

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ НЕПОДВИЖНОГО ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА

Структурные превращения в конкретном материале, обрабатываемом с помощью струи плазмотрона, связаны прежде всего с уровнем и продолжительностью теплового воздействия струи в ограниченной области тела, примыкающей к зоне нагрева. Поэтому знание пространственно-временного распределения параметров температурного поля по объему этой зоны представляет практический интерес, причем имеют значение два режима нагружения – струей неподвижного источника и струей источника, движущегося с заданной постоянной скоростью. Решение задач подобного типа известны и приведены во многих работах, в частности в [1, 2]. В этих работах результаты решения применяются к описанию температурного поля при сварке с помощью газовых горелок и электрической дуги, а также для случаев лазерного и электронно-лучевого воздействий. По своей природе тепловые характеристики струи плазмотрона находятся в промежуточной зоне между соответствующими характеристиками указанных источников, поэтому можно считать, что использованные в [1, 2] подходы к постановке и решению задачи по определению температурных полей в твердом теле допустимо использовать и применительно к плазменному нагружению. Поэтому была разработана вычислительная программа (язык FORTRAN), основанная на приведенных в [1, 2] решениях для нагружения полупространства.

При закалке металлоизделий высокоэнергетическим источником тепла важную роль играет время нагружения, т. к. в возможном диапазоне интенсивностей воздействия и требований к достижению температур, не превышающих заметно температур плавления или кипения материала, с одной стороны, но достаточных для прохождения фазовых превращений и требуемой трансформации структуры материала с другой, глубина проникновения тепла внутрь тела и соответственно возникающая зона теплового воздействия измеряется долями миллиметра. Поэтому фактическая толщина детали большой роли не играет и может рассматриваться как бесконечная. Аналогичный геометрический порядок зона теплового воздействия имеет и в направлении вдоль поверхности, поэтому для решения задач наиболее удобным методом является использование функций Грина (метод мгновенно-приложенного точечного источника) [1–3] при соответствующем интегрировании воздействия по площади пятна нагрева. Кроме того, вблизи поверхности нагреваемого тела частицы струи приобретают скорость, направленную вдоль поверхности, что нарушает исходные предпосылки рассматриваемого классического процесса теплопередачи от струи к телу.

Для описания поля температур используется линейное уравнение теплопроводности с граничным условием второго рода [4, 5]. В зависимости от конкрет-

ной задачи рассматриваются в одномерной или пространственной постановке для теплового потока в форме пятна с равномерной интенсивностью $q(r) = q_0 = const$ либо распределенной по нормальному закону $q(r) = q_0 \exp(-kr^2)$. Интенсивность потока во времени принимается постоянной.

В определенных случаях, в частности на начальных фазах нагрева, когда можно принять, что радиус пятна нагрева $r_f \ll (\alpha t)^{1/2}$ в точках, близких к оси потока, можно использовать одномерные решения, описывающие распределение температуры в зависимости от времени t и глубины z расположения точки под нагружаемой тепловым потоком поверхностью. В этом случае для температуры $T(z, t)$ имеет место зависимость [1]:

$$T(z, t) = 2q_0 \frac{\sqrt{at}}{\lambda} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right), \quad (1)$$

где $\operatorname{ierfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) - x \cdot \operatorname{erfc}(x)$ – интеграл от функции интеграла вероятности $\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi$, T – температура, t – время, z – координата вдоль оси воздействия, λ – теплопроводность материала, a – коэффициент температуропроводности, $a = \lambda/c\rho$, q_0 – плотность теплового потока. Для вычисления интеграла вероятности используется его представление в виде ряда. Эффективная толщина зоны теплового влияния составляет $\frac{z}{2\sqrt{at}} \approx 1,6$.

Для пространственного случая, когда глубина проникновения теплоты в тело не превосходит радиуса пятна нагрева, при $q = const$ для $T(r, z, t)$ имеют место зависимости:

$$T(0, z, t) = 2 \frac{q_0 \sqrt{at}}{\lambda} \left\{ \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) - \operatorname{ierfc}\left[\frac{\sqrt{z^2 + r_f^2}}{2\sqrt{at}}\right] \right\}, \quad (2)$$

$$T(0, 0, t) = 2 \frac{q_0 \sqrt{at}}{\lambda} \left\{ 1,1284 - \operatorname{ierfc}\left(\frac{r_f}{2\sqrt{at}}\right) \right\}, \quad (3)$$

при $q(r) = q_0 \exp(-kr^2)$:

$$T(0, 0, 0, t) = \frac{P_0}{2\lambda\sqrt{4\pi at_0}} \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}}, \quad (4)$$

где $t_0 = \frac{1}{4ak}$ – постоянная времени. Предельная температура в центре пятна

нагрева составит $T(0,0,\infty) = \frac{q_0 r_f}{\lambda}$.

Для источника с гауссовым распределением интенсивности теплового потока $q(r) = q_0 \exp(-kr^2)$ в случае, когда не наступает расплавление материала, температура в центральной точке не превысит значения

$$T(0,0,\infty) = \frac{P_0}{2\lambda} \sqrt{\frac{k}{\pi}} = \frac{q_0}{2\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{k}}, \quad (5)$$

где $P_0 = q_0 \frac{\pi}{k}$ – эффективная мощность источника тепла, k – коэффициент сосредоточенности потока, характеризующий концентрацию энергии в пятне нагрева, определяется по формуле

$$k = \frac{1}{(r_f)^2}. \quad (6)$$

Исходя из приведенных формул найдены уровни критических интенсивностей потоков q_0^{nl} или время τ достижения на поверхности материала температуры плавления T^{nl} :

при $q = const$:

$$q_0^{nl} = 0,885 T^{nl} \frac{\lambda}{\sqrt{a\tau}}; \quad (7)$$

$$\tau = 0,79 \frac{(\lambda T^{nl})^2}{q_0^2 a}; \quad (8)$$

при $q(r) = q_0 \exp(-kr^2)$:

$$q_0^{nl} = 1,128 \lambda T^{nl} \sqrt{k}. \quad (9)$$

Величина теплового потока плазмотрона вычисляется по формуле:

$$Q = U \cdot I \cdot \eta, \quad (10)$$

где I – ток дуги, U – напряжение дуги, η – коэффициент полезного действия.

С использованием компьютерной программы определена температура в обрабатываемой детали при действии неподвижным равномерно распределенным и нормально-круговым сосредоточенным потоком. Температура предельного состояния в центре пятна нагрева при $t \rightarrow \infty$ определяется по формуле (5), а критический тепловой поток при $T = T^{nl}$ – по формулам (7) для равномерно распределенного потока и (9) для нормально-кругового. Расчет температуры на поверхности и в центре пятна нагрева при $q = const$ проводится по формуле (3), при $q(r) = q_0 \exp(-kr^2)$ – по формуле (4). Изменение температуры по оси z при

действии равномерно распределенного источника нагрева исследуется по формуле (2). При действии нормально-кругового сосредоточенного потока по формуле (10) определяются температура по глубине $T(0, z, t_k)$ по оси z при $t = t_k$ и температура на поверхности $T(0, z, t_k)$ на момент конца расчета. Температура предельного состояния при указанных выше режимах составила $T_{пред} = 1897,9$ °С для равномерно распределенного и $T_{пред} = 1682,0$ °С для нормально-кругового потока, критический тепловой поток: $q_0^{nl} = 1,26 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ для равномерного и $q_0^{nl} = 5,07 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ для распределенного по нормальному закону. Результаты расчетов при указанных выше режимах нагрева и характеристиках материала приведены на рисунках 1–5.

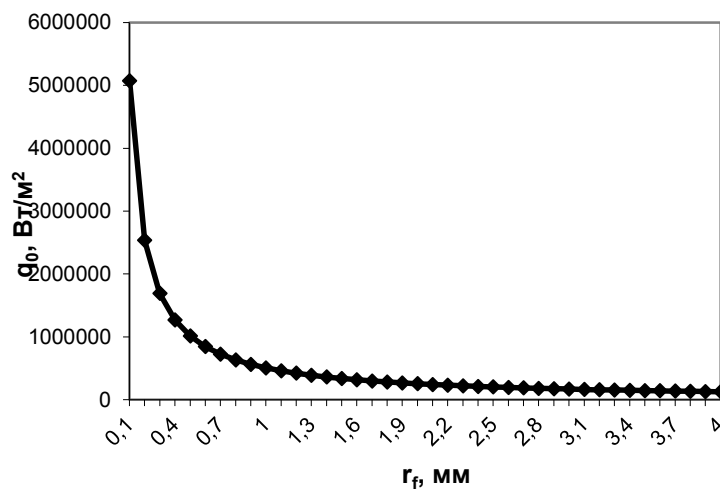


Рисунок 1 – Зависимость максимального теплового потока от радиуса пятна нагрева при действии нормально-кругового сосредоточенного потока

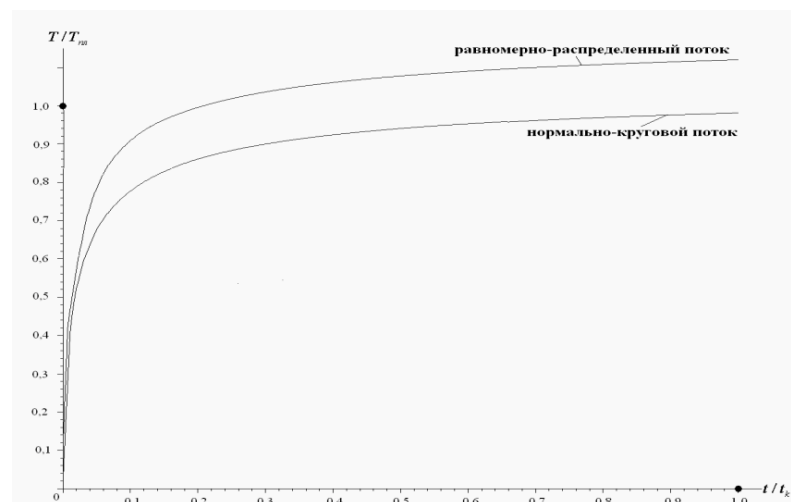


Рисунок 2 – Зависимости безразмерной температуры T/T_m на поверхности в центре пятна нагрева от безразмерного времени t/t_k

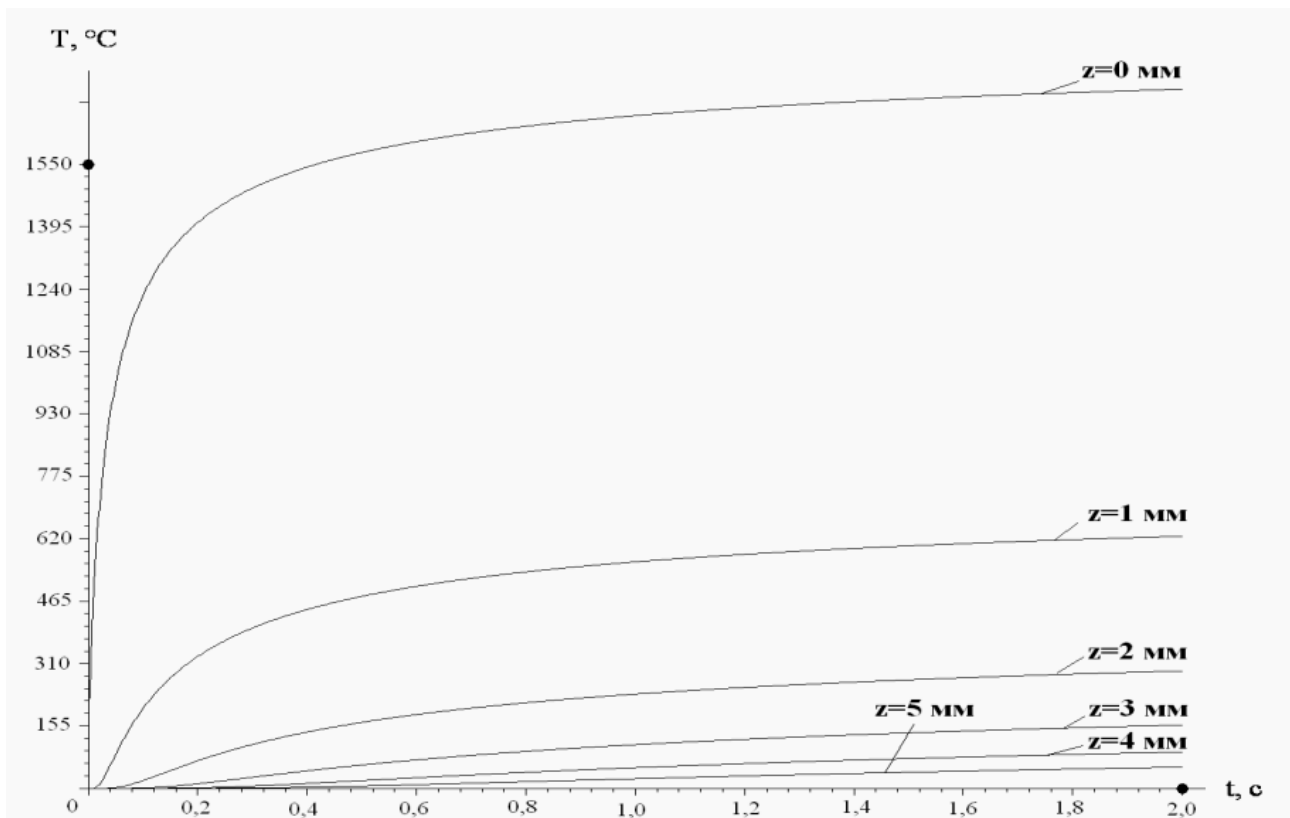


Рисунок 3 – Зависимости температуры от времени для различных координат z по глубине при действии равномерно-распределенного по диаметру пятна нагрева стационарного потока

