

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИНЫ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ПРОФИЛЯ В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ

Инженеры ГЕРАСИМОВИЧ Д. А., НОСАЙРАТ ФАИЗ

Белорусская государственная политехническая академия

Проектирование токоведущих систем различных электроустановок связано с определением их термической и динамической стойкости как в нормальных режимах, так и в режимах коротких замыканий. При определении стойкости шинопроводов в режимах коротких замыканий возникает ряд трудностей, связанных с изменением электромагнитных характеристик материала шин, характером протекающего по проводникам тока (наличие периодической, аperiodической и периодической затухающей составляющих тока) и его распределением по сечению проводников. В силу отмеченного эта задача в настоящее время решается приближенно, и ее результаты не всегда удовлетворяют возросшим требованиям к оценке динамической и термической стойкости токоведущих систем. Повышение эффективности методов расчета динамической и термической стойкости возможно при определении дифференциальных и интегральных характеристик электромагнитного поля проводников в переходных процессах. Последние могут быть получены на основе решения дифференциальных уравнений поля.

Расчет величин и распределения переходных электромагнитных характеристик проведем на примере протяженной прямоугольной шины (рис. 1) с протекающим в ней в переходном режиме током $i_z(t)$.

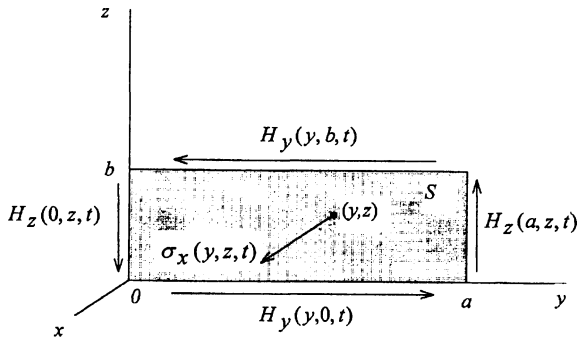


Рис. 1

Исходную систему уравнений поля в проводнике можно разрешить относительно проекций вектора напряженности магнитного поля $H_y(y, z, t)$ и $H_z(y, z, t)$ [3]:

$$\frac{\partial^2 H_y(y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_y(y, z, t)}{\partial z^2} = \gamma \mu \frac{\partial H_y(y, z, t)}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 H_z(y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z(y, z, t)}{\partial z^2} = \gamma \mu \frac{\partial H_z(y, z, t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где γ , μ — удельная проводимость и магнитная проницаемость материала шины.

Проводимость проводника γ зависит от его температуры, которая возрастает по мере нагревания проводника в переходном процессе. Учет этой зависимости значительно усложняет решение уравнений поля, и здесь проводимость принимается неизменной. Такое допущение не вносит ощутимой погрешности в расчет начальной стадии переходного режима, пока нагрев проводника несуществен. Для более поздних стадий изменение γ значительно, и получаемые здесь результаты не могут быть прямо использованы. Например, для расчета термического импульса при коротких замыканиях требуется совместное решение уравнений поля и тепловой диффузии.

Уравнение, аналогичное (1) и (2), можно получить и для плотности тока в проводнике $\sigma_x(y, z, t)$

$$\frac{\partial^2 \sigma_x(y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \sigma_x(y, z, t)}{\partial z^2} = \gamma \mu \frac{\partial \sigma_x(y, z, t)}{\partial t}. \quad (3)$$

Уравнения (1)–(3) описывают электромагнитное поле в проводнике в переходном режиме. Их решение требует знания граничных и начальных условий. Граничными условиями являются касательные к поверхности проводника составляющие вектора напряженности магнитного поля $H_y(y, 0, t)$, $H_y(y, b, t)$, $H_z(0, z, t)$, $H_z(a, z, t)$ (рис. 1) [1]. Их распределение неизвестно, и для вычисления граничных условий используется итерационный алгоритм решения краевой задачи, рассмотренный в [1, 2]. Начальными условиями к уравнениям (1)–(3) являются распределения по сечению шины величин напряженностей поля в момент нарушения режима ($t = 0$): $H_y(y, z, 0) = H_{y0}(y, z)$, $H_z(y, z, 0) = H_{z0}(y, z)$ и $\sigma_x(y, z, 0) = \sigma_{x0}(y, z)$. Последние определяют непрерывность электромагнитного поля во времени (величины напряженностей в момент нарушения режима не могут измениться скачком) и могут быть найдены в результате расчета поля предшествующего режима.

