}} \left\{ 1 - \frac{j\Delta}{ky_0^2} \left[ \frac{1}{\xi-1+\left(\frac{\Delta}{y_0}\right)^2} + \frac{\Delta}{y_0} \sqrt{\frac{\xi}{\xi-1+\frac{\Delta^2}{y_0^2}}} \left( \frac{\pi}{2} - \operatorname{Arth} \frac{\Delta}{y_0} \sqrt{\frac{\xi}{\xi-1+\frac{\Delta^2}{y_0^2}}} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

т.е. с точностью до членов второго порядка малости по  $\frac{\Delta}{y_0}$

$$H^*(z) \cong -iH_0 \left\{ 1 + \left\{ \frac{\Delta^2}{y_0^2} + \frac{2j\Delta}{ky_0^2} \left[ 1 - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\Delta}{y_0} \operatorname{th} \frac{\pi(z-x_0)}{2y_0} \right] \right\} \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\pi(z-x_0)}{y_0} + 1} \right\} \quad (3)$$

Искажения поля от зазоров левой шины получаем из выражений (1), (2), (3) при изменении знака перед реальными частями  $z$  и  $H$ , так что  $H_{\text{лев.}}(z) = -H_{\text{прав.}}^*(-z^*)$

Точный учет конечного размера апертуры по  $x$  и влияния зазоров сразу от обеих шин существенно усложняет расчет, однако при  $x_0 \geq y_0$  достаточно высокую точность в определении искажений поля ( $\sim e^{-\frac{2\pi y_0}{x_0}}$ ) обеспечивает приближенный учет путем

подстановки в (2) и (3) вместо постоянного множителя  $-iH_0$ , представляющего собой асимптотическое значение  $H^*(z)$  при  $\operatorname{Re}(x_0 - z) \gg y_0$ , выражения для поля  $H^*$ , искаженного зазорами противоположной шины, а именно

$$H_{\text{лев.+прав.}}^* \cong \frac{H_{\text{прав.}}^*(z) \cdot H_{\text{лев.}}^*(z)}{-iH_0} = -i \frac{H_{\text{прав.}}^*(z) \cdot H_{\text{прав.}}^*(-z^*)}{H_0}, \quad (4)$$

т.е. с точностью до членов порядка  $\left(\frac{\Delta}{y_0}\right)^2$

$$H_{\text{лев.+прав.}}^* \cong -iH_0 \left\{ 1 + \frac{\Delta}{y_0} \left( \frac{\Delta}{y_0} + \frac{2i}{y_0} \right) \left[ \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{y_0}(z-x_0)+1} + \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{y_0}(z+x_0)+1} \right] + j \frac{\pi \Delta^2}{ky_0^3} \left[ \frac{\operatorname{th} \frac{\pi}{2y_0}(z+x_0)}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{y_0}(z+x_0)+1} - \frac{\operatorname{th} \frac{\pi}{2y_0}(z-x_0)}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{y_0}(z-x_0)+1} \right] \right\} \quad (5)$$

Коэффициент квадратичной нелинейности  $a_2$ , определяемый как  $a_n = \frac{x_0^n}{n!} \frac{\partial^n H_y}{\partial x^n} \Big|_{z=0}$ , с указанной выше точностью описывается выражением:

$$a_2 \cong \frac{\pi^2 x_0^2}{y_0^4} \left[ \Delta^2 + 2j\Delta \left( 1 + \frac{\pi \Delta}{2y_0} \right) \right] \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi x_0}{y_0} - 2}{\left( \operatorname{ch} \frac{\pi x_0}{y_0} + 1 \right)^2} \quad (6)$$

Комплексность выражений для  $H$  и  $a_2$  по временной мнимой единице  $j$  означает сдвиг поля по фазе относительно питающего тока.

При синусоидальной форме импульса тока множитель  $\frac{2j}{ky_0} = \frac{\sqrt{2}\delta}{y_0} e^{j\frac{\pi}{4}}$  есть  $\frac{\sqrt{2}\delta}{y_0} \frac{\sin(\omega t - \frac{\pi}{4})}{\sin \omega t}$ , а выражение в квадратных скобках в формуле (6), которое можно рассматривать как определение квадрата эффективной толщины зазора  $\Delta_{\text{эфф.}}$ , принимает вид:

$$\Delta_{\text{эфф.}}^2 = \Delta^2 + \sqrt{2} \delta \Delta \frac{\sin(\omega t - \frac{\pi}{4})}{\sin \omega t} \quad \text{что}$$

при  $\omega t = \frac{\pi}{2}$  принимает вид

$$\Delta_{\text{эфф.}}^2 = \Delta(1 + \delta) \quad (7)$$

Экспериментальное измерение полей производилось на модели, показанной на рис. 1а, с вертикальной апертурой 40 мм и радиальной 60 мм. Модель запитывалась униполярными синусоидальными импульсами тока, с длительностью  $\tau$  по основанию, варьируемой в пределах 0,1-10 мсек. Изменяя  $\tau$  и величину изоляционного зазора можно было в широких пределах варьировать отношение скин-слоя  $\delta$  и ширины зазора  $\Delta$ .

Сравнение искажений поля, вычисленных по (4) с  $H_{y, \text{эксп}}$ , определяемым по (2), с результатами измерений на модели в фазе  $\omega t = \frac{\pi}{2}$  синусоидального импульса тока, приводятся на рисунках 2 (а, б, в, г). Наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для медианной плоскости ( $y = 0$ ) и несколько худшее для  $y = 0,6 y_0$ , где  $y_0$  полувисота шины. Значения коэффициентов квадратичной нелинейности, полученных при интерполяции экспериментальной зависимости поля  $H_y$  от  $x$  в медианной плоскости трехчленом  $H_y(x) = a_0 + a_2^{(\text{экс})} \frac{x^2}{x_0^2} + a_4^{(\text{экс})} \frac{x^4}{x_0^4}$ , совпадает (таблица I) со значениями  $a_2$ , вычисленными по выражению (6), в пределах точности коэффициентов  $a_2^{(\text{экс})}$ , обусловленной точностью измерений значения поля ( $\sim \pm 2 \cdot 10^{-4}$ ) и координат измерительных датчиков ( $\sim 1 \cdot 10^{-2}$  см).

