УДК 621.365.5

Ю.М.Васецкий, докт.техн.наук, **И.Л.Мазуренко**, канд.техн.наук (Институт электродинамики НАН Украины, Киев)

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО НАГРЕВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛЕНТ

Для отримання оцінок геометричних параметрів електромагнітних систем високочастотного індукційного нагріву металевих смуг використано асимптотичні методи дослідження. Проаналізовано індуктори у вигляді струмових контурів плоскої і просторової конфігурацій. Проведені розрахунки підтвердили коректність знайдених геометричних параметрів індукторів для забезпечення рівномірного виділення теплової енергії за шириною смуги.

Для получения оценок геометрических параметров электромагнитных систем высокочастотного индукционного нагрева металлических лент использованы асимптотические методы исследования. Проанализированы индукторы в виде токовых контуров плоской и пространственной конфигураций. Проведенные расчеты подтвердили корректность найденных геометрических параметров индукторов для обеспечения равномерного выделения тепловой энергии по ширине ленты.

Введение. Одной из основных задач индукционного способа термической обработки металлических лент является обеспечение необходимого распределения температуры по поверхности ленты [8]. Металлическая лента нагревается в процессе ее перемещения в переменном электромагнитном поле индуктора. Заданный температурный режим определяется, в первую очередь, распределением джоулевых тепловыделений, связанных с протеканием индуцированных токов в электропроводной среде.

Формулировка задачи индукционного нагрева электропроводного тела как задачи поиска геометрии электромагнитной системы по условию, накладываемому на распределение поля или его характеристик, по существу является задачей синтеза в теории электромагнитного поля. Ее решение при учете совместного проявления тепловых и электромагнитных процессов в движущихся электропроводных средах с трехмерной структурой полей представляет собой важную и в тоже время трудную в расчетном отношении проблему.

В данной работе рассматривается электромагнитная система для равномерного нагрева металлической ленты, движущейся в высокочастотном электромагнитном поле. Считается, что поле создается индуктором без сердечника, выполненным в виде катушечной рамки. Распределение выделяющейся тепловой энергии и температуры металлической ленты в подобной системе исследовались ранее для определенной конфигурации индуктора [2,6,7]. Использование точных математических моделей неоправданно затрудняет решение задачи синтеза. Поэтому в данной работе ставится цель на основе применения приближенных асимптотических методов [1,3] дать оценку основных геометрических параметров электромагнитной системы при условии равномерного по ширине распределения количества тепловой энергии, выделившейся в процессе движения ленты в поле индуктора.

Математическая модель. Считается, что переменное магнитное поле создается индуктором (рис. 1), у которого характерные размеры сечения токового контура малы по сравнению с характерными геометрическими размерами всей электромагнитной системы. Это позволяет в математической модели использовать нить тока, а если необходимо учесть реальное сечение токопроводов, то достаточно представить его как совокупность токовых нитей.

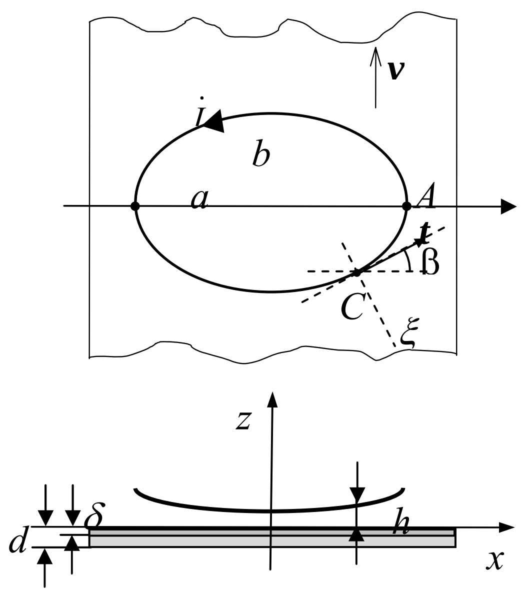


Рис. 1

Магнитное поле создается в общем случае пространственным контуром с переменным током $\dot{I}$, расположенным над движущейся со скоростью $\boldsymbol{v}$ плоской электропроводной лентой толщиной d с электропроводностью γ и относительной магнитной проницаемостью μ (рис. 1), в которой вследствие протекания вихревых токов выделяется тепловая энергия.

