

УДК 621.941-589.22 + 536.24

В. Я. ЛЕБЕДЕВ, В. М. ГОЛУБ

**ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ РОТАЦИОННОГО РЕЗЦА
С УЧЕТОМ ЛОКАЛЬНОСТИ ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
В ЗОНЕ РЕЗАНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ**

Физико-технический институт НАН Беларуси

(Поступила в редакцию 16.04.2004)

Исследование тепловых явлений в процессах резания имеет большой практический интерес в силу того, что образующееся в процессе резания тепло оказывает существенное влияние на состояние поверхностного слоя обработанной детали, точность обработки, а также в значительной мере определяет характер износа и стойкость инструмента.

Значительный вклад в решение теоретических вопросов теплофизики процессов ротационного резания внесли работы Г. С. Андреева [1], В. А. Землянскогo [2, 3], А. Н. Резникова [4, 5], В. А. Петрова [6, 7], Э. С. Спиридонова [8] и др. Важные результаты получены под руководством Е. Г. Коновалова [9] методом радиационной пирометрии. Анализ выполненных исследований показал, что при обработке самовращающимся ротационным инструментом:

температура в зоне обработки до 50% ниже по сравнению с обработкой традиционным призматическим и заторможенным ротационным резцами;

обратная схема ротационного резания по сравнению с прямой характеризуется лучшим теплоотводом в деталь;

с увеличением глубины резания и подачи температура резания возрастает, однако влияние глубины определяющее;

с ухудшением обрабатываемости материалов снижение температуры возрастает с ростом скорости резания;

при ротационном резании создаются условия нестационарной теплопередачи, что способствует интенсивному отводу тепла в инструмент и уменьшению температуры на его контактных поверхностях.

Общая методика анализа тепловых явлений при ротационном резании разработана А. Н. Резниковым [4, 5]. Им предложена упрощенная схема процесса, по которой режущий клин инструмента принят в виде четверти пространства без учета изменений контактных процессов на рабочих поверхностях инструмента под влиянием его касательного перемещения. Задача сведена к определению закона распределения температуры в клине, по адиабатическим поверхностям которого (передней и задней поверхности инструмента) движутся два плоских равномерно распределенных источника тепла.

В [7] распределение тепла в ротационном резце представлено в виде температурного поля в полубесконечном цилиндре с адиабатическими границами как результат совместного действия двух источников теплоты, движущихся соответственно по торцевой и периферийной поверхностям цилиндра. Для расчета температурного поля использован метод источников тепла, при этом плоские источники представлены в виде бесконечного числа точечных. Адиабатичность торцевой поверхности полуграниченного цилиндра учитывается при дополнении действующего источника отраженным. Кольцевой источник тепла представлен в виде бесконечно большого числа линейных источников, движущихся одновременно.

При построении расчетной схемы модели тепловых процессов в ротационном резце в [10] рассматривался движущийся по режущему лезвию концентрированный источник. Вследствие высокой скорости его перемещения вдоль лезвия и малого диаметра режущей пластины действие источника в рассматриваемой точке лезвия возобновляется с высокой периодичностью. Принято допущение, что при установившемся тепловом режиме быстродвижущийся источ-

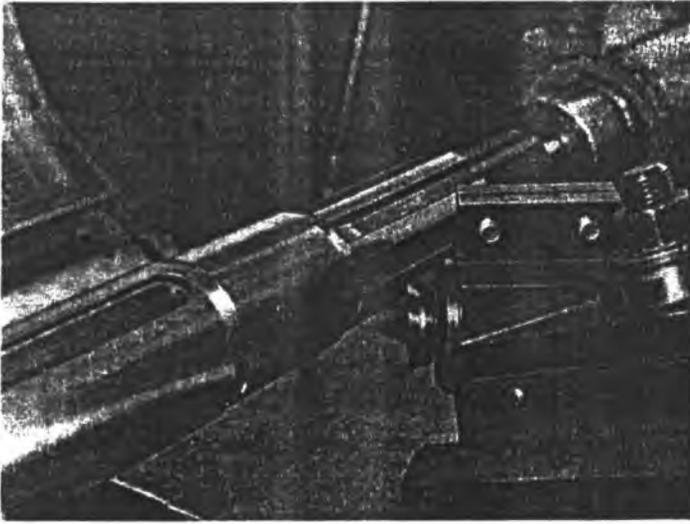


Рис. 1. Ротационное точение вала по 2-й геометрической схеме резания

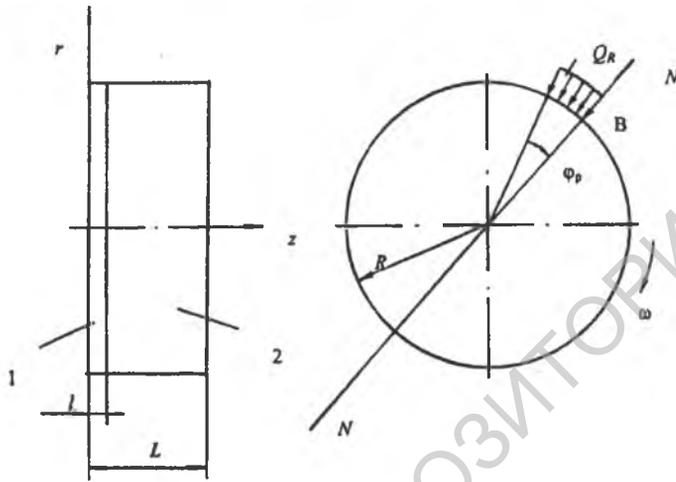


Рис. 2. Расчетная схема режущего лезвия ротационного резца и принятая в расчетах система координат; B — вершина режущего лезвия; $N-N$ — след нормальной секущей плоскости

метры процесса резания: глубина резания l , угловая скорость вращения резца ω , тепловой поток из зоны резания в резец Q_R . Используя метод редукции, рассмотрим резец в виде двух цилиндрических областей, разделенных плоскостью, отстоящей от торцевой поверхности режущего лезвия на расстоянии l , равном глубине резания. В этой же плоскости расположим начало координатной оси Z для обоих цилиндров. Получим область 1 с высотой l , нагреваемую с боковой поверхности перемещающимся локальным тепловым источником (область резания), и область 2 с высотой $l_2 = L - l$, нагреваемую с торцевой поверхности $z = 0$ исходящим из области 1 тепловым потоком, величину которого можно определить по зависимостям, приведенным в [2, 5, 6, 10]. На всех остальных поверхностях происходит теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона. Математически поставленная задача представляет собой нестационарное неосесимметричное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} - a \left(\frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_i}{\partial \varphi^2} \right) = 0, \quad i = 1, 2. \quad (1)$$

Граничные условия для рассматриваемого физического процесса формулируются следующим образом:

$$\lambda \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=l_1} = -\alpha_1 T_1 \Big|_{z=l_1}, \quad \lambda \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=l_2} = -\alpha_2 T_2 \Big|_{z=l_2}, \quad \lambda \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = Q_0(r, \varphi, t), \quad \lambda \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0} = -Q_0(r, \varphi, t), \quad (2)$$

ник поддерживает на кромке инструмента практически постоянную температуру. Таким образом, источник нагрева представлен постоянно действующим кольцевым, а температурное поле внутри кольца рассматривалось как нестационарная одномерная задача с граничными условиями первого рода.

Анализ показывает, что в работах [1—9] ротационный резец рассматривался как полуограниченный цилиндр без учета теплообмена с окружающей средой, а температура на его режущей кромке принималась как мгновенно установившаяся в момент начала резания. Также не учитывался локальный характер взаимодействия вершины резца и детали, в то время как основным отличием ротационного резца является именно касательное перемещение режущего лезвия в процессе работы.

Цель настоящей статьи — определение пространственного температурного поля ротационного резца с учетом локальности теплового воздействия. Принимаем, что резец работает по второй геометрической схеме резания. Это значит, что боковая поверхность режущей чашки является передней поверхностью лезвия, а торец — задней. Пример обработки ротационным резцом по такой схеме приведен на рис. 1.

Расчетная схема режущего лезвия и принятая система координат приведены на рис. 2. Размеры режущего лезвия: радиус R и толщина L . Пара-

$$\lambda \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=R} = Q_R \eta \left\{ \frac{\varphi_p}{2} - |\varphi + 2\pi n - \omega t| \right\} - \alpha_R T_1 \Big|_{r=R}, \quad \lambda \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{r=R} = -\alpha_R T_2 \Big|_{r=R}, \quad (3)$$

$$T_i(r, \varphi + 2\pi n, z, t) = T_i(r, \varphi, z, t), \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

где T_1, T_2 — функции избыточных температур в областях 1 и 2; λ — коэффициент теплопроводности материала резца; $\alpha, \alpha_2, \alpha_R$ — коэффициенты теплоотдачи на соответствующих поверхностях; Q_0 — тепловой поток через границу контакта областей; Q_R — тепловой поток в резец в области его контакта с изделием; φ_p — радиальный угол контакта режущего лезвия с обрабатываемой деталью, n — число оборотов резца с начала первого врезания. Функция $\eta(x)$ определяется следующим образом:

$$\eta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0, \\ 0 & \text{при } x < 0. \end{cases} \quad (5)$$

Последовательно применяя к задаче (1)–(4) интегральные преобразования по углу φ (Ханкеля) и Фурье

$$\left(\bar{T}_i(r, n, z, t) = \int_{-\pi}^{+\pi} T_i(r, \varphi, z, t) \exp(-n\varphi) d\varphi \right), \quad \text{Ханкеля} \left(\bar{\bar{T}}_i(\mu_{nm}, n, z, t) = \int_0^R r \bar{T}_i(r, n, z, t) J_0\left(\mu_{nm} \frac{r}{R}\right) dr \right)$$

и Фурье

$$\left(\bar{\bar{\bar{T}}}_i(\mu_{nm}, n, \mu_{ki}, t) = \int_0^{l_i} \bar{\bar{T}}_i(\mu_{nm}, n, z, t) \cos\left(\mu_{ki} \frac{z}{l_i}\right) dz \right),$$

приходим от нее к следующей:

$$\frac{d\bar{\bar{\bar{T}}}_1}{dt} - a \left(\frac{\bar{Q}_0}{\lambda} - \left(\frac{\mu_{k1}}{l_1}\right)^2 \bar{\bar{\bar{T}}}_1 - \left(\frac{\mu_{nm}}{R}\right)^2 \bar{\bar{\bar{T}}}_1 + R J_0(\mu_{nm}) \frac{l_1 \sin \mu_{k1}}{\mu_{k1}} F_n \right) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{\bar{\bar{T}}}_2}{dt} - a \left(\frac{\bar{Q}_0}{\lambda} - \left(\frac{\mu_{k2}}{l_2}\right)^2 \bar{\bar{\bar{T}}}_2 - \left(\frac{\mu_{nm}}{R}\right)^2 \bar{\bar{\bar{T}}}_2 \right) = 0, \quad (7)$$

где $F_n = \frac{Q_R \varphi_p}{\lambda}$ при $n = 0$ и $F_n = \frac{2 \sin\left(n \frac{\varphi_p}{2}\right)}{\lambda n} \exp(-in\omega t)$ при $n \neq 0$. Величины μ_{ki} и μ_{nm} являются корнями трансцендентных уравнений $h_i l_i \cos \mu = \mu \sin \mu$ и $h_R R J_n(\mu) + \mu J'_n(\mu) = 0$ соответственно, где $h_i = \alpha_i / \lambda$, а $h_R = \alpha_R / \lambda$. Решениями уравнения (6) являются при $n = 0$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{\bar{T}}}_1(\mu_{0m}, 0, \mu_{k1}, t) = & \frac{1}{\lambda} \left[\frac{R J_0(\mu_{0m}) l_1 \varphi_p \sin \mu_{k1} Q_R}{\mu_{k1} (\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)} (1 - \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)t)) - \right. \\ & \left. - a \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)t) \int_0^t \bar{Q}_0(\mu_{0m}, 0, \tau) \exp(a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)\tau) d\tau \right], \end{aligned} \quad (8)$$

при $n \neq 0$

$$\begin{aligned} T_1(\mu_{nm}, n, \mu_{k1}, t) = & \frac{1}{\lambda} \left[\frac{2a R J_n(\mu_{nm}) l_1 \sin\left(n \frac{\varphi_p}{2}\right) \sin \mu_{k1} Q_R}{n \mu_{k1} [a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2) - in\omega]} (\exp(-in\omega t) - \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)t)) - \right. \\ & \left. - a \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)t) \int_0^t \bar{Q}_0(\mu_{nm}, n, \tau) \exp(a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)\tau) d\tau \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Для уравнения (7) находим при $n = \overline{0, \infty}$

$$\bar{T}_2(\mu_{nm}, n, \mu_{k2}, t) = \frac{a}{\lambda} \exp(-a(\gamma_{k2}^2 + \gamma_{nm}^2)t) \int_0^t \bar{Q}_0(\mu_{nm}, n, \tau) \exp(a(\gamma_{k2}^2 + \gamma_{nm}^2)\tau) d\tau. \quad (10)$$

Известно, что если функция $f(t)$ и все ее производные равны нулю при $t = 0$, то справедливо следующее равенство: $\exp(-at) \int_0^t f(\tau) \exp(a\tau) d\tau = \frac{1}{a} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{a^j} \frac{d^j f(t)}{dt^j}$. Полагая, что функция $\bar{Q}_0(\mu_{nm}, n, t)$ удовлетворяет данным условиям и пренебрегая членами суммы с $j > 0$, уравнение (10) представляем в виде

$$\bar{T}_2(\mu_{nm}, n, \mu_{k2}, t) = \frac{\bar{Q}_0(\mu_{nm}, n, t)}{\lambda(\gamma_{k2}^2 + \gamma_{nm}^2)}. \quad (11)$$

Эту же процедуру сделаем и со слагаемыми, содержащими интегралы в уравнениях (8) и (9). Применяя к выражениям (8), (9) и (11) процедуру обратного преобразования Фурье

$\bar{T}_i(\mu_{nm}, n, z, t) = \frac{2}{l_i} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\mu_{ki} \frac{z}{l_i}\right)}{Z_{ki}} \bar{T}_2(\mu_{nm}, n, \mu_{ki}, t) \left(Z_{ki} = 1 + \frac{h_i l_i}{\mu_{ki}^2 + h_i^2 l_i^2} \right)$ и используя условие равенства температур на границе областей, определяем величину теплового потока через нее:

$$\bar{Q}_0(\mu_{0m}, 0, t) = RJ_0(\mu_{0m}) \Phi_p Q_R \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin \mu_{k1} (1 - \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)t))}{\mu_{k1} Z_{k1} (\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)}}{\frac{1}{l_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{k1} (\gamma_{k1}^2 + \lambda_{0m}^2)} + \frac{1}{l_2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{k2} (\gamma_{k2}^2 + \gamma_{0m}^2)}} \quad (12)$$

для $n = 0$;

$$\bar{Q}_0(\mu_{nm}, n, t) = \frac{2aRJ_n(\mu_{nm}) \sin\left(n \frac{\Phi_p}{2}\right) Q_R \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin \mu_{k1} (\exp(-in\omega t) - \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)t))}{\mu_{k1} Z_{k1} (a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2) - in\omega)}}{n \left[\frac{1}{l_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{k1} (\gamma_{k1}^2 + \lambda_{0m}^2)} + \frac{1}{l_2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{k2} (\gamma_{k2}^2 + \gamma_{0m}^2)} \right]} \quad (13)$$

для $n \neq 0$. Продолжая дальнейшее преобразование выражений (8), (9) и (11) с использованием формул обращения по углу $\bar{T}_i(\mu_{nm}, \varphi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \bar{T}_i(\mu_{nm}, n, z, t) \exp(in\varphi)$ и обратного пре-

образования Ханкеля $T_i(r, \varphi, z, t) = \frac{2}{R^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mu_{nm}^2 J_n\left(\mu_{nm} \frac{r}{R}\right)}{(\mu_{nm}^2 + h_R R - n^2 J_n^2(\mu_{nm}))} \bar{T}_i(\mu_{nm}, n, z, t)$, получаем окончательные уравнения, определяющие пространственное температурное поле в ротационном

разрезе в процессе его работы и учитывающие локальный характер теплового воздействия. При их выводе совместим координатную плоскость $z = 0$ с торцевой поверхностью режущей части резца. Окончательно получим

$$T_1(r, \varphi, z, t) = \frac{2Q_R}{\pi \lambda R} \left[\Phi_p \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mu_{0m}^2 J_0(\gamma_{0m} r)}{(\mu_{0m}^2 + h_R^2 R^2)} J_0(\mu_{0m}) \right] \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin \mu_{k1} (1 - \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)t))}{\mu_{k1} Z_{k1} (\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)} \right] \times$$

$$\times \cos(\gamma_{k1}(z-l)) - \frac{B(m,0,t)}{lS(m,0)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\gamma_{k1}(z-l))}{Z_{k1}(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)} \left. + 4a \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\varphi_p}{2}\right)}{n} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mu_{nm}^2 J_n(\gamma_{nm}r)}{(\mu_{nm}^2 + h_R^2 R^2 - n^2) J_n(\mu_{nm})} \times \right. \\ \left. \left[C(m,n,k,t) \cos(\gamma_{k1}(z-l)) - \frac{B(m,n,t)}{lS(m,n)} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\cos(\gamma_{k1}(z-l))}{Z_{k1}(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)} \right] \right\} \quad (14)$$

для области 1 (режущей части резца, контактирующей с обрабатываемой деталью) и

$$T_2(r, \varphi, z, t) = \frac{2Q_R}{\pi \lambda R} \left\{ \varphi_p \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\mu_{0m}^2 J_0(\gamma_{0m}r)}{(\mu_{0m}^2 + h_R^2 R^2) J_0(\mu_{0m})} \frac{B(m,0,t)}{(L-l)S(m,0)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\gamma_{k2}(z-l))}{Z_{k2}(\gamma_{k2}^2 + \gamma_{0m}^2)} + \right. \\ \left. + 4a \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\varphi_p}{2}\right)}{n} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mu_{nm}^2 J_n(\gamma_{nm}r)}{(\mu_{nm}^2 + h_R^2 R^2 - n^2) J_n(\mu_{nm})} \frac{B(m,n,t)}{(L-l)S(m,n)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(\gamma_{k2}(z-l))}{Z_{k2}(\gamma_{k2}^2 + \gamma_{0m}^2)} \right\} \quad (15)$$

для области 2 (свободной части резца). Величины S , B и C определяются следующими выражениями:

$$S(m,n) = \frac{1}{l} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{k1}(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)} + \frac{1}{L-l} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{Z_{k2}(\gamma_{k2}^2 + \gamma_{nm}^2)}, \quad (16)$$

$$B(m,0,t) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin \mu_{k1} (1 - \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)t))}{\mu_{k1} Z_{k1}(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{0m}^2)}, \quad (17)$$

$$C(m,n,k,t) = \frac{\sin \mu_{k1} a (\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2) \{ \cos[n(\varphi - \omega t)] - \cos(n\varphi) \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)t) \}}{\mu_{k1} Z_{k1} (a^2 (\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)^2 + n^2 \omega^2)} - \\ - \frac{\sin \mu_{k1} n \omega \{ \sin[n(\varphi - \omega t)] - \sin(n\varphi) \exp(-a(\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)t) \}}{\mu_{k1} Z_{k1} (a^2 (\gamma_{k1}^2 + \gamma_{nm}^2)^2 + n^2 \omega^2)}, \quad (18)$$

$$B(m,n,t) = \sum_{k=1}^{\infty} C(m,n,k,t). \quad (19)$$

Полученные выражения позволяют определять температуру в любой точке тела резца в произвольный момент времени при известных энергетических условиях процесса резания. Наиболее сложно точно определить величину теплового потока в резец Q_R и значения коэффициентов теплоотдачи α . Величина Q_R сложным образом зависит от глубины и скорости резания, величины подачи, материала резца и детали, кинематических характеристик процесса и рассчитывается в каждом случае по зависимостям, полученным например, в [2, 5, 6, 10]. Для определения коэффициента теплоотдачи резец можно рассматривать как цилиндр, охлаждаемый по механизму вынужденной конвекции [11]. В этом случае величина α определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{k(T)}{D} C \text{Re}^n \text{Pr}^{1/3}, \quad (20)$$

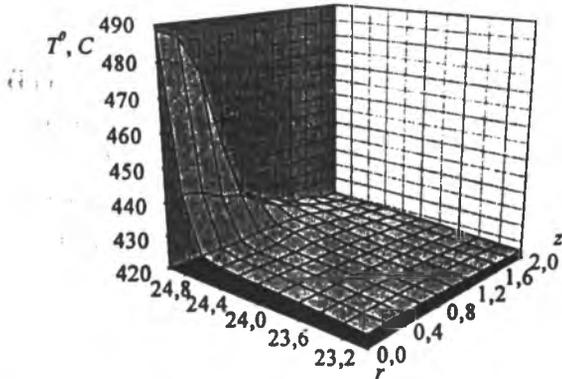


Рис. 3. Распределение температуры в режущем лезвии ротационного резца при $R = 25$ мм, $l = 1$ мм

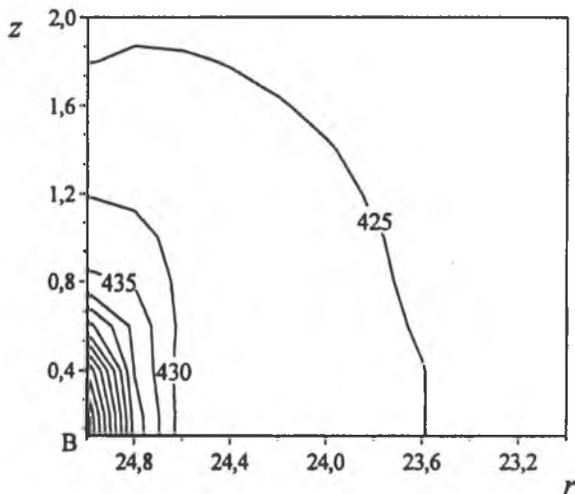


Рис. 4. Изотермы теплового поля по сечению $N-N$ ротационного резца с параметрами $R = 25$ мм, $l = 1$ мм

где $k(T)$ — зависящий от температуры коэффициент теплопроводности окружающей среды (воздуха); D — диаметр резца; