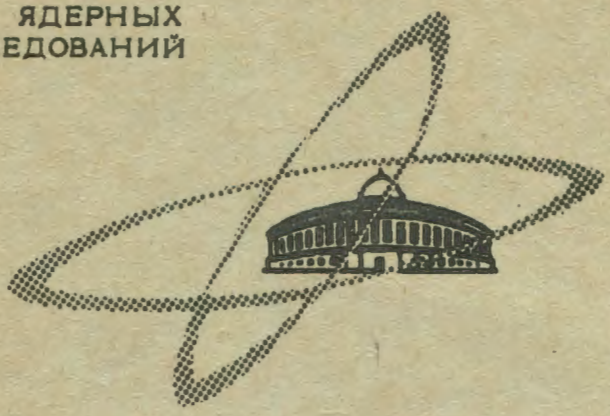


Д-629

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13 - 4134



Н.И.Дойников, С.Н.Комарова, А.С.Симаков

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

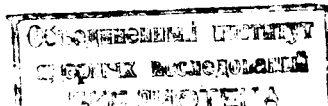
ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ МАГНИТА  
ДВУХМЕТРОВОЙ ВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ  
КАМЕРЫ

1968

**P13 - 4134**

**Н.И.Дойников, С.Н.Комарова, А.С.Симаков**

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ МАГНИТА  
ДУХМЕТРОВОЙ ВОДОРОДНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ  
КАМЕРЫ**



В связи с разработкой магнита для двухметровой пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на индукции  $B = 25 \pm 30$  кгс был проведен численный анализ поля магнита в плоскопараллельном приближении. Расчёт осуществлялся методом сеток с использованием методики, учитывающей нелинейные свойства задачи<sup>/1/</sup>.

Цель работы состояла в том, чтобы для конкретной конфигурации магнита получить кривую намагничивания, распределение потока, а также выяснить влияние неравных плотностей тока в катушках на величину и однородность поля в рабочей области.

Отметим, что внутренние размеры магнита уже заданы конструкцией камеры. Что же касается внешних размеров, то проведенное ранее исследование<sup>/2/</sup> показало, что они близки к оптимальным.

На рис. 1 пунктирной линией показана верхняя половина перпендикулярного направлению тока сечения рассматриваемого магнита, а также математическая модель изучаемой области в делениях квадратной сетки  $x = ih$ ,  $y = jh$ , шаг  $h$  которой равен 10 см. Ось  $x$  совпадает с плоскостью симметрии.

Основная расчётная формула, связывающая в итерационном процессе два последовательных значения векторного потенциала  $A_{i,j}^{(k)}$  и  $A_{i,j}^{(k+1)}$  в узле  $i, j$ , имеет вид<sup>/1/</sup>  $x/$ :

$$A_{i,j}^{(k+1)} = A_{i,j}^{(k)} - \Delta A_{i,j}^{(k,k+1)},$$

---

<sup>x/</sup> Все формулы записаны в гауссовской системе единиц.

$$\Delta A_{i,j}^{(k,k+1)} = \omega \frac{\sum_{\ell=1}^4 g_{\ell} v_{\ell} - 2\bar{J} t_{i,j}}{\sum_{\ell=1}^4 (P_{\ell} w_{\ell} v_{\ell} + 2g_{\ell})} \quad (1)$$

В этих соотношениях  $\omega$  - параметр, значение которого лежит в интервале (1,2) и обычно подбирается в ходе расчёта из соображений наилучшей сходимости итерационного процесса; величины с индексом  $\ell$  ( $\ell = 1 \div 4$ ) относятся к центрам четырех ячеек, имеющих общий узел  $i, j$ ;  $g_{\ell} = (\frac{1}{\mu})_{\ell}$ ;  $\mu$  - магнитная проницаемость;  $\bar{J} = \frac{4\pi}{c} J h^2$ ;  $J$  - плотность тока;  $t_{i,j} = S_j / h^2$ ;  $S_j$  - занятая током площадь внутри квадрата  $h \times h$ , центр которого совпадает с узлом  $i, j$ ;  $P_{\ell} = (\frac{dg}{dB^2})_{\ell}$ ;

