

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Икрамов А.В., Рошупкин И.М., Сафронов А.Г. Охлаждаемые биморфные зеркала адаптивные зеркала для лазерной оптики // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. – № 7. – С. 665–669.
2. Агафонов В.В., Сафронов А.Г. Управляемый объектив с деформируемыми зеркалами // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 3. – С. 272–276.
3. Vorontsov M., Riker J., Carhart G., Gudimetla R.V.S., Beresnev L., Weugauch T., Roberts L.C. Jr. Deep turbulence effects compensation experiments with a cascaded adaptive optics system using a 3.63m telescope // Applied Optics. – 2009. – V. 48. – № 1. – P. 47–57.
4. Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Лавринова Л.Н. Зависимость качества воспроизведения адаптивным зеркалом заданной фазовой поверхности от числа сервоприводов и конфигурации их размещения // Оптика атмосферы и океана. – 1993. – Т. 6. – № 12. – С. 962–969.
5. Икрамов А.В., Рошупкин И.М., Сафронов А.Г. Крупногабаритное биморфное адаптивное зеркало: расчет эффективности применения // Оптика атмосферы и океана. – 1993. – Т. 6. – № 9. – С. 1115–1123.
6. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. – М.: Наука, 1985. – 336 с.
7. Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатъев А.Б., Морозов В.В., Рычков Д.С. О возможности использования обратного аэрозольного рассеяния в адаптивном контуре атмосферных оптических систем // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 8. – С. 764–768.
8. Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатъев А.Б., Канев Ф.Ю., Морозов В.В., Рычков Д.С. Коррекция фазовых искажений лазерных пучков по сигналу обратного рассеяния в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22. – № 3. – С. 289–295.
9. Икрамов А.В., Рошупкин И.М., Сафронов А.Г. Крупногабаритное биморфное адаптивное зеркало: компьютерное моделирование конструкции // Оптика атмосферы и океана. – 1994. – Т. 7. – № 1. – С. 43–50.
10. Kanev F.Yu., Lukin V.P., Lavrinova L.N. Four-dimensional computer dynamic model of an atmospheric optical system // Atmospheric propagation and remote sensing III: Proc. of the Intern. Conf. – Orlando, USA, 1994. – P. 57–58.
11. Огибалов П.М. Изгиб, устойчивость и колебания пластинок. – М.: Изд-во МГУ, 1958. – 168 с.
12. Огден Дж. Конечные элементы в нелинейной механике сплошных сред. – М.: Мир, 1976. – 464 с.
13. Кандидов В.П., Чесноков С.С., Выслоух В.А. Метод конечных элементов в задачах механики. – М.: Изд-во МГУ, 1976. – 178 с.
14. Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Ершов А.В. Динамическое адаптивное зеркало в алгоритме фазового сопряжения // Оптика атмосферы и океана: Труды II Межреспубл. симп. – Томск, 1995. – С. 377–378.
15. Канев Ф.Ю., Чесноков С.С. Упругое зеркало в задаче компенсации стационарного теплового самовоздействия // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 3. – С. 302–307.
16. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166. – № 12. – С. 1309–1338.
17. Банах В.А. Моделирование изображения подсвечиваемого лазером рассеивающего слоя в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2007. – Т. 20. – № 4. – С. 303–307.

Поступила 01.07.2009 г.

УДК 537.856

АЛГОРИТМ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПЕДАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ ИНДУКЦИОННОГО НАГРЕВА ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ И КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ВАРИАЦИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПОДВОДИМОЙ МОЩНОСТИ

С.Н. Владимиров*, С.К. Земан, В.В. Рубан

НИИ автоматики и электромеханики при Томском университете систем управления и радиоэлектроники

*Томский государственный университет

E-mail: vsn@mail.tsu.ru

На основе использования двумерного аналитического функционала, аппроксимирующего температурно-полевую зависимость магнитной проницаемости конструкционных и инструментальных сталей, построен алгоритм исследования электрофизических параметров системы индукционного нагрева в широком диапазоне температур и плотностей падающей мощности. Эффективность алгоритма демонстрируется модельными расчетами.

