

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ МАГНИТОКУМУЛЯТИВНЫЙ ГЕНЕРАТОР

Ю. Г. Тынников, Н. А. Толстокулаков, В. А. Иванов, В. А. Андрианов

Центральный научно-исследовательский институт «Буревестник», 603603 Нижний Новгород

Рассматривается многоразовый источник импульсного магнитного поля — баллистический магнитокумулятивный генератор (БМГ). Проведен электротехнический анализ эффективности его работы на активно-индуктивную нагрузку. Разработан метод расчета двумерного распределения поля в шинах генератора. Получены экспериментальные результаты при работе модельного БМГ на некоторые виды нагрузок.

Существующие и разрабатываемые типы генераторов импульсного магнитного поля в основном сводятся к емкостным накопителям с большими рабочими напряжениями либо к магнитокумулятивным генераторам, наиболее распространенными из которых являются взрывные одноразовые установки [1]. В литературе неоднократно упоминались так называемые линейные компрессионные генераторы, работающие по принципу «обратной рельсовой» пушки [2, 3], но известны лишь ограниченные экспериментальные результаты по отработке одного из таких генераторов — коаксиального источника импульсного тока до 10 МА с использованием замыкающего цилиндрического поршня [4]. Поршень предварительно разгонялся в баллистической установке и затем, пролетая вдоль коаксиальной системы шин, сжимал магнитное поле. Такая установка может быть названа баллистическим магнитокумулятивным генератором (БМГ). Сложная система токоподвода, которая в силу коаксиальности основных шин разрушалась при влете поршня, а также короткий рабочий участок генератора [4] делают его малоприменимым для ряда задач, к которым относится запитка высокоскоростных электродинамических ускорителей для воздействия на геологические породы и пр. В качестве источника энергии для таких высокоскоростных установок может быть использован БМГ с достаточно большой длиной рабочей части. Значительный интерес представляет возможность использования БМГ для геофизического электроразведывания с помощью импульсов тока, создаваемых в специальной рамке или петле [5]. Для таких задач успешно применяется разработанный в СССР импульсный МГД-генератор [6] с длительностью импульсов 1–100 с. БМГ создает короткие импульсы (до 10 мс), которые для процессов геофизического зондирования можно рассматривать как δ -импульсы. Широкий частотный спектр таких сигналов позволяет существенно повысить разрешающую способность зондирования [7].

На рис. 1 представлена схема линейного БМГ, являющегося продолжением ствола баллистической установки (пушки). Электрический контур в БМГ образован одним или несколькими витками шин 4, продольно расположенных по внутренней поверхности канала генератора 3. При предварительной запитке БМГ от дополнительного источника 2 (конденсаторной или аккумуляторной батареи) в объеме генератора создается магнитный поток. При влете поршня 1 происходит закорачивание витков, созданный поток сжимается, а энергия магнитного поля в генераторе и нагрузке 5 увеличивается за счет кинетической энергии поршня. При работе БМГ на активно-индуктивную нагрузку коэффициент усиления по энергии определяется двумя безразмерными параметрами

$$\alpha = 2R_1/L'v, \quad \beta = L_1/L'l,$$

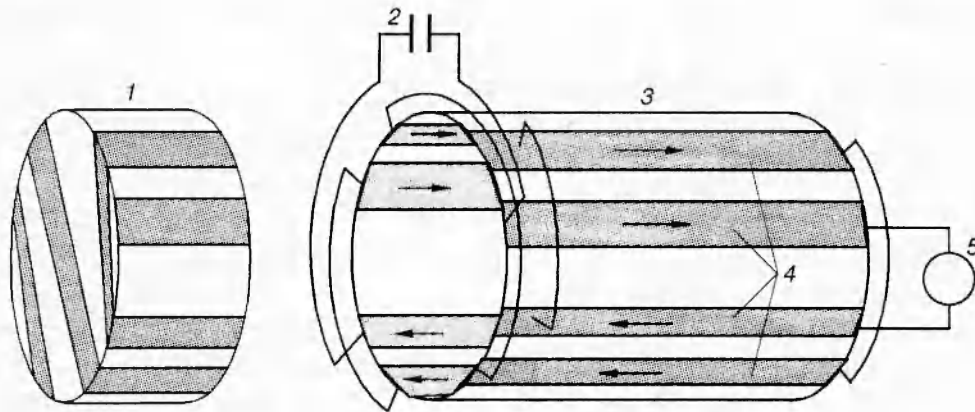


Рис. 1

где R_1 , L_1 — сопротивление и индуктивность нагрузки; L' — погонная индуктивность генератора; v — скорость поршня; l — длина генератора.