Скорости движения электропроводной ленты, характерные для электротехнологических процессов, позволяют считать распределение электромагнитного поля и индуцированных токов в системе такими же, как и при скорости $v = 0$ [7]. С другой стороны, предполагается, что скорости движения ленты в магнитном поле индуктора достаточно велики, чтобы не учитывать процесс теплопередачи теплопроводностью вдоль поверхности ленты. В этом случае основным фактором, который влияет на распределение температуры, является количество электромагнитной энергии, переданной соответствующему элементу нагреваемой ленты.

Для достижения сформулированной цели на первом этапе используется упрощенная математи-ческая модель, которая позволяет получить аналитические выражения для линейной плотности выделившейся в ленте тепловой энергии с учетом следующих геометрических характеристик: угла β между направлением протекания тока в контуре и вектором скорости ленты **v**, высоты h распо-ложения участка контура над электропроводной средой, радиуса кривизны R контура. На втором этапе в заданном классе конфигураций контуров определяются необходимые по условию равномер-ности нагрева геометрические параметры системы, и затем с учетом сделанных оценок проводится расчет с использованием метода асимптотического разложения без ограничений на геометрические характеристики системы. Полученные результаты позволяют, с одной стороны, проанализировать корректность найденных оценок геометрических параметров, а с другой стороны, они дают возмож-ность выбрать наиболее целесообразную конфигурацию в классе пространственных или плоских то-ковых контуров.

При воздействии поля с частотой ω, когда глубина проникновения поля δ значительно меньше толщины металлической ленты d, решение для квазистационарного магнитного поля может быть представлено в квадратурах [1]. Дальнейшее упрощение, как было показано в [1,3], может быть получено при выполнении условия малости параметра

$$\varepsilon = \mu \Big/ \left(h\sqrt{\omega\mu\mu_0\gamma} \right). \tag{1}$$

Для немагнитных сред условие малости ε совпадает с условием малости отношения глубины проникновения поля δ к высоте h расположения элемента контура над поверхностью электропроводной среды. Для сред с $\mu > 1$ данное условие является более жестким.

При $\varepsilon < 1$ комплексные действующие значения векторного потенциала $\boldsymbol{A}$ и индукции магнитного поля $\boldsymbol{B}$ приближенно могут быть представлены в виде асимптотических рядов следующего вида [3]:

$$\boldsymbol{A}_e = \frac{\mu_0 \dot{I}}{4\pi} \int_l \left(\frac{\boldsymbol{t}}{r} - \frac{\boldsymbol{t}_1}{r_1} \right) dl - \sum_{n=0}^{N} (-1)^n \frac{2a_n}{(i\upsilon k)^{n+1}} \frac{\partial^{(n+1)}}{\partial z^{n+1}} \int_l \left(\frac{\boldsymbol{t}_1}{r_1} \right) dl; \tag{2}$$

$$\boldsymbol{B}_e = -\frac{\mu_0 \dot{I}}{4\pi} \int_l \left(\frac{\boldsymbol{t}\times\boldsymbol{r}}{r^3} - \frac{\boldsymbol{t}_1\times\boldsymbol{r}_1}{r_1^3} \right) dl - \sum_{n=0}^{N} (-1)^n \frac{2a_n}{(i\upsilon k)^{n+1}} \frac{\partial^{(n+1)}}{\partial z^{n+1}} \int_l \left(\frac{\boldsymbol{t}_1\times\boldsymbol{r}_1}{r_1^3} \right) dl. \tag{3}$$

Здесь $\boldsymbol{t}$ и $\boldsymbol{t}_1$ – векторы касательных к контуру и его зеркальному отражению, $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{r}_1$ – векторы, идущие из точки наблюдения к точкам интегрирования контуров; $k^2 = -i\omega\mu_0\mu\gamma$ – волновой параметр среды, i – мнимая единица; $\upsilon = 1/\mu$; a_n – коэффициенты разложения в ряд Тейлора функции

$$\left[\sqrt{1+\upsilon^2 x^2} + x\right]^{-1} = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k \, . \tag{4}$$

