

15. А. А. Дерябас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3.
16. Теоретические и экспериментальные исследования явления кумуляции (обзор). — В сб. перев.: Механика. Вып. 4 (20). М., 1953.
17. Справочник по авиационным материалам. М., Оборонгиз, 1958.
18. С. А. Кинеловский, Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 5. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1970.
19. С. А. Кинеловский, Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1971.
20. А. А. Ильюшин, П. М. Огибалов. Упругопластические деформации полых цилиндров. М., Изд-во МГУ, 1960.
21. R. J. Eichelberger. J. Appl. Phys., 1956, 27, 1.
22. M. A. Cook. J. Appl. Phys., 1959, 30, 5.
23. Л. В. Беляков, Ф. Ф. Витман, Н. А. Златин. ЖТФ, 1964, 34, 10.
24. В. П. Алексеевский. ФГВ, 1966, 2, 2.
25. А. Тейт. — В сб. перев.: Механика. Вып. 5. М., 1968.
26. А. Я. Сагомонян. Проникание. М., изд. МГУ, 1974.
27. Ф. Ф. Витман, Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 1949, 19, 3.
28. R. J. Eichelberger, E. M. Pugh. J. Appl. Phys., 1952, 23, 537.
29. В. И. Лаптев, Ю. А. Тришин. ПМТФ, 1974, 6.

### ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ И ПОТЕРИ В НЕПРОФИЛИРОВАННЫХ ПЛОСКИХ И КОАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНО-КУМУЛЯТИВНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

*Е. И. Биченков, В. А. Лобанов*

*(Новосибирск)*

С электротехнической точки зрения магнитно-кумулятивный генератор (МКГ) представляет собой источник тока с отрицательным сопротивлением генерации  $R_* = dL/dt$ , где  $L$  — индуктивность,  $t$  — время. Баланс мощности генератора и заряда ВВ показывает, что существует максимальный ток МКГ  $I_{\max}$ . Эти выводы подтверждены экспериментально с плоскими и коаксиальными генераторами.

Измерение потерь магнитного потока в плоской щели показало, что в умеренном магнитном поле они удовлетворительно описываются диффузией поля в проводник. Если поле достигает некоторой критической величины  $B_*$ , потери резко возрастают и при дальнейшем сжатии ток генератора достигает предельного значения  $I_m$ . В широкой щели предельный ток в конце сжатия совпадает с  $I_{\max}$ , в узкой — заметно меньше  $I_{\max}$ . Эти особенности предельного тока плоских МКГ объясняются потерями в контакте. В настоящей работе экспериментально изучена форма контактной линии и приведены оценки влияния кривизны ее на распределение поля и потери потока.

#### Электрическая цепь, сопротивление генерации, максимальный ток и энергетическая эффективность МКГ

Электрическая цепь МКГ состоит из уменьшающейся индуктивности  $L(t)$  и сопротивления  $R$  и описывается уравнением

$$-I \cdot dL/dt = L \cdot dI/dt + RI, \quad (1)$$

т. е. представляет собой источник тока с отрицательным сопротивлением генерации

$$R_* = dL/dt < 0.$$

Нетрудно видеть, что усиление тока в такой цепи происходит, если  $R < -R_*$ . Уравнение энергии следует из (1) и имеет вид

$$-R_*/2 \cdot I^2 = d/dt \cdot LI^2/2 + RI^2.$$

Энергия магнитного поля возрастает, если  $2R < -R_*$ . Во взрывных

генераторах электрическая мощность составляет некоторую долю  $\eta$  мощности, развиваемой зарядом ВВ, т. е.

$$-R_*/2 \cdot I^2 = \eta SDq,$$

где  $S$  — поперечное сечение заряда ВВ;  $D$  — скорость детонации и  $q$  — объемная плотность энергии ВВ. Отсюда следует, что ток МКГ не может превысить

$$I_{\max} = \sqrt{2SDq / -R_*}. \quad (2)$$

Этот вывод сделан независимо в нескольких работах [1, 2].

