

## РАЗРАБОТКА РАСЧЕТНОЙ СХЕМЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ДЕТАЛЕЙ МАШИН ЭЛЕКТРОКОНТАКТНОЙ ПРИВАРКОЙ ПРИСАДОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В статье рассмотрены закономерности формирования закалочных структур по распределению температур при электроконтактной приварке присадочных материалов на примере сплошной цилиндрической детали, доказано, что на основе моделирования тепловых процессов, вызванных с пропуском тока, возможно подбирать величину температур так, чтобы удовлетворять экспериментальным данным по оценке температур или по размерам зоны термического влияния.

Оценку тепловых процессов при электроконтактной приварке (ЭКП) присадочных материалов проводили на примере восстановления цилиндрических деталей типа «вал». Актуальность такой оценки заключается в том, что при нанесении на изношенные поверхности детали присадочный материал закалится за счет структурных превращений при его нагреве и охлаждении. Для создания такого эффекта требуется большой объем поисковых работ при выборе технологических режимов ЭКП. Эту задачу можно упростить, если предварительный анализ физических процессов, происходящих при ЭКП, выполнить на соответствующих математических моделях. В частности, закономерности формирования закалочных структур на поверхности привариваемого слоя и в его поперечном сечении могут быть установлены на основе моделирования тепловых процессов, вызываемых пропуском тока.

На рисунке 1 показана общая технологическая схема ЭКП (а) и в увеличенном масштабе – участок восстанавливаемой детали с элементами расчета поля температур.

Известно, что поле температур при приварке присадочного материала на сплошной цилиндрической детали по винтовой траектории с малым шагом можно определить уравнениями [1]:

$$T - T_0 = \frac{2q}{vcpR} \cdot \Phi(r, t) \cdot \frac{\exp\left[-\frac{x^2}{4\pi at} - bt\right]}{\sqrt{4\pi at}}, \quad (1)$$

$$\Phi(r, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_k \cdot \frac{r}{R}\right)}{J_0(\mu_k)} \cdot \exp\left(-\frac{\mu_k \cdot at}{R^2}\right) \quad (2)$$

$$T - T_0 = \frac{2q}{vcpR} \cdot \sum_{n=1}^N \Phi_n(r, t_n) \cdot \frac{\exp\left[-\frac{x_n^2}{4\pi at_n} - bt_n\right]}{\sqrt{4\pi at_n}}, \quad (3)$$

где  $T$  – температура, °С;

$T_0$  – начальная температура (окружающей среды),

$q$  – мощность источника теплоты, Вт;

$v$  – линейная скорость движения источника по спирали, см/с;

$R$  – радиус восстанавливаемого цилиндра (детали), см;

$X$  – координата расчетной точки на оси «х» (см. рис. 1), см;

$R$  – радиальная координата расчетной точки, см;

$T$  – время с момента начала нагрева (с момента первого появления источника тепла заданной образующей), с.;

$cp$  – объемная теплоемкость тела, Дж/см<sup>3</sup>°С;

$a$  – коэффициент температуропроводности тела, см<sup>2</sup>/с,  $a = \lambda/cp$ ;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности тела, Вт/см °С;

$b$  – коэффициент полной поверхности температуропроводности  $1/c$ ,  $b = 2a/cpR$ ;

$\alpha$  – коэффициент полной теплопередачи поверхности, Вт/см<sup>2</sup> °С;

$J_1(u)$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка от действительного аргумента;

$J_0(u)$  – функция Бесселя первого порядка от действительного аргумента;

$\mu_k$  –  $k$ -ый корень уравнения  $J_1(u) = 0$ ;

$n$  – номер витка спиральной траектории источника теплоты (учитываемого при суммировании температур в уравнении (3)).

Уравнения (1 – 3) получены с использованием расчетной схемы нагрева поверхности цилиндра быстро движущимся точечным источником теплоты. Верхнее уравнение с известными допущениями [2] описывает поле температур, имеющее место в результате наложения одного витка, а нижнее уравнение, имею-

щее такую структуру, описывает поле температур, получаемое в результате суммирования температур от нескольких наложенных витков. Среднее уравнение, описывающее функцию  $\Phi(r, t)$ , выражает процесс выравнивания теплоты в тонком круглом диске при мгновенном нагреве его по наружной поверхности диска.