Таблица I.

$\Delta/y_0$	$\delta/y_0$	$a_2$	$a_2^{(\text{экс})}$
0,05	0,11	0,0032	$0,0041 \pm 0,0011$
0,05	0,27	0,0063	$0,0055 \pm 0,0011$
0,1	0,1	0,0080	$0,0091 \pm 0,0009$
0,1	0,2	0,0123	$0,0114 \pm 0,0009$

## 2. ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ ШИММИРОВАНИЕМ ТОКОВЫХ ШИН

Возможность компенсации искажающего действия изоляционных зазоров и насыщения железа, влияние перекосов шин и т.п. исследовались экспериментально на модели в геометрии рис. 1а. Измере-

ния производились с помощью матрицы из 32 индукционных датчиков расположенных в апертуре магнита в три горизонтальных ряда [4]. Результаты измерений представлялись в виде коэффициентов разложения поля по степеням координат  $x$  и  $z$ , нормированных на радиальную полуапертуру магнита  $x_0 = 3 \text{ см}^*$

$$H_z = C_1 + C_2 x + C_3 z + C_4 \left( \frac{x^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right) + C_5 xz + C_6 \left( \frac{x^3}{6} - \frac{xz^2}{2} \right) + \dots$$

и т.д. до пятой степени включительно, а также в виде рисунков, иллюстрирующих топографию поля в апертуре путем выделения границ областей с заданной степенью однородности  $z$ - и  $x$ -компонент поля, построенных по этим коэффициентам.

Рис. 3а относится к случаю плоских шин при изоляционном зазоре  $\Delta = 1 \text{ мм}$ ,  $\delta = 7 \text{ мм}$  ( $\tau = 6 \text{ мсек}$ ) и  $H = 10 \text{ кЭ}$ . Здесь белой оставлена область с относительной однородностью поля  $|\frac{\Delta H}{H_0}| \leq 0,1\%$ , а знаками обозначены области со значениями  $\frac{\Delta H}{H_0}$  в пределах  $0 - +0,1\% < \frac{\Delta H}{H_0} \leq 0,2\%$ ,  $0 - -0,1\% > \frac{\Delta H}{H_0} \geq -0,2\%$ ;  $K - 0,2\% < |\frac{\Delta H}{H_0}| \leq 0,3\%$ ;  $B - 0,3\% < |\frac{\Delta H}{H_0}| \leq 0,5\%$  и т.д.

Выбранный способ представления результатов измерения топографии поля обладает хорошей наглядностью и позволяет делать количественные и качественные выводы о характере нелинейностей и способ их уменьшения.

Для расширения области однородности поля компенсация искажающего действия зазоров может быть осуществлена увеличением около них плотности тока путем создания на шине специальных выступов (шимм), геометрия которых (рис. 4а, б) выбирается для конкретных величин зазора и скин-слоя в заданной фазе, например, в максимуме синусоиды поля. На рис. 3б приведена топография поля, полученная в результате выбора оптимальной геометрии шиммирования ( $a_{\text{шим}} = 0,4 \text{ мм}$ ,  $b_{\text{шим}} = 10 \text{ мм}$  на рис. 4а) для  $\Delta = 1 \text{ мм}$ ,  $\delta = 7 \text{ мм}$  ( $\tau = 6 \text{ мсек}$ ). Сравнение с рис. 3а показывает, что область поля с  $|\frac{\Delta H}{H_0}| \leq 0,1\%$  увеличилась с 50% до 87% геометрической апертуры, а характерные для дипольного магнита коэффициенты разложения поля  $C_4$  и  $C_3$  изменились от  $C_4 = 6,6 \cdot 10^{-3}$  и  $C_3 = 141 \cdot 10^{-3}$  до  $C_4 = -0,26 \cdot 10^{-3}$  и  $C_3 = -46 \cdot 10^{-3}$ .

\* Коэффициент  $C_4$  совпадает с коэффициентом  $a_2$  в обозначениях пункта I, координата  $z$  — с координатой  $y$ .

Топография поля остается практически неизменной при вариации длительности импульса в пределах от 4 до 8 мсек. Дальнейшее увеличение области однородности достигается введением шимм более сложного профиля (рис. 4б), однако простота изготовления одноступенчатых шимм и не жесткие допуски ( $a = 0,4 \pm 0,1$  мм,  $b = 10 \pm 1$  мм) делают их предпочтительными для практического использования.

Введение шимм с размерами  $a$  и  $b$ , большими оптимальных для данной величины скин-слоя, приводит к появлению нелинейностей, которые по виду соответствуют нелинейностям, возникающим при частичном насыщении железа, но имеющим противоположный знак. Это позволило сделать предположение о возможности частичной компенсации шиммированием эффектов насыщения железа. На рис. 5а приведено распределение поля при размерах шимм  $a = 0,4$  мм,  $b = 10$  мм и  $\delta = 2$  мм ( $\tau = 0,6$  мсек) при поле  $H = 5$  кэрст, на рис. 7б — распределение поля в нешиммированном магните при  $H = 18,5$  кэрст. Соответствующие этим распределениям нелинейности характеризуются величинами:  $C_4 = -20 \cdot 10^{-3}$ ,  $C_3 = 360 \cdot 10^{-3}$  для рис. 5а и  $C_4 = 22 \cdot 10^{-3}$ ,  $C_3 = 130 \cdot 10^{-3}$  — для рис. 7б). Увеличение поля в геометрии рис. 5а до  $H = 18,5$  кэрст приводит к частичной компенсации и уменьшению нелинейностей до величин  $C_4 = 6 \cdot 10^{-3}$ ,  $C_3 = -142 \cdot 10^{-3}$  и увеличению "белой области" с 23% до 63% от всей апертуры магнита (рис. 5б).

