

УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ДЕТАЛЕЙ МАШИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ТОКАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

В.В. Иванцовский, В.А. Батаев

Введение

Эксплуатация многих деталей машин происходит в условиях многофакторного внешнего воздействия. Одним из условий повышения эксплуатационных свойств таких деталей является формирование в поверхностном слое, как наиболее нагруженном, структуры с высокой прочностью и вязкостью. Поэтому поверхностная закалка по-прежнему остается одним из приоритетных методов упрочнения поверхностных слоев деталей машин. Следует отметить, что наиболее распространенным способом поверхностной закалки являлась закалка токами высокой частоты (ТВЧ). Практически каждое промышленное предприятие имело термический участок, оснащенный генераторами ТВЧ. Однако возникновение новых концентрированных источников энергии (лазер, плазма, электронный луч) несколько снизили интерес к закалке ТВЧ.

Дальнейшее совершенствование технологии индукционной термообработки привело к возникновению нового способа, названного авторами высокоэнергетический нагрев токами высокой частоты (ВЭНТВЧ) [1]. Данный способ позволяет реализовать удельные мощности нагрева при непрерывно-последовательном способе порядка 300 МВт/м^2 , при импульсном режиме – до 500 МВт/м^2 . Схема обработки представлена на рисунке 1.

Характерные особенности присущие

ВЭНТВЧ заключаются в следующем. Для максимальной концентрации энергии в локальном объеме материала нагрев осуществляется при частоте тока 440000 Гц . Инструментом является индуктор петлевого типа, изготавливаемый плоским с минимальной шириной активного провода индуктора ($b_{\min} = 1,2 \text{ мм}$) и оснащенный ферритовым магнитопроводом с высокой магнитной проницаемостью. Обработка осуществляется с минимальными технологически возможными зазорами $\delta = 0,1 \dots 0,5 \text{ мм}$. С целью устранения возможности перегорания активного провода и обеспечения надежного отвода теплоты толщина стенок индуктора составляет $a = 0,12 \dots 0,15 \text{ мм}$.

Естественно при этом усложняются трудоемкость и требования к изготовлению таких индукторов. Кроме того, поддержание постоянных малых зазоров между индуктором и обрабатываемой деталью также повышает требования к закалочным установкам, превращая их уже собственно в станки. Однако с учетом того, что большинство деталей после термообработки для обеспечения окончательных геометрических размеров проходят финишную механическую обработку, нами предлагается совместить эти две стадии технологического процесса на одном оборудовании. Для этого станок, который используется на финишной механической обработке, дополнительно оснащается выносным закалочным контуром [2].

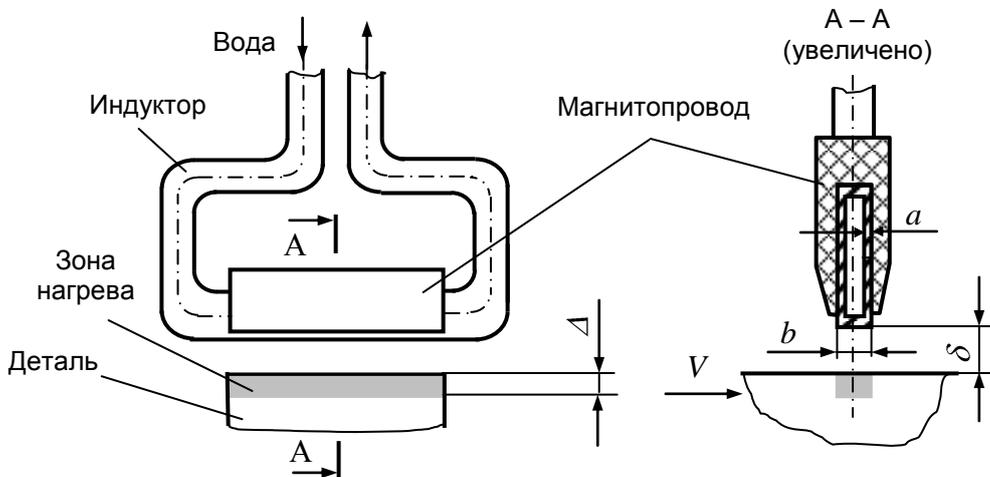


Рисунок 1 - Схема обработки при ВЭНТВЧ

УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСНЫХ СЛОЕВ ДЕТАЛЕЙ МАШИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ТОКАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Для успешной реализации в производстве предлагаемой финишной стадии технологического процесса изготовления деталей необходим надежный механизм назначения режимов обработки, которые обеспечили бы требуемый комплекс характеристик качества поверхностного слоя. При этом воспользоваться диаграммами преимущественных режимов закалки, используемых в практике поверхностной закалки ТВЧ, невозможно, так как уровень удельных мощностей нагрева, свойственных ВЭНТВЧ, на порядок выше традиционной закалки ТВЧ (до 20 МВт/м²). Построение новых диаграмм для ВЭНТВЧ затруднено из-за сложности контроля скорости и конечной температуры нагрева (скорости нагрева десятки и даже сотни тысяч градусов в секунду).