Члены рядов (2) и (3) представляют собой функции от поля, созданного линейными токами самого контура и его зеркального отражения, расчет магнитного поля которых выполняется интегрированием по формуле Био-Савара. Несмотря на такое значительное упрощение исходной трехмерной задачи расчета электромагнитного поля представленные результаты, тем не менее, не позволяют в большинстве случаев получить аналитические зависимости и сделать соответствующие оценки геометрии магнитной системы. В этой связи далее воспользуемся тем обстоятельством, что в устройствах индукционного нагрева металлических лент индукторы располагают достаточно близко к поверхности раздела сред и протекание вихревых токов и соответственно выделение тепла происходит в относительно узкой области поверхности вблизи контура с током. В этой области справедлива модель локально двумерного магнитного поля, для которой поле контура с током, расположенного над проводящим полупространством, будет таким же, как и поле прямолинейного проводника бесконеч-ной длины, касательного к проекции контура на плоскость, параллельную поверхности раздела сред и расположенной на высоте h выбранной точки контура [5]. Вычисляя в этом случае интегралы в (2) и (3), получим следующие выражения для векторного потенциала и индукции магнитного поля

$$\boldsymbol{A} = \frac{\mu_0 \dot{\boldsymbol{I}}\boldsymbol{t}}{4\pi}\left\{\boldsymbol{ln}\frac{\xi^2+(z+h)^2}{\xi^2+(z-h)^2} - \sum_{n=0}^{N}\frac{(-1)^n \cdot 2a_n}{(i\upsilon k)^{n+1}}u_n\right\}, \tag{5}$$

$$\begin{gathered}\boldsymbol{B} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial z}\boldsymbol{e}_\xi + \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial \xi}\boldsymbol{e}_z = \boldsymbol{B}_\xi + \boldsymbol{B}_z = \\ = -\frac{\mu_0 \dot{I}}{2\pi}\left\{\frac{(z+h)\mathbf{e}_\xi - \xi\mathbf{e}_z}{\xi^2+(z+h)^2} - \frac{(z-h)\mathbf{e}_\xi - \xi\mathbf{e}_z}{\xi^2+(z+h)^2} - \sum_{n=0}^{N}\frac{(-1)^n a_n}{(i\upsilon k)^{n+1}}\left(\frac{\partial u_n}{\partial z}\mathbf{e}_\xi - \frac{\partial u_n}{\partial \xi}\mathbf{e}_z\right)\right\}.\end{gathered} \tag{6}$$

Здесь $u_n(\xi,z) = \dfrac{\partial u_{n-1}}{\partial z}$ определяется последовательным дифференцированием по координате z функции $u_0(\xi,z) = -\dfrac{2(z+h)}{\xi^2+(z+h)^2}$. Координата ξ (рис. 1) отсчитывается в направлении, перпендикуляр-ном к линии проекции контура на плоскую поверхность раздела сред, то есть в направлении, определенном единичным вектором $\boldsymbol{e}_\xi = \boldsymbol{t}\times\boldsymbol{e}_z / |\boldsymbol{t}\times\boldsymbol{e}_z|$.

Плотность потока электромагнитной энергии внутрь металлической поверхности p_z определяется действительной частью нормальной к поверхности ленты компоненты вектора Пойнтинга $\boldsymbol{\Pi} = \boldsymbol{E}\times\overline{\boldsymbol{H}} = -\dfrac{i\omega}{\mu_0}\boldsymbol{A}\times\overline{\boldsymbol{B}}$, взятого на поверхности раздела сред $z = 0$:

$$p_z = \mathbf{Re}(-\boldsymbol{\Pi}\cdot e_z) = -\mathbf{Re}\left(\frac{i\omega}{\mu_0}A_t\overline{B}_\xi\right), \tag{7}$$

где черта над соответствующей величиной обозначает операцию комплексного сопряжения.

Для получения оценок влияния различных условий нагрева ограничимся только первым членом разложения в ряд по параметру ε функции $p_z(\xi,0)$, определяемой по модели локально двумерного поля. Подставляя в (7) выражения (5) и (6), для первого члена ряда найдем

$$p_z \approx \frac{I^2\zeta}{\pi^2 h^2}\cdot\frac{1}{\left(1+\xi^2/h^2\right)^2}\,, \tag{8}$$

где $\zeta = \sqrt{\omega\mu\mu_0/2\gamma}$ – модуль величины поверхностного импеданса.

Из (8) видно, что характерным размером области, в пределах которой происходит передача электромагнитной энергии в металл, является высота h расположения элемента контура над поверхностью раздела сред. В процессе движения ленты передача электромагнитной энергии в среду происходит неравномерно. Выделение тепла незначительно вдали от контура с током и резко увеличивается, когда участок проводящей среды проходит под контуром. По мере продвижения под контуром количество выделившегося тепла увеличивается. Его распределение по ширине ленты можно характеризовать линейной плотностью энергии $P(x,y)$, переданной элементу ленты, достигшему к моменту времени t координаты $y = vt$:

$$P(x,y) = \int_{-\infty}^{y} p_z dy\,. \tag{9}$$

Суммарное же количество электромагнитной энергии, переданной в течение всего процесса нагрева, характеризуется линейной плотностью выделившейся энергии $P(x) = P(x,\infty)$. Результирующая температура определенного участка ленты зависит от величины $P(x)$, а в случае незначительной теплопередачи теплопроводностью эта величина непосредственно определяет температуру соответствующего участка ленты. Поэтому дальнейшее изложение посвящено, в первую очередь, анализу величины $P(x)$.