Ключевые слова:

Индукционный нагрев, импедансные характеристики, численный эксперимент.

Key words:

Induction heating, impedance characteristics, numerical experiment.

Введение

Проектирование высокочастотных индукторных систем до настоящего времени является скорее искусством, основанным на использовании полуэмпирических правил и законов, установленных в

результате выполнения отдельных научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ, чем наукой, построенной на корректном анализе процессов и явлений, происходящих в результате взаимодействия электромагнитного поля с прово-

дующей средой. Известными специалистами [1] отмечается необходимость пересмотра традиционных методов проектирования индукторных систем основанных на использовании усредненных значений электрофизических параметров и характеристик нагреваемых объектов, которые не обеспечивают необходимой точности технологических режимов. Совершенствование технологий индукционного нагрева требует построения новых математических моделей адекватных природе вещества и процессам взаимодействия с ним электромагнитного поля.

Настоящая работа как раз и является попыткой изучения основных явлений и процессов, происходящих в системе индукционного нагрева в диапазоне температур, перекрывающем точку Кюри с учетом нелинейных свойства ферромагнитных поглощающих сред. В частности, ставится и решается задача исследования активной R и реактивной $X = \omega L$ составляющих импеданса $Z = R + jX$, поскольку знание именно этих зависимостей позволяет корректно сформулировать требования к системе согласования и автоматической подстройки частоты той части системы высокочастотного индукционного нагрева, которая питает индукторную систему токами высокой частоты.

1. Основные соотношения, характеризующие процесс индукционного нагрева

Как известно, при падении электромагнитной волны на плоскую поверхность ферромагнитной среды (вдоль оси x) комплексные амплитуды магнитного $\dot{H}(x)$ и электрического $\dot{E}(x)$ полей в изменяются следующим образом:

$$\begin{cases} \dot{H}(x) = \dot{H}_\tau \exp\left[-(1+j)\frac{x}{\Delta}\right], & j = \sqrt{-1}, \\ \dot{E}(x) = \dot{E}_\tau \exp\left[-(1+j)\frac{x}{\Delta}\right], \end{cases}$$

$$\dot{E}_\tau = \frac{\rho\sqrt{2}}{\Delta} \dot{H}_\tau \exp\left(j\frac{\pi}{4}\right),$$

где $\dot{H}_\tau, \dot{E}_\tau$ – комплексные амплитуды тангенциальных составляющих магнитного и электрического полей на поверхности металла; Δ – глубина проникновения электромагнитного поля в среду; ρ – удельное сопротивление.

Заметим, что если выполняется соотношение между диаметром металлического цилиндра D_u и глубиной проникновения Δ вида [2]:

$$\frac{D_u}{\Delta\sqrt{2}} \geq 10, \quad (1)$$

то, с ошибкой, не превышающей ед. %, цилиндрические системы можно рассматривать как плоские, применяя декартову, а не цилиндрическую систему координат. Заметим, что (1) достигается тем лучше, чем выше частота ω питающего тока, поскольку с ростом частоты Δ уменьшается.

Плотность потока мощности переносимой вдоль оси x (комплексный вектор Пойнтинга) определится следующим образом:

$$\dot{\Gamma} = \frac{1}{2} [\dot{E}_\tau \dot{H}_\tau^*] = (1+j) \frac{\rho}{2\Delta} |\dot{H}_\tau|^2. \quad (2)$$

Комплексная мощность, переносимая в сечении площадью S , составит:

$$P = P_{ам} + jP_{рм} = S \cdot \dot{\Gamma} = (1+j) \frac{\rho S}{2\Delta} |\dot{H}_\tau|^2, \quad (3)$$

где $P_{ам}$ – активная составляющая полной мощности, расходуемая на джоулевы потери в металле; $P_{рм}$ – реактивная составляющая, затрачиваемая на создание переменного магнитного поля в металле.