Электромагнитное поле в шине создается протекающим в ней в переходном режиме током $i_{\Sigma}(t)$. Граничные условия и плотность тока в проводнике связываются с ним законом полного тока

$$\int_L H_l(y, z, t) dl = \int_S \sigma_x(y, z, t) ds = i_{\Sigma}(t), \quad (4)$$

где L , S — контур и область сечения проводника;

$H_l(y, z, t)$ — проекция вектора напряженности магнитного поля на контур L , совпадающая с граничными условиями на соответствующих гранях шины.

Величина и характер изменения во времени тока $i_{\Sigma}(t)$ зависят от многих факторов (типы генерирующих источников, схема сети, возмущающее воздействие, его удаленность и др.), и при решении задачи этот ток считается известным. В самом общем случае он может содержать ряд составляющих (периодическую, аperiodическую, периодическую затухающую) и его можно представить в следующем виде:

$$i_{\Sigma}(t) = \sum_{j=1}^n I_{mj} e^{-t/T_j} \sin(\omega_j t + \varphi_{0j}), \quad (5)$$

где I_{mj} , T_j , ω_j , φ_{0j} — амплитуда, постоянная времени затухания, частота и начальная фаза j -й составляющей тока переходного режима;
 n — число составляющих в токе $i_{\Sigma}(t)$.

В дальнейшем при рассмотрении отдельных составляющих тока $i_{\Sigma}(t)$ и распределений поля от них индекс j опускается. Периодический закон изменения тока получается при подстановке для j -й составляющей $T = \infty$, а аperiodический — при подстановке $\omega = 0$ и $\varphi_0 = \pi/2$.

Для расчетов переходных процессов в электротехнике широко используется операционное исчисление, позволяющее исключить производную по времени. Однако сложность вычисления изображений граничных условий вызывает значительные трудности в его применении. Более успешным для решения рассматриваемой задачи при заданном токе переходного режима является классический метод расчета, основанный на представлении характеристик поля в виде суммы составляющих вынужденного (установившегося) и свободного режимов. Такой подход позволяет использовать уже имеющиеся результаты расчета установившихся режимов [1–3].

Каждая составляющая тока (5) вызывает появление в материале шины напряженностей вынужденного и свободного режимов, т. е.:

$$\begin{aligned} H_y(y, z, t) &= H_y^{\text{вын}}(y, z, t) + H_y^{\text{св}}(y, z, t); \\ H_z(y, z, t) &= H_z^{\text{вын}}(y, z, t) + H_z^{\text{св}}(y, z, t); \\ \sigma_x(y, z, t) &= \sigma_x^{\text{вын}}(y, z, t) + \sigma_x^{\text{св}}(y, z, t). \end{aligned} \quad (6)$$

Полные величины напряженностей рассчитываются также по (6) при подстановке индекса Σ , указывающего, что поле определяется от полного тока $i_{\Sigma}(t)$.

Вынужденные решения уравнений (1)–(3) подробно рассмотрены в [3]. Здесь приведем конечные формулы для их определения. Представим отдельную составляющую тока (5) в комплексной форме

$$\dot{I}_m = I_m e^{j\varphi_0} e^{(-1/T + j\omega)t}, \quad (7)$$

тогда комплексные представления вынужденных решений от тока (7) имеют вид [3]:

$$\dot{H}_{my}^{\text{ВЫН}}(y, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\dot{H}_{my}^k(0) \text{sh}(p_{ky}[b-z]) + \dot{H}_{my}^k(b) \text{sh}(p_{ky}z) \right) \frac{\cos(k\omega_y y)}{\text{sh}(p_{ky}b)}; \quad (8)$$

$$\dot{H}_{mz}^{\text{ВЫН}}(y, z) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\dot{H}_{mz}^k(0) \text{sh}(p_{kz}[a-y]) + \dot{H}_{mz}^k(a) \text{sh}(p_{kz}y) \right) \frac{\cos(k\omega_z z)}{\text{sh}(p_{kz}a)}; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{mx}^{\text{ВЫН}}(y, z) = & \sum_{k=0}^{\infty} \left(\dot{H}_{mz}^k(a) \text{ch}(p_{kz}y) - \dot{H}_{mz}^k(0) \text{ch}(p_{kz}[a-y]) \right) \frac{p_{kz} \cos(k\omega_z z)}{\text{sh}(p_{kz}a)} - \\ & - \sum_{k=0}^{\infty} \left(\dot{H}_{my}^k(b) \text{ch}(p_{ky}z) - \dot{H}_{my}^k(0) \text{ch}(p_{ky}[b-z]) \right) \frac{p_{ky} \cos(k\omega_y y)}{\text{sh}(p_{ky}b)}, \quad (10) \end{aligned}$$