Могут быть использованы и другие способы коррекции искажающего действия зазоров и частичного насыщения железа. В частности, комбинация шиммирования одновременно и токовой шины и полюса (рис. 4в) позволяет улучшить топографию поля в разных фазах синусоидального импульса тока, поскольку на начальных стадиях диффузии скин-слоя большее влияние оказывает шимм на токовой шине, а к максимуму тока начинает сказываться шиммирование полюса. Эта же цель может быть достигнута созданием одновременно выступа на формирующей поверхности шины и выборки внутри шины на глубине  $\sim \delta$  (рис. 4г).

### 3. ВЛИЯНИЕ ПЕРЕКОСОВ ШИН

Допуски на взаимную параллельность шин и перпендикулярность их полюсам в большой степени определяется геометрией магнита — отношением его радиальной  $X_0$  и вертикальной  $Y_0$  апертуры — и при  $\frac{X_0}{Y_0} \sim 1$  существенно зависят от относительной величины скин-слоя. Для бесконечно малого скин-слоя перекося шин приводит к вертикальному градиенту поля, пропорциональному относительному изменению расстояния между шинами, для конечной величины  $\delta$  эта зависимость усложняется.

Результаты изменения топографии поля в геометрии рис. 1, вызванного уменьшением перекося одной из шин путем смещения её у верхнего полюса на величину  $\Delta X = 0,5$  мм при  $\delta = 7$  мм и  $\delta = 1$  мм, приведены на рис. 6а и 6в соответственно. В разложении поля  $H_z$  появились дополнительные члены  $C_2$  и  $C_5$ , в обоих случаях дающие постоянный градиент в вертикальном направлении  $G = 0,6 \cdot 10^{-3} H_0$  и линейные от  $z$  добавки  $\Delta G = -0,3 \cdot 10^{-3} H_0 z$  в первом и  $\Delta G = -2,5 \cdot 10^{-3} H_0 z$  во втором случае.

### 4. ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ ЖЕЛЕЗА НА ТОПОГРАФИЮ И ЭНЕРГОЕМКОСТЬ МАГНИТА

Влияние насыщения полюсов всегда зависит от конкретной геометрии магнита — соотношения вертикального и горизонтального размеров апертуры, формы полюсов, расположения и размеров обмоток возбуждения.

В импульсных одновитковых системах, в которых практически отсутствуют поля рассеяния за исключением малой доли потока, идущей по скин-слоям наиболее выгодно работать на повышенных индукциях с частичным насыщением железа при апертурах близких к квадратным, когда скиновые поверхности играют существенную роль в формировании поля.

В исследуемой нами геометрии при апертуре  $a_x = \pm 30$  мм,  $a_z = \pm 20$  мм, измерения полей производились при индукциях в железе до 25 кГс.

На рис.7 приведены картины топографии поля для плоских шин при индукциях 15 кГс (а), 18.5 кГс (б), 22 кГс (в), 25 кГс (г). На рис.8 (кривая 1) показано изменение коэффициента квадратичной нелинейности  $C_4$  в зависимости от  $B$ . При выбранной нами толщине шихтовки магнитопровода, выполненного из стали 0.8 КП с толщиной пластин  $d = 2$  мм, истинная индукция из-за коэффициента заполнения, равного  $\sim 0.95$  на 5% выше.

Выбор материала магнитопровода и толщины шихтовки, определяющей коэффициент заполнения, становятся существенными при оценке энергоемкости магнита, работающего в режиме насыщения. На рис.8 (кривая 2) показано изменение эффективности магнита - отношения  $H_0/J$  ( $H_0$  - поле в центре апертуры,  $J$  - ток возбуждения), нормированной на  $H_0/J$  при  $B = 5$  кГс, в зависимости от  $B$ , для стали 0.8 КП с  $d = 2$  мм (кривая 2) и стали Э-4 с  $d = 0,5$  (кривая 3) при одинаковых изоляционных зазорах между пластинами  $\sim 0,05$  мм.

Изменение в широких пределах толщины шихтовки на модели позволило измерить характер зависимости коэффициента  $C_4$  от  $d/\delta_{cu}$ , где  $d$  - толщина пластин, а  $\delta_{cu}$  - скин-слой в меди\*) (рис.8 кривая 4). Из этой кривой видна возможность использования в импульсных магнитах с редкой частотой посылок импульсов ( $< 1$  Гц), когда можно пренебречь нагревом железа за счет вихревых токов, толщин шихтовки вплоть до значений  $d/\delta_{cu} \sim 0.5$ .

Проведенные исследования позволили выбрать основные параметры больших поворотных магнитов с радиусом 4 м, являющихся элементами сложной и протяженной системы транспортировки пучков электронов и позитронов с энергией до 2.5 ГэВ для перепуска их из бустерного накопителя ВЭПП-3 в накопитель ВЭПП-4 [5,6].

\*) Введение в качестве параметра скин-слоя в меди удобно, так как скин-слой в железе зависит от индукции  $\delta = \delta(B)$ .

