

УДК 621.785

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГОПОГЛОЩЕНИЯ В СТАЛИ ПРИ ОБРАБОТКЕ МОЩНЫМИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ РАЗЛИЧНОЙ ЧАСТОТЫ

В. Г. Щукин, В. В. Марусин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: marusin@itam.nsc.ru

На основе разработанной ранее модели тепловых, электромагнитных и структурно-фазовых процессов в поверхностных слоях углеродистых сталей при воздействии на них высокочастотных импульсов проведено исследование закономерностей тепловыделения в этих слоях в диапазоне разрешенных частот поля от 66 кГц до 40,12 МГц. За основной энергетический параметр, характеризующий интенсивность высокочастотной обработки, взят удельный поток энергии электромагнитного поля. Получены частотные зависимости динамики нагрева стали до точки ликвидуса для практически важных режимов обработки с  $\langle W \rangle = 10^8$  и  $2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> при ширине зоны воздействия импульса на поверхности стали 1,5 и 4 мм. По данным численных расчетов построены зависимости удельного потока энергии от максимальной температуры поверхности, которые в совокупности с данными численного моделирования структурно-фазовых превращений в зерне стали позволяют выбрать оптимальные режимы упрочнения при различных частотах.

**Ключевые слова:** высокочастотный импульсный нагрев, сталь, фазовые превращения, моделирование.

**Введение.** Индукционный нагрев широко используется в современной промышленности при таких операциях, как упрочнение металлов, предварительный нагрев при формовке и пайке и т. д. Но если классические способы индукционного нагрева (ТВЧ-методы [1]) характеризуются сравнительно небольшими плотностями тока, обеспечивающими удельную мощность энерговыделения порядка  $\langle W \rangle = 10^6 \div 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>, то переход к импульсному режиму характеризуется ростом  $\langle W \rangle$  вплоть до  $10^9$  Вт/м<sup>2</sup>. Резкое сокращение времени обработки делает оправданным при этом применение токов индуктора существенно большей частоты — порядка одного мегагерца и выше, в то время как для обычных методов ТВЧ частота не превышает 200 кГц. Разработке конкретных технологий получения и экспериментальному исследованию структуры тонких упрочненных слоев стали при воздействии на нее импульсов электромагнитного поля с частотой, большей одного мегагерца, посвящен в последнее время ряд работ [2–6]. В то же время теоретически эта задача исследована недостаточно.

Это сложная задача, включающая электромагнитные, тепловые, а также структурно-фазовые явления. Планирование и экспериментальное исследование системы импульсного индукционного нагрева обычно требуют проведения серии дорогостоящих и длительных экспериментов (так, в [2] анализируются результаты исследований за 12 лет). В связи с этим возрастает роль численного моделирования. До настоящего времени численное моделирование процесса индукционного нагрева ограничивалось невысокими частотами поля ( $f = 10 \div 200$  кГц), воздействующего на стальные образцы осесимметричной [7–9] либо плоской формы [10].

Ранее авторы разработали модель локальной обработки углеродистой стали короткими одиночными импульсами высокочастотного электромагнитного поля и провели серию расчетов при  $f = 440$  кГц [11]. В данной работе на основе модели [11] проведено численное моделирование индукционной обработки стали в широком диапазоне частот поля — от 66 кГц до 40 МГц. Расчеты проводились для всех разрешенных частот выше 440 кГц, а именно: 1,76, 5,28, 13,5, 27,1 и 40,12 МГц. Целью исследования является нахождение зависимостей между энергетическими параметрами процессов обработки и размерами упрочненной зоны (т. е. зоны с измененным фазовым составом) в заданном частотном диапазоне. За основной энергетический параметр, характеризующий интенсивность ВЧ-обработки, взят удельный поток энергии электромагнитного поля, осредненный по длительности импульса и по площади зоны воздействия поля на поверхности металла —  $\langle W \rangle$ . Численные эксперименты были ограничены такими режимами импульсного индукционного нагрева, для которых значение  $\langle W \rangle$  к моменту окончания действия импульса приближенно соответствует  $\langle W \rangle_1 = 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> и  $\langle W \rangle_2 = 2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>, которые наиболее характерны в технологическом плане [2–6]. Кроме того, проведено сравнение расчетных и доступных из литературы экспериментальных данных по удельному энергопоглощению в заданный период времени и глубине упрочненного слоя.

**Постановка задачи и описание математической модели.** Рассмотрим воздействие высокочастотного импульса на массивный стальной образец, когда область действия поперечного электромагнитного поля локализована в узкой области на поверхности образца (посредством применения ферритовых магнитоэкранов, выбором определенной формы индуктора и др.). Если вектор тока в индукторе направлен вдоль одной из декартовых координат, то при постановке математической задачи достаточно ограничиться рассмотрением процессов в поперечном сечении образца, перпендикулярном направлению тока в индукторе. Тогда расчетная область, ограничивающая всю зону термического воздействия в стальном образце, представляет собой прямоугольник со сторонами  $2L_x$  и  $L_y$  такой, что  $X \in [-L_x, L_x]$ ,  $Y \in [0, L_y]$ ,  $L_y < L_x$ , где координата  $X$  направлена вдоль поверхности образца, а координата  $Y$  — перпендикулярно ей в глубь образца. Начало координат расчетной области помещено в точку  $(0, 0)$ , соответствующую проекции центральной оси рабочей поверхности индуктора. Ширина этой рабочей поверхности равна  $2L_i$ ,  $L_i \ll L_x$ .

Рассмотрим систему уравнений согласованной модели тепловых, электромагнитных и структурно-фазовых явлений в рабочей области [11]. В качестве характерного размера примем толщину скин-слоя стали в точке Кюри

$$\Delta_K = [2\rho_K/(\omega\mu_0)]^{1/2},$$

а в качестве характерного времени — время нагрева за счет джоулевых потерь в слое толщиной  $\Delta_K$  от начальной температуры  $T_0$  до точки плавления железа  $T_m = 1800$  К при условии линейности спада амплитуды напряженности магнитного поля от максимума на поверхности  $H_{\max}$  до нуля на глубине скин-слоя:

$$t_* = \gamma_K C_K \Delta T_m \Delta_K^2 / (\rho_K H_{\max}^2) = 2\gamma_K C_K \Delta T_m / (\omega\mu_0 H_{\max}^2).$$

Здесь  $\gamma$  — удельный вес стали;  $\rho$  — удельное сопротивление стали;  $C$  — ее удельная теплоемкость;  $\omega = 2\pi f$  ( $f$  — частота генератора);  $\mu_0$  — магнитная постоянная; индекс К означает, что параметр соответствует температуре Кюри,  $T_K = 1043$  К. Этот способ определения характерного времени более предпочтителен по сравнению с общепринятым, когда характерное время определяется через температуропроводность  $\chi$  (например,  $t_{*1} = \Delta_K^2 / \chi_K = \gamma_K C_K \Delta_K^2 / \lambda_K$ , где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности), поскольку он дает значения  $t_*$ , сравнимые с длительностью импульса обработки  $t_i$ , в то время как  $t_{*1} \gg t_i$ .