Линейная плотность переданной электромагнитной энергии. В связи с тем, что $P(x)$ зависит от характерного времени, в течение которого соответствующий элемент среды находился под контуром, то ясно, что $P(x)$ будет зависеть от ориентации участка контура относительно направления скорости $\mathbf{v}$. При этом влияние геометрии контура оказывается различным для участков вдали от краев (точка C на рис. 1) и вблизи края контура, где направление касательной к контуру параллельно вектору скорости ленты (точка A на рис. 1). Рассмотрим величину $P(x)$ отдельно для двух указанных участков контура.

Линейная плотность переданной энергии вдали от края контура. Плотность потока электромагнитной энергии в проводящую среду (8) быстро уменьшается с удалением от элемента контура с током, и поэтому влияние удаленных участков контура на процесс нагрева будет незначительным. В этом случае при интегрировании в (9) можно пренебречь кривизной контура вблизи выделенной точки x_C и считать, что поле создано только прямолинейным проводником (рис. 2, *а*). Реальная геометрия контура показана на рисунке пунктирной кривой.

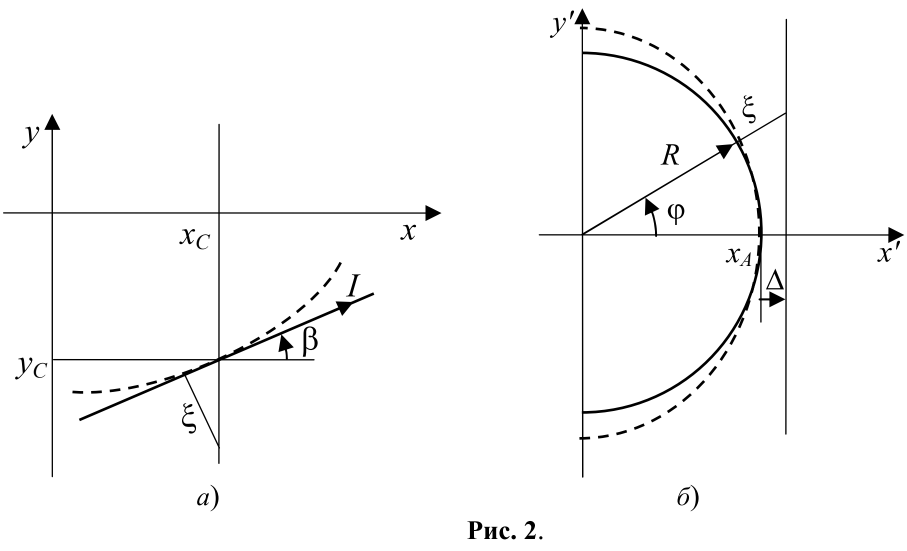


Рис. 2.

Выполняя интегрирование, найдем

$$P(C)=\int_{-\infty}^{\infty} p_z(\xi(y,\beta),h)dy = I^2\zeta/2\pi h_C\cos\beta, \tag{10}$$

где $\xi(y,\beta)=(y_C-y)\cos\beta$. Видно, что количество выделяющейся тепловой энергии будет тем больше, чем больше угол наклона участка контура β.

Из (10) следует, что для обеспечения равномерного по ширине движущейся полосы суммарного количества выделяющегося тепла необходимо выбрать профиль зазора между контуром и проводящей средой из условия

$$h_C\cos\beta = \text{const}\,. \tag{11}$$

Ранее, в [2] было показано, что (11) оказывается справедливым для пространственных контуров, геометрия которых, найденная в [4], оптимизирована по различным условиям выравнивания линейной плотности тепловыделений по ширине электропроводной ленты. Оптимизация в [4] проводилась для достаточно широкого класса пространственных контуров, конфигурация которых задавалась в параметрическом виде как

$$x=a\cos(\theta), \quad y=a\sin(\theta), \qquad z=h_0+d\left[1-\sqrt{1-\left(\frac{a}{c}|\cos(\theta)|\right)^n}\,\right], \tag{12}$$

где a – радиус окружности проекции контура на границу раздела сред; h_0 – наименьшее расстояние при $x=0$ от контура до проводящей поверхности; параметры d/h_0, a/c и n описывают форму цилиндрической поверхности для задания характера изменения высоты $h=z$ контура над проводящей средой в зависимости от положения точки на контуре, определяемом параметром θ. Проведенное сравнение позволило заключить, что соотношение (11) действительно может служить оценкой постоянства линейной плотности потока активной энергии для тех участков ленты, которые не проходят вблизи края контура.