## Л и т е р а т у р а

- Л.Л.Данилов, Э.М.Трахтенберг, Г.И.Сильвестров. Труды I-го Всесоюзного совещания по ускорителям. Москва, 1968. ВИНТИ 1970 г. т.1, стр.287.
- Л.Л.Данилов, А.А.Лившиц, Э.М.Трахтенберг, Г.И.Сильвестров. Электромагнит синхротрона. Авторское свидетельство № 212394, 1967 г.
- Г.Каден. Электромагнитные экраны. Госэнергоиздат, М-Л, 1957 г.
- В.Т.Волохов, В.В.Каргальцев, В.А.Киселев, В.И.Купчик, Г.И.Сильвестров. Препринт ИЯФ, 76-90, Новосибирск, 1971.
- Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1972. "Наука" 1973. т.П, стр.122.
- В.А.Анашин и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям. Дубна, 1976. М., "Наука" 1977 г. т.П, стр.123.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1.

- а) поперечное сечение модели
- б) отображение области апертуры на полуполосу

Рис.2.

Сравнение искажений поля, вычисленных по (4) и (2) с результатами измерений на модели в фазе  $\omega t = \pi/2$ .

- а)  $\Delta = 0.05$  ,  $\delta = 0.11$
- б)  $\Delta = 0.05$  ,  $\delta = 0.27$
- в)  $\Delta = 0.1$  ,  $\delta = 0.1$
- г)  $\Delta = 0.1$  ,  $\delta = 0.2$

Рис.3.

Компенсация влияния изоляционного зазора на топографию магнитного поля

- а) плоская шина
- б) шиммированная шина

Рис.4.

Способы шиммирования магнитопровода и токонесущих шин

- а) одноступенчатое шиммирование шины
- б) двухступенчатое шиммирование шины
- в) одновременное шиммирование шины и магнитопровода
- г) шиммирование магнитопровода

Рис.5.

Влияние шиммирования на топографию поля при насыщении магнитопровода

- а)  $B = 5$  кГс
- б)  $B = 18,5$  кГс

Рис.6.

Влияние перекосов шин на топографию поля при различной глубине скин-слоя

- а)  $\delta = 7$  мм
- б)  $\delta = 1$  мм

Рис.7.

Влияние насыщения магнитопровода на топографию поля для плоских шин

- а)  $B = 15$  кГс
- б)  $B = 18,5$  кГс
- в)  $B = 22$  кГс
- г)  $B = 25$  кГс

Рис.8.

- 1 - Зависимость коэффициента квадратичной нелинейности  $C_4$  от величины индукции для стали 0.8 КП
- 2 - Зависимость эффективности магнита от индукции для стали 0.8 КП, толщине пластин  $d = 2$  мм
- 3 - То же, что и 2), для стали Э-4,  $d = 0,5$  мм
- 4 - Зависимость коэффициента квадратичной нелинейности от толщины пластин магнитопровода.



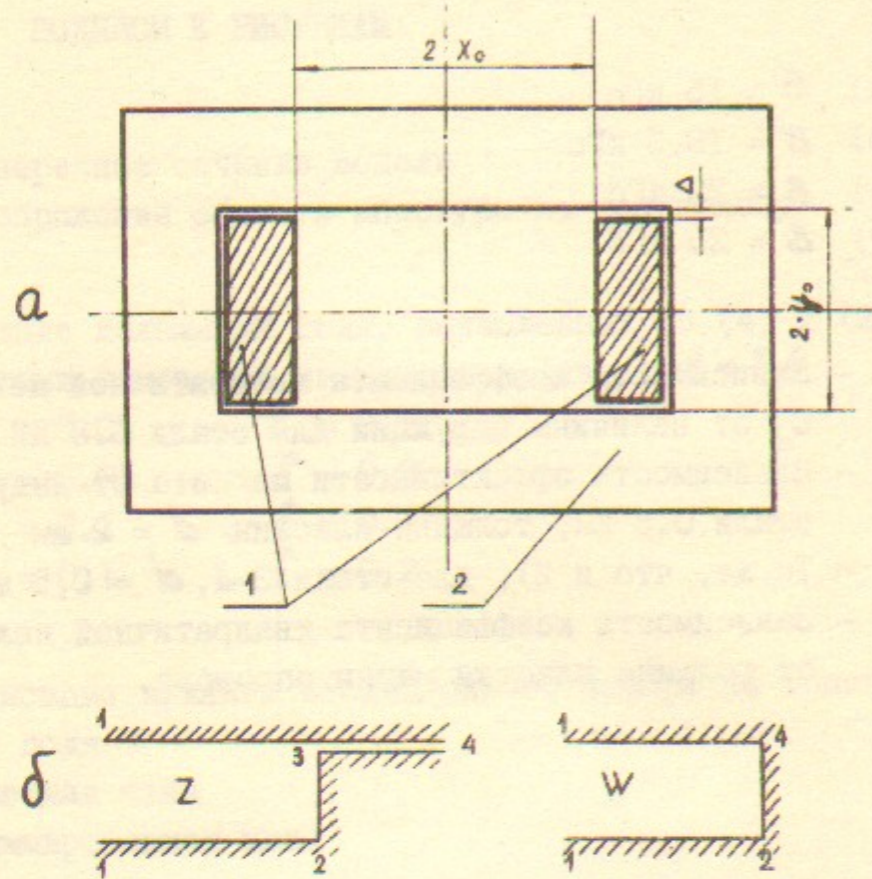


Рис. 1.