Заменой переменных  $x = X/\Delta_K$ ,  $y = Y/\Delta_K$  и  $\tau = t/t_*$ , вводя относительные коэффициенты переноса, нормированные на их значения в точке Кюри ( $\bar{\gamma} = \gamma/\gamma_K$ ,  $\bar{\rho} = \rho/\rho_K$

и т. д.), относительную температуру  $\theta = (T - T_0)/\Delta T_m$  и вектор относительной напряженности магнитного поля  $\mathbf{h} = (h_x, h_y)$ , где  $h_x = H_x/H_{\max}$  и  $h_y = H_y/H_{\max}$ , получаем следующие безразмерные уравнения теплопроводности и электромагнитного поля (в комплексном виде) в поперечном сечении стального образца:

$$\bar{\gamma}c \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{K_H} \left( \frac{\partial}{\partial x} \bar{\lambda} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{\lambda} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + p(x, y, \tau); \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \bar{\rho} \frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \bar{\rho} \frac{\partial h_x}{\partial y} = 2j\mu h_y; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \bar{\rho} \frac{\partial h_y}{\partial y} = 2j\mu h_x. \quad (3)$$

Здесь  $p(x, y, \tau) = \bar{\rho} |\text{rot } \mathbf{h}|^2 = \bar{\rho} \left[ \left( \frac{\partial \text{Re } h_y}{\partial x} - \frac{\partial \text{Re } h_x}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \text{Im } h_y}{\partial x} - \frac{\partial \text{Im } h_x}{\partial y} \right)^2 \right]$  — объемная безразмерная плотность энерговыделения;  $K_H = \rho_K H_{\max}^2 / (\lambda_K \Delta T_m)$  — безразмерный параметр, приблизительно равный отношению максимального потока магнитной энергии к кондуктивному потоку тепла при температуре Кюри. Чем выше  $K_H$ , тем менее значителен вклад процессов теплопроводности по сравнению с джоулевыми источниками нагрева (в частности, при  $H_{\max} \approx 10^5$  А/м,  $\lambda_K = 30$  Вт/(м·К),  $\rho_K = 1,2$  мкОм·м и  $\Delta T_m = T_m - T_0 = 1800 - 300 = 1500$  К получаем  $K_H \approx 0,25$ ).

Уравнения (1)–(3) необходимо решать при следующих краевых условиях:

$$\begin{aligned} \theta(x, y, \tau) \Big|_{x=\pm l_x} = \theta(x, y, \tau) \Big|_{x=l_y} = \theta(x, y, 0) = 0, \\ \bar{\lambda} \frac{\partial \theta(x, y, \tau)}{\partial y} \Big|_{y=0} = \bar{\alpha}^T \theta(x, y, \tau) \Big|_{y=0}, \\ h_x(\pm l_x, y) = h_y(\pm l_x, y) = h_x(x, l_y) = h_y(x, l_y) = 0; \\ h_x(x, 0) = f_1(x), \quad h_y(x, 0) = f_2(x), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $l_x = L_x/\Delta K$ ;  $l_y = L_y/\Delta K$ ;  $\bar{\alpha}^T = (\Delta K/\lambda_K) \{ \alpha^T + \sigma [T(x, 0, t) + T_0] [T^2(x, 0, t) + T_0^2] \}$ ;  $\alpha^T$  — коэффициент теплоотдачи с поверхности образца;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  — известные функции, задающие распределение поля на поверхности образца.

Кинетика перераспределения углерода в отдельном зерне доэвтектоидной стали, изначально состоящего из перлитных и ферритных субзерен эффективного радиуса  $R_g$ , описывается уравнением роста аустенитной фазы (сначала в центральном зерне перлита эффективного радиуса  $R_p$ , а затем в окружающем избыточном феррите) и уравнением диффузионного переноса углерода в аустенитной фазе [11], которые решаются совместно с уравнениями тепловой задачи (1)–(3) только в тех точках расчетной области, температура в которых выше точки начала разложения начальной структуры  $A_{c1} = 1000$  К. В частности, на стадии полного превращения зерна перлита в аустенит (когда эффективный радиус аустенитного зерна  $R_a$  становится выше эффективного начального радиуса перлитного зерна  $R_p$ , связанного с исходным размером зерна стали Ст.45 соотношением  $R_p = R_g(0,45/0,8)^{1/3} = 0,825R_g$ ) следует решать, во-первых, нестационарное уравнение диффузии углерода в зерне с учетом его сферической симметрии

$$\frac{\partial C(r, \tau)}{\partial \tau} = \frac{t_*}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 D(\theta) \frac{\partial C(r, \tau)}{\partial r}, \quad 0 \leq r \leq R_a(\tau), \quad (5)$$

и, во-вторых, в температурном интервале  $\theta_1 < \theta < \theta_2$  (где  $\theta_1 = (A_{c1} - T_0)/\Delta T_m$ ,  $\theta_2 = (A_{c3} - T_0)/\Delta T_m$ ,  $A_{c1} = 1000$  К,  $A_{c3} = 1185$  К — начальная и конечная точки фазового

превращения соответственно) — уравнение кинетики объемной доли аустенита  $f^a(\tau) = [R_a(\tau)/R_g]^3$  в зерне

$$\frac{df^a}{d\tau} = \frac{D(\theta)(f^a)^{2/3}t_*}{R_g a_0} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L_a(\theta - \theta_1)}{R\theta\theta_1\Delta T_m}\right) \right]. \quad (6)$$

Начальные условия для уравнений (5) и (6) формулируются исходя из начальной структуры стали:

$$C(r, 0) = \begin{cases} C_{eut} = 0,8, & 0 \leq r \leq R_p, \\ 0, & R_p < r \leq R_a, \end{cases} \quad f^a(0) = f_0^p.$$

Уравнения (5) и (6) замыкаются условием симметрии в центре зерна и уравнением сохранения массы для углерода в зерне (сталь Ст.45):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad 3 \int_0^{R_a} r^2 C(r) dr = 0,45 R_g^3.$$

Здесь  $f_0^p = (R_p/R_g)^3$  — начальная доля перлитной фазы в стали;  $a_0$  — постоянная решетки железа;  $L_a$  — скрытая теплота фазового превращения;  $D(\theta)$  — температурная зависимость коэффициента диффузии углерода в стали,  $D(\theta) = A(\theta) \exp[-B(\theta)]$ . В расчетах приняты следующие значения параметров для стали Ст.45:  $R_g = 2 \cdot 10^{-5}$  м;  $f_0^p = 0,5625$ ;  $a_0 = 2,9 \cdot 10^{-10}$  м;  $L_a = 16,1 \cdot 10^3(0,67 - \theta)$  Дж/моль;  $A(\theta) = 4,53 \cdot 10^{-7}(1 + 0,098/\theta)$  м<sup>2</sup>/с;  $B(\theta) = 9,58/\theta - 3,82$  [11].

Изменением температуры по радиусу зерна пренебрегаем и полагаем ее равной значению в точке поверхностного слоя с координатами  $x$  и  $y$ :

$$\theta(r, \tau) = \theta(x, y, \tau), \quad 0 \leq r \leq R_g.$$

Отличие настоящего исследования от расчетов [11] заключается в выборе граничных условий (4) для решения электромагнитной задачи (2), (3), т. е. в выборе функций  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$ . Чтобы избежать возможного скачка при вычислении частных производных от амплитуды напряженности магнитного поля на границах области его действия и как следствие скачка в оценке энергопоглощения  $p(x, y, \tau)$  в (1), вещественные части комплексных компонент вектора напряженности  $h_x$ ,  $h_y$  и его модуль  $h_S = \sqrt{|h_x(x, 0)|^2 + |h_y(x, 0)|^2}$  на поверхности  $y = 0$  задаются следующим образом:

$$\operatorname{Re} h_x(x, 0) = \frac{1}{1 + \exp((|x| - x_{10})/\delta_1)},$$

$$h_S(x, 0) = \frac{1}{1 + \exp((|x| - x_{20})/\delta_2)}, \quad \operatorname{Re} h_y(x, 0) = \sqrt{h_S^2(x, 0) - [\operatorname{Re} h_x(x, 0)]^2}.$$

В данном случае имеет место экспоненциальное снижение  $\operatorname{Re} h_x$  и  $\operatorname{Re} h_y$  при  $|x| \rightarrow \infty$ , а их производные по координате  $x$  непрерывны и ограничены. Мнимые части  $\operatorname{Im} h_x$  и  $\operatorname{Im} h_y$  равны нулю при  $y = 0$ . Параметры аппроксимации  $\delta_1^* = \delta_1 \Delta_K$ ,  $\delta_2^* = \delta_2 \Delta_K$ ,  $X_{10} = x_{10} \Delta_K$  и  $X_{20} = x_{20} \Delta_K$ , задающие соответственно “крутизну” спада амплитуд вблизи центра и ширину зоны с максимальной напряженностью, связаны главным образом с геометрическим параметром  $L_i$ . Они оценивались по результатам приближенно-аналитического решения задачи о распределении поверхностного тока [12]. Во всех вариантах расчетов было принято:  $\delta_1^* = \delta_2^* = 0,2L_i$ ,  $X_{10} = 1,14L_i$  и  $X_{20} = 1,52L_i$ .