$$[v_{\ell}] = [C_{21+d_{12}}, C_{21+d_{22}}, C_{22+d_{12}}, C_{22+d_{22}}];$$

$$[w_{\ell}] = \frac{1}{h^2} [v_{\ell}];$$

$$[C_{i,j}] = \begin{bmatrix} A_{i-1,j} - A_{i-1,j-1} & A_{i-1,j} - A_{i-1,j+1} \\ A_{i,j} - A_{i,j-1} & A_{i,j} - A_{i,j+1} \\ A_{i+1,j} - A_{i+1,j-1} & A_{i+1,j} - A_{i+1,j+1} \end{bmatrix};$$

$$[d_{i,j}] = \begin{bmatrix} A_{i,j-1} - A_{i-1,j-1} & A_{i,j} - A_{i-1,j} & A_{i,j+1} - A_{i-1,j+1} \\ A_{i,j-1} - A_{i+1,j-1} & A_{i,j} - A_{i+1,j} & A_{i,j+1} - A_{i+1,j+1} \end{bmatrix}.$$

Согласно принятой схеме расчёта квадрат индукции  $B_{\ell}^2$  вычислялся по формулам

$$[B_{\ell}^2] = \frac{1}{2h^2} [C_{11}^2 + C_{21}^2 + d_{11}^2 + d_{12}^2 (C_{21}^2 + C_{31}^2 + d_{21}^2 + d_{22}^2 + C_{12}^2 + C_{22}^2 + d_{12}^2 + d_{13}^2 + C_{22}^2 + C_{32}^2 + d_{22}^2 + d_{23}^2)].$$

Значения  $g_{\ell}(B_{\ell}^2)$  и  $P_{\ell}(B_{\ell}^2)$  (в воздухе  $g_{\ell} = 1$ ,  $P_{\ell} = 0$ ) определялись с помощью квадратичной интерполяции функций  $g(B^2)$  и  $P(B^2)$ , заданных в форме числовых таблиц, при составлении которых использовались полученные в НИИЭФА экспериментальные данные о зависимости  $\mu(B)$  для стали Ст.3 (рис. 3). Коррекция потенциала по формуле (1) последовательно проводилась во всех счётных узлах сетки вдоль горизонтальных линий, причём каждый раз использовалось то значение потенциала, которое сложилось к данному моменту. Первоначальное распределение  $A$  было задано достаточно произвольным, в частности, постоянным в воздушном зазоре и линейно убывающим от внутренних к внешним границам в области железа. На внешнем контуре железа  $A$  полагалось равным нулю.

Итерационный процесс считался законченным, если величина  $\sum_{i,j} |\Delta A_{i,j}|$  оказывалась меньше наперед заданного числа  $T$ . Для определения точности вычислений, связанной с ненулевым  $T$ , проводились дополнительные исследования.

В табл. 1 приводятся значения векторного потенциала  $A$  в точке  $i = 22$ ,  $j = 2$  и индукции в центре квадрата со сторонами  $i = 21, 22$  и  $j = 1, 2$  при различных значениях вышеупомянутых сумм. Из сравнения этих результатов видно, что точность нахождения величины  $B_0$  выше  $2 \cdot 10^{-4}$  обеспечивается при  $T = 10^{-2}$ .

Погрешность нахождения  $A$ , связанная с дискретизацией задачи, составляет 1-2%/3,4,5/.

Поле в рабочей области (пунктирный прямоугольник на рис. 1) принято характеризовать величиной индукции  $B_0$  в средней точке  $0$  и наибольшей неоднородностью

$$\epsilon = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_0}.$$

В дальнейшем эти величины будут использоваться для сравнения различных вариантов.