Зависимость характера изменения тока от соотношения  $R_*$  и  $R$ , а также существование максимальных токов можно установить экспериментально. Для этого проведено осциллографирование тока небольших плоских генераторов, включенных на активное сопротивление. Генератор (рис. 1) состоял из двух параллельных медных шин 1, замкнутых на конце сопротивлением из константановой ленты 6. Между шинами находилась медная кассета 2, внутри которой помещался заряд ВВ 3. При взрыве стенки кассеты разлетались в стороны, замыкали шины и образовывали два проводящих поршня, двигавшихся вдоль шин со скоростью детонации и выжимавших поток из полости генератора к концу шин, где в плексигласовой втулке 4 находились два индуктивных датчика 5 для измерения тока. Если ток в генераторе приближается к  $I_{\max}$ , то стенки кассеты сильно тормозятся в магнитном поле и линия контакта между ними и шинами начинает двигаться со скоростью, меньшей  $D$ . В описываемых экспериментах начальные токи выбраны небольшими, так что в процессе сжатия магнитного поля ток всегда был заметно меньше  $I_{\max}$ . Поэтому сжатие можно считать стационарным и

$$dL/dt = -dL/dx \cdot D. \quad (3)$$

Для испытанных генераторов  $R_* = -4,5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}$ .

Эксперименты проводились с разными сопротивлениями нагрузки. Их результаты приведены на рис. 2 и показывают полное согласие с выводами из анализа цепи. На нагрузке 1,3 мОм (см. рис. 2, а) ток возрастал, при 13 мОм (см. рис. 2, в) — убывал и при  $R = 4,2 \text{ мОм}$  (см. рис. 2, б) оставался практически постоянным в течение всего времени работы генератора, составлявшего около 80 мкс.

Максимальный по мощности взрыва ток  $I_{\max}$  зарегистрирован в экспериментах с коаксиальными генераторами, в которых магнитный поток сжимается двумя коаксиальными трубами, а заряд ВВ заливался во внутреннюю трубку. Испытаны четыре типа таких генераторов: I — медные трубы длиной 50 см и диаметрами 12 и 30 мм; II — медные трубы длиной 90 см и диаметрами 12 и 30 мм; III — медные трубы длиной 50 см и диаметрами 18 и 45 мм; IV — дюралюминиевые трубы длиной 50 см и диаметрами 12 и 30 мм. Эксперименты проводились при начальных токах от 150 до 710 кА. Их результаты удобно представить на графике зависимости конечного тока  $I_1$  от начального  $I_0$ , отнормировав токи так, чтобы отчетливо наблюдались отступления от идеальной магнитной компрессии. Для этого конечный ток относился к  $I_{\max}$ , рассчитанному в соответствии с (2) и (3), а начальный ток

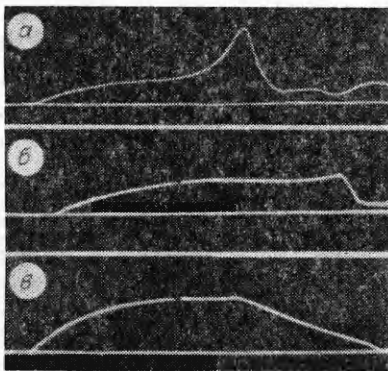


Рис. 2.

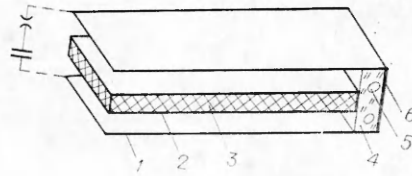


Рис. 1.

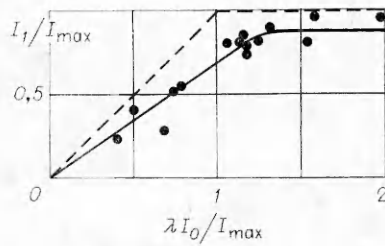


Рис. 3.

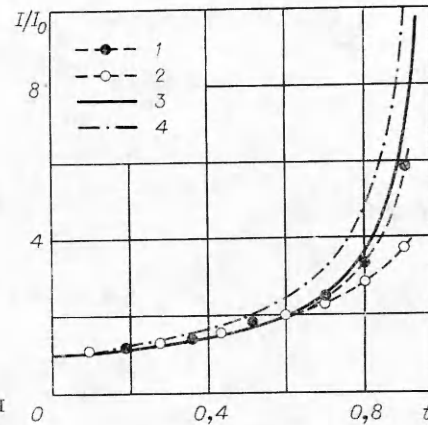


Рис. 4.

