

ПОТЕРИ ПОТОКА ПРИ СЖАТИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ПЛОСКИМИ ШИНАМИ

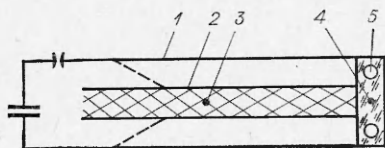
Е. И. Биченков, В. А. Лобанов

(Новосибирск)

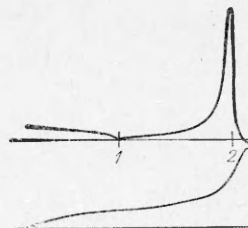
Сжатие магнитного поля движущимся проводником — магнитная кумуляция — используется для получения сильных магнитных полей и больших импульсных токов [1, 2]. Возможности магнитной кумуляции определяются в основном потерями потока из-за диффузии магнитного поля в проводник и захвата его в короткозамкнутых полостях, образующихся при смыкании неровных поверхностей проводника.

В работе описаны эксперименты по сжатию магнитного поля плоскими шинами из меди и дюралюминия и проведено сравнение с расчетом диффузионных потерь потока. Оценена возможная роль желобковой неустойчивости медных проводников для объяснения роста потерь потока при превышении критической линейной плотности тока в шинах, величина которой в приведенных экспериментах составляла 180—210 кА/см.

1. Потери потока измерялись в экспериментах по сжатию магнитного поля плоскими шинами (фиг. 1). Из шины шириной 40 мм изготавливался П-образный контур (1) длиной 505 мм. Между шинами помещалась плоская сварная кассета (2) длиной 520 мм так, что торец кассеты отстоял от изгиба шин на расстоянии 10 мм. Кассета заполнялась зарядом (3) литого ВВ ТГ 50/50. Между торцом кассеты и шинами помещался брусок из плексигласа (4) толщиной 10 мм с двумя каналами (5), в которых находились индуктивные датчики для измерения тока. На шины разряжалась конденсаторная батарея емкостью 10^{-2} Ф с напряжением до 4 кВ. В момент максимума тока подрывался заряд ВВ. Стенки кассеты при этом разлетались в стороны, смыкаясь с шинами и сжимая магнитное поле, как показано штриховой линией на фиг. 1. Ток измерялся осциллографированием сигналов с индуктивных датчиков. В каждом из экспериментов проводилось по два независимых измерения и осциллографировались ток и производная тока. На фиг. 2 приведена одна из осциллограмм: верхний луч $\frac{dI}{dt}$, нижний I . Момент смыкания стенок кассеты с шинами фиксируется на осциллограмме $\frac{dI}{dt}$ — точка 1. Момент



Фиг. 1



Фиг. 2

выхода детонации на торец кассеты соответствовал моменту максимума $\frac{dI}{dt}$ — точка 2. По этим точкам осуществлялась временная привязка двух осциллограмм. Обсчет осциллограмм производился в течение времени t_1 между точками 1 и 2 на осциллограмме. При этом принималось, что индуктивность контура убывает линейно со временем: $L_1(t) = L_0 - L'Dt$, где L_0 — индуктивность в момент замыкания шин; L' — погонная индуктивность цепи; D — скорость детонации. В момент выхода детонации на торец кассеты индуктивность составляла $L_2 = L_0 - L'Dt_1$. В безразмерном виде

$$L = \frac{L_1(t)}{L_0} = 1 - \frac{L_0 - L_2}{L_0} \frac{t}{t_1} = 1 - \tau,$$

если безразмерное время

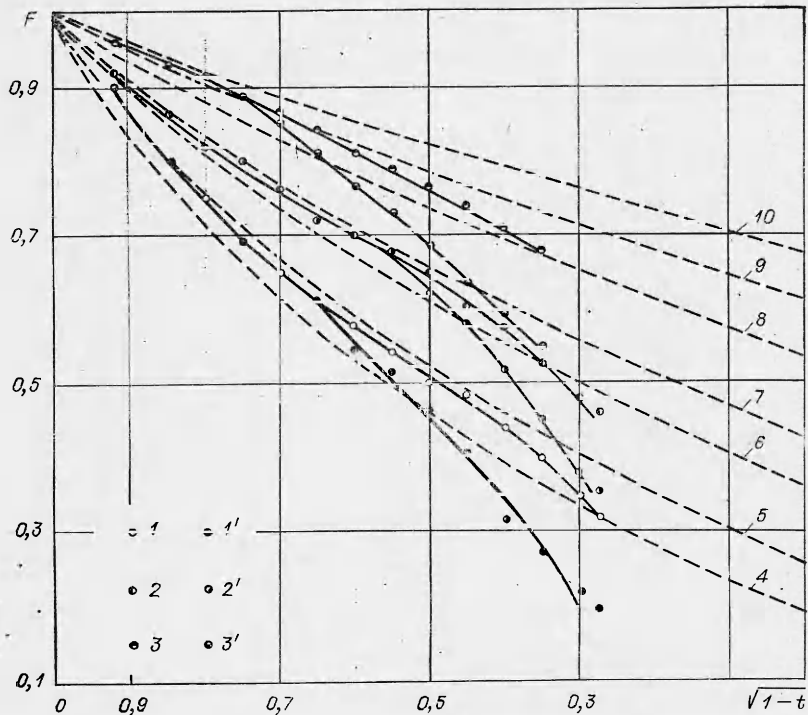
$$\tau = \frac{L_0 - L_2}{L_0} \frac{t}{t_1}.$$