Экспериментально измеряемой характеристикой процесса индукционного нагрева служит удельный поток энергии в зоне воздействия поля [2, 3], поскольку непосредственно

измерить напряженность поля в образце невозможно. Если полуширина рабочей области индуктора  $L_i$ , а время действия ВЧ-импульса  $t$ , то удельный поток энергии в этой области на поверхности образца, осредненный на интервале времени  $[0, \tau = t/t_*]$ , равен

$$\langle W \rangle(\tau) = \frac{\rho_K H_{\max}^2}{2L_i \tau} \int_{-l_x}^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{\tau} p(x, y, \tau) dx dy d\tau. \quad (7)$$

Располагая экспериментальными значениями  $\langle W \rangle$ , измеренными при соответствующей частоте поля  $\omega$  и времени действия импульса  $t$ , конструируем следующий расчетный алгоритм. При произвольном выборе  $H_{\max}$  решаем на всем временном интервале систему уравнений (1)–(3), (5) и (6) с соответствующими краевыми условиями, затем по уравнению (7) находим следующее приближение для  $H_{\max}$  и т. д. При достижении необходимой степени сходимости вычисленного значения  $\langle W \rangle$  к его априори заданной величине получаем распределения по сечению стального образца температуры, объемной доли аустенита и концентрации углерода в последнем при таком максимальном значении амплитуды напряженности поля в центральной точке поверхности  $H_{\max}$ , которое обеспечивает заданный уровень энерговклада при импульсной ВЧ-обработке.

**Численное исследование модели и обсуждение полученных результатов.** Подробное численное исследование предлагаемой модели при  $f = 440$  кГц с использованием для ее аппроксимации неявных разностных схем проведено в [11], где получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментально наблюдаемых зависимостей размеров упрочненной области от величины удельной мощности и длительности импульса. В то же время ощущается явный недостаток исследований в области более высоких частот поля, хотя имеются данные о применении индукционной закалки металлов на частотах  $f > 1$  МГц. В обзоре [2] приведены экспериментальные данные, систематизированные в широком диапазоне удельных мощностей и времени выдержки выше точки начала аустенизации стали при обработке электромагнитными импульсами существенно более высокой частоты:  $f = 27,1$  МГц.

Трудность проверки работоспособности предлагаемой модели на базе данных [2] заключается в том, что при отличном от принятого в [11] способе генерации ВЧ-импульсов не поддерживается постулат постоянства амплитуды тока индуктора на всем интервале действия ВЧ-импульса. Можно лишь предполагать, что в соответствии с параметрами колебательного контура генератора происходит приближенно экспоненциальное убывание амплитуды тока и, соответственно, потока энергии на поверхности стального образца. Если принять, что амплитуда напряженности на поверхности образца подчиняется зависимости

$$H_{\max}(t) = H_0 \exp(-kt),$$

то разумным подбором параметров  $H_0$  и коэффициента затухания  $k$  можно получить диапазоны удельного энергопоглощения и длительностей процесса обработки стали, близкие к приведенным в [2]. Тогда адекватность модели реальным условиям индукционной закалки будет определяться тем, насколько близки друг другу рассчитанные геометрические параметры упрочненной области и их экспериментальные оценки при тех же условиях обработки.

Результаты такого сравнения для глубины упрочнения в центральной точке поверхности образца стали Ст.45 приведены на рис. 1, 2. Параметры расчетов следующие:  $L_i = 10$  мм (полуширина рабочей области индуктора),  $H_0 = 1,7 \cdot 10^5$  А/м,  $k = 0,033$  с<sup>-1</sup>. Для определения длительности аустенизации были проведены расчеты всего цикла обработки, включая стадию охлаждения. Согласно расчетам максимальная температура поверхности не превышает 1700 К для всего диапазона длительности импульсов от 2 до 60 мс.

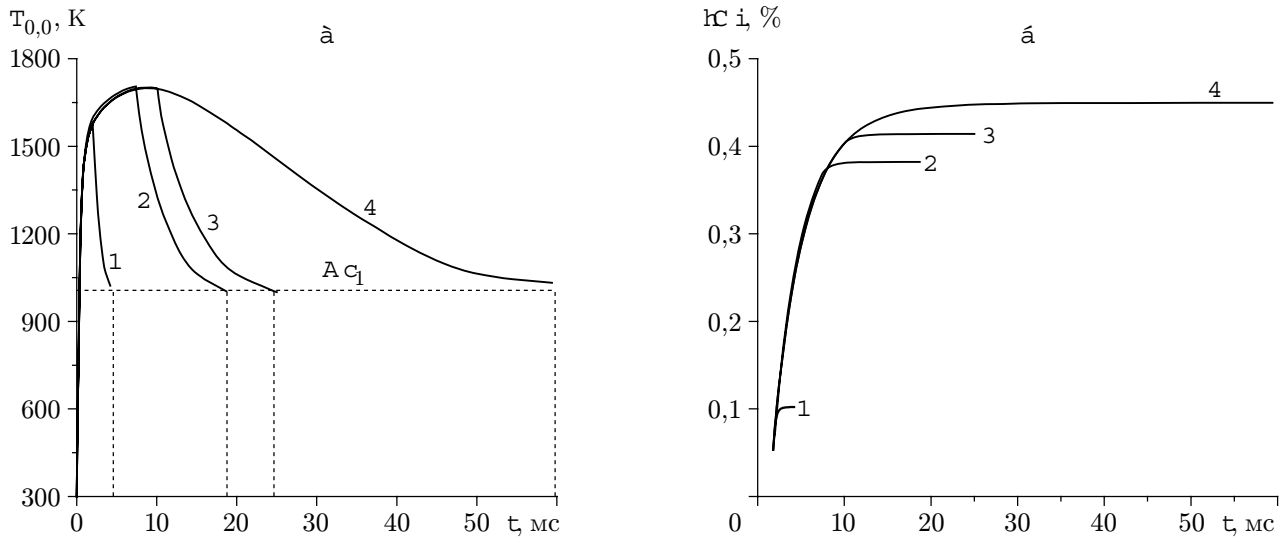


Рис. 1. Расчетные изменения температуры поверхности в центре зоны обработки (а) и массового содержания углерода в ней (б) при частоте поля  $f = 27,1$  МГц и длительности ВЧ-импульса, мс:  
 1 — 2; 2 — 7,5; 3 — 10; 4 — 60

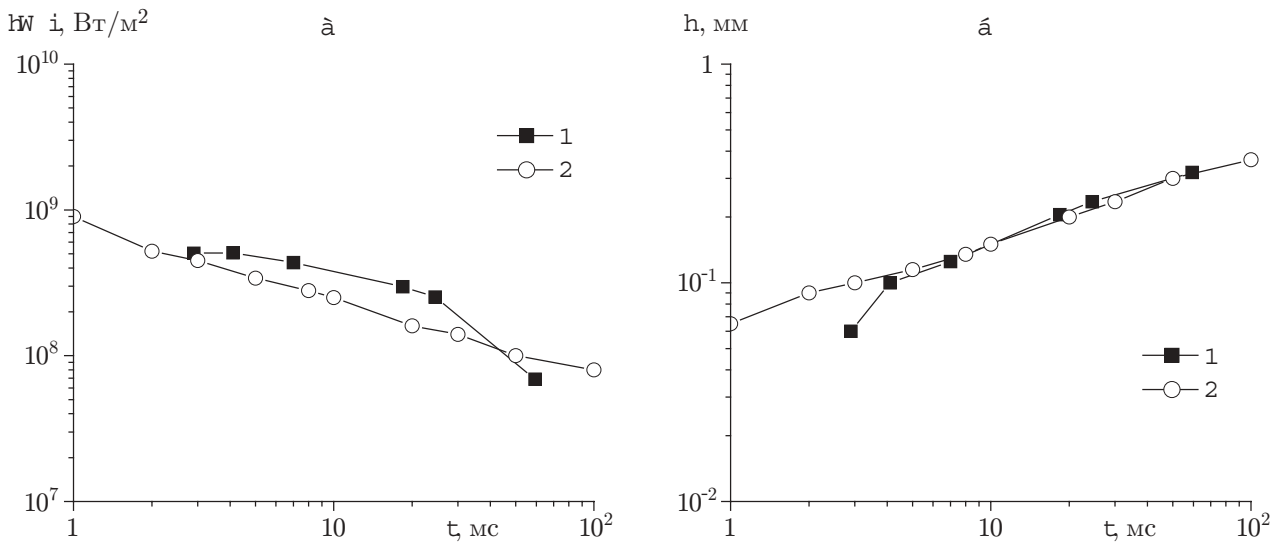


Рис. 2. Расчетные (1) и экспериментальные (2) значения среднего удельного энергопоглощения (а) и глубины упрочнения  $h$  (б) при  $f = 27,1$  МГц