Далее для сохранения общности учтем влияние воздушных зазоров. К таким зазорам отнесем и воздушную полость индуктора, если последний расположен внутри нагреваемого объекта. В этих зазорах накапливается реактивная мощность (формула 4.5.26 из [3]):

$$P_{рз} = 2\omega W_{мсп}, \quad (4)$$

где средняя за период энергия магнитного поля $W_{мсп}$ в зазоре объемом V определяется следующим образом

$$W_{мсп} = \frac{1}{2} \int_V \mu_0 |\dot{H}|^2 dV. \quad (5)$$

Заметим, что в силу произвола в выборе начала отсчета времени в соотношениях (2), (3), (5) можно заменить $|\dot{H}|^2$ просто на H^2 .

Из (4) и (5) получаем, что

$$P_{рз} = \omega\mu_0 \int_V H^2 dV = \omega\mu_0 l_u \int_{S_3} H^2 ds = \omega\mu_0 l_u S_3 H^2,$$

где l_u, S_3 – соответственно длина индуктора (зазора) и площадь зазора; μ_0 – магнитная постоянная вакуума.

Так, например, если пустотелый индуктор помещен в полость нагреваемого тела, то

$$P_{рз} = l_u \mu_0 \omega H_0^2 \left[\frac{\pi}{4} d_g^2 \left(1 - \frac{D_n^2 - D_g^2}{d_g^2} \right) \right].$$

Если же индуктор охватывает нагреваемое тело, то

$$P_{рз} = l_u \mu_0 \omega H_0^2 \frac{\pi}{4} (D_g^2 - d_n^2).$$

В последних соотношениях приняты следующие обозначения: H_0 – амплитуда напряженности магнитного поля на поверхности индуктора, d_g, d_n – внутренний и наружный диаметры нагреваемого тела, D_g, D_n – наружный и внутренний диаметры индуктора.

Баланс энергии в системе имеет вид:

$$P = P_{ам} + j(P_{рм} + P_{рз}).$$

Учтем, что $H_\tau \approx H_0 \approx H$, тогда из соотношений (4), (7) получим:

$$P = \frac{S}{2} \frac{\rho}{\Delta} H_0^2 + j \left(\frac{S}{2} \frac{\rho}{\Delta} H_0^2 + l_u \mu_0 \omega S_3 H_0^2 \right). \quad (6)$$

Из закона полного тока следует, что

$$H_0 = wI_0,$$

где $w=n/l_u$ и I_0 – плотность намотки витков индуктора и амплитуда тока в нем.

Тогда среднюю мощность, рассеиваемую и запасаемую в индукторе, можно выразить следующим образом:

$$P = P_{ам} + j(P_{pm} + P_{ps}) = \frac{I_0^2}{2} [R_m + j(X_m + X_s)]. \quad (7)$$

Теперь, сравнивая (6) и (7), с учетом закона полного тока, сразу получаем выражения для определения активной R_m и реактивной X_m составляющих импеданса нагреваемого металла и реактивной составляющей X_s , обусловленной запасанием электромагнитного поля в зазоре и полости индуктора:

$$R_m = w^2 \frac{\rho S}{\Delta}, \quad X_m = \omega L_m = w^2 \frac{\rho S}{\Delta}, \quad (8)$$

$$X_s = \omega L_s = 2l_u \mu_0 \omega S_s w^2.$$

Таким образом, эквивалентная схема нагрузки для источника будет представлять собой последовательное соединение одного активного и двух реактивных элементов, а именно: R_m, X_m, X_s . Кроме того, последовательно с ними необходимо добавить еще активную R_u и реактивную $X_u = \omega L_u$ составляющую самого индуктора. Общий импеданс определится следующим образом:

$$Z(j\omega) = R_m + R_u + j(X_m + X_s + X_u) = R_\Sigma + jX_\Sigma.$$

Емкость конденсатора, компенсирующего реактивную составляющую импеданса, может быть определена как

$$C_\kappa = \frac{1}{\omega_0 X_\Sigma},$$

а добротность всей системы индукционного нагрева составит

$$Q = \frac{1}{\omega_0 C_\kappa R_\Sigma}, \quad (9)$$

и, следовательно, в Q раз увеличится и рабочее напряжение на компенсирующем конденсаторе.