В приближении постоянной скорости поршня можно получить аналитические зависимости коэффициента усиления от параметров α и β . В случае полезной нагрузки в виде

омического сопротивления R_1 для выходной джоулевой энергии $Q = \int_0^t R_1 i^2 dt$ коэффициент

усиления определяется как $k_e = Q/W_0$, где $W_0 = 0,5(L_1 + L'l) i_0^2$ — начальная магнитная энергия контура. Как показано в [8], зависимость $k_e(\alpha, \beta)$ в этом случае имеет вид

$$k_e = \frac{\alpha}{1 - \alpha} (\beta^{\alpha-1} - 1).$$

Для усиления энергии необходимо, чтобы выполнялись условия $\alpha < 1$ и $\beta < 1$. Анализ, проведенный в [8], показал, что получение значительного коэффициента усиления k_e при работе БМГ на активную нагрузку ($R_1 > 10$ мОм) представляет сложную техническую проблему.

Лучшая согласованность получается при работе БМГ на индуктивную нагрузку L_1 с малым сопротивлением ($R_1 < 1$ мОм). В этом случае полезная энергия определяется как $W_1 = 0,5L_1 i^2$, а коэффициент усиления равен $k_e = W_1/W_0$. Зависимость $k_e(\alpha, \beta)$ в приближении $L_1 \ll L'l$ ($\beta \ll 1$) имеет вид $k_e = \beta^{\alpha-1}$. В случае малых джоулевых потерь ($\alpha \approx 0$) эта зависимость переходит в известное соотношение для идеальных (без потерь) контуров $k_e = 1/\beta = L'l/L_1$, т. е. коэффициент усиления определяется отношением начальной индуктивности контура, равной $L'l$ при условии $L_1 \ll L'l$, к конечной индуктивности L_1 .

Полученные соотношения дают интегральные характеристики БМГ в электротехническом приближении. Для точного расчета необходимо определение электромагнитного поля во всем объеме генератора. При достаточно большой длине генератора по сравнению с его поперечным размером (калибром), пренебрегая концевыми эффектами, можно рассматривать такую электродинамическую задачу определения электромагнитного поля в двумерном приближении для поперечного сечения канала генератора. На рис. 2 приведена схема одновиткового БМГ с шинами прямоугольного сечения. При расчете запитки генератора от конденсаторной батареи решается, следуя [9], двумерное уравнение диффузии

$$\gamma \frac{\partial A}{\partial t} = \Delta A + \gamma E^c, \quad (1)$$

где $\gamma = \sigma \mu$ (σ — проводимость, μ — абсолютная магнитная проницаемость); A — векторный потенциал, который в рассматриваемом двумерном случае имеет одну составляющую

вдоль оси канала z ; E^c — составляющая по оси z «стороннего» поля в шинах, в данном случае (разряд конденсатора) — поля конденсатора.

В начальный момент времени напряженность E^c максимальна, но плотность тока j в шинах равна нулю, так как она зависит еще и от временной производной векторного потенциала:

$$j = \sigma \left(-\frac{\partial A}{\partial t} + E^c \right). \quad (2)$$

Подставляя в (1) начальное условие для векторного потенциала $A = 0$, получаем $\partial A / \partial t = E^c$, что в соответствии с (2) дает $j = 0$.