пересчитывался к величине, которая могла быть достигнута при сжатии потока идеальными проводниками, и тоже относилась к  $I_{\max}$ . Магнитный поток в идеальной цепи сохраняется и ток в конце сжатия

$$I_k = L_0 I_0 / L_1 = \lambda I_0,$$

где  $L_0$  — начальная индуктивность цепи;  $L_1$  — конечная индуктивность;  $\lambda = L_0 / L_1$  — коэффициент перестройки цепи. Величина  $\lambda$  определялась как отношение начальной длины генератора к длине, где заряд ВВ отсутствовал, с учетом начального угла разворота внутренней трубы.

Описанный график для 15 экспериментов приведен на рис. 3. Из него следует, что если  $\lambda I_0 < I_{\max}$ , то  $I_1 \approx 0,7 \lambda I_0$ . Этот результат можно объяснить потерей 30% начального магнитного потока. Существенно, что коэффициент потерь практически не зависит от величины начального тока, т. е. потери имеют линейный характер и могут быть результатом обычной диффузии магнитного потока в проводник.

Если  $\lambda I_0$  увеличится до  $1,5 I_{\max}$ , то конечный ток выходит на значение, близкое к  $I_{\max}$ , и при дальнейшем росте  $\lambda I_0$  уже никак не изменяется. Из этого, однако, нельзя сделать вывод о 100%-ной эффективности использования энергии ВВ при магнитной кумуляции, так как при сильном торможении внутренней трубы в магнитном поле скорость сжатия потока падает. Вместе с ней уменьшается сопротивление генерации и соответственно возрастает величина  $I_{\max}$ . Если привести коррекцию графика, приведенного на рис. 3, учтя возрастание  $I_{\max}$ , то экспериментальные точки должны быть сдвинуты вниз и влево и тем сильнее, чем больше величины  $I_1$  и  $\lambda I_0$ .

Для оценки возможной величины таков, когда допустимо предположение о выжимании потока со скоростью детонации, проведено импульсное рентгенографирование работы коаксиального МКГ, которое показало, что в поле до 50 Т на поверхности внутренней трубы угол разлета практически совпадает с разлетом без магнитного поля. Для описанных генераторов полю 50 Т соответствует ток  $\sim 0,7 I_{\max}$ , что дает очень оптимистическую оценку  $\eta \approx 0,5$  для достижимой величины энергетической эффективности коаксиальных МКГ.

#### Потери магнитного потока и предельные токи плоских МКГ

Основным параметром, определяющим эффективность магнитной компрессии, является доля начального магнитного потока  $\phi$ , сохраняющаяся в цепи. В редких случаях работы на значительную омическую нагрузку можно рассчитать  $\phi$  из электротехнической модели, описываемой (1). В основном же МКГ используются для получения сверхсильных магнитных полей или большой магнитной энергии в индуктивной нагрузке. В этих случаях потери носят характер утечки потока через поверхность

проводника. В слабых магнитных полях эти утечки описываются линейной диффузией поля в проводник. С возрастанием поля сказывается изменение электропроводности при нагреве и механическое действие силового поля на проводники. Качественно все явления известны и описаны, в частности, в обзорах [3, 4]. Однако теоретические построения идеализируют условия и предназначены больше для того, чтобы выделить влияние одного из факторов, ответственных за потери, чем для вычисления величины потерь. Сравнительно полный анализ проводится численно, но при этом возникают естественные трудности описания механических и электрических свойств проводников в широком диапазоне температур и давлений. Экспериментальных результатов по изучению потерь магнитного потока опубликовано немного [5, 6].

Главная трудность измерения потерь состоит в слишком быстром изменении величины поля на последних этапах сжатия. Требуется высокая точность измерения величины поля и геометрии области сжатия в течение последних нескольких микросекунд работы МКГ, чтобы получить сколь-нибудь достоверные величины магнитного потока. Из-за этих причин изучение потерь потока в кумулирующей цилиндрической оболочке находится, пожалуй, за пределами возможностей современного эксперимента.