2. Построение алгоритма вычисления импедансных характеристик

В построении алгоритма решающую роль будет играть двухмерная функция аппроксимации температурно-полевой зависимости $\mu = \mu(H, \Theta)$, построенная в нашей работе [4].

В пренебрежении индуктивностью рассеяния и потерями в проводниках индуктора, эквивалентная схема индуктора с помещенной в нем средой представляет собой последовательное соединение R_m и L_m . Пусть, далее, реактивная составляющая импеданса индукторной системы скомпенсирована специально включенной емкостью, определен-

ной соотношением (9). Тогда, как следует из (8), оставшаяся активная составляющая импеданса легко определяется из соотношения

$$R_m = \frac{\rho}{\Delta} \left(\frac{n}{l_u} \right)^2 S. \quad (10)$$

где n – число витков.

Мощность P_T , найденная в результате проведения предварительного теплового расчета, т. е. мощность, необходимая для получения требуемого температурного поля в заданном объеме нагреваемой среды, будет рассеяна на активной составляющей импеданса, что дает связь следующего вида:

$$P_T = R_m I_a^2 = R_m \left(\frac{l_u}{n} \right)^2 H_{as}^2,$$

где I_a, H_{as} – действующие значения тока и поверхностной напряженности магнитного поля.

Выразив из последнего соотношения H_{as} с учетом (17), получим уравнение для определения H_{as} .

$$H_{as} = \sqrt{\frac{\Delta_s[\rho, \omega, \mu(\Theta, H_{as})] P_T}{\rho S}} = \sqrt{\frac{\Delta_s[\rho, \omega, \mu(\Theta, H_{as})] P_S}{\rho}}. \quad (11)$$

В случае нелинейных сред, согласно результатам работ [4, 5], следует, что:

$$\Delta_s[\rho(\Theta), \omega, \mu(\Theta, H_{as})] = \sqrt{\frac{2\rho(\Theta)}{\omega\mu_0\mu(\Theta, H_{as})}}. \quad (12)$$

В последнем соотношении будем использовать зависимость $\mu(\Theta, H_{as})$, полученную нами в [4].

Таким образом, требуемая математическая модель построена. Последовательность вычислительного эксперимента может выглядеть следующим образом. Вначале, задавшись плотностью мощности P_S через поверхность нагреваемого объекта, частотой питающего тока ω и удельным сопротивлением ρ , решается уравнение (11) при желаемом значении температуры Θ , из которого получаем H_{as} . После этого из (12) определяем $\Delta_s[\rho(\Theta), \omega, \mu(\Theta, H_{as})]$. Теперь соотношения (8) позволяют рассчитать активную и индуктивную составляющие импеданса системы индуктор – нагреваемая среда.

При необходимости учета индуктивности рассеяния L_p можно воспользоваться соотношением, приведенным в [6]:

$$L_p = \pi\mu_0 n^2 \frac{D+h}{l} h,$$

где D, h – диаметр индуктора и высота воздушного зазора соответственно.

На основе приведенных соотношений была проведена серия численных экспериментов, результаты которых изложены в следующем разделе настоящей работы.