где

$$\omega_y = \pi/a; \quad \omega_z = \pi/b;$$

$$p_{ky} = \sqrt{(k\omega_y)^2 + \gamma\mu(j\omega - 1/T)}; \quad p_{kz} = \sqrt{(k\omega_z)^2 + \gamma\mu(j\omega - 1/T)};$$

$\dot{H}_{my}^k(0)$, $\dot{H}_{my}^k(b)$, $\dot{H}_{mz}^k(0)$, $\dot{H}_{mz}^k(a)$ — коэффициенты разложения в ряд Фурье граничных условий, которые находятся итерационным методом [1–3].

Мгновенные величины вынужденного режима получаются из их комплексных представлений по выражениям:

$$\begin{aligned} H_y^{\text{ВЫН}}(y, z, t) &= \left| \dot{H}_{my}^{\text{ВЫН}}(y, z) \right| e^{-t/T} \sin(\omega t + \varphi_0 + \varphi_{Hy}); \\ H_z^{\text{ВЫН}}(y, z, t) &= \left| \dot{H}_{mz}^{\text{ВЫН}}(y, z) \right| e^{-t/T} \sin(\omega t + \varphi_0 + \varphi_{Hz}); \quad (11) \\ \sigma_x^{\text{ВЫН}}(y, z, t) &= \left| \dot{\sigma}_{mx}^{\text{ВЫН}}(y, z) \right| e^{-t/T} \sin(\omega t + \varphi_0 + \varphi_{\sigma}), \end{aligned}$$

где φ_{Hy} , φ_{Hz} , φ_{σ} — фазы комплексных величин, стоящих под соответствующими модулями.

Полное вынужденное решение уравнений (1)–(3) находится как сумма решений вида (11) от каждой составляющей тока переходного процесса. Выражения (8)–(11) используются также для расчета начальных условий. Для этого рассчитывается предшествующий режим (например, номинальный по току режим установки) и определяется распределение поля в нулевой момент времени ($H_{y0}(y, z)$; $H_{z0}(y, z)$ и $\sigma_{x0}(y, z)$).

Переход электромагнитного состояния рассматриваемой системы от одного установившегося режима к другому сопровождается появлением свободных составляющих напряженностей поля. Свободные состав-

ляющие должны удовлетворять уравнениям (1)–(3), а правая часть (4) для них равна нулю, т. е. это уравнение становится однородным. Отмеченное отражает тот факт, что полный ток в проводнике от свободных составляющих равен нулю. Так как распределения поля до нарушения режима и от вынужденных решений найдены, можно определить начальные распределения свободных составляющих. Они находятся при подстановке в (6) начальных условий и полных вынужденных решений для момента времени $t = 0$:

$$H_{y\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, 0) = H_{y0}(y, z) - H_{y\Sigma}^{\text{ВЫН}}(y, z, 0);$$

$$H_{z\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, 0) = H_{z0}(y, z) - H_{z\Sigma}^{\text{ВЫН}}(y, z, 0); \quad (12)$$

$$\sigma_{x\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, 0) = \sigma_{x0}(y, z) - \sigma_{x\Sigma}^{\text{ВЫН}}(y, z, 0).$$

Последнее позволяет представить распределения свободных составляющих для $t = 0$ двойным рядом Фурье по пространственным координатам, а полное решение для них искать в виде:

$$H_{y\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} H_{y\text{CB}\Sigma}^{k,l} \cos(l\omega_z z) \cos(k\omega_y y) e^{p_{k,l} t}; \quad (13)$$

$$H_{z\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} H_{z\text{CB}\Sigma}^{k,l} \cos(l\omega_z z) \cos(k\omega_y y) e^{p_{k,l} t}; \quad (14)$$

$$\sigma_{x\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_{x\text{CB}\Sigma}^{k,l} \cos(l\omega_z z) \cos(k\omega_y y) e^{p_{k,l} t}, \quad (15)$$

