

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 конфігурації. 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.

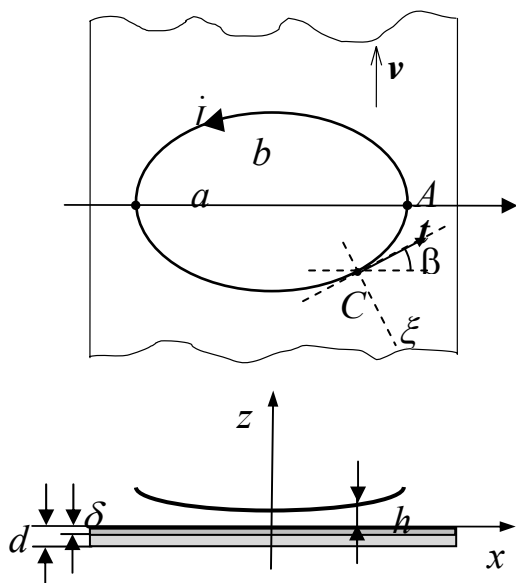


Рис. 1

в первом этапе используется упрощенная математическая модель, которая позволяет получить аналитические выражения для линейной плотности выделившейся в ленте тепловой энергии с учетом следующих геометрических характеристик: угла  $\beta$  между направлением протекания тока в контуре и вектором скорости ленты  $v$ , высоты  $h$  расположения участка контура над электропроводной средой, радиуса кривизны  $R$  контура. На втором этапе в заданном классе конфигураций контуров определяются необходимые по условию равномерности 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 возможность выбрать наиболее целесообразную конфигурацию в классе пространственных или плоских токовых контуров.

При воздействии поля с частотой  $\omega$ , когда глубина проникновения поля  $\delta$  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

$$\varepsilon = \mu / (h\sqrt{\omega\mu\mu_0\gamma}). \quad (1)$$

Для немагнитных сред условие малости  $\varepsilon$  совпадает с условием малости отношения глубины проникновения поля  $\delta$  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  $A$  и индукции магнитного поля  $B$  приближенно могут быть представлены в виде асимптотических рядов следующего вида [3]:

$$A_e = \frac{\mu_0 \dot{I}}{4\pi} \int_l \left( \frac{t}{r} - \frac{t_1}{r_1} \right) dl - \sum_{n=0}^N (-1)^n \frac{2a_n}{(i\nu k)^{n+1}} \frac{\partial^{(n+1)}}{\partial z^{n+1}} \int_l \left( \frac{t_1}{r_1} \right) dl; \quad (2)$$

$$B_e = -\frac{\mu_0 \dot{I}}{4\pi} \int_l \left( \frac{t \times r}{r^3} - \frac{t_1 \times r_1}{r_1^3} \right) dl - \sum_{n=0}^N (-1)^n \frac{2a_n}{(i\nu k)^{n+1}} \frac{\partial^{(n+1)}}{\partial z^{n+1}} \int_l \left( \frac{t_1 \times r_1}{r_1^3} \right) dl. \quad (3)$$

Магнитное поле создается в общем случае пространственным контуром с переменным током  $\dot{I}$ , расположенным над движущейся со скоростью  $v$  плоской электропроводной лентой толщиной  $d$  с электропроводностью  $\gamma$  и относительной магнитной проницаемостью  $\mu$  (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

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

$$\left[ \sqrt{1 + \nu^2 x^2} + x \right]^{-1} = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k. \quad (4)$$

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 бесконечной 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

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

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

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

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

$$p_z = \text{Re}(-\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{e}_z) = -\text{Re} \left( \frac{i\omega}{\mu_0} A_i \overline{B_\xi} \right), \quad (7)$$

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  $\varepsilon$  функции  $p_z(\xi, 0)$ , определяемой по модели локально двумерного поля. Подставляя в (7) выражения (5) и (6), для первого члена ряда найдем

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

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  $y = vt$ :

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

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  $v$ . 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.

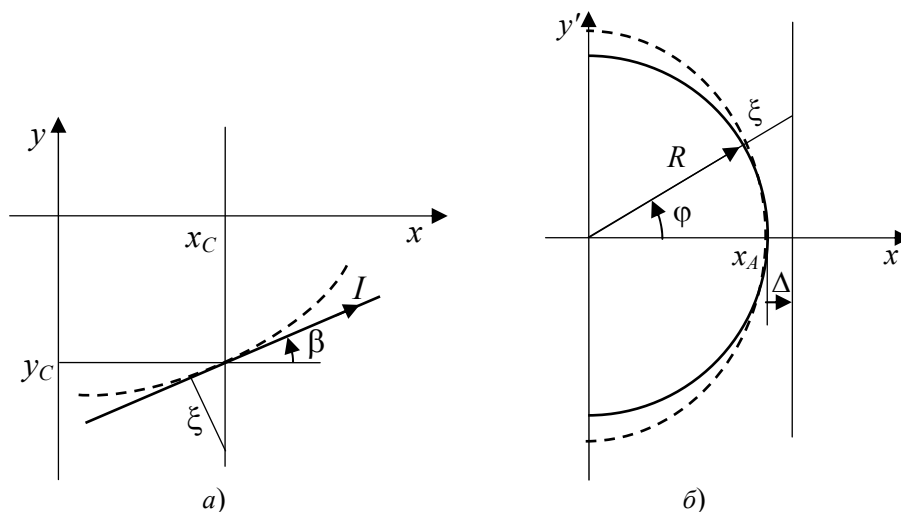


Рис. 2.

Выполняя интегрирование, найдем

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

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

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

$$h_c \cos \beta = \text{const}. \quad (11)$$

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

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

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  $\theta$ . 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  $\beta$  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  $\Delta/R$  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  $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ , 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  $\Delta$  отсчитывается от края контура в направлении координаты  $x'$ .