3. Результаты численных экспериментов

Результаты расчетов активной и индуктивной составляющих импеданса системы индуктор – нагреваемый объект в зависимости от температуры представлены на рис. 1 и 2. В качестве материала нагреваемого объекта выбрана высокоуглеродистая сталь с температурой Кюри $\Theta_K=772$ °С. Общая площадь поверхности нагреваемого объекта при проведении численного эксперимента $S=0,0408$ м² (стальной прутки длиной 0,65 м и диаметром 0,02 м; $\rho=\rho_0(1+\alpha\Theta)$, $\rho_0=1,3\cdot 10^{-7}$ Ом·м, $\alpha=5\cdot 10^{-3}$ град⁻¹). Рабочая частота индуктора $F=\omega/2\pi=10$ кГц. Сериям кривых, отображенных на рисунках, соответствуют различные значения плотности мощности P_S на поверхности нагреваемого объекта.

Анализ результатов расчетов активной и индуктивной составляющих импеданса системы индуктор – нагреваемый объект указывает на их существенную зависимость от температуры на поверхности рассматриваемой среды (особенно в области, примыкающей к точке фазового перехода Θ_K).

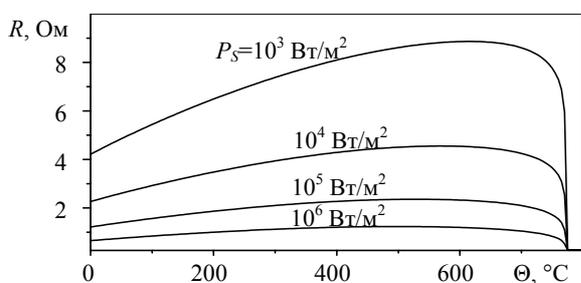


Рис. 1. Зависимость активной составляющей импеданса системы индуктор – нагреваемый объект от температуры

Эти зависимости носят немонотонный характер с максимумом в области температур 600 °С. Диапазон изменения активной составляющей импеданса для рассматриваемого материала, площади поверхности и указанной частоты индуктора лежит в пределах 0,5...8,5 Ом, а индуктивной составляющей импеданса системы – 10...140 мкГн. Наблюдается зависимость импеданса от плотности мощности P_S на поверхности нагреваемого объекта. Эта зависимость носит нелинейный характер и наиболее существенна в области малых значений плотности мощности.

Вид зависимости глубины проникновения $\Delta_S(\Theta, P_S)$ электромагнитного поля в нагреваемый объект в случае нелинейной среды представлен на рис. 3. В области температур, близкой к температуре Кюри, наблюдается значительный рост глубины проникновения высокочастотного поля в материал. Это связано с уменьшением магнитной проницаемости и переходом материала в немагнитное состояние.

В процессе индукционного нагрева относительная магнитная проницаемость μ среды является нелинейной функцией, как от напряженности магнитного поля H , так и от температуры Θ нагреваемой среды. Построенные модели учитывают эти зависимости.

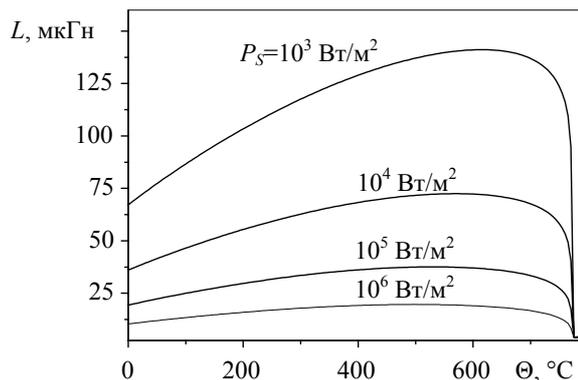


Рис. 2. Зависимость реактивной составляющей импеданса системы индуктор – нагреваемый объект от температуры