Несколько проще обстоит дело для МКГ с вытеснением магнитного потока из генератора в нагрузку. Время работы таких генераторов составляет десятки микросекунд, а в случае плоского генератора, подобного изображенному на рис. 1, полость с магнитным полем доступна для оптической регистрации. Именно поэтому для экспериментального изучения потерь потока выбраны плоские МКГ. Анализ динамики сжатия полости показал, что до выхода детонации на торец кассеты индуктивность цепи таких генераторов изменяется со временем линейно, т. е. в безразмерном виде

$$L = 1 - t. \quad (4)$$

Проведенные ранее эксперименты [7] показали, что на начальных этапах сжатия потери потока в основном описываются диффузией поля в проводник, но к концу сжатия становятся заметно больше диффузионных. Для расчета диффузионных потерь удалось разработать аналитические приемы, с помощью которых задача о потерях в плоской щели сводилась к решению обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка [8]. Оказалось, что диффузионные потери в плоском МКГ определяются, по существу, только магнитным числом Рейнольдса

$$Re_m = \mu_0 \sigma \cdot Da^2 / l_0$$

и толщиной начального скин-слоя в стенках полости. Здесь  $\sigma$  — проводимость;  $D$  — скорость поршня, сжимающего поле;  $a$  — поперечный размер полости МКГ — расстояние между шинами и кассетой;  $l_0$  — начальная длина полости;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость.

Проведено осциллографирование тока плоских МКГ и результаты этих измерений совмещены с расчетом тока, выполненным в предположении диффузионных потерь в проводник с постоянной электропроводностью. Результаты такого совмещения для щели шириной  $a = 10$  мм приведены на рис. 4, где 1 — результаты эксперимента для начального тока 220 кА, 2 — для  $I_0 = 440$  кА, 3 — результаты расчетов, 4 — ток в идеальном генераторе. Обработка осциллограмм производилась от момента замыкания цепи и захвата потока  $t = 0$  до момента  $t_1$  выхода детонации на торец заряда ВВ, который, как следует из (4), связан с коэффициентом перестройки цепи соотношением

$$t_1 = (\lambda - 1)\lambda.$$

$a$ , мм	$I_0$ , кА	$I_*$ , кА
3	240	840
	530	930
5	260	940
	360	1010
10	220	990
	440	1100
20	100	1025
	410	

Величина  $\lambda$  рассчитывалась по известным формулам для индуктивности плоских шин [9] и контролировалась в модельных экспериментах на электропроводной бумаге. Первоначально предполагалось, что на осциллограмме моменту  $t_1$  соответствует максимум производной тока. Более тщательный анализ показал, что ошибки в определении  $t_1$  приводят к неточности во временной привязке осциллограмм тока и индуктивности цепи, т. е. к искажениям зависимости тока от времени, особенно заметным на последних этапах сжатия. С другой стороны, хорошее соответствие начального участка экспериментальной кривой с расчетом диффузии при магнитной кумуляции в плоской щели позволило в даль-

нейшем перейти к временной привязке расчета и эксперимента по начальному моменту времени  $t = 0$  и моменту  $t = 0,5$ , который определялся на осциллограмме из условия, что возрастание тока в этот момент совпадает с расчетным.

Проведенное таким образом совмещение расчетов с осциллограммами показало, что для малых начальных токов ( $I_0 = 220$  кА, см. рис. 4) измеренный ток практически совпадает с расчетом в течение всего рассматриваемого интервала времени. При увеличении начального тока ( $I_0 = 440$  кА, см. рис. 4) эксперимент дает заметно меньшие значения тока по сравнению с расчетом. Это свидетельствует о возрастании потерь с ростом начального тока. Подобные же результаты получены и при сжатии магнитного потока в полостях шириной  $a = 3, 5$  и  $20$  мм.