В качестве глубины упрочнения  $h$  принималось положение изолинии равных концентраций 0,05, что соответствует началу заметного распада перлита, когда среднее массовое содержание углерода в ферритных прослойках достигает 0,05 %.

Как видно, при  $f = 27,1$  МГц получено вполне удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными зависимостями [2], особенно для глубины упрочнения. Поскольку хорошее согласие было получено и для частоты поля  $f = 440$  кГц [11], то с известной долей осторожности можно надеяться, что и во всем исследуемом диапазоне частот поля от 66 кГц до 40,1 МГц результаты моделирования будут соответствовать экспериментальным данным (при той же геометрии рабочей области).

Параметры индукционной обработки

Рабочая частота генератора $f$ , МГц	Удельная мощность $\langle W \rangle$			
	$\langle W \rangle = 10^8$ Вт/м <sup>2</sup>		$\langle W \rangle = 2 \cdot 10^8$ Вт/м <sup>2</sup>	
	$2L_i = 1,5$ мм	$2L_i = 4,5$ мм	$2L_i = 1,5$ мм	$2L_i = 4,5$ мм
0,066	3,6/197/3,6	3,4/220/3,1	6,5/62/11,4	6,3/65/10,6
0,440	2,3/77/1,36	2,4/69/1,5	3,6/30/3,45	3,7/28/3,7
1,76	2,0/24/1,06	1,9/28/0,94	2,55/15/1,72	2,50/16/1,66
5,28	1,5/14/0,6	1,4/16/0,53	2,08/7,6/1,15	2,06/7,7/1,14
13,5	1,17/9,3/0,36	1,14/9,8/0,35	1,76/4,1/0,83	1,73/4,3/0,8
27,1	0,94/7,2/0,23	0,96/6,9/0,24	1,5/2,8/0,6	
40,12	0,91/5,2/0,22	0,87/5,0/0,2	1,3/2,4/0,47	

Примечание. В таблице приведены значения  $H_{\max} \cdot 10^5$ , А/м /  $t_*$ , мс /  $K_H$ .

Параметры импульсной индукционной обработки стали Ст.45, для которых проводилось моделирование, сведены в таблицу. Как следует из таблицы, по мере повышения частоты амплитуда напряженности магнитного поля, при котором обеспечивается нагрев на одном и том же уровне удельной мощности, заметно снижается. Это происходит вследствие сильной зависимости толщины скин-слоя металла от частоты поля. При постоянной амплитуде переменного тока в индукторе объемная плотность выделения тепла в металле, как и потоки джоулева тепла, резко возрастают при увеличении частоты поля. Поэтому для выполнения принятого в модели условия постоянства средней мощности необходимо было каждому режиму индукционной обработки находить методом последовательных приближений соответствующие значения  $H_{\max}$ , которые и приведены в таблице. Пропорционально  $H_{\max}$  изменяется значение критерия  $K_H$ , т. е. вклад кондуктивной теплопередачи по сравнению с потоком магнитной энергии с ростом частоты становится более существенным. В результате снижается и характерное время процесса  $t_*$ . Как следует из данных таблицы, с ростом частоты электромагнитного поля характерные времена становятся все менее чувствительными к вариации таких параметров процесса, как средняя мощность энергопоглощения и ширина области воздействия поля: при  $f > 20$  МГц различие в значениях  $t_*$  не превышает 2–3 мс, в то время как при  $f = 66$  кГц это различие доходит до нескольких десятых секунды.

По данным таблицы можно сделать вывод, что чем выше частота поля, тем более предпочтителен режим импульсной обработки по сравнению с непрерывным режимом с движущимся источником, так как в первом случае проще обеспечить временные параметры процесса.

Ниже представлены результаты моделирования динамики нагрева — охлаждения в диапазоне выбранных частот электромагнитных импульсов. Основная часть расчетов проведена на сетке, содержащей  $400 \times 200$  узлов по продольной и нормальной к поверхности тела координатам  $x$  и  $y$ . Выборочный анализ точности и сходимости данных, проведенный с использованием сетки с большим числом узлов, показал, что погрешность определения температурных и концентрационных полей не превышала  $10^{-4}$ , а электромагнитного поля —  $10^{-3}$ . В наибольшей степени погрешность расчетов зависит от частоты поля. Величина временного шага  $\Delta t$  подбиралась в зависимости от скорости нагрева таким образом, чтобы максимальное изменение температуры не превышало 50 К. Во всем интервале изменений  $f$  и  $\langle W \rangle$  значение  $\Delta t$  варьировалось от 1 до 0,1 мс.

Рассмотрим характер изменения динамики нагрева поверхностного слоя стали с ростом частоты поля. На рис. 3 приводятся данные расчетов абсолютной температуры в центральной точке поверхности образца в зависимости от безразмерного времени. Как следует из расчетов, в выбранном диапазоне удельной мощности импульса наблюдается постепенный переход от режима с плавным понижением во времени скорости нагрева (для  $f = 66$  кГц) к режиму, характеризующемуся резким изломом в некоторый момент времени температурной кривой ( $f \geq 27,1$  МГц) и последующим существенно более медленным нагревом. Динамика нагрева при промежуточных значениях частоты поля носит более сложный характер (в зависимости от ширины зоны воздействия поля), обусловленный нелинейной зависимостью от температуры магнитных, тепло- и электрофизических свойств стали.

Отличительной чертой полученных кривых является их полное совпадение на начальном этапе нагрева. До момента времени  $t_{ad}$ , равного приблизительно половине характерного времени ( $\tau_{ad} = t_{ad}/t_* = 0,25 \div 0,5$ ), сталь нагревается с максимально возможной при данных условиях скоростью. Эту стадию нагрева можно назвать квазиadiaбатической, так как теплоотвод из зоны диссипации энергии электромагнитного поля минимален. Температура поверхности в центре зоны воздействия в момент времени  $\tau_{ad}$  слабо зависит от параметров режима обработки и составляет около 1200 К ( $\theta_{ad} \approx 0,6$ ). Имея в виду неравномерность энерговыделения вдоль оси абсцисс, можно сделать вывод, что данная температура приближенно соответствует моменту времени, когда преобладающая часть поверхности стали нагревается выше точки Кюри ( $T_K = 1043$  К,  $\theta_K = 0,495$ ). Чем выше мощность импульса, тем больше и неравномерность нагрева: объемная плотность энерговыделения в центре “пятна нагрева” значительно выше, чем вблизи среза индуктора, и нагревание окраинных зон осуществляется в основном за счет притока тепла из центральной зоны.

Расширение зоны воздействия поля  $2L_i$  от 1,5 до 4,5 мм практически не влияет на относительную динамику нагрева поверхности на начальной стадии — небольшое повышение скорости нагрева заметно лишь при сравнительно низкой частоте поля (см. рис. 3, а, з), но на поздней стадии, когда большая часть поверхностного слоя лишена магнитных свойств, этот фактор становится довольно существенным на всем интервале частот, по крайней мере если мощность импульса относительно невелика (см. рис. 3, б, в).