где $p_{k,l}$ — постоянные затухания экспонент (k, l) -х пространственных гармоник двойного ряда, подлежащие определению;

$H_{y\text{CB}\Sigma}^{k,l}$, $H_{z\text{CB}\Sigma}^{k,l}$, $\sigma_{x\text{CB}\Sigma}^{k,l}$ — коэффициенты разложения в двойной ряд

Фурье по косинусам начальных распределений свободных составляющих. Разложение по косинусам получается при соответствующем дополнении распределений до четных по аналогии с тем, как это принято в [1, 2], что улучшает сходимость рядов (13)–(15). Формулы для расчета рассматриваемых коэффициентов приведены в приложении.

Вывод выражений для $p_{k,l}$ приведем на примере $H_{y\Sigma}^{\text{CB}}(y, z, t)$. Для этого подставим (k, l) -е слагаемое ряда (13) в уравнение (1). После выполнения дифференцирования и сокращения на общий множитель

$H_{y\text{CB}\Sigma}^{k,l} \cos(l\omega_z z) \cos(k\omega_y y) e^{p_{k,l} t}$, приходим к выражению для $p_{k,l}$

$$P_{k,l} = - \frac{(k\omega_y)^2 + (l\omega_z)^2}{\gamma\mu}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что показатель степени экспонент является вещественной отрицательной величиной (т. е. все свободные составляющие затухают во времени) и зависит только от геометрических размеров сечения и электромагнитных свойств материала проводника. Постоянные составляющие при $(k, l) = (0, 0)$, для которых $P_{k,l} = P_{0,0} = 0$, отсутствуют в силу равенства нулю тока от свободных составляющих. Это непосредственно следует из уравнения (4).

Полученные выражения позволяют определять электромагнитные характеристики прямоугольных проводников в переходных режимах при различных возможных нарушениях режимов электроустановок. Алгоритм расчета предполагает вычисление по (8)–(11) мгновенных значений параметров поля предшествующего режима в момент нарушения мгновенных значений вынужденного режима и по их величинам — значений свободных составляющих по (13)–(15). Реализация вычисления параметров поля осуществляется разработанной для ЭВМ программой расчета.

Ниже приводятся результаты исследования характеристик алюминиевого проводника размерами $a \times b = 100 \times 10 \text{ мм}^2$ для некоторых типичных случаев нарушения режима (рис. 2, 3). На рис. 2 представлен случай внезапного короткого замыкания (КЗ) в простейшей цепи переменного тока при наибольшей величине апериодической составляющей (ток в относительных единицах: $i_{\Sigma^*}(t) = \sin(\omega t - \pi/2) + e^{-t/T}$), а на рис. 3а, б — случаи КЗ в цепи постоянного тока с потерей источника питания ($i_{\Sigma^*}(t) = e^{-t/T}$) и включения на источник постоянного тока ($i_{\Sigma^*}(t) = 1 - e^{-t/T}$). Величина T для всех случаев принята равной 0,045 с. Ей соответствует продолжительность переходного процесса (время, за которое затухает апериодический ток) $4T = 0,18 \text{ с}$, а ударный коэффициент для случая рис. 2 составляет 1,8. При КЗ в цепи переменного тока амплитуда тока предшествующего режима принята равной 0,2 о. е. (т. е. установившийся ток КЗ в пять раз превышает ток предшествующего режима). Плотности тока σ_{x^*} , приведенные к средней плотности единичного постоянного тока, представлены для четырех характерных точек сечения проводника ((0,0) — угол проводника; (0, $b/2$), ($a/2$, 0) — середины узкой и широкой граней соответственно; ($a/2$, $b/2$) — ось проводника).

Короткое замыкание в цепи переменного тока характеризуется наличием периодической и апериодической составляющих в токе переходного режима. Параметры поля складываются из вынужденных составляющих от этих токов и составляющих свободного режима. Плотности тока (рис. 2б) в различных точках сечения проводника отличаются как амплитудными значениями, так и характером изменения во времени. Максимальные значения амплитуды приходятся на середину узкой грани проводника. Характер изменения плотности тока во времени опреде-

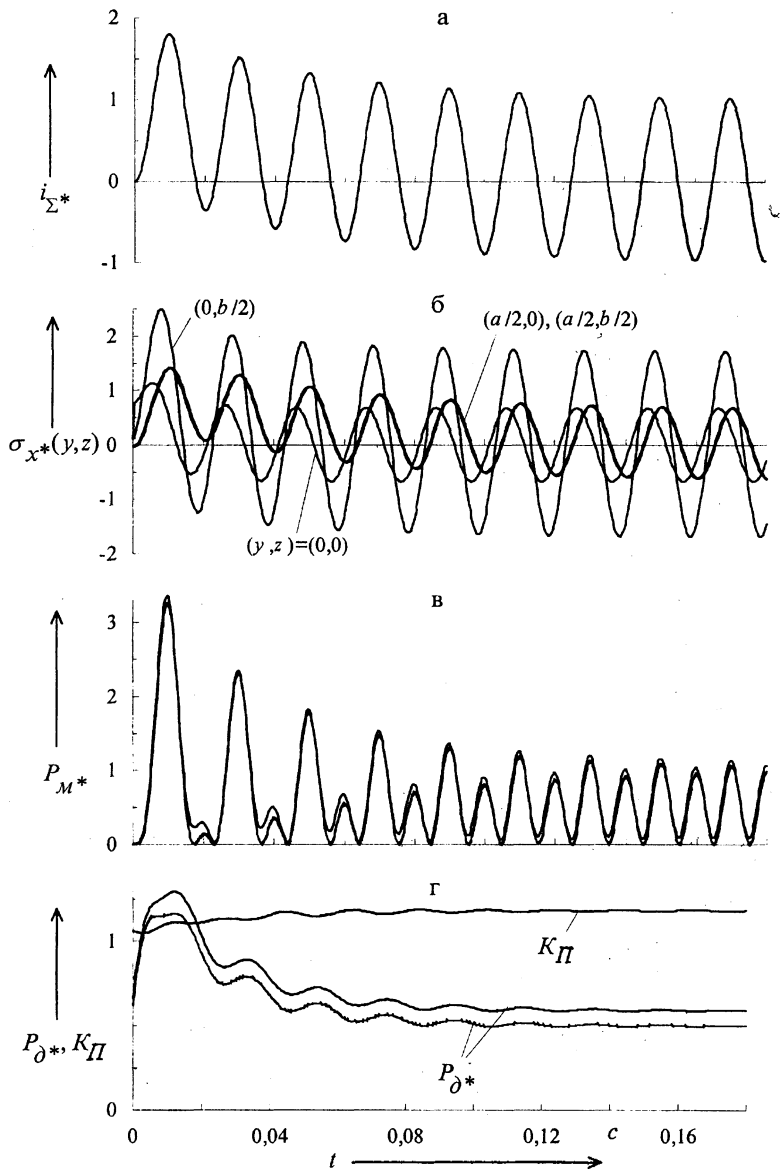


Рис. 2. Электромагнитные характеристики проводника при КЗ в простейшей цепи переменного тока: нижние кривые P_M^* и P_{∂^*} соответствуют величинам мощности, полученным при равномерном распределении плотности тока

ляется условиями проникновения электромагнитного поля переходного режима в различные области сечения проводника. Например, в середине широкой грани и на оси проводника плотности тока практически одинаковые (между ними имеется незначительный сдвиг во времени). В этой части сечения установившийся режим наступает через 0,18 с (в первые два периода плотности тока даже не проходят через нулевые значения), тогда как в угловой части сечения (точки $(0,0)$ и $(0,b/2)$) это время составляет порядка 0,04 с, т. е. установившийся режим здесь наступает значительно быстрее. По распределениям плотности тока в каждый момент времени можно найти мгновенные P_M и действующие P_D