На рисунке 1 для наглядности показаны направление оси  $X$ , начало координат « $O$ » на образующей, величина шага приварки  $h$ , координата первой из расчетных точек  $X_H$ , расстояние между рассматриваемыми (расчетными) точками  $\Delta X$ , а также ширина и высота наплавляемых валиков  $b$  и  $c$ .

Характер распределения температур, описываемых приведенными уравнениями, проиллюстрирован ниже на рисунке 2. Каждая из кривых  $T(t)$  этой поверхности представляет собой термический цикл рассматриваемой точки (см. расчетные точки на образующей цилиндра на рисунке 1) всего в рассматриваемом примере даны термические циклы для восьми точек (см. координаты « $X$ » на рисунке 2). Рисунок иллюстрирует поле температур при начальном процессе, когда количество витков ( $\sim 2 \dots 10$ ) и время процесса невелики (значения времени на шкале  $t$  лежат в диапазоне примерно от 895 до 1079 с).

Из рисунка видно, что термический цикл точки с координатой  $x = 33$  имеет абсолютный максимум в начальный момент времени  $T > 450^\circ C$  в момент 933 с, последующие максимумы оказываются выше ( $T < 450$  и  $T < 700^\circ C$ ). Напротив, следующая точка с координатой  $x = 32$  см в момент  $t = 949$  с имеет относительный максимум температуры, а ее абсолютный максимум приходится на момент  $t = 1079.4$  с.

Линии  $T(x)$  на поверхности  $T(t, x)$  показывают распределение температур вдоль образующей в заданные моменты времени. Эти распределения хорошо видны применительно к значениям времени  $t \approx 1000$  с и 1080 с.

Следует отметить, что отдельные «всплески» температуры, показанные на рисунке 2, соответствует прохождению источника

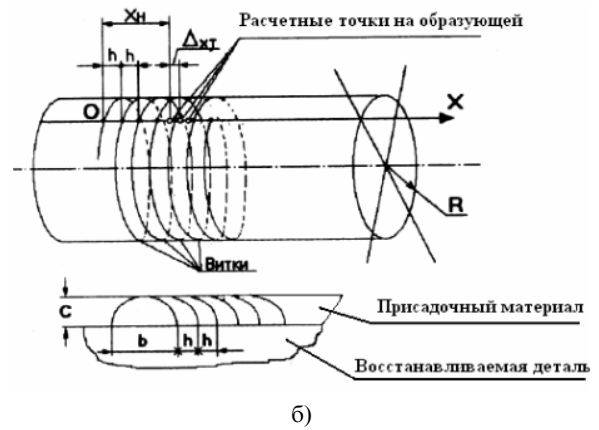
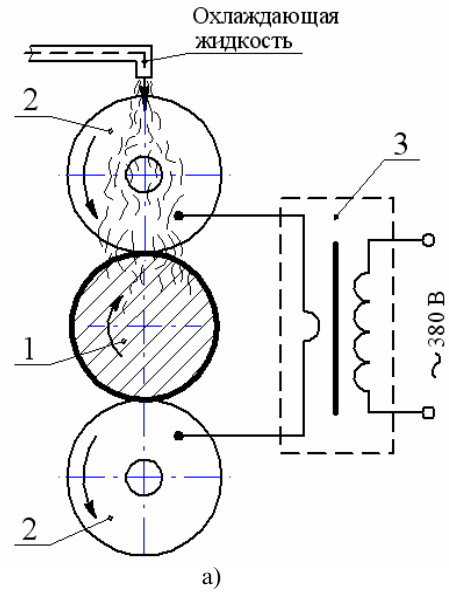


Рисунок 1. Технологическая (а) и расчетная схема поля температур ЭКП (б): 1 – восстанавливаемая деталь; 2 – ролик – электрод; 3 – сварочный трансформатор.