При достижении высоких температур ( $\theta > \theta_{ad}$ ) характер нагрева в первую очередь определяется частотой поля. Чем выше частота, тем больше относительное падение удельной мощности выделения тепла по сравнению с периодом начального нагрева. В диапазоне умеренно высоких частот (66 и 440 кГц, рис. 3, а, з) расчеты демонстрируют плавное снижение скорости нагрева вследствие того, что объемная плотность энерговыделения со временем монотонно падает обратно пропорционально увеличению толщины скин-слоя. При повышении частоты в несколько раз скорость нагрева после достижения максимума резко падает (почти на порядок) и при небольших значениях ширины индуктора ( $2L_i = 1,5$  мм) и мощности импульса ( $\langle W \rangle = 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>) она может стать настолько малой, что нагревание поверхности до температуры 1800 К, близкой к точке плавления железа, становится практически недостижимым за время действия ВЧ-импульса (ограничение  $t_i \leq 100 \div 200$  мс обусловлено техническими условиями). Как подчеркивалось выше, переход к режимам обработки с более высокой частотой, но с сохранением на постоянном уровне средней мощности энерговыделения в стали сопровождается пропорциональным снижением амплитуды напряженности магнитного поля (см. таблицу), т. е. возрастанием относительной магнитной проницаемости стали в исходном состоянии  $\mu(T_0)$ . При переходе через точку Кюри сталь теряет магнитные свойства ( $\mu = 1$ ) и глубина проникновения поля увеличивается пропорционально  $\sqrt{\mu(T_0)}$ , в результате чего во столько же раз падает средняя плотность



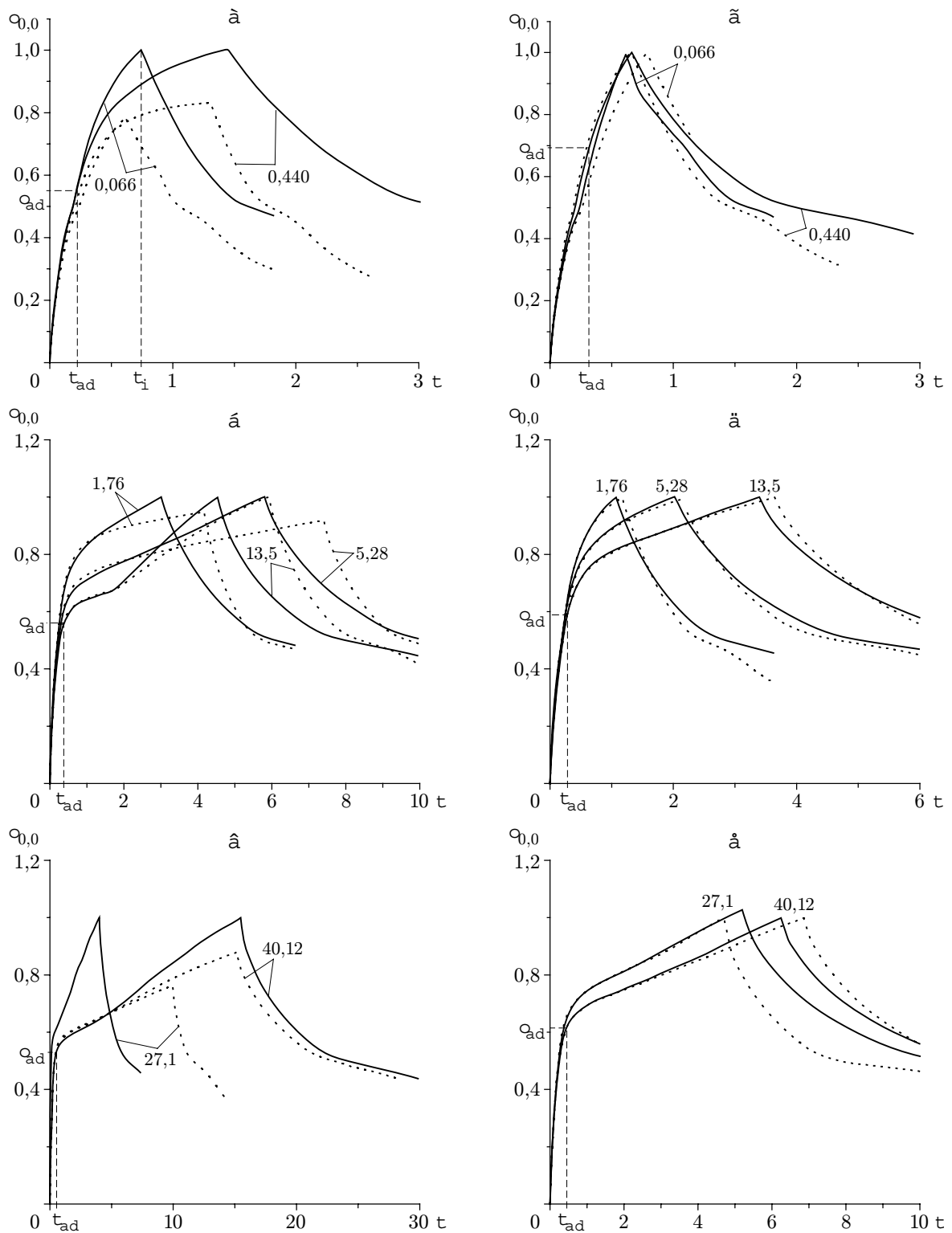


Рис. 3. Кинетика нагрева стали в относительных единицах в центральной точке поверхности при различных значениях частоты поля (числа у кривых —  $f$ , МГц), ширины зоны нагрева и среднего энергопоглощения за импульс:  $\langle W \rangle = 10^8$  (а, б, е) и  $2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> (г, д, е),  $2L_i = 1,5$  мм (пунктирные линии) и 4,5 мм (сплошные линии)

энерговыведения. Чем выше  $\mu(T_0)$ , тем значительнее перепад между уровнями энерговыведения в данной точке сечения стали в исходном состоянии и при нагреве выше  $T_K$ . В случаях, когда скорость нагрева поверхности снижалась настолько, что нагрев до точки плавления  $T_m$  в заданном интервале допустимых значений  $t_i$  становился невозможным, стадия нагрева прекращалась при более низкой температуре поверхности (1500–1700 К).

При температурах  $\theta \gg \theta_{ad}$  распределение внутренних источников тепла по сечению стали практически стабилизируется (мощность энерговыведения пропорциональна омическому сопротивлению стали, которое очень слабо растет при  $\theta > \theta_K$ ). В отличие от нагрева при низких частотах при повышении частоты поля имеет место ситуация, когда после периода относительно медленного нагрева, в течение которого в поверхностном слое происходит выравнивание температурных градиентов, следует стадия регулярного нагрева с более высокой постоянной скоростью — вплоть до температуры плавления (см. рис. 3, б, в). При повышении мощности импульса стадия замедленного нагрева становится практически незаметной (рис. 3, д, е).

В относительных единицах время нагрева до 1800 К, т. е. длительность импульса  $\tau_i$  (в тех случаях, когда это возможно), увеличивается с ростом частоты: от примерно 0,75 при  $f = 0,066$  МГц до приблизительно 6–7 и 14–15 при  $f = 40,12$  МГц (при  $\langle W \rangle = 2 \cdot 10^8$  и  $10^8$  Вт/м<sup>2</sup> соответственно). Таким образом, при повышенных частотах кондуктивный теплообмен очень тонкого скин-слоя с окружающими его более холодными областями металла играет существенную роль только на поздних стадиях нагрева ( $\tau > 1$ ), в то время как при низких частотах, когда толщина скин-слоя сравнима с характерной длиной теплопроводности, — на протяжении всей длительности импульса ( $0 < \tau \leq \tau_i$ ).