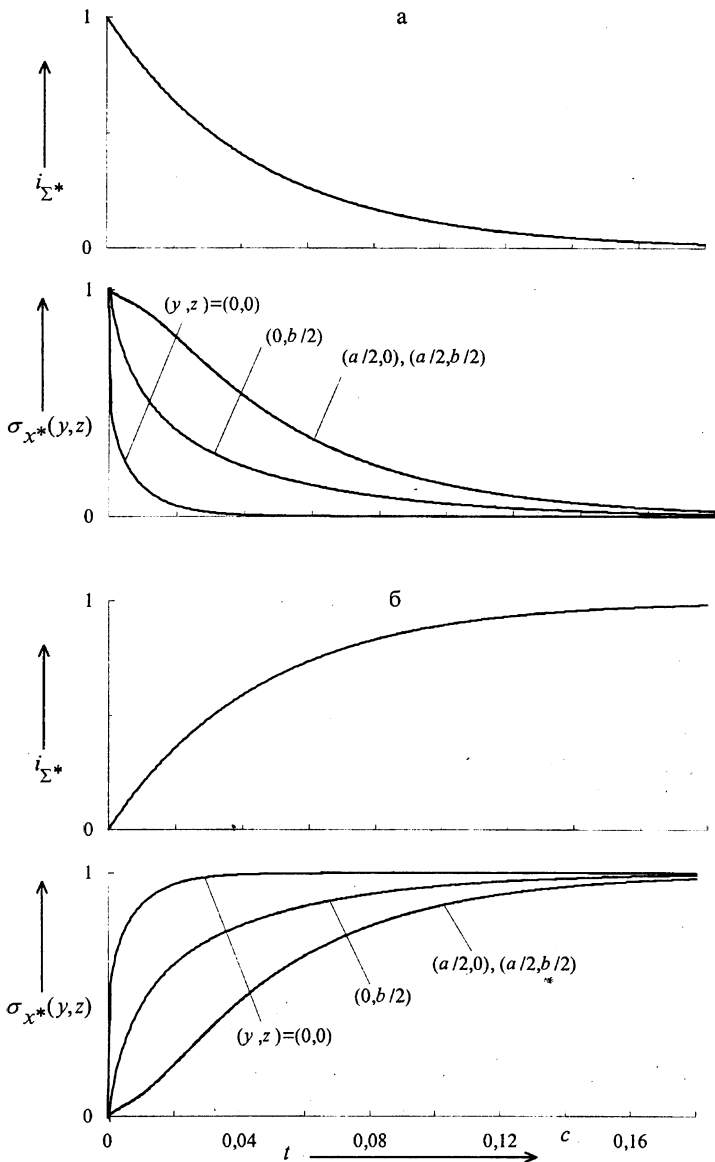


Рис. 3. Электромагнитные характеристики проводника при КЗ: а — в цепи постоянного тока; б — при включении на источник постоянного тока

значения мощности потерь. Действующее значение мощности в любой момент времени определяется как среднее значение мгновенной мощности за период, в середине которого находится рассматриваемый момент [4]. Характеристики P_M и P_D , приведенные к мощности от единичного постоянного тока и полученные с учетом и без учета неравномерного распределения плотности тока, представлены на рис. 2в, г. Исследования мощности показывают, что реальные потери несколько больше потерь, полученных в предположении равномерного токораспределения. Для сравнительной оценки рассматриваемых величин можно, по аналогии со стационарными режимами, ввести коэффициент поверхностного эффекта $K_{п}$, равный отношению действующих потерь с учетом неравномерного токораспределения и при равномерном распре-

делении плотности тока. Изменение этого коэффициента во времени приведено на рис. 2г. В переходном режиме K_{Π} изменяется от 1,05 до 1,18, причем в первые периоды он меньше, чем в установившемся режиме. Последнее обусловлено аperiodическим током, поле которого распределено более равномерно, чем поле периодического тока, и свободными составляющими, сглаживающими переход от одного состояния к другому. По мере затухания аperiodического тока K_{Π} возрастает и в установившемся режиме он равен 1,18, что совпадает с величиной, полученной в [2].

В режиме КЗ в цепи постоянного тока с потерей источника питания (рис. 3а) параметры поля затухают от своих первоначальных значений (равномерное распределение плотности тока) до нуля. Поле быстрее исчезает в угловых частях проводника. Так, в углу проводника плотность тока становится практически равной нулю через 0,04 с. Включение на постоянный ток (рис. 3б) характеризуется возрастанием плотностей тока от нуля до установившихся значений. Величины σ_{x*} быстрее возрастают в углах, и таким образом переходный режим сопровождается вытеснением тока в угловые части сечения. Полученные для рассмотренных случаев величины мощностей с учетом и без учета реального токораспределения отличаются незначительно. Их отношение в переходном режиме не превышает 1,08 о. е.

ВЫВОДЫ

1. Предложен метод расчета электромагнитных характеристик проводника прямоугольного сечения в переходных режимах, основанный на разложении параметров поля на составляющие вынужденного и свободного режимов. Метод позволяет определять электромагнитные характеристики проводников с учетом реального распределения поля в переходном режиме.