После окончания стадии запитки генератора от конденсатора, например в момент максимума тока, в шинах имеется некоторое распределение плотности тока j , магнитной индукции $\mathbf{B}(B_x, B_y)$ и векторного потенциала A . В этот момент начинается движение проводящего поршня — скользящего контакта вдоль шин генератора, которое приводит к сжатию магнитного потока. Расчет распределения векторного потенциала, а с ним и магнитного поля в шинах на этой стадии также проводим по уравнению (1), однако поле E^c уже не связано с электростатическим полем конденсатора, а является наведенным полем с неизвестным заранее распределением по поперечному сечению шин. При определении поля E^c учитываем, что плотность тока находится, как и в случае электростатического поля, по формуле (2). Очевидно, что в любом случае (E^c — поле конденсатора или E^c — наведенное поле) должно выполняться энергетическое равенство

$$\int_{V(t)} \left(\frac{j^2}{\sigma} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial B^2}{\partial t} \right) dv = \int_{V(t)} j E^c dv, \quad (3)$$

где $V(t)$ — изменяющийся во времени объем, занимаемый полем. Это равенство следует непосредственно из уравнений Максвелла в квазистационарном приближении (при пренебрежении токами смещения), что допустимо в нашем случае, так как характерное время изменения поля составляет около 1 мс. С другой стороны, для генератора с движущимся поршнем должно выполняться уравнение баланса

$$\frac{z}{2\mu} \left(\int_S B^2 dx dy \right) + \frac{v \Delta t}{2\mu} \left(\int_S B^2 dx dy \right) = \frac{z - \Delta z}{2\mu} \left(\int_S B^2(t + \Delta t) dx dy \right) + \Delta t \cdot z \int_S \frac{j^2}{\sigma} dx dy. \quad (4)$$

Здесь z — текущая (в момент t) длина еще не сработавшей части генератора; v — скорость поршня, интегрирование ведется по области S — всей плоскости XOY , в последнем интеграле область S может быть заменена площадью поперечных сечений шин. В левой части уравнения (4) стоят слагаемые энергии, соответствующие энергии магнитного поля в момент t и работе поршня против сил магнитного давления за время Δt , в правой части — энергии магнитного поля в момент $t + \Delta t$ и диссипированной энергии за время Δt . Это уравнение можно записать в виде

$$z \left[\int_S \left(\frac{j^2}{\sigma} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial B^2}{\partial t} \right) dx dy \right] = \frac{v}{\mu} \int_S B^2 dx dy. \quad (5)$$

Сравнивая (5) и (3), получаем, что необходимое для расчета поле E^c должно удовлетворять равенству

$$\int_V j E^c dv = \frac{v}{\mu} \int_S B^2 dx dy.$$

Для двумерного случая последнее равенство записывается в виде

$$z \int_S j E^c dx dy = \frac{v}{\mu} \int_S (B_x^2 + B_y^2) dx dy.$$

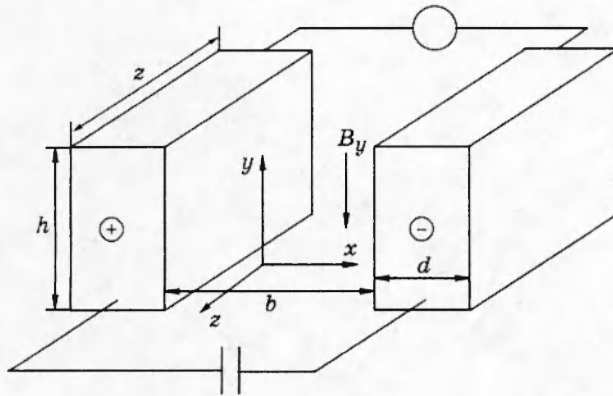


Рис. 2

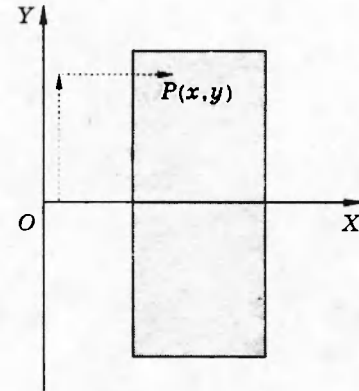


Рис. 3

Здесь

$$j = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right).$$

Представим наведенное поле следующим образом:

$$E^c = \frac{v}{z} \Phi(x, y).$$

Тогда для функции Φ имеем

$$\int_S \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \Phi(x, y) dx dy = \int_S (B_x^2 + B_y^2) dx dy.$$