На рис. 4 представлены зависимости удельной мощности энерговыведения в стали от определяющих параметров процесса в координатах  $\langle W \rangle - T$ . При наиболее низкой частоте ( $f = 0,066$  МГц, рис. 4, а, з) энерговклад в стальной образец монотонно повышается по мере нагревания стали. Но при значительно более высоких частотах поля ( $f = 1,76$  МГц и выше) значения поглощенной мощности, вычисленные осреднением на коротких интервалах нагрева, когда температура в центре “пятна” не превышает 1200–1300 К, выше значений в конце нагревания до 1800 К в 1,5–2 раза. Поэтому величина  $\langle W \rangle$  сама по себе не может служить энергетической характеристикой процесса высокочастотной импульсной закалки (ВИЗ), если отсутствуют данные о временных рамках процесса.

С точки зрения экономии энергозатрат наиболее эффективны такие режимы индукционной импульсной обработки стали, для которых значение  $\langle W \rangle$  максимально (при одних и тех же входных параметрах). В соответствии с данными расчетов этому критерию удовлетворяют режимы обработки с нагревом до температур не выше 1200–1500 К.

Наиболее наглядно эффективность энерговклада можно продемонстрировать с помощью коэффициента полезного действия ВИЗ  $\eta$ , который можно определить как отношение количества теплоты, выделившейся за некоторое время в поперечном сечении металла с размерами  $2L_i$  и  $\Delta_K$ , к полной энергии электромагнитного поля, которая выделяется во всем образце за это же время:

$$\eta(\tau) = \int_0^\tau \int_{-l_i}^{l_i} \int_0^1 \bar{\gamma} \bar{c} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} d\tau dx dy / \int_0^\tau \int_{-l_x}^{l_x} \int_0^{l_y} p(x, y, \tau) d\tau dx dy.$$

По значению  $\eta$  ( $0 < \eta < 1$ ) можно судить о степени “адиабатичности” процесса ВИЗ, т. е. о том, насколько малы “стоки” тепла из области максимального энерговыведения. Поскольку последняя включает в себе также и зону наибольшей интенсивности процессов фазового превращения, т. е. зону максимального упрочнения стали, по значению  $\eta(t)$

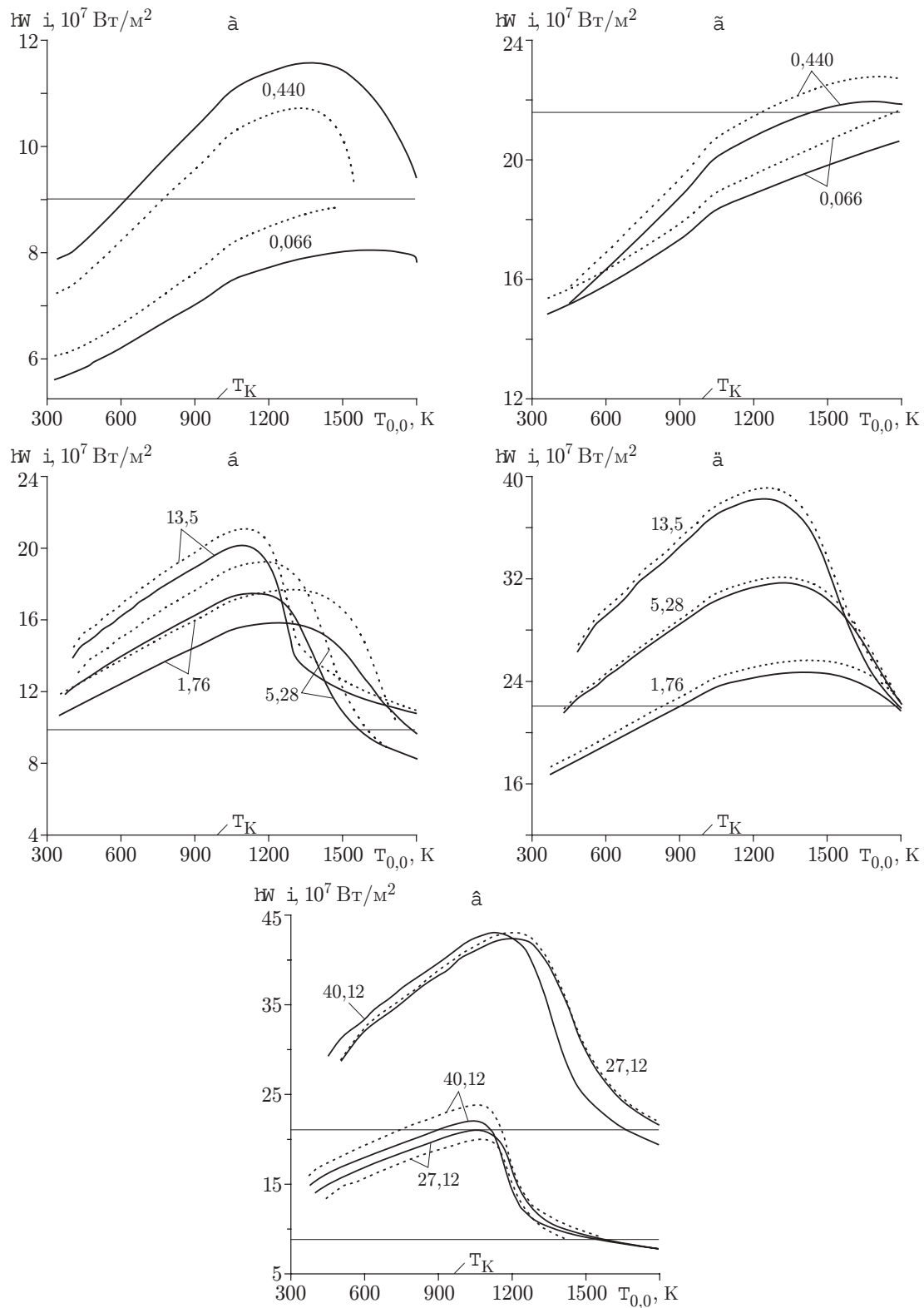


Рис. 4. Зависимость среднего энергопоглощения от температуры поверхности стали в центре «пятна нагрева»:  
 ширина зоны нагрева  $2L_i = 1,5 \text{ мм}$  (пунктирные линии) и  $4,5 \text{ мм}$  (сплошные линии); среднее энергопоглощение за весь импульс:  $\langle W \rangle = 10^8$  (а, б, в) и  $2 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$  (г, д)