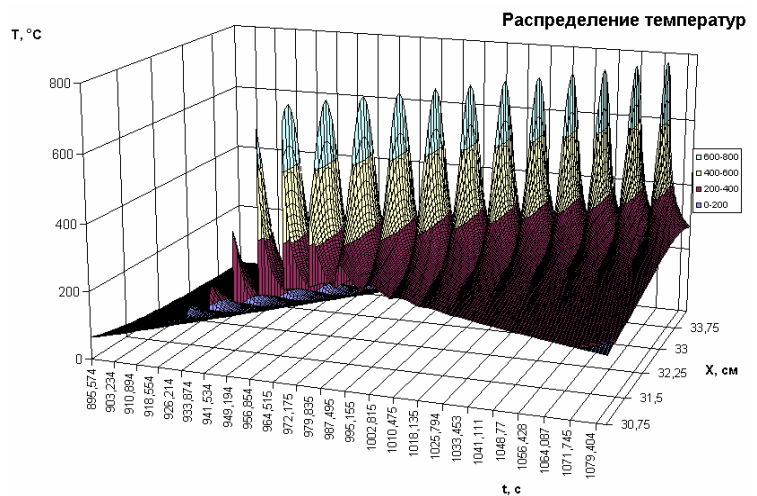


Рисунок 2. Характер распределения температур на поверхности восстанавливаемой детали.

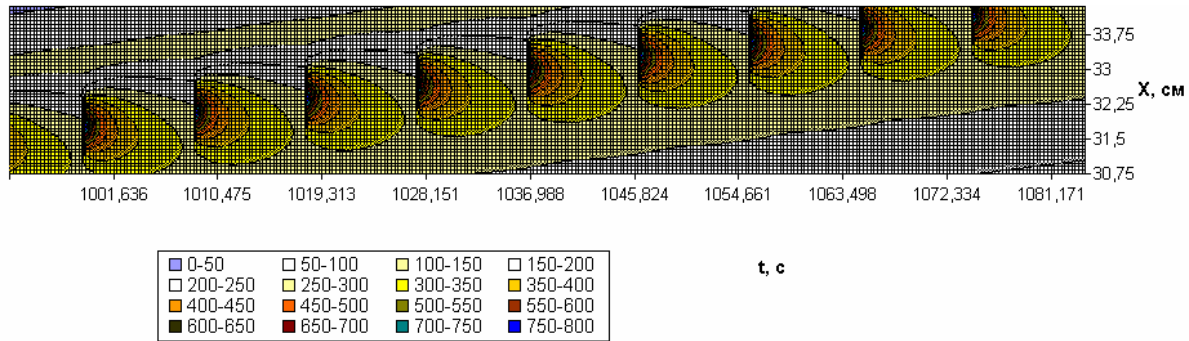


Рисунок 3. Области нагрева выше заданной точки температуры в координатах  $(t - x)$ .

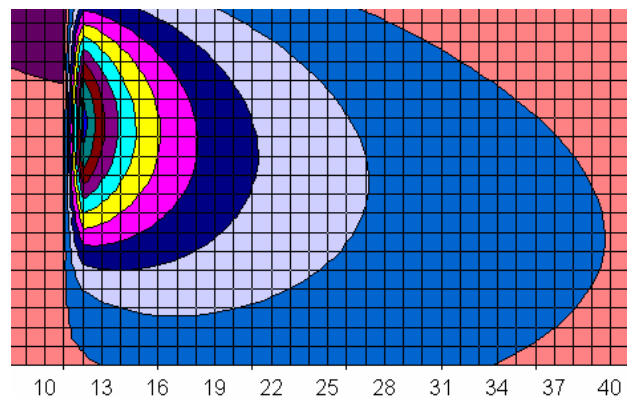


Рисунок 4. Линии одинаковых температур в координатах  $x - t$  на поверхности цилиндра за один оборот последнего.

теплоты вблизи рассматриваемых точек. Расстояние по времени между максимумами температур соответствует времени полного оборота восстанавливаемой детали.