2. Исследования показали, что в переходном режиме при наличии периодического и аperiodического токов параметры поля в шине распределены более равномерно, а коэффициент поверхностного эффекта становится меньше, чем в установившемся режиме.

Приложение

Формулы для расчета коэффициентов $H_{y \text{ св } \Sigma}^{k, l}$, $H_{z \text{ св } \Sigma}^{k, l}$, $\sigma_{x \text{ св } \Sigma}^{k, l}$.

Искомые коэффициенты можно получить, подставив в (12) вынужденные решения от каждого из токов переходного и предшествующего режимов. Для этого разложим в ряд Фурье по косинусам функции $\text{sh}(p_{ky}(b-z))/\text{sh}(p_{ky}b)$; $\text{sh}(p_{ky}z)/\text{sh}(p_{ky}b)$ и другие в (8)–(10). Получив эти разложения и перейдя к мгновенным значениям для $t = 0$, можно прийти к выражениям для частичных коэффициентов от одной составляющей тока $i_{\Sigma}(t)$ или тока предшествующего режима. Вывод этих коэффициентов достаточно громоздок и здесь приведем только конечные формулы для их расчета:

$$H_{y\text{св}}^{k,l} = \left| \frac{2p_{ky} th^{(-1)l} (p_{ky} b / 2) \left(\dot{H}_{my}^k(0) + (-1)^l \dot{H}_{my}^k(b) \right)}{\left(\gamma\mu(1/T + j\omega) + (k\omega_y)^2 + (l\omega_z)^2 \right) b} \right| \sin(\varphi_0 + \varphi_{|Hy|}); \quad (\text{П.1})$$

$$H_{z\text{св}}^{k,l} = \left| \frac{2p_{lz} th^{(-1)k} (p_{lz} a / 2) \left(\dot{H}_{mz}^l(0) + (-1)^k \dot{H}_{mz}^l(a) \right)}{\left(\gamma\mu(1/T + j\omega) + (k\omega_y)^2 + (l\omega_z)^2 \right) a} \right| \sin(\varphi_0 + \varphi_{|Hz|}); \quad (\text{П.2})$$

$$\sigma_{z\text{св}}^{k,l} = \left| \frac{\frac{2p_{ky}^2}{b} \left(\dot{H}_{my}^k(0) + (-1)^l \dot{H}_{my}^k(b) \right) + \frac{2p_{lz}^2}{a} \left((-1)^k \dot{H}_{mz}^l(a) - \dot{H}_{mz}^l(0) \right)}{\gamma\mu(1/T + j\omega) + (k\omega_y)^2 + (l\omega_z)^2} \right| \times \sin(\varphi_0 + \varphi_{|\sigma|}), \quad (\text{П.3})$$

где $\varphi_{|Hy|}$, $\varphi_{|Hz|}$, $\varphi_{|\sigma|}$ — фазы выражений, стоящих под соответствующими модулями.

Выражение (П.2) и второе слагаемое в числителе (П.3) получены при перестановке индексов k и l в (9) и втором слагаемом (10) соответственно. В (П.1) и первом слагаемом (П.3) должны быть разделены на два коэффициенты при $l = 0$, а в (П.2) и втором слагаемом (П.3) — коэффициенты при $k = 0$. Формулы (П.1)—(П.3) определяют частичные величины коэффициентов $H_{y\text{св}\Sigma}^{k,l}$; $H_{z\text{св}\Sigma}^{k,l}$ и $\sigma_{x\text{св}\Sigma}^{k,l}$. Для нахождения полных величин коэффициентов необходимо из значений, вычисленных по (П.1)—(П.3) для предшествующего режима, вычесть аналогичные коэффициенты, рассчитанные для каждой составляющей тока переходного режима.

ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А. Решение краевой задачи токораспределения в шинопроводе прямоугольного профиля итерационным методом // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 1996. — № 3—4. — С. 3—8.
2. Герасимович А. Н., Герасимович Д. А. Электромагнитное поле токопровода прямоугольного профиля // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 1996. — № 5—6. — С. 18—23.
3. Герасимович Д. А., Носайрат Фаиз, Мелешко И. Н. Токораспределение в шине прямоугольного сечения при затухающем законе изменения силы тока // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). — 2000. — № 1. — С. 27—35.
4. Ульянов С. А. Электромагнитные переходные процессы в электрических системах. — М.: Энергия, 1970.

Представлена кафедрой
электрических станций

Поступила 11.11.1999