

## МАГНИТНЫЕ ЭКРАНЫ, ПРОПУСКАЮЩИЕ ВИХРЕВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Е. А. АБРАМЯН, Л. Н. БОНДАРЕНКО, В. И. ВОЛОСОВ, А. А. НАУМОВ, Б. В. ЧИРИКОВ

(Получено 28 декабря 1963 г.)

Описаны конструкции и методы расчета экранов, разделяющих переменные магнитное и электрическое поля. Принцип действия подобных экранов состоит в том, что металлический экран не образует замкнутого витка вокруг экранируемого магнитного потока, а навивается наподобие обмотки. Такой экран свободно пропускает вихревое электрическое поле, в то время, как магнитный поток проходит через длинную и узкую спиральную щель, обладающую большим магнитным сопротивлением.

Вопросам экранирования от переменных магнитных полей посвящено большое количество работ (см. например, [1]). Однако все рассмотренные до сих пор экраны ослабляли примерно в одинаковой степени как магнитное, так и электрическое поля. В последнее время в связи с разработкой некоторых новых типов ускорителей возникла задача создания экранов, которые бы значительно ослабляли магнитное поле, практически не уменьшая электрическое. Такая задача возникает, в частности, при конструировании бетатронного ускорителя, если ускоряющее и поддерживающее магнитное поля в нем изменяются независимо [2]. В этом случае необходимо тщательное экранирование камеры от рассеянного ускоряющего магнитного поля, в то время как вихревое электрическое поле должно свободно проходить в камеру. Поскольку вихревое электрическое поле также является переменным, то внутри камеры возникает магнитное поле и, таким образом, коэффициент экранирования в этом случае принципиально ограничен. Легко показать, что максимальный коэффициент экранирования  $\sim (\lambda/L)^2$ , где  $\lambda$  — длина волны поля,  $L$  — размер системы; в обычных условиях этот коэффициент достаточно велик:  $\sim 10^7$  при  $L \sim 1$  м,  $\omega \sim 10^5$  сек<sup>-1</sup>.

Данная работа посвящена описанию конструкций и методам расчета экранов, разделяющих переменные магнитное и электрическое поля.

### КОНСТРУКЦИЯ ЭКРАНОВ

Принцип действия экранов состоит в следующем (рис. 1). Экранируемый магнитный поток окружается сплошным экраном, который, однако, не образует замкнутого витка вокруг потока, а навивается на него подобно обмотке. Такой экран свободно пропускает вихревое электрическое поле, если только частота его не слишком велика, т. е. емкостные токи в экране пренебрежимо малы. В то же время магнитный поток может проникнуть наружу только через длинную и узкую спиральную щель, обладающую большим магнитным сопротивлением. Это и дает возможность отделить магнитное поле от электрического.

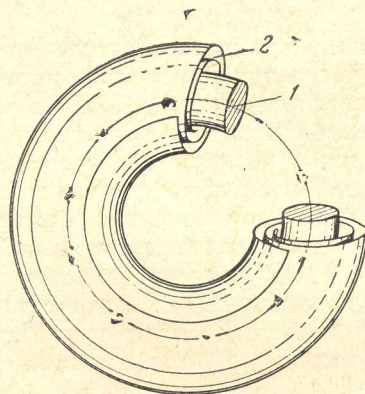


Рис. 1. Принципиальная схема магнитного экрана, пропускающего вихревое электрическое поле. 1 — магнитопровод, 2 — металлический экран

Первая конструкция подобных экранов, предложенная Г. И. Будкером и названная лабиринтом, и была предназначена для ускорителя бетатронного типа Б-1, устройство которого ясно из рис. 2 [2]. Ускорение электронов происходит в постоянном магнитном поле под действием вихревого электрического поля, создаваемого центральным потоком. Для нормальной работы ускорителя необходимо уменьшить рассеянные поля центрального сердечника в  $10^2 \div 10^3$  раз. Лабиринт состоит из восьми отдельных медных экранов, имеющих форму полукатушек с разрезом (рис. 3). Разрезы соседних экранов сдвинуты на 90 или 180°.

Соединения отдельных частей экрана между собой должны иметь хороший металлический контакт (сварка, пайка), в противном случае магнитное поле просачивается через шов. В крайнем случае можно использовать

и болтовые соединения, однако, как показали специальные опыты, электрический контакт в этом случае должен обеспечиваться специальной прокладкой из посеребренной медной проволоки  $\phi \sim 0,2$  мм. Критерием хорошего контакта является расплющивание проволоки и вдавливание ее в соединяемые поверхности. Коэффициент экранирования лабиринта на частоте 5 кгц  $\sim 300$ . Оптимальные размеры и конфигурация экранов выбирались как расчетным путем (см. ниже), так и при помощи модельных экспериментов.

В последующих конструкциях использовались иные модификации экранов, в частности, показанная на рис. 4. Здесь каждый экран представляет собой катушку, причем одна из щек каждой катушки припаивается после сборки. Еще одна возможная конструкция лабиринта показана на рис. 5. В этом случае лабиринт экранирует лишь разрез цельнометаллической камеры ускорителя СВ (см. также [3]). Лабиринт представляет собой две спирали по 24 вит. из медной фольги толщиной 0,5 мм ( $1/2$  скин-слоя), вставленные друг в друга и изолированные тефлоновой лентой. Противоположные торцы обеих спиралей припаяны к медным фланцам толщиной 6 мм и соединены с камерой ускорителя через проволочку. Коэффициент экранирования лабиринта на частоте 4 кгц  $\sim 10^3$ .

### МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЛАБИРИНТОВ

Точный расчет распределения электромагнитного поля такой сложной конфигурации, как лабиринты, практически неосуществим. Поэтому производится расчет более или менее грубых моделей реальной конструкции, который позволяет оценить порядок величины коэффициента экранирования и выбрать параметры экранов, достаточно близкие к оптимальным. Весь сложный процесс прохождения электромагнитного поля сквозь экраны разобьем на два основных процесса: 1) прохождение магнитного потока по щели лабиринта; 2) прохождение магнитного потока сквозь стенки экранов.

1) Прохождение магнитного потока по щели лабиринта оценивалось двумя метода-

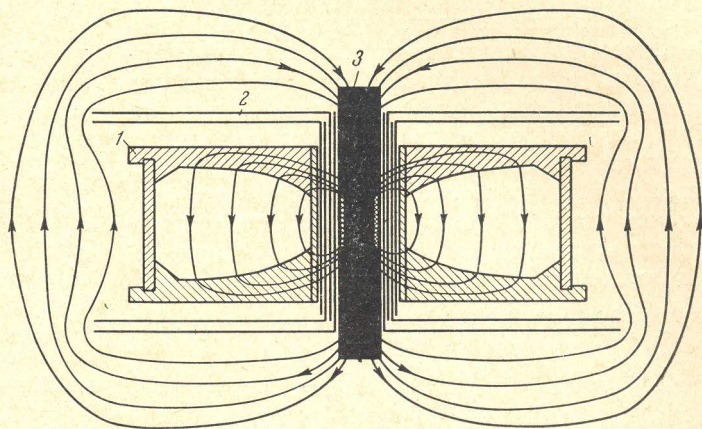


Рис. 2. Магнитная система установки Б-1. 1 — магнит, создающий постоянное магнитное поле; 2 — экраны, 3 — сердечник, создающий вихревое электрическое поле

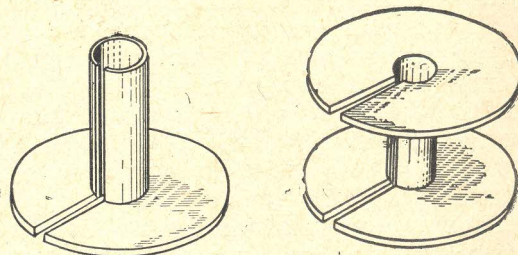


Рис. 3. Конструкция отдельного экрана системы экранирования Б-1

Рис. 4

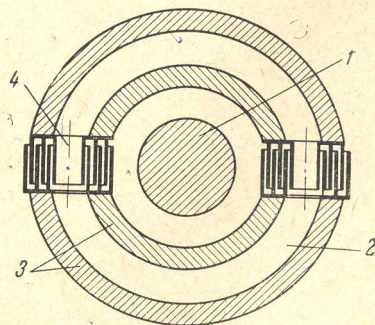


Рис. 5. Разрез камеры ускорителя СВ с лабиринтом. 1 — сердечник, создающий ускоряющее электрическое поле; 2 — экранируемый объем; 3 — стенки камеры; 4 — лабиринт