В качестве характеристики потерь потока от  $I$  можно определить критический ток  $I_*$  из условия, когда экспериментальный результат отличается от расчета более чем на 10%. В таблице приведены значения критического тока  $I_*$ , определенного в семи сериях экспериментов (с проводниками из меди) с различными значениями ширины полости  $a$  и для разных начальных токов  $I_0$ . Среднее значение критического магнитного поля оказалось равным

$$B_* = (31 \pm 2)T.$$

Так же, как и для коаксиальных магнитно-кумулятивных генераторов, определены предельные токи плоских МКГ. Оказалось, что для широкой полости предельный ток в конце сжатия потока совпадает с максимальным по мощности заряд ВВ током  $I_{\max}$ . Но в узких полостях достигается предельный ток  $I_m$ , который пропорционален скорости проводника, сжимающего магнитное поле, и не зависит от начального тока, толщины проводника и от пути его полета в магнитном поле. Обработка результатов четырех серий экспериментов в пересчете к магнитному полю дает

$$B_m = 0,042v_0, \quad (5)$$

где  $v_0$  — начальная скорость движения стенок кассеты. В первой серии экспериментов фиксировалась подвижная часть (кассета и заряд ВВ плоского МКГ), а изменялась ширина полости, из которой выжимался магнитный поток. В трех остальных сериях сохранялась геометрия полости, но изменялась скорость движения проводников, обжимающих поле. Эмпирическая зависимость (5) получена в результате 11 экспериментов, в которых регистрировался предельный ток, меньший  $I_{\max}$ . Во всех экспериментах запас кинетической энергии движущихся проводников более чем в 2 раза превосходил работу по сжатию наибольшего поля.

Проанализируем полученные экспериментальные результаты. Прежде всего предельный ток не зависит от начального. Это значит, что потери магнитного потока происходят из-за нелинейной зависимости от поля. Об этом же свидетельствует и существование критического поля  $B_*$ .

Можно предположить, что причина возрастания потерь потока в полях, превышающих критические, состоит в нагреве скин-слоя током и в соответствующем уменьшении электропроводности. Однако умеренная величина  $B_*$  оказывается недостаточной, чтобы объяснить столь резкое возрастание потерь только нелинейной диффузией поля в нагретый скин-слой. Кроме того, диффузионные потери сильно зависят от магнитного числа Рейнольдса, которое, в свою очередь, пропорционально  $a^2$ . Величина же критического поля и предельные токи оказались независимыми от ширины полости.

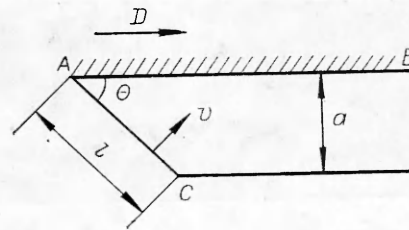


Рис. 5.

Другая возможность потерь состоит в возникновении сильных электрических полей при сжатии магнитного потока в клине с малым углом при вершине и образовании пробоев в воздухе перед движущимся контактом с захватом магнитного потока в образующихся короткозамкнутых полостях. На эту особенность магнитной кумуляции применительно к быстрым кольцевым генераторам обращено внимание в [10]. Действительно, пусть сторона клина  $AB$  неподвижна (рис. 5), а сторона  $AC$  движется в нормальном направлении со скоростью  $v$ , сжимая однородное магнитное поле  $B$ . Если пренебречь волновыми явлениями, то в случае идеальных проводников задача состоит в нахождении электрического поля в клине  $BAC$  при условии, что на  $AB$  касательная составляющая  $E_t = 0$  и на  $AC$   $E_t = vB$ . Решение задачи имеет вид

$$E = vB \cdot 1/\sin \theta,$$

и при малых  $\theta$  электрическое поле действительно может оказаться большим. Однако если до взрыва проводники параллельны,

$$\sin \theta = v/D \text{ и } E = DB.$$

Полагая  $B = 30$  Т и  $D = 7,6$  км/с, можно получить  $E = 2,25$  кВ/с, что явно недостаточно для пробоя воздуха при нормальных условиях.