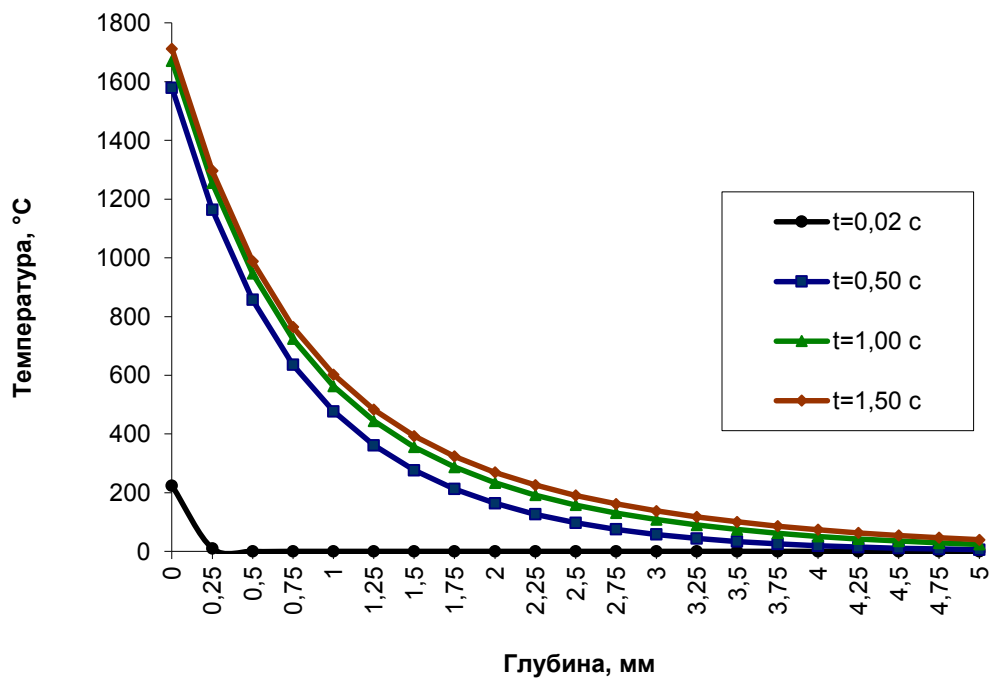
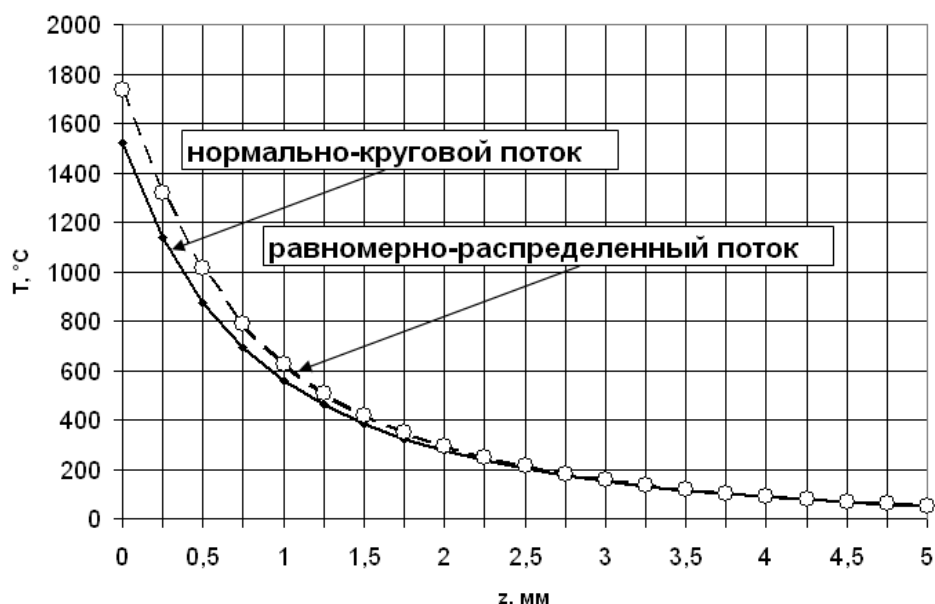
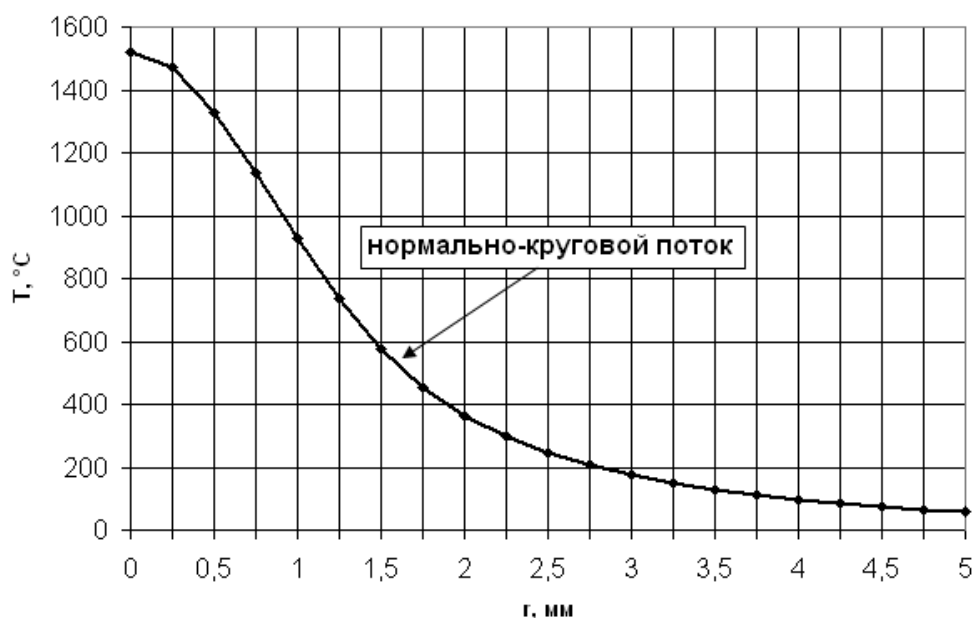


Рисунок 4 – Распределение температурного поля по глубине для различных моментов времени при нагреве равномерно-распределенным потоком



a)



б)

Рисунок 5 – Распределение температурного поля по радиусу (а) и по глубине (б) в момент времени $t = 2$ с

Результаты исследований показали, что при использовании источников нагрева одинаковой мощности и радиуса пятна температура на поверхности для равномерно-распределенного потока на 14 % выше по сравнению с нормально-круговым.

Список цитированных источников

1. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н. Н. Рыкалин [и др.]: – М. : Машиностроение, 1985. – 496 с.
2. Рыкалин, Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке / Н. Н. Рыкалин. – М. : ГНТИ Машиностроительной литературы, 1951. – 296 с.
3. Боли, Б. Теория температурных напряжений / Б. Боли, Дж. Уэйнер – М.: Мир, 1964. – 518 с.
4. Карлслю, Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карлслю, Д. Егер. – М. : Наука, 1964. – 488 с.
5. Лыков, А. В. Теория теплопроводности / А. В. Лыков. – М. : Высшая школа, 1967. – 599 с.