Основные результаты расчётов приведены на рис. 1, 2, 4 и в табл. 2.

На рис. 1 изображена картина силовых линий поля и линий  $B = \text{const}$  для случая  $C_1 = C_2 = C_0 = 0,050$ . Коэффициент  $C_0$  связан с суммарным током  $I$ , протекающим через поперечные сечения катушек, соотношением

$$I = \frac{92,4 \cdot 10^6}{0,4 \pi} C_0 = 3,67 \cdot 10^6,$$

где  $[I] = \text{а}$ . Как видно из рис. 1, замена реального контура магнита ступенчатым приводит лишь к локальным колебаниям силовых линий и линий  $B = \text{const}$ . Это связано с более сильным насыщением острых выступов. Для области  $\mu = 1$  на рис. 2 представлена подробная картина значений компонент и величин вектора индукции, вычисленных для центров ячеек.

На рис. 4 для данной конфигурации магнита приведены три зависимости  $B_0(I)$ . Случай а) соответствует безжелезному варианту магнита, б) - варианту с бесконечно большой проницаемостью, и в случае в) учтена реальная зависимость  $\mu(B)$ . До уровня индукции  $B_0 = 20$  кгс эффекты насыщения проявляются слабо (сравните случаи б) и в)). Это объясняется тем, что в насыщенном состоянии находятся лишь небольшие участки железа в районе уголков. При дальнейшем увеличении индукции все большие участки железа насыщаются (см., например, линии  $B = \text{const}$  на рис. 1), и это приводит к существенному отклонению кривой в) (кривая намагничивания) от линейного закона. Наибольшая неоднородность при этом уменьшается (см. данные таблицы рис. 4).

Для выяснения зависимости основных характеристик поля ( $B_0$  и  $\epsilon$ ) от распределения тока  $I$  между катушками было изучено несколько вариантов (результаты расчетов приведены в табл.2). Коэффициенты  $C_1, C_2$  пропорциональны постоянным плотностям тока

$$C_{1,2} = 0,4 \pi J_{1,2} \cdot h^2 \cdot 10^{-6},$$

причём индекс 1 соответствует значениям, относящимся к меньшей по площади катушке,  $[J] = \frac{a}{\text{см}^2}$ . Из сопоставления различных вариантов следует, что при данном расположении зазора между катушками наилучшие характеристики имеет случай равных плотностей тока ( $C_1 = C_2 = C_0$ ). К сожалению, из-за недостатка времени не удалось произвести оптимизацию положения зазора между катушками.

Расчёты проводились на ЭВМ БЭСМ-3М. В среднем на один вариант расчета требовалось около часа машинного времени.

Рассмотренный вариант магнита был предложен сотрудниками НИИЭФА Б.Е.Грицковым и Ю.Л.Нифонтовым.

Авторы благодарны Н.М.Вирысову и М.И.Соловьёву за помощь, оказанную при выполнении работы.

Авторы признательны И.Б.Иссинскому за полезные обсуждения результатов работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н.И.Дойников, А.С.Симаков. Решение двумерных нелинейных магнито-статических задач на ЭВМ. Препринт НИИЭФА, Ленинград, 1967.
2. Н.И.Дойников, А.С.Симаков. Решение двумерных магнитостатических задач на электронной вычислительной машине. Совещание по формированию пучков заряженных частиц высоких энергий (Сборник аннотаций). ОИЯИ, 9-3582, Дубна, 1967.
3. A.M. Winslow. Proc. Intern. Symp. on Magnet Techn., Stanford, 1965, p.170.
4. J.S. Colonias and J.H. Dorst, Там же, стр. 188.

Рукопись поступила в издательский отдел

28 октября 1968 года.