Как и при любом другом методе упрочнения, связанном с термическим воздействием на металл, такие показатели качества упрочненного слоя, как глубина, твердость, знак величина и характер распределения остаточных напряжений, будут определяться составом структур и закономерностью их распределения по глубине материала. В свою очередь тип формируемых структур зависит от параметров термических циклов, реализуемых в поверхностных слоях материала: скорости нагрева при температурах фазовых переходов V_H , скорости охлаждения в интервале температур наименьшей устойчивости аустенита V_{O1} и в интервале температур мартенситного образования V_{O2} , максимальной температуры T_{max} и времени нахождения материала при температурах фазовых переходов τ_B .

Целью настоящей работы является установление взаимосвязи режимов ВЭНТВЧ через численные значения параметров термических циклов с глубиной упрочнения.

Объектом исследования в данной работе является процесс упрочнения ВЭНТВЧ (без оплавления) поверхностного слоя стали 45. Диапазон исследуемых режимов: удельная мощность – до $3,0 \cdot 10^8$ Вт/м², скорость движения источника – до $100 \cdot 10^{-3}$ м/с, размер источника – (1,2...2,4) мм, с использованием принудительного охлаждения. В качестве источника энергии использовали генератор ВЧГ 6/0,44 (частота тока 440000 Гц, глубина проникновения тока в горячий металл – 0,76 мм).

Процесс ВЭН ТВЧ осуществляется с высокими скоростями порядка нескольких десятков и даже сотен тысяч градусов Цельсия в секунду. Это затрудняет экспериментальное определение численных значений параметров термических циклов. В связи с этим

были поставлены следующие задачи - провести численное моделирование температурных полей и структурно-фазовых превращений в стали 45 при действии объемного источника тепла.

Моделирование температурных полей в материале

Решение данной задачи осуществлялось наиболее распространенным в теории теплопроводности методом конечных разностей. Чтобы воспользоваться разработанным математическим аппаратом теории теплопроводности, необходимо соответствующим образом описать тепловой источник в месте его действия. Это можно сделать лишь с учетом специфических особенностей характерных нагреву ТВЧ.

При нагреве ТВЧ источником выделения энергии являются вихревые токи, возникающие в материале при воздействии переменных магнитных и электрических полей. Величина удельной мощности нагрева будет определяться плотностью тока J , характер изменения которого по глубине металла описывается зависимостью

$$J_z / J_0 = e^{-Z \cdot \sqrt{\frac{\pi \mu_0 \mu f}{\rho_e}}}$$

Здесь J_z – плотность тока на глубине Z ; J_0 – плотность тока на поверхности; ρ_e – удельное электрическое сопротивление; f – частота тока; μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость вакуума; μ – относительная магнитная проницаемость материала. Из этой зависимости следует, что максимальная плотность тока будет у поверхности металла. Уменьшение амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей происходит по экспоненциальному закону. На расстоянии от поверхности, равном

$$\Delta = \sqrt{\frac{\rho_e}{\pi \mu_0 \mu f}}, \quad (1)$$

амплитуда волны уменьшится в $e = 2,718$ раз, т.е. упадет до 38 % от своего начального значения. Эту величину принято считать глубиной проникновения тока. При оценке мощности, выделяемой вихревыми токами, принято считать, что ток течет только в слое, толщина которого равна глубине проникновения, причем плотность тока одинакова во всем слое, а во внутренних слоях ток отсутствует. Следует отметить, что данное упрощение при моделировании температурных полей оказывает существенное влияние на распределение температур по глубине ма-

териала, особенно при исследовании переходных зон.