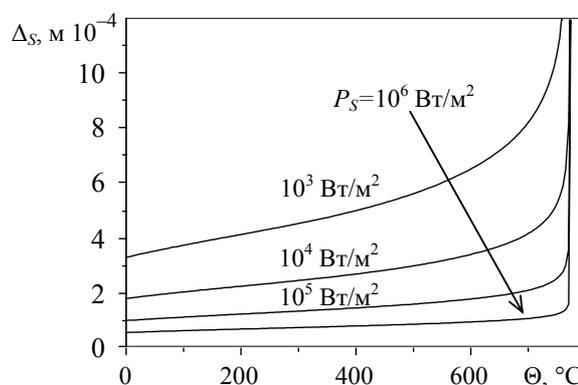


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения электромагнитного поля в нагреваемый объект от температуры

Так, из рис. 4 видим, что относительная магнитная проницаемость материала от температуры претерпевает значительные изменения. Зависимости относительной магнитной проницаемости материала от температуры носят немонотонный характер, с максимумом в области порядка 300 °С. Диапазон изменения магнитной проницаемости для рассматриваемого материала лежит в пределах 1...60 относительных единиц. Наблюдается зависимость проницаемости от плотности мощности P_S на поверхности нагреваемого объекта, причем эта зависимость носит нелинейный характер и наиболее существенна в области малых значений плотности мощности.

Представленные результаты указывают на необходимость корректировать в процессе индукционного нагрева параметры системы для предотвращения выхода из строя отдельных ее компонентов, а количественные оценки и предложенные алгоритмы позволяют реализовать процедуры автоматической коррекции. Полученные аналитические зависимости составляющих импеданса системы индуктор – нагреваемый объект определяют функцию автоматического управления подстройкой частоты силовой установки в целях поддержания заданного уровня импеданса в процессе индукционного нагрева.

В рамках построенной модели нами получены зависимости рабочей частоты индуктора от температуры, обеспечивающие поддержание заданного уровня

активной составляющей импеданса в процессе индукционного нагрева. Эти зависимости представлены на рис. 5 и указывают на необходимость использования силовой установки с диапазоном перестройки частоты питающего индуктор тока в диапазоне от 6,8 до 10 кГц. При таких вариациях частоты F обеспечивается наиболее благоприятный режим работы силовой части системы индукционного нагрева.

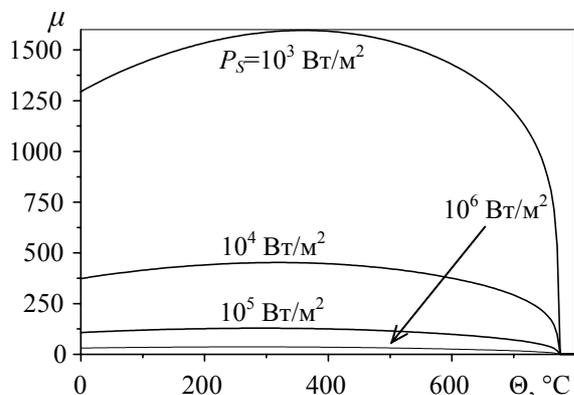


Рис. 4. Зависимость относительной магнитной проницаемости материала от температуры

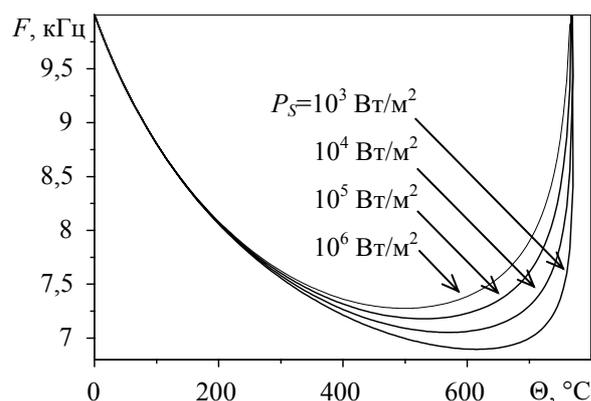


Рис. 5. Рабочая частота индуктора, обеспечивающая поддержание заданного уровня импеданса в процессе индукционного нагрева