Расстояние  $\xi$  и координата  $y$ , выраженные через введенные параметры, будут

$$\xi = \frac{R + \Delta}{\cos \varphi} - R, \quad y = R \tan \varphi. \quad (13)$$

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

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

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

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

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

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

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  $A$ :

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

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  $h = \text{var}$  и постоянным радиусом кривизны  $R = \text{const}$  – контуры круглой формы; плоские контуры  $h = \text{const}$  эллиптической формы, имеющие переменный радиус кривизны  $R = \text{var}$ .

*Пространственные контуры круглой формы*  $h = \text{var}$ ,  $R = \text{const}$ . 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

$$P(x_A) = 2P(x_C) \quad (18)$$

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

$$3R^{1/2}h_c \cos\beta / 4h_A^{3/2} = 1. \quad (19)$$

Из сравнения (10) и (17) видно, что, например, для плоского круглого контура ( $R = \text{const}, h_c = h_A$ ), 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  $R = \text{const}$  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

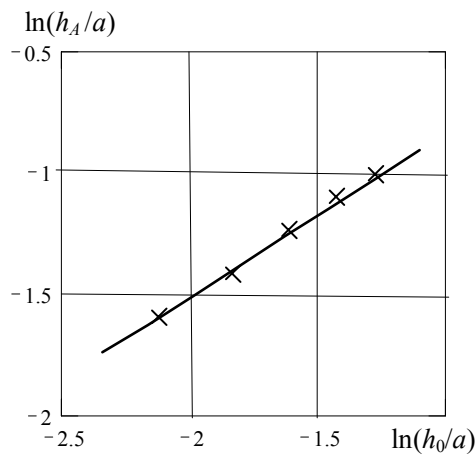


Рис. 3

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).

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  $h = \text{const}$ ,  $R = \text{var}$ . 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  $R = b^2/a$ . 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  $x = a$ ,

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

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 соответствии 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.

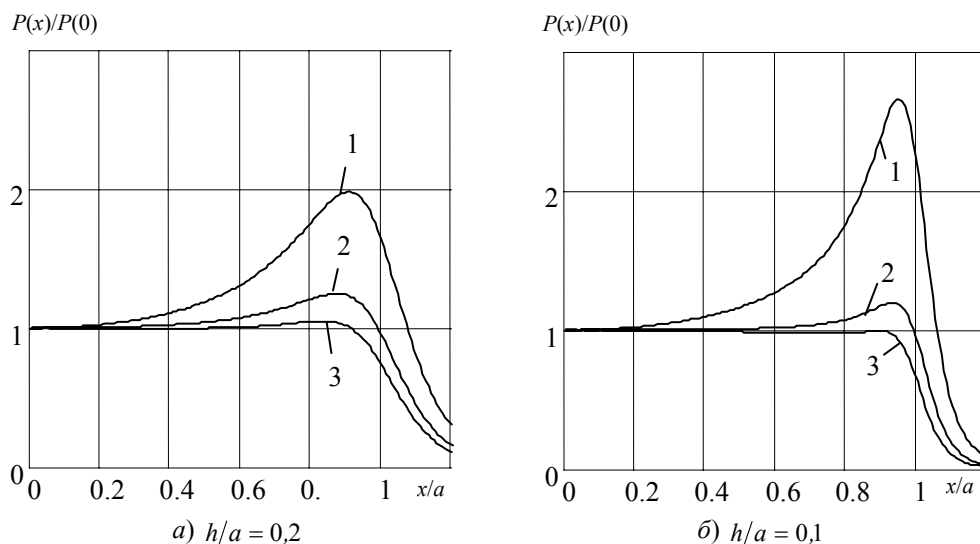


Рис. 4.

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.

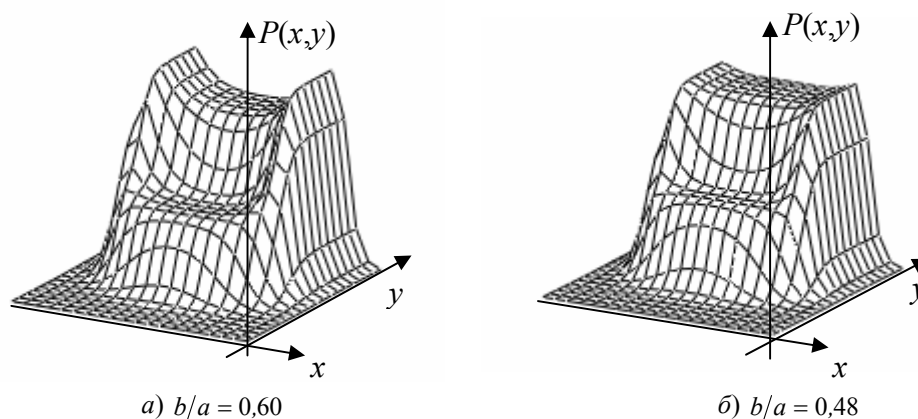


Рис. 5.



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 Ю.М., Городжа Л.В., Мазуренко И.Л.* Оценка параметров для приближенных математических моделей электромагнитных систем с вихревыми токами // Техн. электродинаміка. Тем. вип. „Проблеми сучасної електротехніки”. – 2006. – Ч. 2. – С. 7–12.

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

4. *Васецкий Ю.М., Мазуренко И.Л.* Конфігурація просторових контурів зі струмом для забезпечення необхідного 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., Рацепкин А.П.* Индукционный нагрев полосы токовыми контурами канонической формы // Техн. электродинаміка. – 2003. – № 1. – С. 63–68.

7. *Кондратенко И.П., Рацепкин А.П.* Индукционный нагрев движущейся полосы токовыми контурами // Техн. электродинаміка. – 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