При нагреве стали, изменяются ее удельное электрическое сопротивление и магнитная проницаемость, причем удельное сопротивление возрастает вплоть до точки магнитных превращений, после чего его рост замедляется. Магнитная проницаемость слабо зависит от температуры примерно до 650...700 °С, после чего быстро уменьшается и достигает величины, примерно равной магнитной проницаемости вакуума. Обычно считается, что она падает скачком. В связи с этим и глубина проникновения тока в сталь возрастает при нагреве в 8...10 раз. Поэтому в технической литературе принято различать глубину проникновения тока в холодный (до температуры точки Кюри) и в нагретый металл (выше температуры точки Кюри). Последнюю величину для краткости называют *горячей глубиной проникновения тока* Δ_k .

Из вышеизложенного следует, что распределение энергии по глубине материала, не является постоянным. В технической литературе различают три последовательные стадии нагрева, соответствующих характерному изменению свойств материала ферромагнитного тела с ростом температуры: холодный режим (температура тела $T = const$ и меньше температуры точки магнитных превращений T_K); промежуточный режим ($T \neq const$, $T < T_K$) и горячий режим ($T > T_K$) [4]. Каждой из этих стадий соответствует свой уровень удельной мощности, определяемый значениями амплитуды магнитного поля на поверхности, удельным электросопротивлением и относительной магнитной проницаемостью материала.

При этом определение удельной мощности нагрева связано с переменной напряженностью магнитного поля, которое достаточно сложно технологически обеспечить. На практике в качестве технологических режимов упрощения удобно использовать следующие параметры: размер источника, скорость его перемещения относительно обрабатываемой поверхности и удельная мощность источника, которую легко можно настроить для любого типа индукторов, например, калориметрическим методом. В связи с этим, учитывая специфику ВЭН ТВЧ, можно адаптировать математическую модель к реальным технологическим условиям, не противореча физике самого процесса.

Кинетические кривые нагрева ТВЧ поверхности изделия имеют перегиб в интервале температур 700...800 °С. Процесс нагрева разделяется на начальный этап с большой

почти постоянной скоростью нарастания температуры и этап замедленного нагрева выше температуры потери стали магнитных свойств. В период интенсивного протекания фазовых превращений во многих случаях наблюдается горизонтальная или наклонная площадка, связанная с остановкой или замедлением роста температуры. Одной из причин этого является интенсивное поглощение теплоты в процессе превращения перлита в аустенит. Другая причина заключается в перераспределении выделяемой энергии по сечению изделия при достижении на поверхности температуры точки Кюри T_K . Когда поверхностные слои начинают терять ферромагнитные свойства, максимум интенсивности выделения энергии смещается в глубь изделия, а нагрев поверхности замедляется.

Так как процесс ВЭН ТВЧ характеризуется большими скоростями нагрева, то перлитно-аустенитное превращение заканчивается при температурах, превышающих точку Кюри. Следовательно, основной причиной замедления нагрева в точке магнитных превращений является перераспределение энергии по сечению изделия. Действительно, в процессе нагрева всегда создается некоторый температурный градиент по сечению обрабатываемого объекта. Величины ρ_e и μ зависят от температуры материала. Распространение электромагнитного процесса происходит, таким образом, в среде с переменными ρ_e и μ . Вычисление распределения токов в материале, ρ_e и μ которого непрерывно меняются от точки к точке, представляет большие математические трудности. В работе [3] рассмотрен более простой случай, когда материал как бы состоит из двух слоев, имеющих разные ρ_e и μ . Если первый слой нагрет выше температуры 800 °С, а второй не подвергся нагреву (20 °С), то распределение вихревого тока точно соответствовало бы зависимости, представленной на рисунке 2. Следовательно, при условии, когда верхний слой материала потерял ферромагнитные свойства, а нижележащий слой нагрет до температуры не превышающей температуры точки Кюри, происходит перераспределение плотности тока. Максимум энерговыделения смещается от поверхности в слой, не потерявший ферромагнитные свойства.

На основании вышеизложенного, а также с учетом дальнейшего решения тепловой задачи методом конечных разностей, динамику процесса нагрева ТВЧ можно представить в следующем виде (рисунок 3).

УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСНЫХ СЛОЕВ ДЕТАЛЕЙ МАШИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ТОКАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

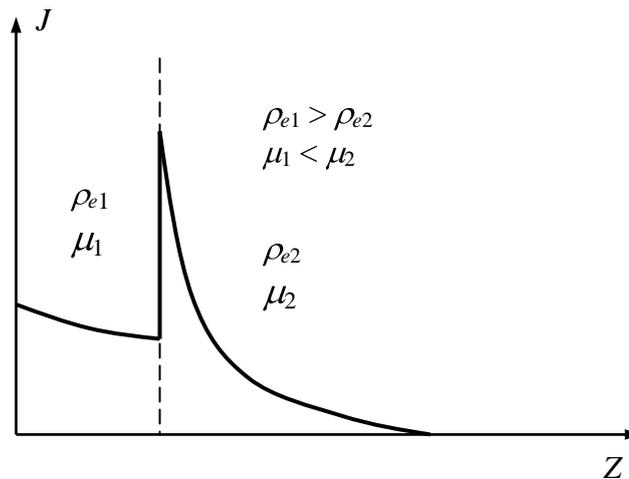


Рисунок 2 - Распределение плотности тока по глубине в двухслойной среде

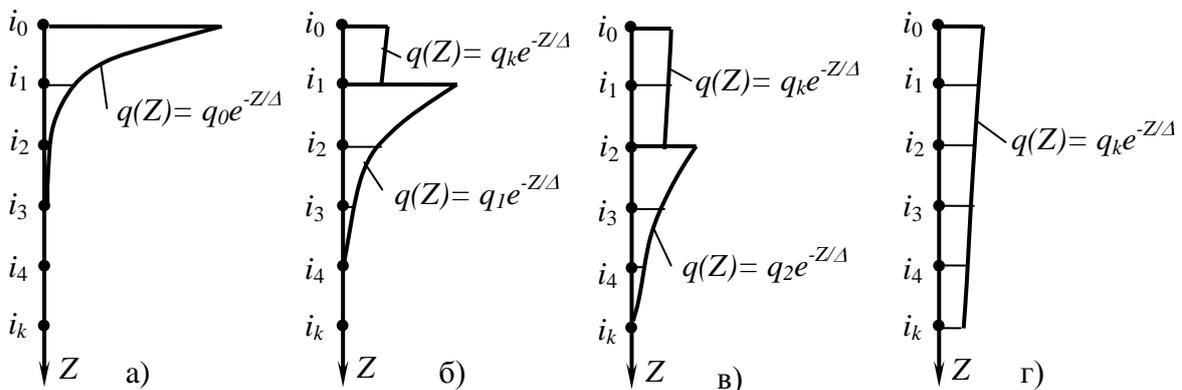


Рисунок 3 - Распределение удельной мощности по глубине материала на разных стадиях нагрева ТВЧ: а) – $T_0 < T_k$; б) – $T_0 \geq T_k, T_1 < T_k$; в) – $T_0 > T_k, T_1 \geq T_k, T_2 < T_k$; г) – $T_0, T_1, T_2 \dots T_{ik} \geq T_k$

Весь процесс перераспределения энергии по глубине материала также разбит на три этапа: начальный, промежуточный и конечный. Причем на начальном и конечном этапе материал рассматривается как однородный (ρ_e и μ в пределах слоя, где выделяется энергия, имеют одно значение). На промежуточном этапе материал рассматривается как двухслойный (верхний, потерявший ферромагнитные свойства, и нижний, еще ими обладающий).

В начале процесса, когда не один слой материала не нагрет до температуры точки Кюри (рисунок 4.а), распределение удельной мощности по глубине материала описывается зависимостью

$$q(Z) = q_0 e^{-Z \cdot \sqrt{\frac{\pi \mu_0 \mu}{\rho_e}}}, \quad (2)$$

где q_0 – удельная мощность в поверхностном слое, определяется исходя из общей подводимой энергии; ρ_e и μ при температуре $T = 20^\circ\text{C}$. Для стали глубина проникновения тока в холодный металл при $f = 440$ кГц порядка 0,04...0,10 мм, следовательно, и температура в первый период нагрева будет возрастать лишь в тонком поверхностном слое.

В конечной стадии нагрева, когда все слои материала на глубине Δ_k нагреты выше температуры точки Кюри (рисунок 4.г), распределение удельной мощности по глубине также определяется по зависимости (2), толь-

ко с соответствующим уровнем удельной мощности на поверхности q_k и значениями ρ_e и μ для температур превышающих T_k .

Переход между этими стадиями осуществляется постепенно. Когда температура поверхностного слоя достигнет значения T_k , магнитная проницаемость его станет близкой к единице. Количество энергии, выделявшейся в этом слое, уменьшится (рисунок 4.б). Удельная мощность, действующая в этом слое, будет соответствовать уровню мощности для этого слоя на последней стадии нагрева (рисунок 4.г). Оставшаяся большая часть энергии будет выделяться в более глубоких слоях, еще обладающих ферромагнитными свойствами. При этом распределение удельной мощности по глубине также определяется по зависимости (2). Значения ρ_e и μ берутся для значений текущей температуры этого слоя, а q_1 определяется с учетом потери части мощности в поверхностном слое. В данных условиях более интенсивный рост температуры будет наблюдаться в слое i_1 . По мере достижения в этом слое температуры T_k вновь произойдет перераспределение энергии по такому же алгоритму (рисунок 4.в).