На рисунке 3 проиллюстрировано поле температур (в том же примере, что и на рисунке 2) в виде совокупности линий уровня. Строго говоря, эти линии не являются изотермами. Они построены в координатах  $(t - x)$  и показывают, как во времени меняется ширина области нагретой до той или иной температуры. Однако, поскольку величины времени  $t$  и координаты « $y$ » вдоль винтовой траектории, по которой перемещается источник теплоты, пропорциональны друг другу ( $Y = Vt$ ), кривые на рисунке 2 могут рассматриваться как изотермы, у которых масштабы по вертикальной и горизонтальной осям сильно различаются. Заметим, что при выборе «одинаковых» масштабов по названным осям вид рассматриваемых «изотерм» становится более «привычным» (см. рис. 2). На рисунке 4 минимальные по площади три темные области соответствуют нагреву выше температуры

плавления на трех последовательных оборотах детали при приварке. Из приведенного рисунка наглядно видно, что наплавляемые витки взаимно перекрываются приблизительно на полтора шага  $\Delta X$  рассматриваемых точек (см. смещение изотерм плавления вдоль оси  $X$  на рисунке 1). Менее наглядно это видно на рисунке 2. Однако сопоставление данных рисунков показывает, что наплавляемые валики перекрываются в одинаковой степени и на рисунке 1 и на рисунке 2.

При выполнении расчетов с использованием уравнений (1) и (3) никаких трудностей не возникает, для расчета значений функции  $\Phi(r, t)$  в работе [1] рекомендуется использование специальной номограммы  $\Phi(r, t) = f(\tau)$ , где  $\tau = at/R^2$ . Однако при применении компьютера для выполнения подобных расчетов это оказывается нецелесообразным и затруднительным.

Кроме того, при решении рассматриваемой задачи применительно к нагреву при электроконтактной приварке, возможно, нужны некоторые доработки расчетной схе-

мы в плане распределенности удельного теплового потока источника. Ниже рассмотрены названные вопросы.

1. Для расчета функции  $\Phi(r, t)$  можно использовать формулы разложения в ряд функций Бесселя [2]:

$$J_p(x) = \frac{(0,5x)^p}{p!} \Delta_p(x), \quad (4)$$

где

$$\Delta_p(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \frac{p!}{(p+k)!} \left(\frac{ix}{2}\right)^{2k}, \quad (5)$$

а  $p$  – это порядок функции Бесселя (в формулах использованы обозначения по первоисточнику [2]). При  $p = 0$  и  $p = 1$  соответственно получаем выражения для функций нулевого и первого порядка –  $J_0(x)$  и  $J_1(x)$ . Занятую ранее букву « $x$ » для аргумента функции заменим на « $iu$ », тогда при  $p = 0$  первый сомножитель в равенстве (3.1) обращается в 1 и

$$J_0(u) = \Delta_0(u) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1}{k!}\right)^2 \left(\frac{iu}{2}\right)^{2k} \quad (6)$$

При  $p = 1$  получаем

$$J_1(u) = \frac{u}{2} \Delta_0(u) = \frac{u}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1}{k!(1+k)!}\right) \times \left(\frac{iu}{2}\right)^{2k} \quad (7)$$

Заметим, что расчеты с помощью выражения (7) нужны лишь для определения значений корней этой функции  $\mu_k$ . С точностью до четвертого знака после запятой эти корни могут быть взяты из справочника [2].

Вот они:

$$\begin{aligned} \mu_1 &= 0; \mu_2 = 3,8317; \mu_3 = 7,0156; \mu_4 = 10,1735; \\ \mu_5 &= 13,3237; \mu_6 = 16,4706; \mu_7 = 19,615; \\ \mu_8 &= 22,7601; \mu_9 = 25,9037; \mu_{10} = 29,0468. \end{aligned} \quad (8)$$

Заметим, что в работах [1] и [2] номера корней указаны с разницей на единицу, т. е.  $\mu_{2[1]} = \mu_{1[2]}$ . В случае необходимости с помощью выражения (7) можно получить более точные значения. Например, второй корень  $\mu_2 = 3,83170595$ . Практика выполнения расчетов [3] показывает, что, как правило, можно обходиться использованием первых семи корней (8). В работе [1] приводятся лишь первые три корня. Использование только этих трех корней в некоторых случаях приводит к заметным погрешностям, что будет проиллюстрировано ниже. Использование уравнений (1), (3) и (6) позволяет выполнить решение вышеизложенной задачи на IBM PC для случая работы сосредоточенного (точечного) источника.