Таблица 1

$\Sigma  \Delta A $	$A(22,2)$	$B_0, \text{кэс}$
0,966	0,260072	26,137
0,097	0,266442	26,755
0,0096	0,266849	26,819
0,00094	0,266887	26,823

Таблица 2

№	$C_1$	$C_2$	$B_0, \text{кэс}$	$\epsilon \%$
1	0,009	0,072	25,2	7,8
2	0,025	0,063	25,8	4,3
3	0,0446	0,0523	26,5	5,9
4	0,047	0,051	26,6	6,5
5	0,050	0,050	26,8	7,0
6	0,052	0,048	26,7	7,7
7	0,054	0,0467	26,7	8,2



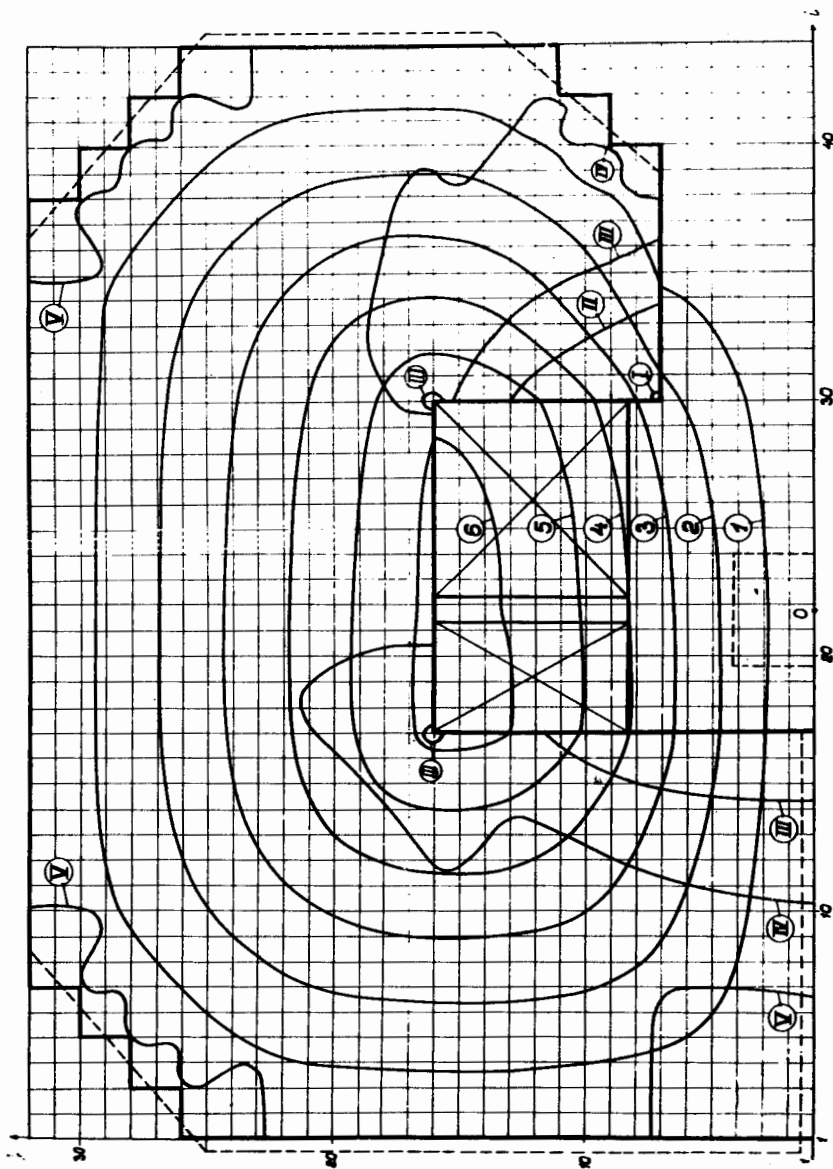


Рис. 1. Верхняя половина поперечного сечения магнита двухметровой камеры.  
 $V_0 = 26,8$  кгс.  $A \times 10^{-9}$  (гс х см): 1 - 0,5; 2 - 1; 3 - 1,5;  
 4 - 2; 5 - 2,5; 6 - 3.  $B$  (кгс): I - 40; II - 30; III - 25;  
 IV - 20; V - 15.