Интегрируя по частям и учитывая, что граница области интегрирования S расположена достаточно далеко от токоведущих шин, где индукция магнитного поля спадает до нуля, получаем

$$\int_S \left(B_x \frac{\partial \Phi}{\partial y} - B_y \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) dx dy = \int_S (B_x^2 + B_y^2) dx dy.$$

Последнее равенство выполняется, если функция Φ удовлетворяет системе уравнений

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -B_y, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = B_x.$$

Учитывая, что из уравнения $\text{div} \mathbf{B} = 0$ следует потенциальность вектора с составляющими $(-B_y, B_x)$, получаем интегральное представление для функции Φ

$$\Phi[P(x, y)] = \int_0^{P(x, y)} (-B_y dx + B_x dy),$$

причем результат не зависит от пути интегрирования. В частности, выбирая путь интегрирования как показано на рис. 3, получаем

$$\Phi(x, y) = - \int_0^x B_y(\zeta, y) d\zeta + \int_0^y B_x(0, \eta) d\eta. \quad (6)$$

Для симметричных относительно оси OX шин $B_x(0, \eta) = 0$, и в результате остается

$$E^c(x, y) = \frac{\varepsilon}{z} = -\frac{v}{z} \int_0^x B_y(\zeta, y) d\zeta, \quad (7)$$

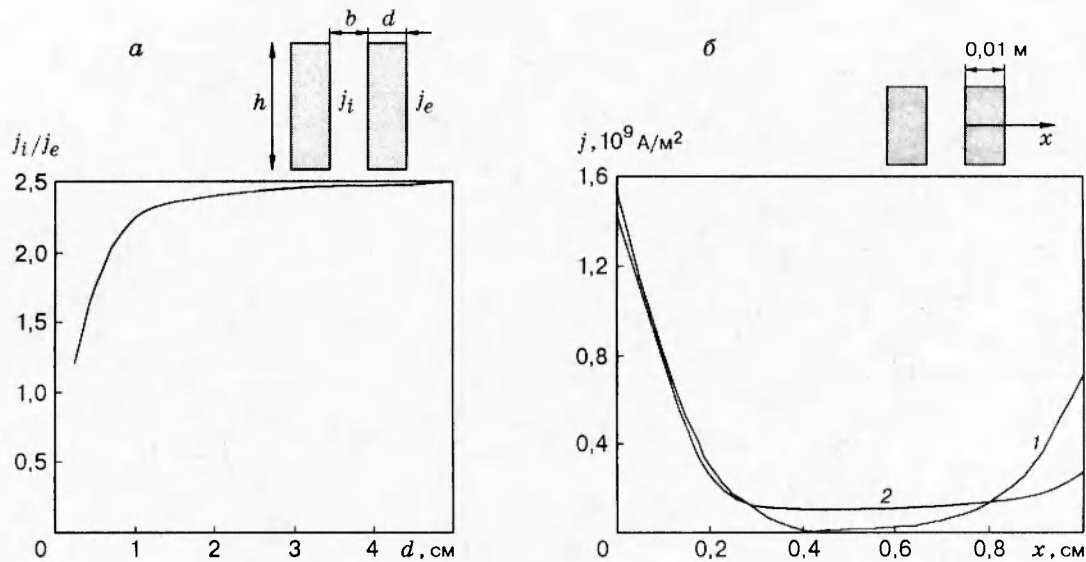


Рис. 4

где ϵ — индуцируемая ЭДС, равная скорости изменения магнитного потока через площадь, охватываемую линией тока, проходящей через точку с координатами (x, y) . Последний результат можно было бы записать сразу из закона индукции, однако из проведенного анализа получено более общее выражение (6), справедливое и для несимметричных шин.

В отличие от рассмотренного выше электротехнического приближения, где скорость поршня бралась постоянной, в численной модели скорость поршня рассчитывается на каждом шаге по времени с использованием уравнения движения

$$M \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2} L' i^2,$$

где M — масса поршня; L' — погонная индуктивность системы шин; i — ток генератора.