2. Известно, что удельный тепловой поток  $q_2$  любого реального теплового источника как-то распределен на нагреваемой поверхности или на поверхности, и в объеме тела и т. д. [1]. Применительно к дуге, плазме, газовому пламени и некоторым другим источникам, как показали многочисленные исследования многих авторов, начиная с Н.Н. Рыкалина [4], описание распределения этого удельного потока на поверхности нагрева оказывается достаточно точным при следующей аппроксимации:

$$q_2(r) = q_{2m} \exp(-kr^2), \quad (9)$$

где  $r$  – координата расчетной точки – удаление от центра источника, см;

$q_{2m}$  – максимальный тепловой поток в центре источника, Вт/см<sup>2</sup>;

$k$  – коэффициент сосредоточенности источника, 1/см<sup>2</sup>.

Источник вида (9) называют нормально-круговым. Удельный тепловой поток  $q_2$ , распределенный по радиусу по закону (9), показан на рисунке 5. Здесь же показан размер обычно [1] используемого «диаметра пятна нагрева»  $d_N$ . Эта величина (применительно в первую очередь для источника теплоты в виде сварочной дуги) определяется как диаметр пятна, в пределах которого удельный тепловой поток источника оказывается не ниже 5 процентов от максимального (в центре источника). Исходя из этого следует:

$$q_2(r) = 0,05q_{2m} = q_{2m} \times \exp(-kr^2),$$

следовательно,  $kr^2 = -\ln(0,05) = 2,9957$ ,

тогда диаметр пятна нагрева равен:

$$d_N = \frac{3,4616}{\sqrt{k}} \quad (10)$$

В теории теплопроводности применительно к распределению теплоты нормально-круговых распределенных источников показано, что описание полей температур для них можно выполнять, используя уравнения, соответствующие сосредоточенным источникам и учитывая некоторую «фиктивную» часть процесса, протекающую в течение времени  $t_0$  [1]. Эту величину связывают с коэффициентом сосредоточенности источника выражением:

$$t_0 = 1/(4ak) \quad (11)$$

На рисунке 6 схематично показано изменение температуры во времени в точке приложения источника применительно к действию трех различных нормально распределенных источников с одинаковой мощностью и различными коэффициентами сосредоточенности, а следовательно, с различными константами времени  $t_0, t_0', t_0''$ . При разной длительности  $t_0$  – при описании термического цикла «остаются» различные участки кривой  $T(t)$ , так как начало координат  $O$  смещается в точки соответственно  $O', O''$  и  $O'''$ .

Соответственно максимальные температуры в точке приложения источников в момент их приложения оказываются не бесконечными как у сосредоточенного источника, а конечными, равными соответственно  $T'_{max}, T''_{max}$  и  $T'''_{max}$ . Часть процесса перераспределения температуры, приходящийся на период  $t_0$ , считается фиктивной.

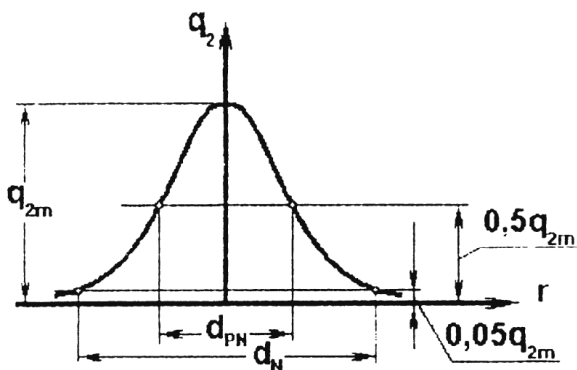


Рисунок 5. Распределение удельного теплового потока.

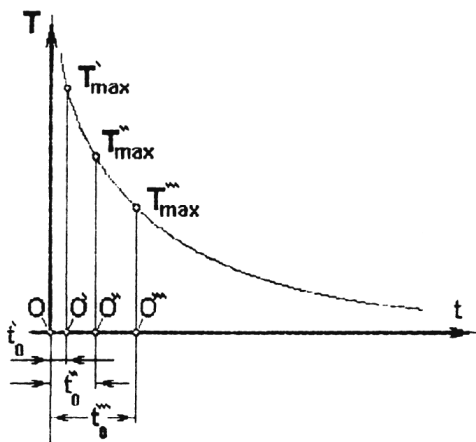


Рисунок 6. Изменение температуры во времени в точках приложения с различной константой  $t_0$ .