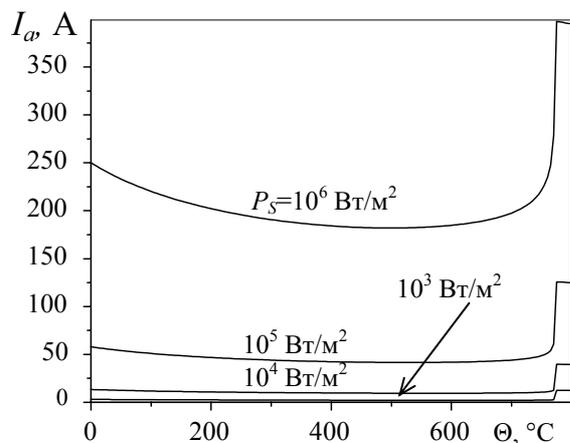


Рис. 6. Зависимость потребляемого тока от температуры, $I_{av} = \sqrt{P_s/R}$

В тех случаях, когда система индукционного нагрева предназначена для работы в области темпера-

тур, не превышающих точку Кюри, аварийный режим работы, связанный с резким падением активной составляющей импеданса при выходе за допустимый температурный порог, может возникнуть по некоторым причинам, например, невнимательности обслуживающего персонала.

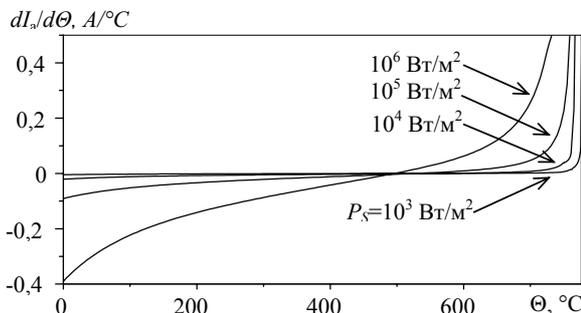


Рис. 7. Фрагмент зависимости первой производной потребляемого тока от температуры (область малых значений производной)

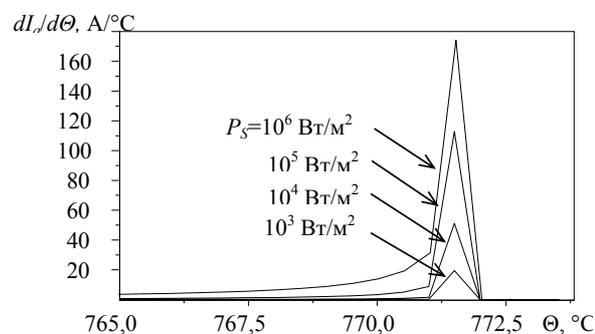


Рис. 8. Фрагмент зависимости первой производной потребляемого тока от температуры (область больших значений производной)

Для исключения подобной крайне нежелательной ситуации требуется дополнение системы индукционного нагрева некоторой системой аварийного прерывания. Для этой цели можно использовать явление резкого возрастания первой производной питающего тока от температуры в области точки Кюри.

Фрагменты указанных зависимостей, построенные в рамках предлагаемой модели, представлены на рис. 7 и 8.

Из рис. 7 следует, что указанная производная меняет знак при температурах порядка 500 °С независимо от плотности падающей мощности и достигает максимума в области температуры Кюри.