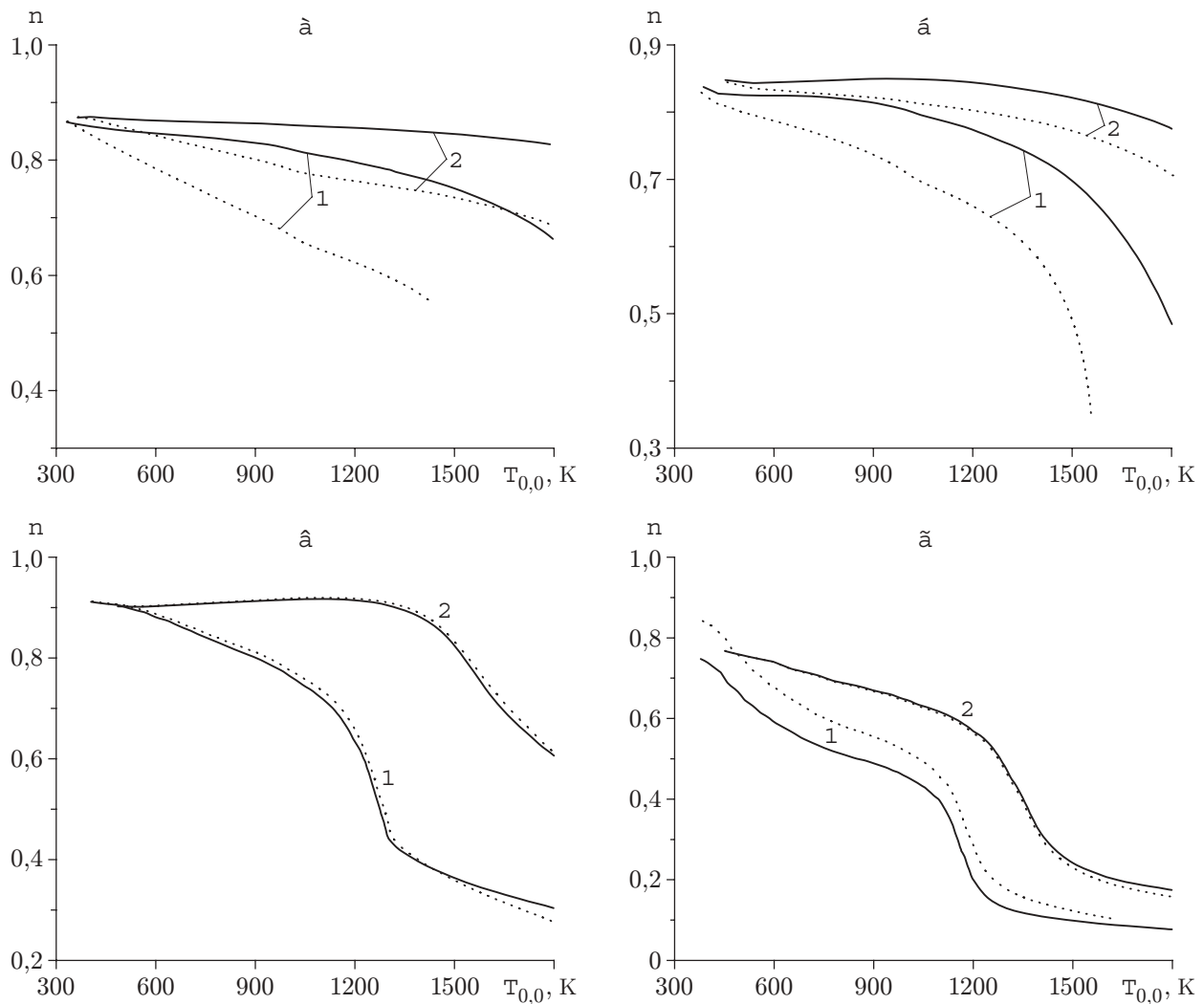


Рис. 5. Изменение среднего коэффициента полезного действия от температуры поверхности стального образца при различных частотах поля ( $a$  — 0,066,  $\tilde{a}$  — 0,440,  $b$  — 13,5,  $\tilde{b}$  — 40,12 МГц) и удельной мощности импульса ( $\langle W \rangle = 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> — кривые 1;  $2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> — кривые 2). Ширина зоны нагрева  $2L_i = 1,5$  мм (пунктирные линии) и 4,5 мм (сплошные линии)

можно судить также и о степени изменения начальной структуры стали к моменту достижения заданной конечной температуры  $T_{\text{кон}} = T(x, y, t_i)|_{x=0, y=0}$ .

Как видно из рис. 5, вплоть до момента нагревания поверхности до температуры 1200–1500 К средний коэффициент полезного действия сохраняется на достаточно высоком уровне: в большинстве вариантов  $\eta \approx 0,8 \div 0,9$ , за исключением режимов обработки при меньших уровне мощности и ширине зоны обработки или при самой высокой частоте поля, когда  $\eta$  снижается до 0,5–0,7. При дальнейшем повышении температуры поверхностного слоя, как указывалось выше, потоки тепла, связанные с диссипацией энергии магнитного поля, резко уменьшаются и на этом фоне становится заметен теплоотвод из зоны диссипации энергии поля в окружающие области металла — значение  $\eta$  понижается вплоть до 0,1, когда только 10 % всего количества тепла, которое выделяется в стали за счет джоулева нагрева, расходуется на нагревание собственно скин-слоя; остальные 90 %

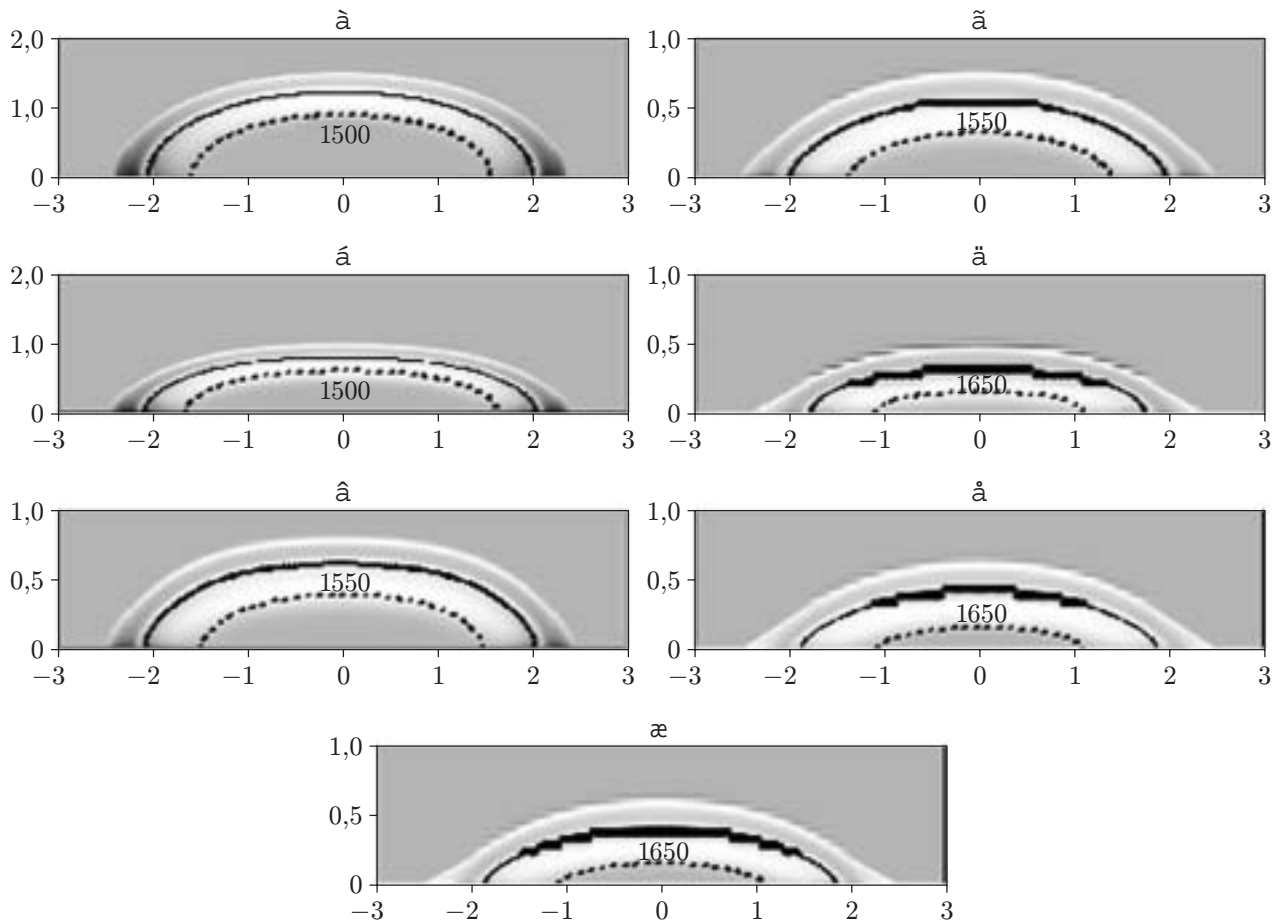


Рис. 6. Расчетное распределение углерода по сечению стального образца (расстояния — в мм) после индукционной обработки на частоте поля, равной 0,066 (а), 0,440 (б), 1,76 (в), 5,28 (г), 13,5 (д), 27,1 (е) и 40,12 МГц (ж). Параметры:  $2L_i = 4,5$  мм,  $\langle W \rangle = 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>

идут на нагревание более глубоких и боковых слоев металла, которые не претерпевают никаких структурно-фазовых превращений в результате обработки.