Глубина проникновения тока будет увеличиваться до тех пор, пока не достигнет значения, при котором почти вся подводимая энергия будет поглощаться в горячем неферромагнитном слое (рисунок 4.г). При этом снижение максимального уровня выделяемой энергии происходит постепенно по мере расширения зоны, в которой сталь потеряла магнитные свойства.

При нагреве ТВЧ форма источника в плоскости X-Y является прямоугольной со сторонами равными ширине и длине паза магнитопровода, которым оснащен активный провод индуктора. Распределение удельной мощности по длине источника считаем равномерной. На основании работы [4], где отмечается, что при соотношении $b/\delta > 5$ картина действительного распределения удельной мощности близка к идеализированной, считаем распределение удельной мощности по ширине индуктора так же равномерной (рисунок 4).

Расчет температурного поля в материале сводится к решению уравнения стационарной теплопроводности методом конечных разностей с учетом начальных и граничных условий, отражающих особенности распределения тепла в реальной технологической схеме [5].

Сформированные таким образом конечно-разностные математические соотношения

должны замкнуть расчетную схему, т.е. охватить все граничные поверхности материала.

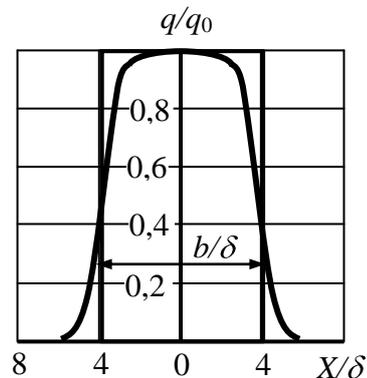


Рисунок 4 – Распределение удельной мощности под индуктором: $b/\delta = 10$

Решение данных уравнений осуществляется в явном виде, то есть значение температуры в каждой точке расчетной области в данный момент времени $T_{i,j}^{\tau+1}$ определяется через значение температур в ближайших точках в предыдущий момент времени τ . В связи с тем, что рассматриваемая схема является явной, то ее решение является устойчивым лишь при определенных значениях шага разностной сетки и шага по времени. При выборе шага сетки и расчете шага по времени $\Delta\tau$ необходимо учитывать их взаимосвязь через критерий Фурье.

$$F_0 = \frac{\lambda(T)}{C\rho(T)} \frac{\Delta\tau}{H^2}, \quad (3)$$

где λ , C , ρ - соответственно коэффициент теплопроводности, теплоемкость, плотность материала. Уравнения имеют устойчивое решение при $F_0 \leq 0,25$.

Полученная система уравнений дает возможность рассчитать температурное поле в материале для любого момента времени, а также определить численные значения параметров термических циклов. Численные значения температурных полей в материале в свою очередь являются исходными данными для моделирования структурно-фазовых превращений в стали.

Моделирование структурно-фазовых превращений в материале

На основании работы [6], посвященной изучению процесса скоростной аустенитизации стали, принимаем, что основной механизм образования аустенита в стали является

УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСНЫХ СЛОЕВ ДЕТАЛЕЙ МАШИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ТОКАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

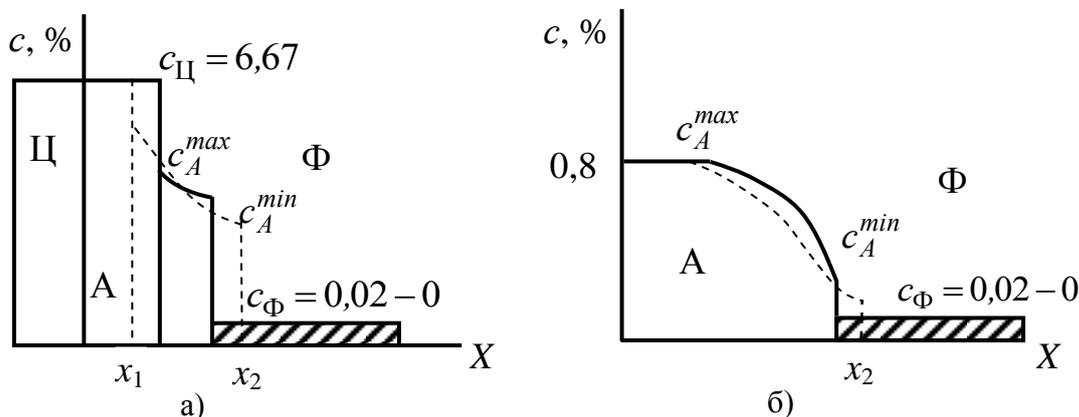


Рисунок 5 – Схема перераспределения концентрации углерода при нагреве стали:
а) – эвтектоидной ; б) - доэвтектоидной