ми. Во-первых, сложная щель лабиринта заменялась прямой прямоугольной щелью, конфигурация поля в которой хорошо известна (например, [4]). Замена изогнутой щели на прямоугольную возможна, если ширина щели много меньше радиуса кривизны. Кроме того, ясно, что можно пренебречь местами крутых (на 180°) поворотов щели вследствие их относительно малой длины. В прямой прямоугольной щели магнитное поле убывает по закону:

$$H = C_1 H_h \exp(-\pi x/h), \quad (1)$$

где  $h$  — высота щели,  $x$  — координата вдоль щели;  $x \gg h$ ;  $C_1 \sim 1$  — коэффициент, зависящий от конфигурации магнитного поля при  $x = 0$ ;  $H_h$  — составляющая поля при  $x = 0$  вдоль  $h$ . Во-вторых, как известно, распределение переменного магнитного поля в объеме, ограниченном хорошо проводящими стенками, совпадает с распределением плотности тока  $j$  в однородном проводнике той же формы, что и объем, занятый магнитным полем. Это следует из уравнений:  $\text{div } \mathbf{H} = 0$ ;  $\text{rot } \mathbf{H} = 0$  и аналогичных им уравнений  $\text{div } \mathbf{j} = \sigma \text{div } \mathbf{E} = 0$ ,  $\text{rot } \mathbf{j} = \sigma \text{rot } \mathbf{E} = 0$ , а также из одинаковых граничных условий  $H_n = 0$ ;  $j_n = 0$ .

В интересующем нас случае проводник может быть приближенно заменен цепочкой сопротивлений, показанной на рис. 6. Свойства подобной цепочки подробно проанализированы. В частности, при  $R_1 \ll R_2$  имеет место следующая зависимость напряжения на  $R_2$  от номера ячейки  $n$ :

$$V_n = V_0 \exp(-n \sqrt{R_1/R_2}). \quad (2)$$

Для прямоугольной щели можно принять приближенно:

$$R_1 \simeq 4\Delta x/ha; R_2 \simeq h/2a\Delta x, \quad (3)$$

где  $\Delta x$  — размер ячейки,  $a$  — ширина щели. Тогда из (2) следует

$$H \approx H_0 \exp(-\sqrt{8} x/h). \quad (4)$$

Сравнение (1) и (4) показывает точность метода цепочки сопротивлений (м.ц.с.)

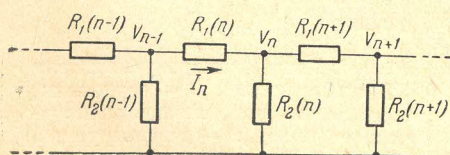


Рис. 6

В случае сложной формы щели, не поддающейся точному расчету,<sup>1</sup> м.ц.с. доказывается весьма эффективным. Например, для прямоугольной щели переменного сечения м.ц.с. дает:

$$H(x) \approx H(0) \frac{h(0)}{h(x)} \sqrt{\frac{a(0)}{a(x)}} \exp\left(-\pi \int_0^x \frac{dx}{h(x)}\right). \quad (5)$$

Другим примером применения м.ц.с. является расчет анизотропного лабиринта, у которого искусственно увеличено сопротивление  $R_1$  и уменьшено  $R_2$ . Этого можно достичь, например, располагая шихтованное железо внутри щели вдоль  $h$ . В этом случае  $R_1$  практически не изменяется, а  $R_2$  уменьшается в  $\mu$  раз и, следовательно, длина затухания магнитного поля уменьшается в  $\sim \sqrt{\mu}$  раз (2).

Кроме уменьшения магнитного поля в щели необходимо учесть дополнительное ослабление поля при выходе магнитного потока из щели в экранируемый объем. Грубую оценку ослабления можно сделать следующим образом: для достаточно длинной щели полный магнитный поток, проходящий через щель и равный, согласно (1),

$$\Phi = a \int_x^\infty H dx = H(x) ha/\pi \quad (6)$$

практически не зависит от геометрии экранируемого объема, так как он определяется щелью. Отсюда, зная конкретную геометрию установки, легко определить дополнительное ослабление. Расчет м.ц.с. приводит в этом случае к следующему изменению (2)

$$V_n = \frac{V_0 R_n \exp(-n \sqrt{R_1/R_2})}{R_n + \sqrt{R_1 R_2}}, \quad (7)$$

где  $R_n$  — эквивалентное сопротивление экранируемого объема.

Следует отметить, что эффективная ширина щели, определяющая проходящий поток, согласно (6), несколько больше геометрической за счет магнитного поля в скин-слое. Если толщина стенки лабиринта  $d$  много больше толщины скин-слоя  $\Delta$ , то  $a_{\text{эф}} = a + \sqrt{2} \Delta$ ; при  $d \ll \Delta$   $a_{\text{эф}} \approx a + d$ . В случае железных стенок лабиринта толщина скин-слоя уменьшается в  $\sqrt{\mu}$  раз, но поток по нему увеличивается в  $\mu$  раз, поэтому эффективная ширина  $a_{\text{эф}} = a + \sqrt{2} \mu \Delta$  резко возрастает.