Наконец, можно предположить, что наблюдаемые потери связаны с захватом потока при соударении проводников с неровными поверхностями. Нелинейный характер потерь заставляет принять, что амплитуда неровностей  $\delta$  возрастает с магнитным полем. Характер этой зависимости можно выяснить следующим образом. Пусть однородное поле сжимается в области сечением  $S$  при движении отрезка контура длиной  $l$  с нормальной скоростью  $v$  (см. рис. 5), а точка контакта движется со скоростью  $D$ . Тогда уравнение контактных потерь потока на неровностях можно записать в виде

$$S \cdot dB/dt = B[lv - D\delta(B)]. \quad (6)$$

При достижении максимального поля  $dB/dt \rightarrow 0$ , хотя деформация контура продолжается, т. е. в предельном поле

$$\delta(B_m) = l \cdot v/D. \quad (7)$$

Далее получим время от начала ускорения подвижного проводника до момента соударения его с неподвижным

$$l/D = a/\sin \theta \cdot 1/D = a/v = \tau. \quad (8)$$

Кроме того, экспериментальный результат (5) дает  $B_m \sim v$  и из (7), (8) следует

$$\delta(B_m) \sim B_m \tau. \quad (9)$$

Подобную зависимость  $\delta(B)$  можно получить, предположив, что бугры и впадины на поверхности движущегося проводника развиваются

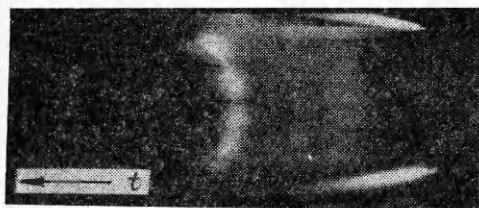


Рис. 6.

в течение времени полета, а скорость их роста равна альфвеновской  $v_a = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$  ( $\rho$  — плотность материала проводника).

В пользу такого предположения свидетельствует величина критического поля  $B_*$ , установленная в опытах с медными МКГ, магнитное давление которого составляет 0,39 ГПа и превосходит измеренный во взрывных экспери-

ментах динамический предел текучести меди  $\sigma_{sg} = 0,238$  ГПа [11]. Это значит, что в полях, превышающих  $B_*$  действительно может происходить сильное пластическое течение материала проводников.

Однако прежде чем анализировать, к каким последствиям приведет предлагаемая схема контактных потерь потока, необходимо внести в нее одно существенное добавление, связанное с тем, что поле в контактной зоне в условиях данных экспериментов заведомо неоднородно. Можно показать экспериментально, что при ускорении стенок плоской кассеты взрывом на их поверхности появляются неровности, а линии контакта при ударе о неподвижные шины имеют заметную кривизну. Это приводит к изменению распределения тока по поверхности проводников и увеличению поля в вершине выпуклой линии, т. е.

$$B_k = \beta B, \quad (10)$$

где  $\beta > 1$  — некоторый фактор неоднородности поля;  $B$  — среднее поле в полости.

Для определения формы и наблюдения неоднородностей вдоль контактной линии проведены модельные эксперименты, в которых на установке СФР-2М регистрировалось свечение, возникающее при ударе стенок кассеты по пластине из оргстекла. На рис. 6 приведена такая регистрируемая для медной кассеты с толщиной стенки 3 мм, расстояние до пластины 10 мм, скорость соударения 1,23 км/с. Щель камеры перпендикулярна направлению детонации. На регистрируемой отчетливо видна неоднородность свечения вдоль линии контакта и отставание краев от середины. На рис. 7 схематически изображена форма контактной линии АОА'. Ее кривизну можно охарактеризовать отношением выпуклости  $x_0$  к ширине  $h$ . В описываемом эксперименте  $x_0/h = 0,23$ . С увеличением пути полета кривизна контактной линии возрастает и для расстояния 30 мм  $x_0/h = 0,56$  при  $v = 2,1$  км/с. Увеличение скорости соударения сказывалось на кривизне контактной линии значительно слабее, чем увеличение пути полета.