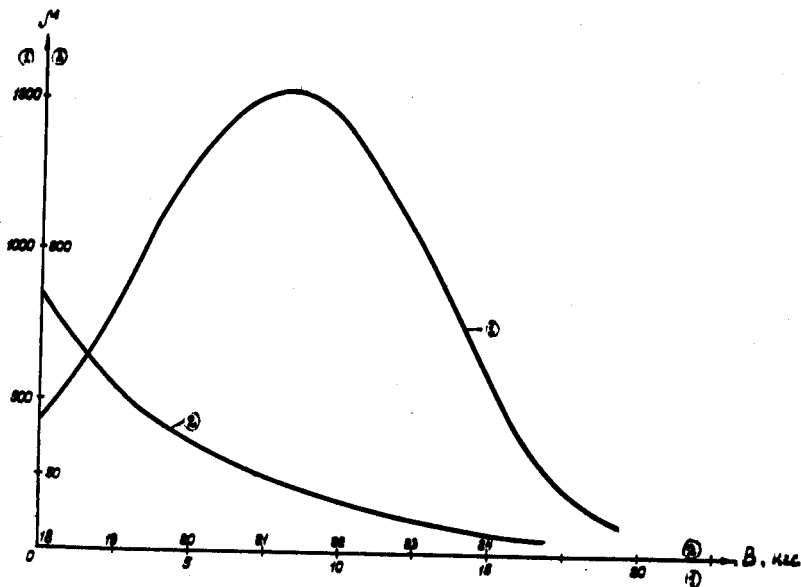


Рис. 3. Зависимость магнитной проницаемости от индукции для стали.

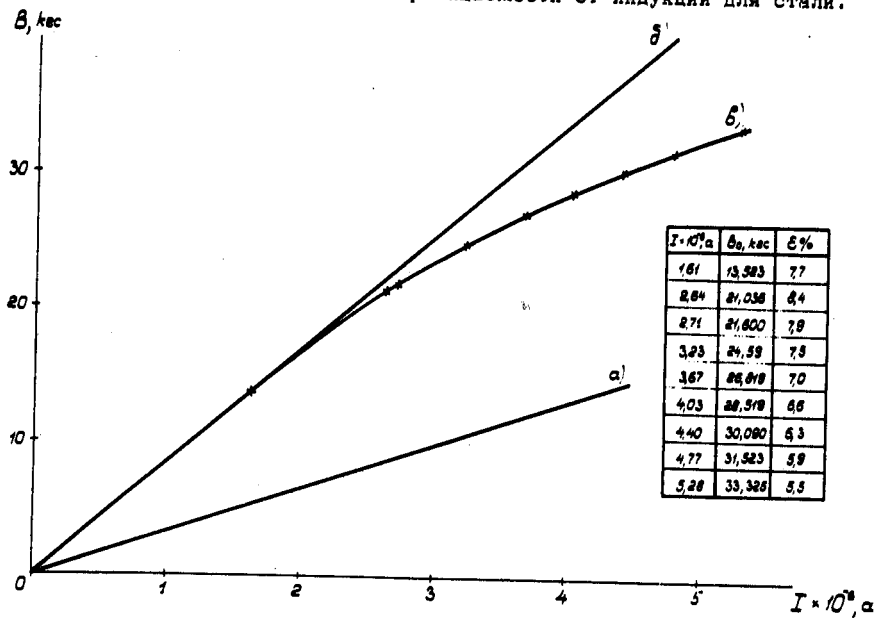


Рис. 4. Зависимость  $B_0(I)$  : а) нет железа; б) железо:  $\mu = \infty$ , в) железо:  $\mu(B)$ , х - расчётные точки.