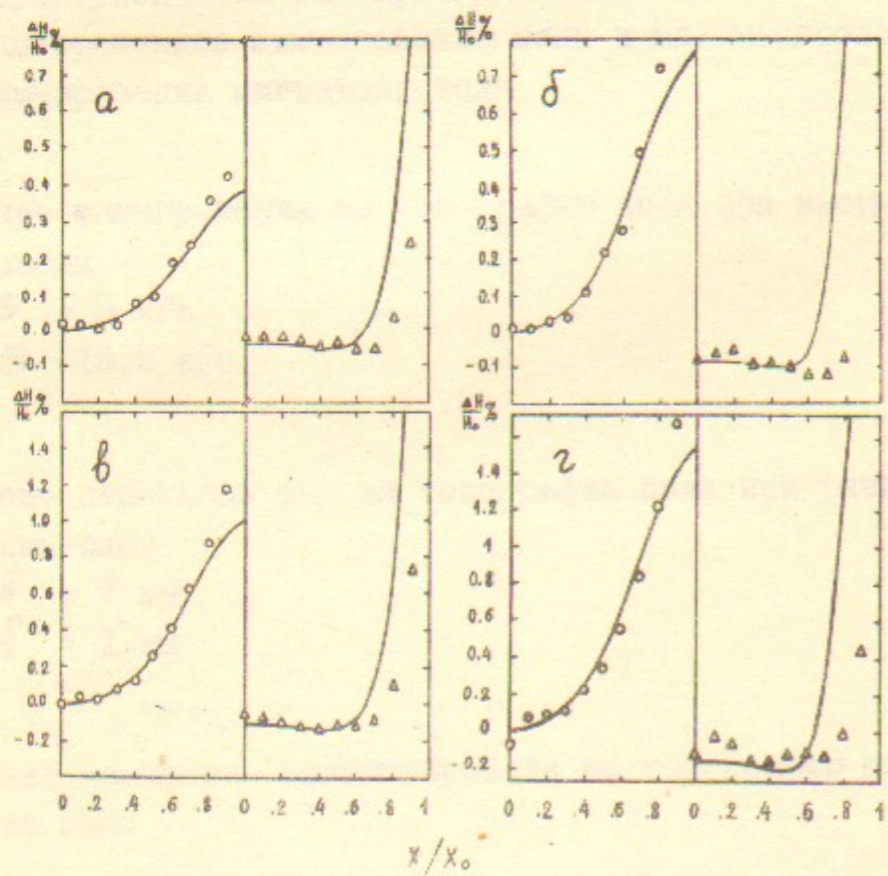


Рис. 2.

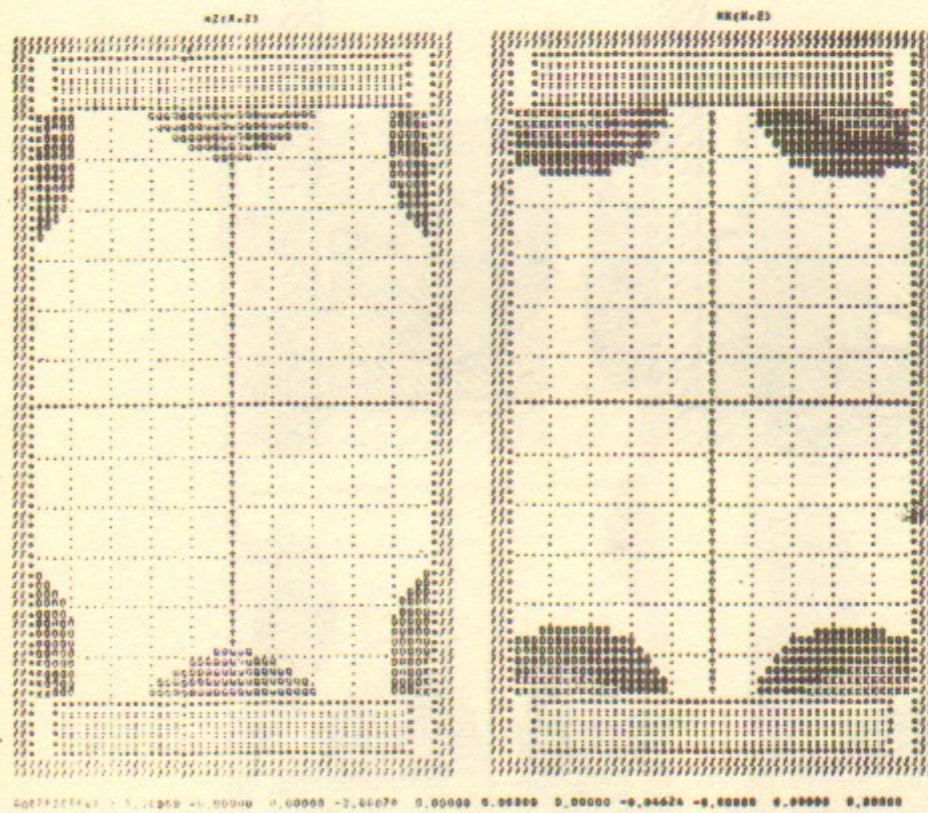
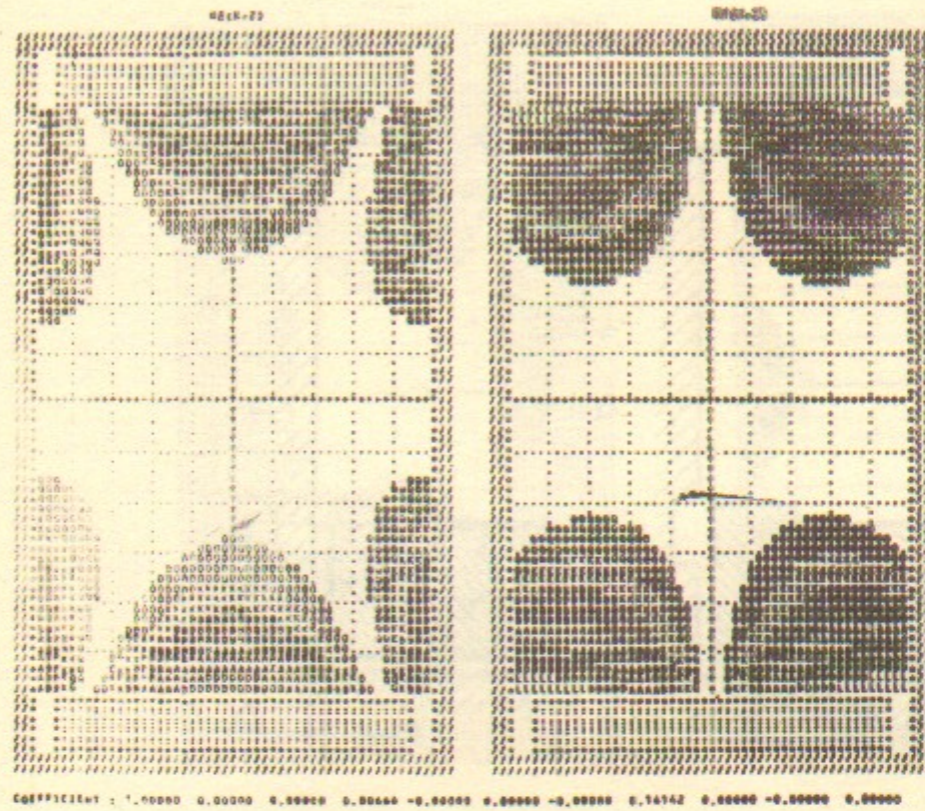


Рис. 3.

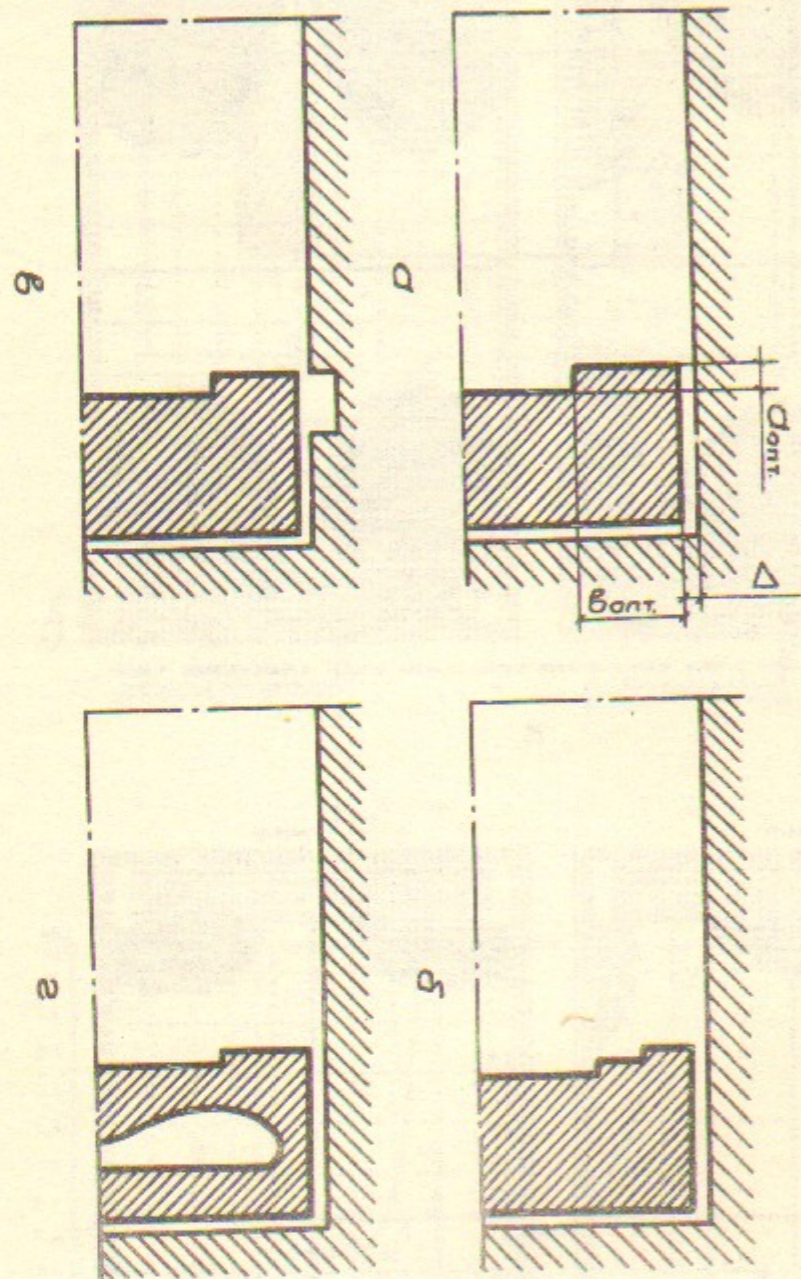


РИС. 4.

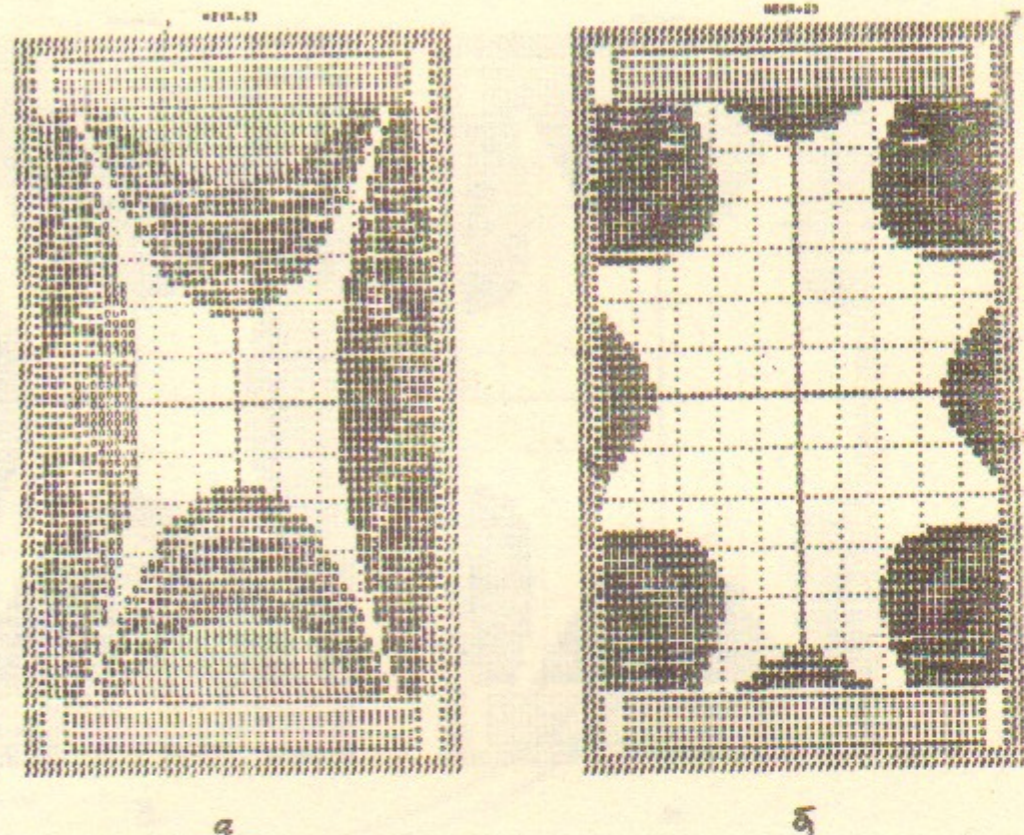


РИС. 5.

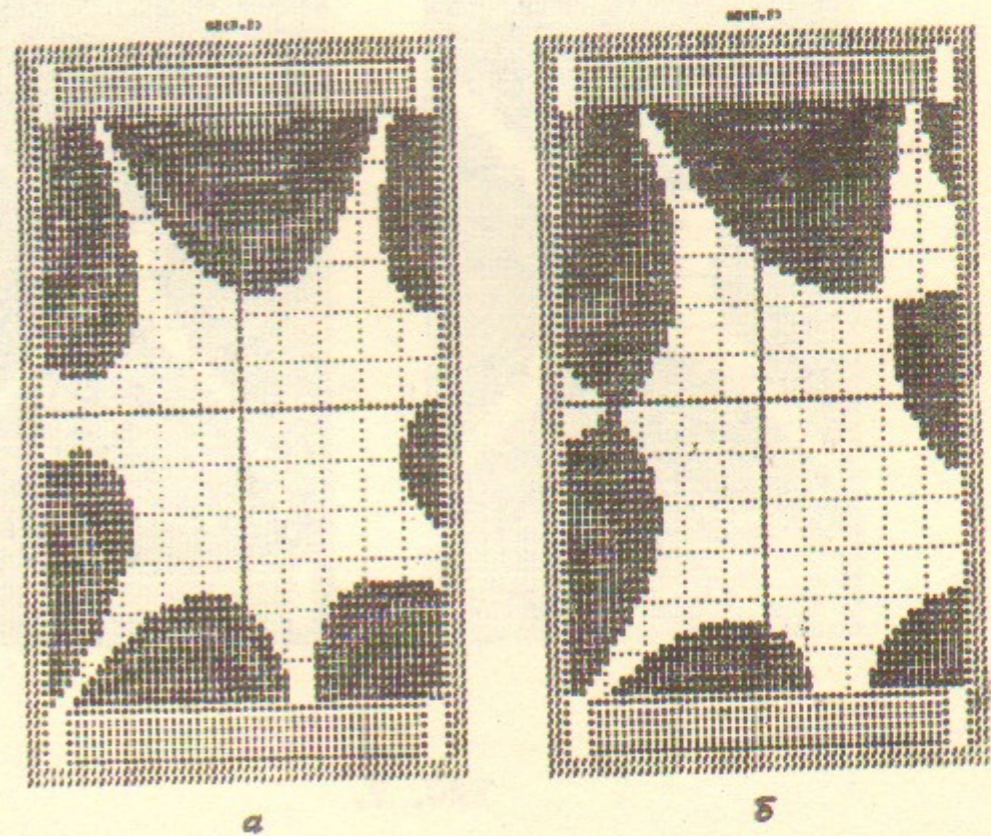
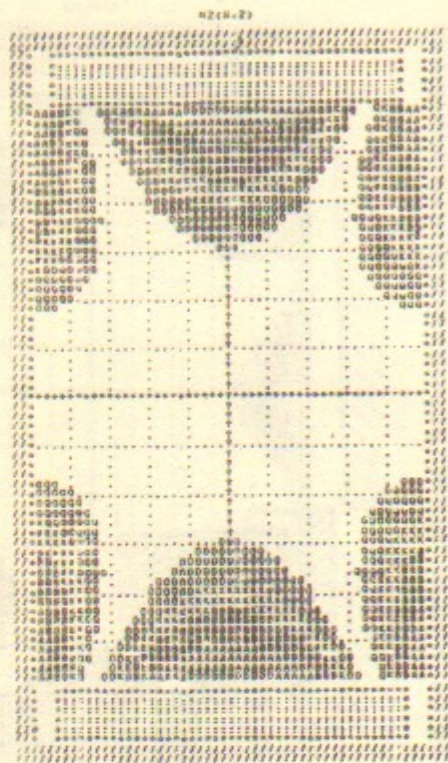
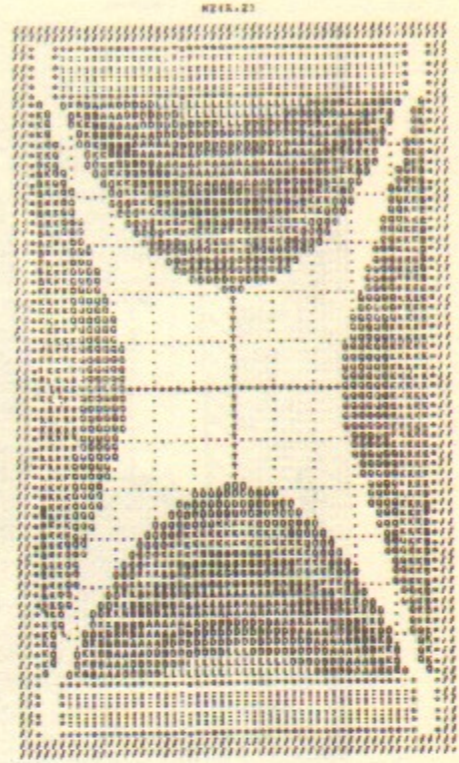