Подводя итоги по проведенной серии численных экспериментов, можно отметить следующее. Приведенные температурные зависимости магнитной проницаемости, поверхностной напряженности высокочастотного магнитного поля и глубины его проникновения в нагреваемый объект построены в рамках модели, учитывающих нелинейные свойства ферромагнитных поглощающих сред. Они удовлетворяют наиболее распространенным маркам конструкционных и инструментальных сталей, использованы нами в расчетах импедансных параметров и могут найти применение в ряде других приложений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rudnev V.I., Loveless D.L. Longitudinal flux induction heating of slabs, bars and strips is no longer «Black Magic». P. 1, 2 // Industrial Heating. – 1995. – № 1–2. – P. 5–15.
2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
3. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1971. – 234 с.
4. Владимиров С.Н., Земан С.К., Рубан В.В. Аналитические соотношения, аппроксимирующие температурно-полевую зависимость магнитной проницаемости конструктивных сталей // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 315. – № 4. – С. 100–104.
5. Слухоцкий А.Е. Установки индукционного нагрева. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 325 с.
6. Владимиров С.Н., Земан С.К., Уваров А.Ф. Аналитические соотношения для практического расчета индукторных систем установок высокочастотного нагрева // Аппаратно-программные средства автоматизации технологических процессов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. – С. 141–148.

Поступила 01.07.2009 г.

УДК 537.856

АНАЛИТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ, АППРОКСИМИРУЮЩИЕ ТЕМПЕРАТУРНО-ПОЛЕВУЮ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОНСТРУКТИВНЫХ СТАЛЕЙ

С.Н. Владимиров*, С.К. Земан, В.В. Рубан

НИИ автоматики и электромеханики при Томском университете систем управления и радиоэлектроники

*Томский государственный университет

E-mail: vsn@mail.tsu.ru

Аппроксимирована зависимость относительной магнитной проницаемости сталей с содержанием углерода 0,5...1,0 % от напряженности магнитного поля 0...640 кА/м и температуры 0...800 °С.

Ключевые слова:

Индукционный нагрев, импедансные характеристики, численный эксперимент.

Key words:

Induction heating, impedance characteristics, numerical experiment.

Введение

Высокая эффективность технологий, в основу которых положен высокочастотный индукционный нагрев материалов и изделий является общепризнанной. Высокий электрический КПД, малые массогабаритные затраты, повышенная электробезопасность и ряд других не менее важных преимуществ позволяют высокочастотным индукционным технологиям решительно вытеснить традиционные технологии (основанные, например, на использовании индукционного нагрева токами промышленной частоты, электронагревателей, промышленного пара, и т. д.). Как показывает опыт авторов настоящей работы, экономический выигрыш может при корректной замене устаревших технологий достигать сотен процентов.

Несмотря на значительное количество публикаций, посвященных вопросам проектирования установок и систем высокочастотного индукционного нагрева, целый ряд проблем остается решенным лишь на качественном уровне, помогающий понять физику явлений, происходящих в процессе взаимодействия электромагнитной волны с поглощающей средой, но часто не позволяющем получать приемлемые количественные характеристики. Это, в свою очередь, требует проведения предварительно, черного расчета системы и длительной, экспериментальной доводки, поглощающей материальные и временные ресурсы и, естественно, повышающей трудозатраты на реализацию проекта.

В этом плане наиболее важной является проблема, связанные с построением математических моделей, учитывающих нелинейные свойства ферромагнитных поглощающих сред. Известно [1–7], что относительная магнитная проницаемость μ таких сред является нелинейной функцией, как от напряженности магнитного поля H , так и от температуры Θ нагреваемой среды. Те или иные аппроксимации полевой зависимости $\mu(H)$ приведены в литературных источниках [1, 6], однако аналитические выражения для удовлетворительного описания температурных зависимостей $\mu(\Theta)$ до недавнего времени отсутствовали.

Насколько известно (из анализа открытых публикаций и личной переписки авторов с сотрудниками зарубежных фирм), аналитической зависимости $\mu(\Theta, H)$ нет в распоряжении даже таких известных в мире корпораций, разрабатывающих индукционное оборудование, как INDUCTOHEAT и RADYNE. И лишь в двух публикациях [7, 8] приведены небольшие фрагменты экспериментально снятых зависимостей $\mu(\Theta, H)$. Поэтому приводимые в данной работе аналитические соотношения получены впервые.