Обеспечение максимально эффективного вложения энергии в сталь не является самоцелью метода индукционной обработки, а предназначено для ускорения процессов образования упроченной структуры. Свойства упроченной структуры (мартенсита закалки) определяются степенью гомогенизации высокотемпературной фазы (аустенита), которая образуется на месте исходных фаз стали при ее скоростном нагреве. Поскольку этот процесс преимущественно диффузионный, то основным параметром режима обработки служит время пребывания слоя в зоне высоких температур. Совместное решение уравнений (1)–(6) позволяет определить распределение по сечению образца стали степени обогащения (обеднения) углеродом различных фаз зерна стали в произвольный момент времени как на стадии действия ВЧ-импульса, так и на стадии автозакалки.

На рис. 6 приведены расчетные картины распределения углерода по сечению стального образца, соответствующие термическим циклам “нагрев — охлаждение” на различной частоте поля и при следующих параметрах:  $2L_i = 4,5$  мм и  $\langle W \rangle = 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> (см. рис. 3, а–в — сплошные линии). При данных параметрах режимов обработки обеспечивается быстрый нагрев поверхности до температуры плавления на всем диапазоне частот.

Таким образом, приведенные на рис. 6 концентрационные поля отличаются только временем выдержки поверхности выше температуры начала превращения исходной структуры стали,  $T > A_{c1} = 1000$  К.

В зоне полного аустенитного превращения всего зерна стали концентрация углерода в тех участках, где находился до обработки безуглеродный феррит, постепенно возрастает от нуля до характерного для данной марки стали значения  $\langle C \rangle = 0,45$  % (цвет в этой зоне меняется от белого до темно-серого в зависимости от содержания углерода). Эта зона окаймляется очень узкой областью (черная полоса), в которой степень разложения перлитной составляющей зерна равна единице (т. е. концентрация углерода, полученная усреднением по объему бывших перлитных участков зерна стали, достигает максимального, или эвтектоидного, значения 0,8 %). Вне этой границы располагается переходная зона с постепенным убыванием как доли аустенита в зерне, так и степени разложения перлита. Концентрация углерода в новой (аустенитной) фазе по мере удаления от центральной точки быстро падает до начального уровня ( $C \approx 0$ ). Область сечения, которая не подвергается — согласно нашим расчетам — никаким структурно-фазовым превращениям, окрашена однородным серым цветом.

Для удобства анализа полученных данных поля распределения углерода совмещены с изотермой, наиболее близкой к границе зоны максимального превращения стали (т. е. зоны ее максимального упрочнения) в момент времени, соответствующий концу стадии нагрева. Эта изотерма на рис. 6 показана жирной пунктирной линией. Как видно, наблюдается постепенное изменение прогнозируемого состава стали после индукционной обработки на различных частотах. Если при  $f = 66 \div 440$  кГц на поверхности стального образца за время его нагрева выше 1500 К образуется слой аустенита толщиной до 0,8–1 мм, в котором концентрация углерода близка к максимальному значению 0,45 % (рис. 6, а), то при  $f \gg 440$  кГц из-за сокращения длительности импульсов заметное диффузионное насыщение углеродом до 0,2–0,3 % наблюдается только в слоях, нагреваемых выше 1550–1650 К (рис. 6, б–ж). Максимальная толщина упрочненного стального слоя при этом уменьшается пропорционально частоте поля от 0,4 мм при  $f = 1,76$  МГц до 0,15 мм при  $f = 40$  МГц. Можно прогнозировать относительное снижение при этом прочностных свойств поверхности: известно, что предел прочности мартенсита линейно зависит от концентрации углерода в нем [13].

Аналогичные закономерности наблюдаются и при увеличении средней мощности индукционной обработки до  $2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>. Но в этом случае имеет место некоторое уменьшение толщины образованного слоя аустенита с концентрацией углерода в нем выше 0,2 %. Из-за сокращения общей длительности термического цикла нижняя граница температурного интервала, в котором происходит диффузионное насыщение аустенита углеродом, сдвигается примерно на 100 К в сторону более высоких температур.

**Заключение.** Проведен анализ зависимости динамики индукционного импульсного нагрева стали для практически важных режимов обработки (со средним удельным потоком энергии, равным  $10^8$  и  $2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>, и шириной зоны воздействия импульса 1,5 и 4 мм) от частоты электромагнитного поля в интервале 0,066 ÷ 40,12 МГц. Показано, что при повышении частоты поля резко изменяется динамика тепловыделения на поверхности металла. Если при умеренных частотах (66 и 440 кГц) удельный поток энергии монотонно растет по мере повышения температуры поверхности стали пропорционально росту ее омического сопротивления, то при более высокой частоте поля (при сохранении  $\langle W \rangle = \text{const}$ ) основную роль в динамике нагрева начинают играть магнитные свойства стали. При этом на начальной стадии — вплоть до достижения температуры 1100–1200 К — в узком слое реализуется очень высокая скорость нагрева ( $10^5$  К/с). Интенсивность энерговыделения на начальной стадии примерно в 2 раза превосходит среднее значение за все время импульса.

На следующей стадии скорость нагрева стального слоя, уже потерявшего магнитные свойства, резко падает, стабилизируясь на практически постоянном уровне, который с ростом частоты поля понижается примерно до  $10^3$  К/с. По данным численных расчетов построены зависимости  $\langle W \rangle$  и коэффициента полезного действия ВЧ-импульса от максимальной температуры поверхности, которые в совокупности с данными численного моделирования структурно-фазовых превращений в зерне позволяют выбрать оптимальные режимы упрочнения стали при различных частотах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Кувалдин А. Б.** Теория индукционного и диэлектрического нагрева. М.: Изд-во Моск. энерг. ин-та, 1999.
2. **Stahli G.** Kurzzeit-Warmbehandlung // Harter.-Techn. Mitt. 1984. Bd 39. S. 81–138.
3. **Hinneberg D.** Das HF-Impulshärten und Seine Einsatzgebiete // Draht. 1992. Bd 43. S. 1000–1002.
4. **Nicht tief, aber hart** // Schweizer Maschinenmarkt. 1992. Bd 92. S. 170–173.
5. **HF-Impulshärten** // Harter.-Techn. Mitt. 1993. Bd 48. S. A43.
6. **Ploger G.** HF-Impulshärten — ein innovatives oberflächenhartungsverfahren // Elektrowarme Intern. B. 1993. Bd 51, N 3. S. 110–112.
7. **Melaab D., Longeot O.** Control of an induction heat treatment by the measure of power // IEEE Trans. on Magnetics. 1993. V. 29. P. 1558–1561.
8. **Chaboudez C., Clain S., Glardon R., et al.** Numerical modeling in induction heating for axisymmetric geometries // IEEE Trans. on Magnetics. 1997. V. 33. P. 739–745.
9. **Wang Z., Huang W., Jia W., et al.** 3D multifields FEM computation of transverse flux induction heating for moving strips // IEEE Trans. on Magnetics. 1999. V. 35. P. 1642–1645.
10. **Pascal R., Conraux P., Bergheau J. M.** Numerical simulation of induction heating processes; comparison between direct multi-harmonic and classical staggered approaches // Proc. of the 7th Intern. conf. on adv. comp. meth. heat transfer, Halkidiki (Greece), 22–24 Apr., 2002. Boston: WIT Press, 2002. P. 393–403.
11. **Шукин В. Г., Марусин В. В.** Моделирование кинетики структурно-фазовых превращений в железоуглеродистых сталях при обработке ВЧ-импульсами большой мощности // Физика и химия обраб. материалов. 2000. № 6. С. 26–39.
12. **Hussein A. M., Bringer P. P.** Closed-formed solution for the induction heating problem with rotational symmetry // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. P. 265–269.
13. **El-Sesy A., El-Baradie Z. M.** Influence carbon and/or iron carbide on the structure and properties of dual-phase steels // Materials Letters. 2002. V. 57. P. 580–585.

*Поступила в редакцию 17/VI 2003 г.,  
в окончательном варианте — 4/II 2004 г.*