2) Прохождение магнитного потока сквозь стенки лабиринта рассчитывается на основании хорошо известной формулы скин-эффекта в сплошном металле:

$$H = H_0 \exp \left[ -\frac{x}{\Delta} (1 + i) \right], \quad (8)$$

где  $\Delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma}$  — толщина скин-слоя. Прежде всего необходимо обобщить (8) на слоистую среду, какой является лабиринт. В случае, если толщина стенок и промежутков между ними много меньше  $\Delta$ , слоистую среду можно рассматривать как однородную [5] со средними значениями  $\bar{\sigma}$ ,  $\bar{\mu}$ . Эффективный скин-слой для такой среды равен:

$$\Delta_0 = c/\sqrt{2\pi\omega\bar{\sigma}}. \quad (9)$$

Из этой формулы видно, что между стенками лабиринта выгодно располагать железные пластинки. При выходе магнитного потока из стенок лабиринта в экранируемый объем имеет место дополнительное ослабление поля совершенно аналогично предыдущему случаю. Проходящий поток равен  $\Phi = H(x) \Delta/\sqrt{2}$  (на единицу длины).

3) Совместное прохождение магнитного поля по щели и сквозь стенки лабиринта удобнее всего учитывать по м.ч.с. Рассмотрим каждую ячейку лабиринта (стенка и щель), как три магнитных сопротивления (рис. 7). Сопротивление  $R_2$ , через которое замыкается как магнитный поток, проходящий по щели, так и поток, проходящий сквозь стенку; сопротивление  $R''$  магнитному потоку в щели и сопротивление  $R'_1$  магнитному потоку, проходящему сквозь стенку. Оба последних сопротивления включены параллельно и соответствуют сопротивлению  $R_1$  на рис. 6. Используя (7), найдем для коэффициента ослабления магнитного поля лабиринтом выражение

$$k = |H_0/H_i| \approx 1/2 \left| (1 + \sqrt{R_1 R_2}/R_H) e^{l/\Delta_0} \right|, \quad (10)$$

где  $l$  — полная толщина лабиринта;

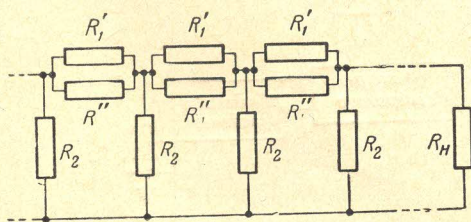


Рис. 7

$$1/R_1 = 1/R'_1 + 1/R''_1;$$

$$\Delta_0 = (a + d) \sqrt{R_2/R_1} = \sqrt{\Delta_1^2/2i + \Delta_2^2}.$$

Из приведенных формул можно оценить оптимальные параметры лабиринта. В частности, оптимальная толщина стенок не всегда больше скин-слоя. Например, для лабиринта ускорителя СБ (см. выше) оптимальная толщина составляет  $\sim 1/2 \Delta_1$ .

Все предыдущие расчеты касались экранирования в установившемся режиме. В переходном режиме сразу же после включения переменного магнитного поля процесс прохождения поля сквозь металл протекает значительно сложнее. В первый момент ( $t \ll \sigma d^2/c^2$ ,  $d$  — толщина металла) коэффициент экранирования значительно больше, чем в установившемся режиме, а затем (при  $t \sim \sigma d^2/c^2$ ), наоборот, много меньше.

Этот вопрос рассмотрен в [6].

### СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для иллюстрации точности оценочных формул приведем часть экспериментальных данных, полученных для лабиринта ускорителя СБ. Зависимость коэффициента экранирования измерялась как в установившемся ( $k_y$ ), так и переходном ( $k_{п}$ ) режимах. В таблице эти данные сравниваются с расчетными.

$f, \text{ кгц}$	$k_y$ эксперимент	$k_y$ расчет	$k_{п}$ эксперимент	$k_{п}$ расчет
2,7	370	405	—	—
3,3	620	570	1200	1880
4,8	1300	1170	—	—
7,5	2800	3170	3400	2240
8,5	8000	4350	—	—
15,6	30000	25560	10000	4760

Пользуемся случаем выразить нашу благодарность Г. И. Будкеру и А. М. Стефановскому за полезные дискуссии и В. П. Федунину за разработку технологии и изготовление лабиринтов.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ка ден, Электромагнитные экраны, 1957, Госэнергоиздат.
2. Г. И. Будкер, А. А. Наумов Симпозиум CERN, 1956.
3. J. L. Delcroix, L'age nucléaire, 1956, 1, 30.
4. Д. И. Шапиро, Радиотехника, 1955, 10, № 4, 36.
5. Успехи физ. наук, 1953, 49, 325.
6. В. И. Волосов, Б. В. Чириков, Ж. техн. физ., 1960, 30, 508.