Из осциллограмм тока определялся безразмерный поток

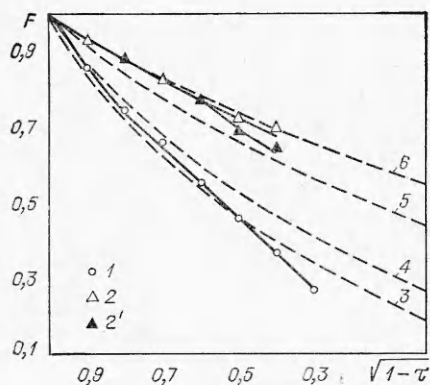
$$F = \frac{L_1 I}{L_0 I_0} = (1 - \tau) \frac{I}{I_0},$$

где I_0 — начальный ток.

Эксперименты были проведены для разных расстояний между шинами и стенками кассеты a и разных начальных токов I_0 . На фиг. 3 приведены результаты экспериментов для шин и кассеты из меди М1: I —



Фиг. 3



Фиг. 4

$a=3$ мм, $I_0=240$ кА; $1' - a=3$ мм, $I_0=530$ кА; $2 - a=5$ мм, $I_0=260$ кА; $2' - a=5$ мм, $I_0=360$ кА; $3 - a=20$ мм, $I_0=100$ кА; $3' - a=20$ мм, $I_0=410$ кА. Результаты экспериментов с дюралюминием D16T изображены на фиг. 4: $1 - a=5$ мм, $I_0=120-460$ кА; $2 - a=20$ мм, $I_0=100$ кА; $2' - a=20$ мм, $I_0=400$ кА. Каждая кривая получена усреднением по 3—4 экспериментам с двумя измерениями в каждом. Несмотря на это, точность экспериментов невелика, так как ток в каждом измерении изменяется в 3—5 раз, что вносит большую ошибку в определение I_0 с осциллограммы, где регистрируется изменение тока в течение всего эксперимента.

Одновременно на фиг. 3 и 4 изображена (штриховой линией) расчетная зависимость $F(\tau)$ при диффузии однородного поля, сжимаемого в плоской щели из проводника с постоянной проводимостью. Расчеты производились по схеме, изложенной в [3]. Начальное распределение поля рассчитывалось в предположении, что ток накачки изменяется по закону $\sqrt{t/t_0}$, где t_0 — время накачки. Как показано в [3], диффузионные потери при магнитной кумуляции в плоских щелях слабо зависят от формы импульса тока накачки и определяются в основном временем накачки и магнитным числом Рейнольдса $\mu = \frac{4\pi\sigma a^2 D}{c^2 t_0}$, где l_0 — начальная длина щели. Это позволило с хорошей точностью аппроксимировать четверть синусоиды тока накачки параболой, что существенно упростило вычисления. На фиг. 3 кривой 4 соответствует $\mu=3$; 5 — $\mu=5$; 6 — $\mu=10$; 7 — $\mu=15$; 8 — $\mu=30$; 9 — $\mu=50$; 10 — $\mu=80$. На фиг. 4 кривой 3 соответствует $\mu=3$; 4 — $\mu=5$; 5 — $\mu=15$; 6 — $\mu=30$.

2. Нетрудно видеть, что эксперименты для узких щелей с малыми начальными токами (см. фиг. 3, кривые 1, 2; фиг 4, кривая 1) в основном соответствуют расчетам. При этом магнитное число Рейнольдса неплохо определяется формулой

$$\mu = \frac{4\pi\sigma}{c^2 t_1} \left(\frac{L_0 h}{4\pi l_0} \right)^2 \frac{L_0}{L_0 - L_2}$$

Здесь h — ширина шин. При $\sigma=5,3 \cdot 10^{17}$ СГС для щели $a=3$ мм эта формула дает $\mu=4,15$; $a=5$ мм — $\mu=12$; $a=20$ мм — $\mu=87$.

Эксперименты с широкой щелью (см. фиг. 3, кривая 3; фиг. 4, кривая 2) при малом начальном токе соответствуют расчету лишь в начальной стадии сжатия. С увеличением тока к концу сжатия потери тока становятся больше диффузионных во всех экспериментах, особенно заметно это для щели шириной 20 мм.

Для медных проводников отчетливо проявляется зависимость потерь потока от начального тока. С возрастанием I_0 потери потока сначала идут так же, как и на малых токах, но, начиная с какого-то критического тока I_* , резко возрастают: кривые $1'$, $2'$, $3'$ отходят от 1 , 2 , 3 . Для всех трех серий экспериментов I_* оказался одинаковым в пределах точности измерений потерь потока. Величина критического тока $I_*=760-840$ кА, что соответствует магнитному полю в полости $B_*=230-250$ кГс. Дюралевые проводники существования критического тока I_* не обнаружи-

вают. Лишь для щели шириной 20 мм (см. фиг. 4, кривая 2) можно усмотреть некоторый намек на возрастание потерь потока при токах свыше $1,3 \cdot 10^6$ А (поле порядка 400 кГс).

3. Из результатов Киддера, приведенных в [4], следует, что поверхностный слой меди в поле 250 кГс нагревается до температуры не выше 250° . Это не позволяет объяснить возрастание потерь потока в медных проводниках ростом их сопротивления. С другой стороны, давление поля 250 кГс на проводник составляет 2,5 кбар и превосходит предел прочности меди. Можно предположить, что при этом поверхность проводника в магнитном поле начинает искривляться — возникает желобковая неустойчивость. При смыкании неровных поверхностей поток захватывается в полостях между ними. Если средняя величина неровностей поверхности равна δ , то потери потока на неровном контакте описываются уравнением

$$(3.1) \quad \frac{dF}{dt} = -2\delta DB.$$

Развитие неровностей происходит со скоростью порядка альфвеновской $v_a = B/\sqrt{4\pi\rho}$, где ρ — плотность. Время развития неустойчивостей будет порядка времени движения пластин до соударения a/v_0 , где a — ширина щели; v_0 — скорость стенки кассеты. Примем, что

$$(3.2) \quad \delta = \alpha a v_a / v_0,$$

где α — некоторая постоянная порядка 1. Подставляя (3.2) в (3.1) и интегрируя, можно получить в безразмерном виде

$$F = \frac{1 - \tau}{1 - \tau + \frac{2\alpha v_{a*} \tau}{v_0}}; \quad B = \frac{F}{1 - \tau} = \frac{1}{1 - \tau \frac{2\alpha v_{a*} \tau}{v_0}}.$$

Здесь время отнесено ко времени сжатия потока, поле — к полю в начальный момент, которое принято равным критическому B_* ; поток — к начальному потоку F_* ; v_{a*} — альфвеновская скорость в поле B_* . Предельному сжатию соответствует $\tau = 1$ и максимальное поле

$$B^* = B_* \frac{v_0}{2\alpha v_{a*}}$$

или для предельного тока, полученного в плоских МК-генераторах с постоянной шириной шин,

$$(3.3) \quad I^* = I_* \frac{v_0}{2\alpha v_{a*}}.$$

Для определения α в экспериментах были измерены предельные токи. Оказалось, что для $a = 3$ мм — $I^* = 2,4 \cdot 10^6$ А; $a = 5$ мм — $I^* = 2,6 \cdot 10^6$ А; $a = 10$ мм — $I^* = 2,7 \cdot 10^6$ А. В этих экспериментах $v_{a*} = 250 - 290$ м/с, $v_0 = 1,5$ км/с, и из (3.3) следует, что $\alpha = 0,8 - 1$. Можно определить α и из поведения кривой потерь потока в критической точке τ_* . Учитывая диффузию и захват потока в месте контакта шин, запишем безразмерное уравнение потерь потока в виде

$$(3.4) \quad \frac{dF}{d\tau} = \frac{dF_g}{d\tau} - \frac{2\delta}{a} B.$$

Первое слагаемое в правой части этого уравнения описывает диффузионные потери, второе — контактные. В критической точке $\frac{dF^a}{d\tau}$ определяется наклоном кривой потока при малых начальных токах. Величина $\frac{dF}{d\tau}$ определяется из экспериментов с большими токами. Из кривых 1—1', 2—2', 3—3' (см. фиг. 3) и (3.2), (3.4) можно теперь определить α . Расчеты дают $\alpha=0,7-0,9$, что согласуется с оценками по предельным токам.

Авторы благодарны Е. П. Маточкину за помощь в проведении расчетов диффузионных потерь потока.

Поступила 16 VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. П., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктистова Е. А., Жаринов Е. П., Зыснн Ю. А. Магнитная кумуляция. — «Докл. АН СССР», 1965, т. 165, № 1, с. 65.
2. Shearer J. W., Abraham F. F., Aplin C. M., Benham B. P., Faulkner J. E., Ford F. C., Hill M. M., McDonald C. A., Stephens W. H., Steinberg D. J., Wilson J. R. Explosive-Driven Magnetic-Field Compression Generators. — JAP, 1968, v. 39, p. 2102.
3. Биченков Е. И., Маточкин Е. П. Диффузия потока при сжатии магнитного поля в узких щелях. — ПМТФ, 1974, № 4.
4. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.