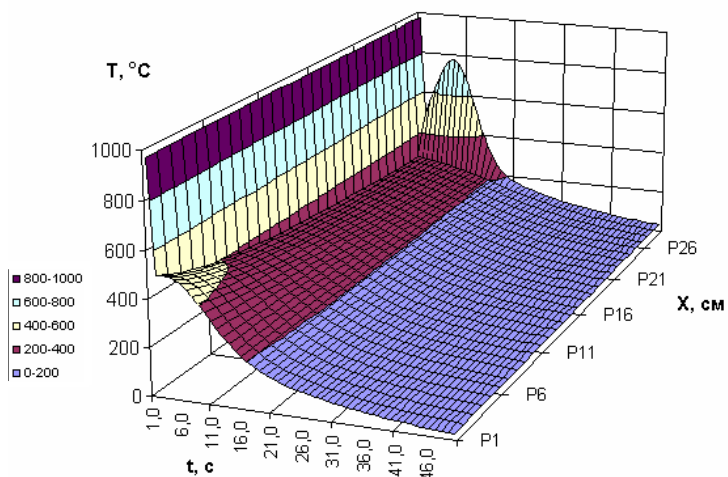
На рисунке 7 а, б и в показаны, уже применительно к нагреву сплошного цилиндра, процессы перераспределения во времени температур в результате действия мгновенных источников с различными значениями коэффициента сосредоточенности и соответственно с различными константами времени  $t_0$ . Условия нагрева в рассматриваемых примерах отражены в таблицах, расположенных над рисунками. Здесь отметим лишь, что константы времени (и коэффициенты сосредоточенности) для рисунков а, б и в составляют соответственно  $t_0 = 0.035$  с ( $k=13.456$  1/см<sup>2</sup>);  $t_0 = 1.017$  с ( $k=6.456$  1/см<sup>2</sup>) и  $t_0=1.017$  с ( $k=4,621$  1/см<sup>2</sup>).

Из приведенных рисунков видно, что с увеличением  $t_0$  максимальная температура в момент приложения источника резко снижается: для случая а она оказывается выше 900°С, для б – около 600° С, для в – 250° С. Заметим, что на каждом из рисунков момент приложения источника теплоты приходится в разное время  $t = c$ . Время  $t_0$ , различное для трех рассматриваемых случаев, никак не отражается на рисунках – ибо это, как сказано было выше – фиктивная часть процесса.

Очевидно, что при выполнении моделирования процессов перераспределения температур при электроконтактной приварке достаточно сложно представить себе («почувствовать»), какую величину  $t_0$  в том или ином случае следует выбрать. Более наглядно, по-видимому, оперировать такими понятиями, как величина пятна нагрева. Поэтому мы прибегли к следующей, описанной ниже методике задания величин  $t_0$  и  $k$ .

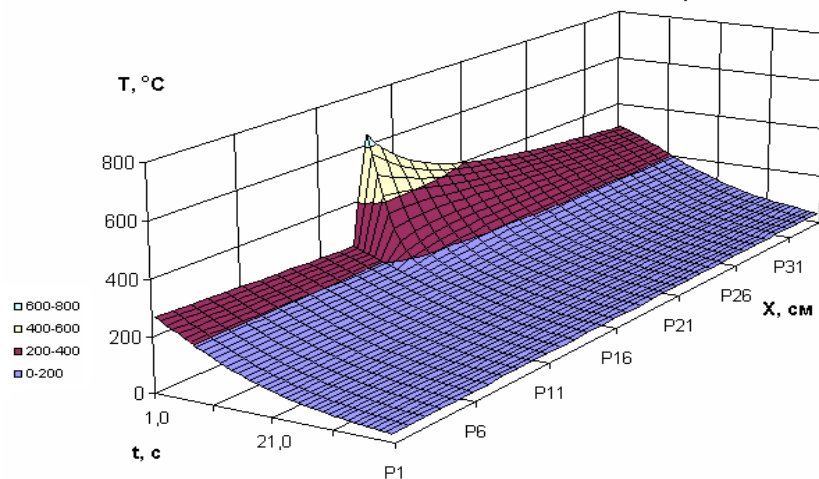
Очевидно, что не любой по уровню удельный тепловой поток источника теплоты при электроконтактной приварке обеспечивает приварку порошка (или другого присадочного материала) к поверхности цилиндра. Пусть уровень (доля) от максимального удельного потока теплоты, обеспечивающего приварку, составляет  $U_d$ . На рисунке 5 эта доля показана для одного случая как  $U_d = 0,05$  (для дуги) и для другого – для электроконтактной приварки – как  $U_d = 0,5$ . Первое число является общепринятым [1], второе имеет сугубо предположительное значение, которое еще предстоит уточнить путем сопоставления расчетных и экспериментальных результатов исследований