Уравнение (1) решается разностным способом с использованием неявной схемы и расщепления по координатам [10]. Для универсальности алгоритма в области пространства вне шин вводится фиктивная малая проводимость, равная 10^{-5} – 10^{-6} величины проводимости материала шин. Рассмотрим вариант с шинами шириной $h = 0,1$ м при поперечном размере канала генератора $b = 0,1$ м (см. рис. 2), что близко к параметрам экспериментального генератора. Для таких размеров, как показали расчеты, влияние толщины шины на величину тока незначительно. Это связано с относительно малыми джоулевыми потерями и слабым влиянием характера распределения тока в поперечном сечении таких шин на величину магнитной энергии. В расчетах определялось влияние толщины и материала шин на величину плотности тока в различных точках поперечного сечения шины, в частности на поверхности шины. Распределение тока на каждой из поверхностей однородно, за исключением угловых областей, где отмечается значительное возрастание плотности тока.

Существенной особенностью протекания тока в системе шин является значительная величина плотности тока на внешней поверхности шин. На рис. 4,а показано отношение плотности тока при запитке пары шин от конденсатора в зависимости от толщины шин. Длина шин $l = 2$ м, ширина $h = 0,1$ м, расстояние между шинами $b = 0,1$ м, емкость конденсатора $C = 0,012$ Ф. Для уменьшения внешней поверхностной плотности тока можно использовать составную шину, внутренняя часть которой выполнена из меди, а наружная — из материала с большим сопротивлением. Для такой двухслойной шины (линия 2 на

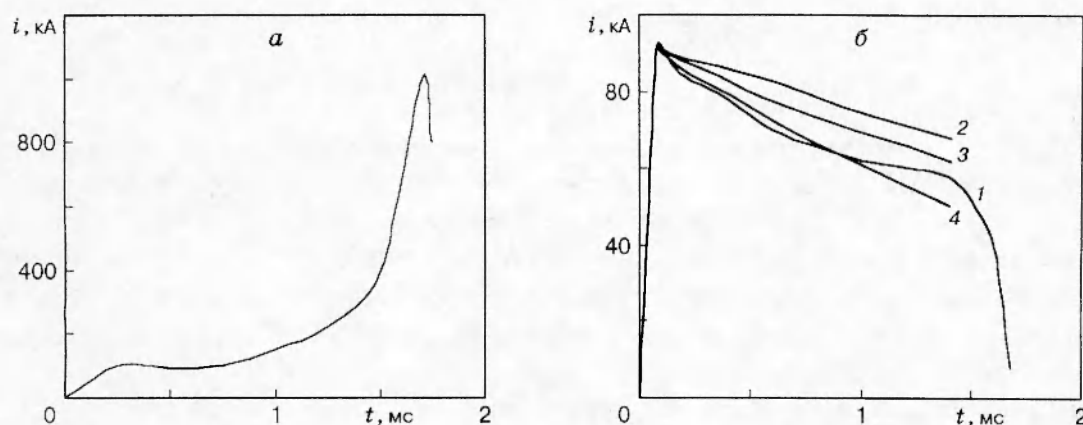


Рис. 5

рис. 4,б) с внешним слоем из стали плотность тока на внешней поверхности уменьшается в 2,5 раза по сравнению со случаем однородной медной шины (линия 1) той же толщины (рис. 4,б).

На стадии сжатия магнитного потока происходит перестройка распределения плотности тока. Плотность тока на внутренней поверхности шин падает в несколько раз, распределение тока становится более однородным, и исчезают характерные области скин-слоя. Результаты расчетов свидетельствуют об уменьшении сопротивления БМГ в режиме генерации по сравнению с оценками по модели скин-слоя. Однако в реальных условиях возможны дополнительные потери, связанные с контактными явлениями на границе поршня и шин. Поэтому одной из главных задач при создании такого БМГ является обеспечение надежного контакта поршня (якоря) с токоведущими шинами.

Для определения работоспособности установки проведены эксперименты на крупномасштабной модели БМГ, которая выполнена в виде одновиткового генератора с внутренним диаметром канала (калибром) 125 мм. Такой БМГ имеет две диаметрально противоположные медные шины, разделенные изоляционными вставками и помещенные в силовой каркас, выполненный в виде намотки из стекловолокна. Поршень одновиткового генератора выполнен из алюминиевого сплава в форме стакана с надетой на него рубашкой, имеющей тонкие кольцевые ребра, сминающиеся в процессе движения по каналу генератора.

Модельный БМГ испытан в различных режимах. Для отработки баллистики проводились отстрелы поршня при отключенной электрической схеме. Для отработки системы запитки конденсаторная батарея разряжалась на БМГ без влета поршня. Наконец, комплексные эксперименты осуществлялись с выстреливанием поршня в объем генератора в момент, близкий к максимуму тока запитки. Испытания проводились при двух видах нагрузки:

- 1) низкоимпедансная нагрузка в виде закорачивающих металлических перемычек на выходном конце шин генератора;
- 2) модельная геофизическая петля с индуктивностью и сопротивлением значительно более высокими, чем в первом случае.

На рис. 5,а приведена экспериментальная зависимость тока для случая закорачивающих элементов на выходе БМГ. Результаты измерений: ток начальной запитки равен 77 кА; максимальный ток, генерируемый БМГ, — 10^3 кА; коэффициент усиления тока $k_i = 13$.

Экспериментальную зависимость тока i от времени t можно аппроксимировать зави-

симостью, которая используется при расчетах взрывомагнитных генераторов:

$$i(t) = i_0 \frac{L'l + L_1}{L_1 + L'(l - vt)} \exp \left[\frac{2R'}{L'} (\sqrt{t_0} - \sqrt{t_0 + t}) \right],$$

где L' , R' , L_1 , l , v имеют прежний смысл; t_0 — время от начала запитки до момента влета поршня в БМГ. При этом предполагается, что за время перекоммутации контура БМГ поршнем (100–120 мкс) кумуляции энергии не происходит, индуктивность генератора изменяется линейно, отношение R'/L' постоянно в течение всего времени работы генератора. В результате получены следующие параметры БМГ: $R'/L' = 6 \text{ с}^{-1/2}$, $R' = 3,84 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, коэффициент усиления энергии $k_e = 9$; коэффициент сохранения магнитного потока $k_\varphi = 0,75$.

Проведено несколько десятков экспериментов с нагрузкой первого вида со значительными временными интервалами между сериями пусков (от нескольких дней до года). Интервал между пусками в одной серии был достаточно мал (10–100 мин). Во всех экспериментах получены значения максимального тока, близкие 1 МА. Это свидетельствует о возможности обеспечения достаточно стабильных параметров рабочих установок на основе БМГ.

При проведении экспериментов с нагрузкой БМГ в виде модельной геофизической петли основное внимание уделялось снятию кривой тока. По результатам разрядов конденсаторной батареи на совокупную нагрузку БМГ + петля получены параметры петли ($L_1 = 0,273 \text{ мГн}$, $R_1 = 0,66 \text{ мОм}$). На рис. 5,б приведена кривая 1 тока генератора при такой нагрузке. В момент влета поршня в генератор ток разряда батареи близок к максимуму и равен 92,5 кА. Как и предполагалось, увеличения тока в выбранной нагрузке не происходит в связи с незначительной погонной индуктивностью модельного БМГ (0,64 мГн/м). К концу работы генератора ток снизился в 1,5 раза, но эффективная длительность импульса по сравнению с длительностью импульса от конденсаторной батареи на ту же нагрузку увеличилась в 5 раз. Таким образом, продемонстрирована возможность использования БМГ в качестве формирователя импульса в геофизических исследованиях. Большой интерес представляет расчетная обработка экспериментальной кривой тока с целью определения внутренних параметров генератора. Индуктивность генератора достаточно точно определена (0,96 мГн) при измерениях с помощью электроизмерительного моста и согласуется с результатами определения этого параметра из кривых разряда конденсатора через шины генератора на петлю.

Сопротивление БМГ аппроксимировалось расчетной моделью с односторонним скин-слоем. При этом погонное сопротивление определялось по формуле

$$R' = (1/h_{\text{эф}}) \sqrt{2\pi\mu/\sigma t},$$

где $h_{\text{эф}}$ — эффективная ширина контактной поверхности шин; время t отсчитывается от момента начала разряда конденсатора. В случае строго одностороннего распределения тока на внутренней (со стороны канала) поверхности шины эффективная ширина совпадает с действительной шириной шины h . При более строгом учете двумерного характера распределения поля скин-слой развивается также на внешней стороне шины и ее боковых поверхностях. Следовательно, эффективная ширина токового слоя должна быть больше действительной ширины шины.

На рис. 5,б приведены расчетные кривые 2 и 3 при значениях $h_{\text{эф}}$, равных $2h$ и h соответственно. Видно, что расчетные кривые идут существенно выше экспериментальной. Лишь при значении $h_{\text{эф}} = h/2$ расчетная кривая 4 практически полностью совпадает с экспериментальной. Однако это совпадение имеет место до определенного момента ($\sim 1 \text{ мс}$), после которого расчетная кривая идет ниже экспериментальной. Из проведенного сравнения можно сделать следующие предположения. На начальном периоде движения поршня

в БМГ сопротивление генератора включает в себя не только сопротивление скин-слоя, но и дополнительное сопротивление, которое можно объяснить контактными эффектами и неравномерным распределением тока по поверхности шин (угловые эффекты). Через некоторое время после влета поршня в генератор (1 мс) эти дополнительные сопротивления значительно уменьшаются, что можно объяснить «притиркой» поршня и другими эффектами. При этом собственное сопротивление шин становится значительно меньше рассчитываемых значений на основе модели скин-слоя. Последнее обстоятельство отмечалось выше при обсуждении двумерного распределения поля в генераторе при наличии индуцируемой за счет движения поршня ЭДС. В результате общее сопротивление БМГ значительно уменьшается (при $t > 1$ мс) и экспериментальная кривая тока идет с меньшим наклоном.

Проведенные исследования показали возможность создания магнитокумулятивного генератора нового типа, основанного на контактном перехвате тока линейной системы шин с помощью движущегося токоведущего поршня. Первичные источники энергии, используемые для разгона поршня (пороха, газовые и жидкие горючие смеси), обладают высокой плотностью энергии, что позволит развивать высокие мощности на таких установках при малых массогабаритных характеристиках. Согласование такого источника с нагрузками различного вида требует дополнительного исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кнопфель К. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
2. Капустяненко Г. Г., Пигнастый С. С., Шивякин С. Н. Расчет электродинамических характеристик линейного электромагнитного генератора с рельсовым ускорителем макротел. Киев, 1992 (Препр. / АН Украины. Ин-т новых физ. и прикл. наук; № 92-2).
3. Marshall R. A. A reusable inverse railgun magnetic flux earth-to-space-rail-launcher // IEEE Trans. on Magnetics. 1984. V. MAG-20, N 2. P. 223–226.
4. Barlett R. H., Takemori H. T., Chase J. B. A projectile power compressed magnetic field pulse generator // Сверхсильные магнитные поля. М.: Наука, 1984. С. 265–269.
5. Матвеев Б. К. Электроразведка. М.: Наука, 1990.
6. Тикшаев В. В., Глечиков В. А. Способы обработки и интерпретации данных электро-разведки с применением МГД-генератора // Глубинные электромагнитные зондирования с применением импульсных МГД-генераторов: Сб. статей. Апатиты: Кольский филиал АН СССР, 1982. С. 93–100.
7. Электромагнитная разведка повышенной разрешенности методом становления поля с пространственным накоплением / Под ред. В. В. Тикшаева. М.: Недра, 1989.
8. Тынников Ю. Г., Толстокулаков Н. А., Крыжин А. В. Баллистический генератор как источник питания импульсных разрядов // Материалы 1-го Всесоюз. семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле. Новосибирск, Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1990. С. 263–267.
9. Дойников Н. И. Численный анализ плоскопараллельных квазистационарных электромагнитных полей // ЖТФ. Т. 43, вып. 5. С. 897–905.
10. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1987.

Поступила в редакцию 20/III 1996 г.,
в окончательном варианте — 6/VIII 1996 г.