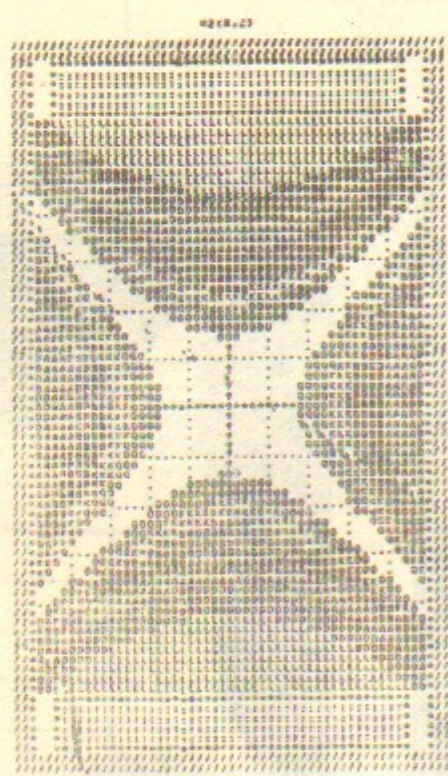
РИС. 6.



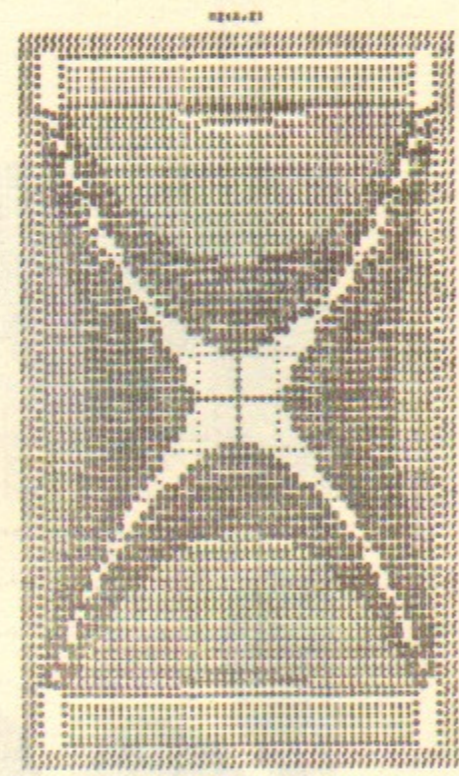
a



b



c



d

Рис. 7.

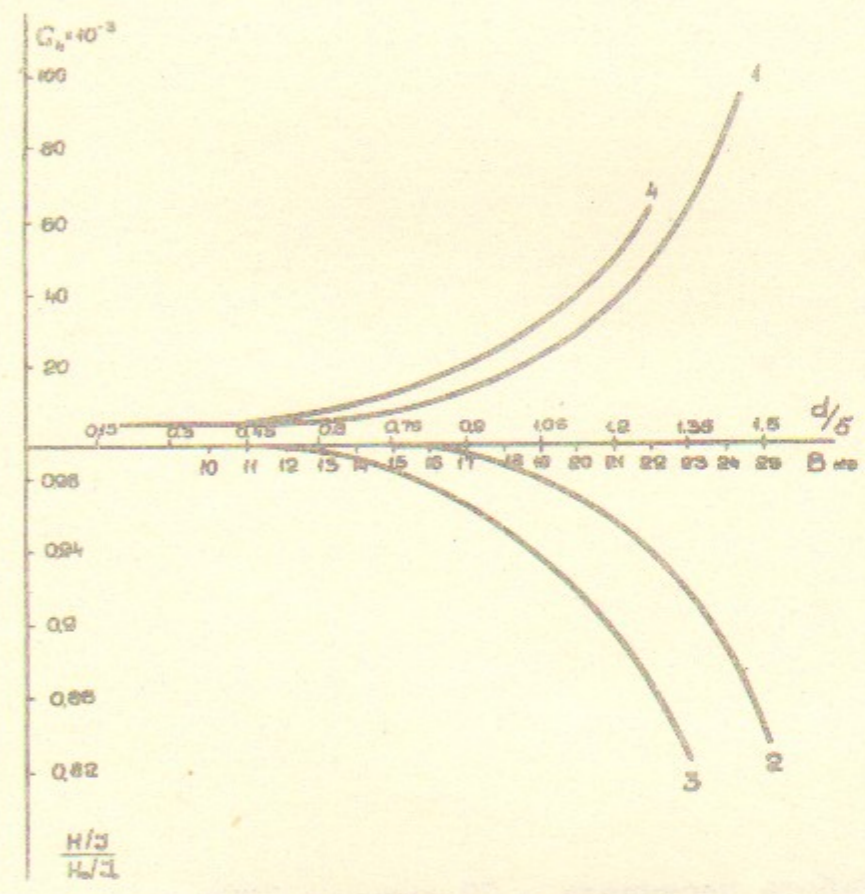


Рис. 8.