Таким образом, описанные эксперименты показывают, что при ускорении взрывом на стенках кассеты возникают неровности, которые могут послужить «затравкой» для развития неустойчивости типа Релея — Тэйлора в магнитном поле, а кривизна контактной линии приводит к увеличению поля в вершине ее и соответствующему возрастанию как скорости развития неровностей, так и величины захватываемого магнитного потока. Учитывая неоднородность поля (10) и приняв, что в соответствии с (9) и схемой развития неровностей на поверхности движущегося проводника  $\delta = \beta \cdot B/\sqrt{\mu_0 \rho} \cdot a/v$ , уравнение потерь потока можно записать в виде

$S \cdot dB/dt = aDB(1 - \beta^2 B/v\sqrt{\mu_0 \rho})$ ,  
откуда после интегрирования следует, что предельное поле в плоской щели

$$B_m = v \cdot \sqrt{\mu_0 \rho} / \beta^2 \quad (11)$$

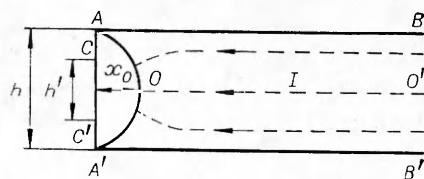


Рис. 7.

и наибольшая высота неровностей  $\delta_m = a/\beta$ . Результат (11) качественно соответствует эмпирической закономерности (5) и дает предельное поле, не зависящее от пути полета.

Для величины  $\beta$  можно найти аналитическую оценку, рассмотрев задачу о растекании тока в полуполосе  $ABV'A'$  (см. рис. 7) с криволинейным стоком  $AOA'$ . Эта задача сводится к отысканию аналитической в области  $ABV'A'$  функции  $w(z)$ , удовлетворяющей условиям:  $\text{Im } w = h/2$  на  $AB$ ,  $\text{Im } w = -h/2$  на  $A'B'$  и  $\text{Re } w = 0$  на  $AOA'$ . Для получения оценки принято, что после прохождения контактной линии ток собирается на вертикальный отрезок  $CC'$  длиной  $h' < h$ , после чего построением конформного отображения удастся получить

$$\beta = \text{ch}(\pi x_0/h).$$

Если использовать  $x_0/h$ , определенные по регистрограммам модельных экспериментов, то  $\beta = 1,3 \div 2,5$ , что позволяет согласовать экспериментальный результат (5) с вычислениями предельного поля (11).

Следует заметить, что величина потерь магнитного потока определяется не только захватом в контакте. Свой вклад в них вносят диффузия поля в проводник, усиливающаяся из-за уменьшения электропроводности при нагреве скин-слоя, а также некачественное изготовление магнитно-кумулятивных генераторов.

В заключение авторы считают своим долгом выразить искреннюю признательность В. И. Теленкову и Н. Г. Скоробогатых за помощь в подготовке и проведении отдельных экспериментов.

*Поступила в редакцию  
6/VII 1979*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Auvray, J. E. Besançon, A. Ducasze. Rev. phys. appl., 1970, 5, 301.
2. Е. И. Биченков, А. Е. Войтенко и др.— В сб.: Тезисы докладов на заседании секции II Научного совета по теоретическим и электрофизическим проблемам электроэнергетики АН СССР. М., изд. ЭНИН им. Г. М. Кржижановского, 1970.
3. F. Herlach. Reports on progress in physics, 1968, 31, 1, 341.
4. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., Мир, 1972.
5. F. Herlach. J. Appl. Phys., 1968, 39, 11, 5191.
6. Н. Кноерфель, Н. Кроеглер et al. Rev. Sci. Instr., 1969, 40, 1, 60.
7. Е. И. Биченков, В. А. Лобанов. ПМТФ, 1975, 2, 154.
8. Е. И. Биченков, Е. П. Маточкин. ПМТФ, 1974, 4, 148.
9. П. Л. Калаитаров, Л. А. Цейтлин. Расчет индуктивностей. Л., Энергия, 1970.
10. В. С. Фоменко. ПМТФ, 1979, 3, 49.
11. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.

### ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С ПОМОЩЬЮ КУМУЛЯТИВНОГО ВЗРЫВА

*В. М. Титов, Г. А. Швецов  
(Новосибирск)*

В последние годы большое внимание уделяется разработке компактных многоцелевых импульсных источников электромагнитной энергии, способных генерировать в частотном режиме импульсы электрической энергии от десятков до  $10^7$  Дж за времена от единиц микросекунд до миллисекунды. Среди источников, способных обеспечить указанный диапазон энергий и мощностей взрывные МГД-генераторы с газообразным рабочим телом имеют ряд преимуществ. Эти МГД-генераторы обладают высокой плотностью энергии и, следовательно, могут обеспечить необхо-