Линейная плотность переданной энергии вблизи края контура. Выражение (10) для линейной плотности тепловыделений $P(x)$ и соответственно условие (11) не будут справедливыми для участков ленты, перемещающейся под контуром вблизи его края (координата x находится в малой окрестности координаты x_A). Здесь при интегрировании по (9) необходимо учитывать конечный радиус кривизны и зависимость угла наклона β от координаты y. Для выполнения оценок заменим реальную геометрию контура дугой окружности постоянного радиуса R, равным радиусу кривизны контура в точке A (рис. 2, *б*). Пунктирная кривая на рисунке соответствует действительной конфигурации контура, а сплошная – полуокружности радиуса R. Величина $P(x)$ определяется вблизи края контура, когда отношение Δ/R мало, и поэтому погрешность, связанная с отличием геометрии контура от дуги окружности, будет незначительной. Интегрирование плотности потока электромагнитной энергии по (9) будем проводить в пределах азимутального угла $-\pi/2\le\varphi\le\pi/2$, учитывая, тем самым, что влияние удаленных участков контура на величину линейной плотности переданной энергии незначительно. На рис. 2, *б* показаны декартовы координаты x', y', которые отсчитываются от центра кривизны, величина Δ отсчитывается от края контура в направлении координаты x'.

Расстояние ξ и координата y, выраженные через введенные параметры, будут

$$\xi=\frac{R+\Delta}{\cos\varphi}-R, \qquad y=R\,\mathrm{tg}\varphi\,. \tag{13}$$

Подставляя эти значения в (9), найдем выражение для линейной плотности переданной энергии вблизи края контура $P(x_A + \Delta)$ в виде

$$P(x_A + \Delta) = \frac{2I^2 \zeta R}{\pi^2 h_A^2} J(h^*, \Delta^*). \tag{14}$$

Здесь $h^* = h/R$, $\Delta^* = \Delta/h$, а

$$J(h^*, \Delta^*) = \int_0^{\pi/2} \cos^2\varphi \, d\varphi \cdot \left[\cos^2\varphi + \left(\frac{1-\cos\varphi}{h^*} - \Delta^* \right)^2 \right]^{-2}. \tag{15}$$

В частном случае, непосредственно под краем контура при $\Delta = 0$ удается получить простую оценку интеграла (15). Действительно, учитывая, что $(h^*)^2 << 1$ и выполняя замену переменных $z = \sqrt{\frac{2}{h^*}} \sin\frac{\varphi}{2}$, без учета зависимости h^* от угла φ найдем

$$J(h^*, 0) \approx \sqrt{2h^*} \int_0^{\sqrt{1/h^*}} \frac{dz}{(1+z^4)^2} = \sqrt{h^*}\left(\frac{3\pi}{8} + 0\left(h^{*2}\right) \right). \tag{16}$$

Подставляя найденное значение в (14), запишем выражение для линейной плотности выделившегося тепла в электропроводной среде после ее прохождения под краем контура с током в точке A:

$$P(x_A) = \frac{3I^2 \zeta}{4\pi} \frac{R^{1/2}}{h_A^{3/2}}. \tag{17}$$

Сравнение (17) и (10) показывает, что с увеличением высоты h тепловыделение вблизи края падает быстрее, чем вдали от него и, кроме того, вблизи края необходимо учитывать радиус кривизны контура, с ростом которого возрастает количество переданной электромагнитной энергии. Отметим, что оценка тепловыделений, выполненная ранее в [2] с введением характерного размера контура, но без учета влияния кривизны не позволила получить корректные выражения тепловыделений в зависимости от радиуса кривизны и высоты расположения края контура над проводящей средой.

Оптимизация геометрических параметров индуктора. Найденные простые выражения для оценки линейной плотности переданной энергии позволяют проанализировать геометрические параметры индукторов для высокочастотного индукционного нагрева металлических лент, для которых реализуется необходимый характер тепловыделений. В данной работе основное внимание уделяется равномерному выделению тепла в пределах определенной ширины ленты. Рассматриваются два типа конфигураций контуров: пространственные контуры с приподнятыми краями $h = \mathrm{var}$ и постоянным радиусом кривизны $R = \mathrm{const}$ – контуры круглой формы; плоские контуры $h = \mathrm{const}$ эллиптической формы, имеющие переменный радиус кривизны $R = \mathrm{var}$.

Пространственные контуры круглой формы $h = \mathrm{var}$, $R = \mathrm{const}$. Выполним оценку основного геометрического фактора, который позволяет добиться относительно равномерного распределения суммарной тепловой энергии по ширине движущейся металлической ленты – отношения высоты расположения края контура к высоте участка контура, удаленного от края [2].

На основании (10) и (17) равенство

$$P(x_A) = 2P(x_C) \tag{18}$$

величин линейной плотности переданной энергии под краем и вдали от него приводит к следующему условию, накладываемому на геометрические параметры

$$3R^{1/2}h_C\cos\beta \big/ 4h_A^{3/2} = 1\,. \qquad (19)$$

Из сравнения (10) и (17) видно, что, например, для плоского круглого контура ($R = \mathrm{const},\, h_C = h_A$), значение $P(x_A)$ может значительно превышать $2P(x_C)$, электропроводная лента под краем получит значительно больше тепла, в результате чего края будут перегреты. С другой стороны, из (17) следует, что эффективным методом уменьшения $P(x_A)$ вблизи краев может быть увеличение расстояния h_A, т.е. края контура должны быть приподняты по отношению к его центральной части. Этот вывод непосредственно следует и из (19).

Результаты проведенных оптимизационных расчетов для контуров с $R = \mathrm{const}$ показаны на рис. 3 ($a = b = 0{,}25$ м, $\mu = 1$, $\gamma = 1{,}25 \cdot 10^7$ Ом · м, $f = 10^3$ Гц). Рассматривалось условие, когда элементам полосы в центральной части ($x_C = 0$) передается такое же количество тепловой энергии, как и под краем контура $P(x_A) = 2P(x_C = 0)$. Результаты полного расчета с использованием формул асимптотического разложения (2) и (3) для контуров, конфигурация которых задана выражениями (12) при $a/c = 0{,}8$, показаны на рисунке крестиками. Сплошная линия соответствует оценочному условию (19) при $x_C = 0$, которое дает аппроксимацию $\ln\frac{h_A}{a} = \frac{2}{3}\left(\ln\frac{h_0}{a} + \ln\sqrt{\frac{3}{4}}\right)$ (h_0 – высота расположения контура в этой точке).

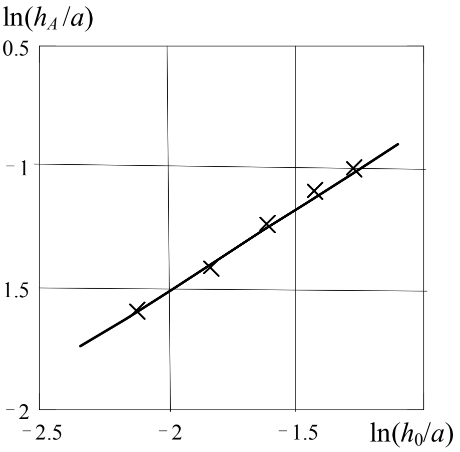


Рис. 3

Видно, что оценка дает удовлетворительное соответствие со значением, учитывающим влияние всего контура, и является гораздо более точной по сравнению с полученной ранее в [2].

Плоские контуры эллиптической формы $h = \mathrm{const}$, $R = \mathrm{var}$. Из (19) следует, что эффективным может оказаться не только использование пространственных контуров с приподнятыми краями, но и применение плоских контуров с относительно небольшим радиусом кривизны контура в точке A. В этой связи рассмотрим контуры эллиптической формы с длинами полуосей $b < a$ (рис. 1), для которых, как было показано в [6], выделение джоулева тепла вблизи краев уменьшается. Найдем геометрические параметры контуров при условии выполнения (18) при $x_C = 0$.