ся диффузионным. При быстром нагреве наблюдаются два независимых превращения основных структурных составляющих стали. У доэвтектоидной стали – сначала диффузионное превращение перлита и при температуре, соответствующей точке *G* на диаграмме железо – углерод, бездиффузионное превращение избыточного феррита. У заэвтектоидной стали – диффузионное превращение перлита и при температуре, соответствующей точке *E*, превращение цементито-аустенитной смеси в расплавленный эвтектический чугун. Положение точек *G* и *E* при высоких скоростях нагрева смещается в область больших температур. Численное значение температур этих точек при скоростных режимах нагрева может быть описано уравнениями

$$T_G = 3.81 \cdot \ln(V_H) - 900;$$

$$T_E = 4.35 \cdot \ln(V_H) - 1170,$$

где V_H – скорость нагрева в критическом интервале температур, °C/c

Для доэвтектоидной стали диффузионная задача решается в два этапа [7].

Первый этап превращение перлита в аустенит. Скорость роста аустенита контролируется скоростью диффузии углерода от границы "цементит – аустенит" - x_1 к границе "аустенит – феррит" - x_2 (рисунок 5а). При этом для данной температуры T_i концентрация углерода в аустените на границе x_2 – c_A^{\min} определяется из диаграммы $Fe - Fe_3C$ по линии GS , а на границе x_1 – c_A^{\max} - по линии SE .

Для полного роста зерен аустенита необходимо перемещение границы x_2 до середины расстояния между цементитными пластинами, т.е. на расстояние, равное половине межпластинчатого размера Δ_0 . Это допущение связано с тем, что кристаллы аустенита растут навстречу друг к другу до соприкосновения. Граница x_1 перемещается до половины толщины

цементитной пластины. Далее идет выравнивание концентрации углерода.

Для решения диффузионной задачи используем уравнение Фика, которое с учетом граничных условий (рисунок 4а) для эвтектоидной стали запишутся так:

$$\text{при } 0 \leq x_1 \leq x < x_2 \leq \frac{\Delta_0}{2}$$

$$\frac{\partial c_A}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} D \frac{\partial c_A}{\partial x}; \quad (4)$$

$$\text{при } x = x_1$$

$$-D \frac{\partial c}{\partial x} = c_{\text{Ц}} - c \frac{\partial x_1}{\partial \tau},$$

$$c = c_A^{\max}$$

$$\text{при } x = x_2$$

$$D \frac{\partial c}{\partial x} = c_{\text{Ф}} \frac{\partial x_2}{\partial \tau},$$

$$c = c_A^{\min}$$

$$D = D_0 \exp(-E/RT),$$

где D – коэффициент диффузии, м²/с; D_0 – коэффициент, зависящий от кристаллической решетки м²/с; E - энергия активации, Дж/моль; R – газовая постоянная Дж/(моль·К); T – абсолютная температура, К.

Второй этап - превращение избыточного феррита. После растворения перлитного цементита процесс превращения и концентрационное перераспределение углерода несколько видоизменяется. В соответствии с граничными условиями (рисунок 5б) расчетные зависимости принимают вид:

$$\text{при } 0 \leq x < x_2 \leq \frac{d_{\text{П}}}{2} + \frac{d_{\text{Ф}}}{2};$$

$$\frac{\partial c_A}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} D \frac{\partial c_A}{\partial x};$$

при $x = x_2$

$$D \frac{\partial c}{\partial x} = c_{\phi} \frac{\partial x_2}{\partial \tau},$$

$$c = c_A^{\min}$$

где d_{Γ} , d_{Φ} – средний размер перлита и избыточного феррита.

Для получения численного решения этой задачи так же воспользуемся методом конечных разностей. Однако при этом надо так же учитывать условие устойчивости

$$\frac{\Delta \tau}{H^2} \leq \frac{1}{2D}. \quad (5)$$

Значения температур и интервала времени $\Delta \tau$ берется из решения тепловой задачи. Однако если при расчете температурных полей в материале геометрическую область исследования можно описать в миллиметрах, то при решении диффузионной задачи – в нанометрах. Чтобы развязать эту зависимость двух задач, и с учетом того, что диффузионная задача в исходной постановке является линейной, можно ее расчетную схему привести к неявному виду. Так уравнение (4) запишется в конечных разностях в следующем виде

$$c_i^{\tau+1} = c_i^{\tau} - \frac{D \Delta \tau}{H^2} (c_{i+1}^{\tau+1} - 2c_i^{\tau+1} + c_{i-1}^{\tau+1})$$

Оно отличается от уравнения, записанного в явном виде, лишь тем, что величины в правой части берутся не для момента времени τ , а для $(\tau+1)$ -го. Это приводит к тому, что каждое из уравнений (4), связывая значения

$c_i^{\tau+1}$ в трех точках, не дает явного выражения

для $c_i^{\tau+1}$, и для нахождения последних необходимо решать систему линейных уравнений. При этом снимается условие устойчивости (5) и расчет диффузионной задачи может проводиться с любым интервалом времени, полученным из решения тепловой задачи.

Данную систему уравнений можно легко решить методом Гауса с выбором главного элемента на ЭВМ. В результате вычислений получается массив концентраций в узлах расчетной сетки для текущего момента времени.

Далее в зависимости от процентного содержания углерода в аустените по термокинетическим кривым распада аустенита определяются критические скорости охлаждения в интервале наименьшей устойчивости аустенита. Данные значения сравниваются с расчет-

ными значениями скоростей охлаждения на данной глубине, на основании чего делается вывод о возможности фиксации структуры мартенсита. За глубину закаленного слоя принимаем расстояние от поверхности до зоны со структурой, содержащей 50 % мартенсита.

Результаты прогнозирования глубины упрочненного слоя были проверены экспериментально. Погрешность прогноза в исследуемом диапазоне режимов не превышала 8 %.

Результаты и обсуждение

Установить взаимосвязь параметров термических циклов непосредственно с режимами и свойствами упрочненного поверхностного слоя трудно, так как изменение одного из параметров приводит к изменению остальных. Поэтому предлагается установить эту связь посредством интегральной температурно-временной характеристики S , объединяющей в себе все перечисленные параметры термических циклов [8]. Геометрически эта характеристика определяется величиной площади, ограниченной сверху кривой нагрева, а снизу прямой, соответствующей температуре A_{c1} , которая легко считается в процессе моделирования температурных полей. Эта величина характеризует суммарное время и температуры, при которых происходит процесс образования аустенита и его гомогенизация. Физический смысл этой характеристики становится ясным из зависимости

$$S = Q \cdot R_T,$$

где Q – энергия, Дж, R_T – термическое сопротивление материала, °C·с/Дж.

Использование интенсивного душевого охлаждения и наличие холодных нижележащих слоев материала позволяют превысить критические скорости охлаждения в интервале температур наименьшей устойчивости аустенита (700...500 °C) и нивелировать процесс самоотпуска в области температур образования мартенсита (350...150 °C). При этом тип структур упрочненного слоя будет формироваться в процессе нахождения материала при температурах фазовых переходов. Следовательно, управление этой характеристикой позволяет целенаправленно формировать состав структур в упрочненном и переходном слоях обрабатываемого материала.

Посредством численного моделирования температурных полей и структурно-фазовых превращений в материале при упрочнении ВЭН ТВЧ была установлена связь температурно-временной характеристики, реализуемой в поверхностном слое, с режимами обработки (рисунок 6) с одной стороны и глубиной и твердостью упрочненного слоя (табл.) с другой стороны.

**УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСНЫХ СЛОЕВ ДЕТАЛЕЙ МАШИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО НАГРЕВА ТОКАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ**

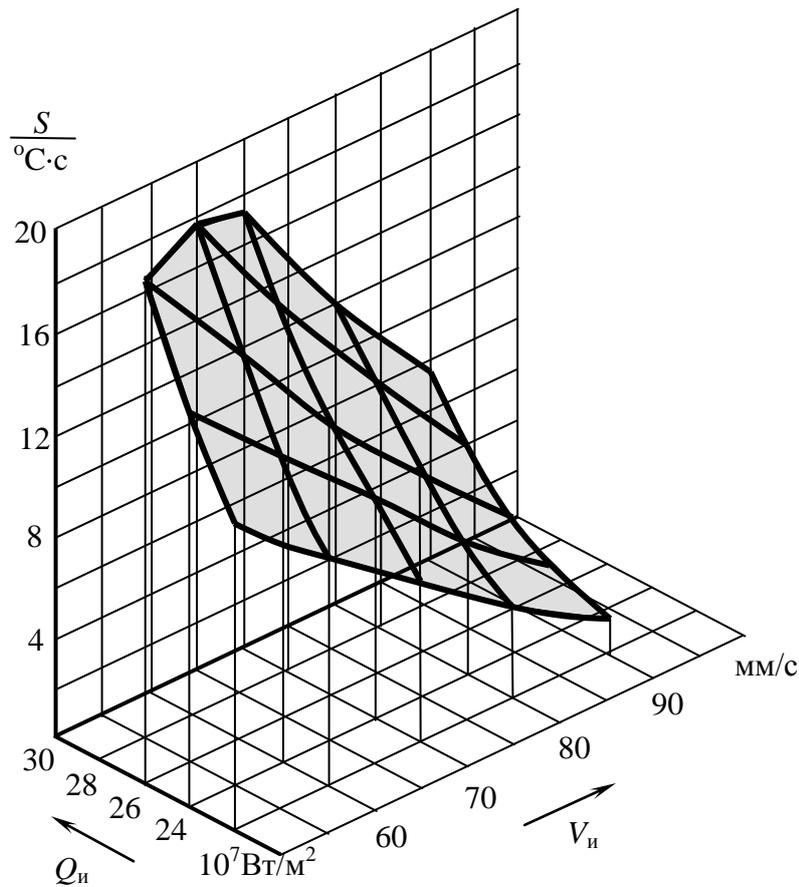


Рисунок 6 - Зависимость температурно-временной характеристики от скорости и мощности источника нагрева.

**Взаимосвязь параметров термических циклов с глубиной и
твердостью упрочненного слоя**

Параметры термических циклов				S, °C·c	Твердость и глубина упрочненного слоя	
$T_{max},$ °C	$\tau_{B_3},$ $10^{-3}c$	$V_n, 10^3$ °C/c	$V_{01},$ 10^3 °C/c		HV01, МПа	$h,$ $10^{-3} м$
≤ 1100	≤ 20	> 90	> 18	≤ 5	< 5000	$< 0,4$
1100...1400	20...35	70...95	13...18	5...12	5000...7000	0,4...0,8
1400...1600	36...50	50...80	8...13	12...20	7000...8000	0,8...1,1

Выводы

1. В исследуемом диапазоне режимов упрочнения установлена численная связь параметров термических циклов, реализуемых в поверхностных слоях стали 45, с глубиной и твердостью упрочненного слоя.

2. Для практического использования результатов исследований предложена интегральная температурно-временная характеристика, упрощающая процедуру назначения режимов упрочнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дворников В.Н., Русин П.И. Импульсная закалка с высокоэнергетического нагрева ТВЧ // Сб. тезисов докл. Всесоюзной научно-техн. конференции "Новые металлы и технология термической обработки металлов". – Киев: МДНТП, 1985. – С. 38-40.
2. Иванцовский В.В., Чесов Ю.С., Птицын С.В. Интеграция процессов механической и поверхностной термической обра-

ботки на станочном оборудовании // Вестник машиностроения. 2001. №10. С.53-56.

3. Бабат Г.И. Индукционный нагрев металлов и его промышленное применение – М.-Л.: Энергия, 1965. – 552 с.

4. Слухоцкий А.Е., Рыскин С.Е. Индукторы для индукционного нагрева – Л.: Энергия, 1974. – 264 с.

5. Иванцовский В.В., Батаев В.А. Расчет параметров термических циклов реализуемых в материалах при действии объемных источников нагрева // Актуальные проблемы электронного приборостроения: Труды V междунар. конф. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2001. – Т.3. – С.145 – 150.

6. Гріднев В.Н., Мешков Ю.А., Ошкардеров С.П., Трефилов В.И. Физические осно-

вы электротермического упрочнения стали– Киев: Наукова думка, 1973. –335 с.

7. Григорьянц А.Г., Сафонов А.Н. Основы лазерного термоупрочнения сплавов – М: Высшая школа, 1988. – 159 с.

8. Иванцовский В.В., Батаев В.А. Связь параметров термических циклов, реализуемых в поверхностных слоях деталей машин, с глубиной упрочнения при воздействии объемных концентрированных источников нагрева // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 2004. - № 10. – С. 30-34.

Новосибирский государственный технический университет