Распределение температуры



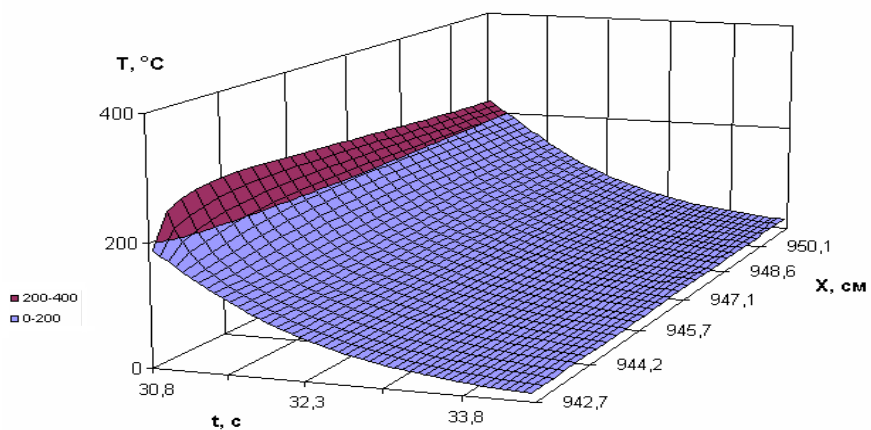
а)

Распределение температуры



б)

Распределение температуры



в)

Рисунок 7. Распределение температур при различных значениях коэффициента сосредоточенности источника и с различными контактами времени.

(или пренебречь этой работой и пользоваться представлениями о  $d_N$  и  $U_d$  лишь для удобства). Аналогично вышеописанному можно утверждать, что:  $q_2(r) = U_{dq2m} = q_{2m} \times \exp(-kr^2)$ , следовательно,  $kr^2 = -\ln(U_d)$ , тогда диаметр пятна нагрева равен:

$$d_N = 2\sqrt{\frac{-\ln(U_d)}{k}}, \quad (12)$$

и

$$k = \frac{4\ln(U_d)}{d_N^2}. \quad (13)$$

Величина  $t_0$  может определяться по-прежнему с помощью формулы (11). В этом слу-

чае может быть учтен тот факт, максимальная температура при электроконтактной приварке не достигает температур плавления. С этой точки зрения предлагаемая расчетная схема выгодно отличается от исходной [1], которая не позволяет оценивать распределения температур в области, прилегающей к источнику теплоты. Использование изложенных подходов в случае, если не известно распределение удельного теплового потока источника, но известна температура в пятне контакта, позволяет подбирать величину  $t_0$  так, чтобы удовлетворять экспериментальным данным по оценке температур или по размерам зоны термического влияния и т.д.

#### Список использованной литературы:

1. Волченко В. Н., Ямпольский В. М., Винокуров В. А. и др. Теория сварочных процессов. Под редакцией В. В. Фролова. - М.: Высшая школа, 1988. 558 с.
2. Янке Е. и Ф. Эмде. Таблицы функций с формулами и кривыми. - М.: Гос. издат. физико-математической литературы, 1959. 420 с.
3. Прохоров Н.Н., Латыпов Р.А., Прохоров А.Н. Формирование поля максимальных температур при электроконтактной приварке режущей кромки инструмента // Ремонт, восстановление, модернизация. 2002. №6. С. 14 - 18.
4. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. - М.: Машгиз, 1951. 296 с.