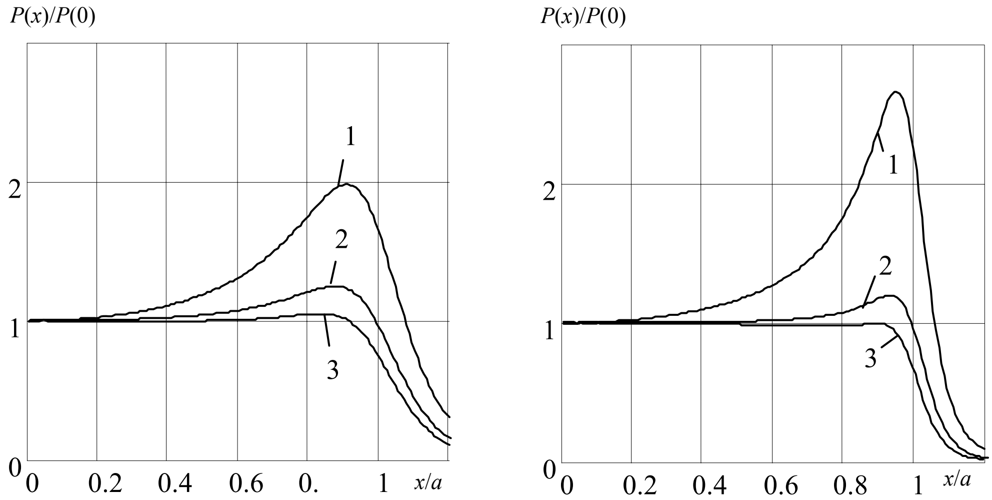
Минимальный радиус кривизны контура эллиптической формы будет в точке A, где его величина оказывается $R = b^2 \big/ a$. Подставляя это значение в (19), найдем оценку отношения длин полуосей эллипса, при котором линейная плотность выделившейся тепловой энергии одинакова в центральной точке $x = 0$ и под краем контура $x = a$,

$$\frac{b}{a} = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{h}{a}}\,. \qquad (20)$$

На рис. 4 кривые *2* показывают относительные значения линейной плотности переданной энергии с отношением полуосей эллипса в соответствии с (20). Видно, что тепловыделения в точках $x = 0$ и $x = a$ практически совпадают. Распределение выделившейся тепловой энергии по ширине ленты становится значительно более равномерным по сравнению с контуром круглой формы, расчетные данные для которых представлены кривыми *1*.

Относительно использования контуров плоской формы необходимо отметить, что, несмотря на более простую конфигурацию по сравнению с пространственными контурами, при удалении от края контура величина тепловыделения будет повышаться ввиду того, что в этой области $\beta \neq 0$. Данная особенность видна на характере зависимостей величины $P(x)$ при $x < x_A$ (кривые *2*).

Степень неравномерности тепловыделений по ширине ленты с использованием плоских контуров эллиптической формы можно значительно уменьшить в пределах несколько меньших, чем поперечный размер контура a. Для этого отношение полуосей эллипса b/a необходимо выбрать меньше, чем по условию (20). На рис. 4 кривые *3* соответствуют отношению полуосей эллипсов, составляющих 80% от отношения полуосей, выбранных в соответствие с (20). Видно существенное уменьшение степени неравномерности линейной плотности выделившейся энергии, в том числе и тогда, когда контур расположен ближе к поверхности ленты и соответственно абсолютные значения интенсивности тепловыделений возрастают.

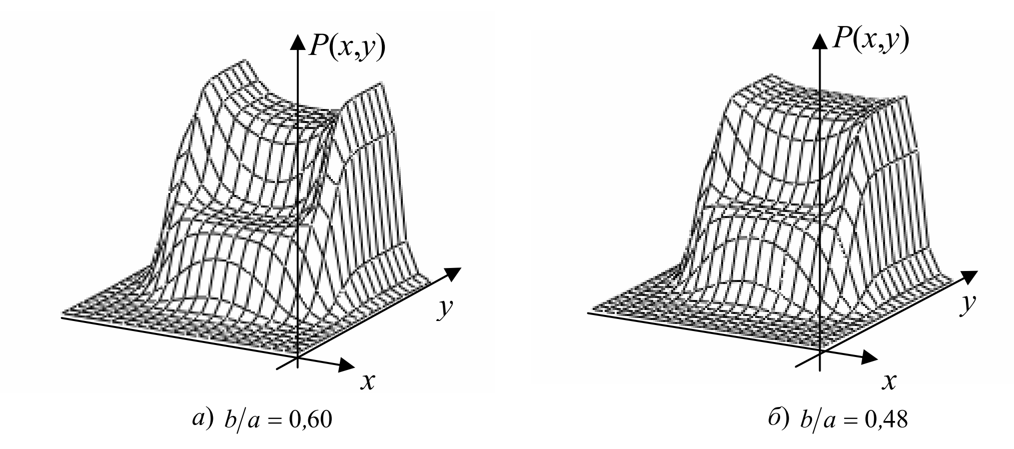


а) $h/a = 0{,}2$ *б*) $h/a = 0{,}1$

Рис. 4.

Наконец отметим еще, что использование индукторов плоской формы с соответствующим отношением полуосей эллиптических контуров позволяет уменьшить размеры индукторов в направлении движения металлической ленты. Например, при $h/a = 0{,}1$ отношение полуосей эллипса для распределения тепловыделений, соответствующего кривой *2*, оказывается $b/a = 0{,}42$, а для кривой *3* оно равно $b/a = 0{,}34$. При $h/a = 0{,}2$ для кривых *2* и *3* соответственно имеем значения $b/a = 0{,}60$ и $b/a = 0{,}48$.

Электромагнитная энергия передается металлической ленте в процессе ее движения неравномерно. Наиболее интенсивное выделение тепла происходит непосредственно под контуром с током. Поэтому только результирующее значение переданной энергии оказывается равномерно распределенным по ширине ленты. На рис. 5 показаны относительные значения выделившегося тепла $h/a = 0{,}2$ в зависимости от координаты y, которой достигли соответствующие точки ленты при ее движении под индуктором.



а) $b/a = 0{,}60$ *б*) $b/a = 0{,}48$

Рис. 5.

На представленных рисунках видно, что в области ленты под индуктором переданная тепловая энергия, а значит и температура значительно изменяются как в продольном, так и в поперечном к направлению движения направлениях, и выравниваются только при выходе из области индуктора.

Заключение. Таким образом, представленные в работе результаты оценки геометрических и электромагнитных параметров систем с трехмерным распределением переменных электромагнитных полей позволяют использовать упрощенную математическую модель, в которой учитываются основные факторы, влияющие на протекающие процессы. Применительно к системам индукционного нагрева движущихся металлических лент представленная модель позволяет оценить величину геометрических параметров индукторов в виде пространственных и плоских контуров с током. Выполненный в работе анализ показывает, что для обеспечения равномерного нагрева плоских изделий могут быть использованы индукторы как пространственной, так и плоской форм необходимой конфигурации.

1. *Васецкий Ю.М.* Электромагнитное поле импульсного тока, протекающего над проводящим полупространством. – Киев, 1992. – 37 с. (Препр. Ин-та электродинамики АН Украины, № 721).

2. *Васецкий ЮМ., Городжа Л.В., Мазуренко ИЛ.* Оценка параметров для приближенных математичес-ких моделей электромагнитных систем с вихревыми токами // Техн. електродинаміка. Тем. вип. „Проблеми сучасної електротехніки”. – 2006. – Ч. 2. – С. 7–12.

3. *Васецкий ЮМ., Городжа Л.В., Мазуренко ИЛ.* Приближенная модель для расчета переменного магнитного поля произвольного контура с учетом вихревых токов в проводящем полупространстве // Техн. електродинаміка. Тем. вип. „Моделювання електронних, енергетичних та технологічних систем.” – 1999. – Ч. 1.– С. 88–93.

4. *Васецький Ю.М., Мазуренко І.Л.* Конфігурація просторових контурів зі струмом для забезпечення необ-хідного характеру тепловиділень у провідному середовищі // Вісник нац. ун-ту "Львівська політехніка". – 2001. – № 421.– С. 23–28.

5. *Васецкий Ю.М., Мазуренко И.Л.* Приближенный способ расчета электромагнитного поля вблизи токового контура, расположенного над проводящим полупространством // Електротехніка і електроенергетика. – 2000. – № 2. – С. 85–89.

6. *Виштак Т.В., Кондратенко И.П., Ращепкин А.П.* Индукционный нагрев полосы токовыми контурами канонической формы // Техн. електродинаміка. – 2003. – № 1. – С. 63–68.

7. *Кондратенко И.П., Ращепкин А.П.* Индукционный нагрев движущейся полосы токовыми контурами // Техн. електродинаміка. – 1999. – № 3. – С. 3–9.

8. *Rudnev V., Cook R., Loveless D., Black M.* Induction heat treatment. – Marcel Dekker Inc., 1997. – 872 p.

Надійшла 05.05.2009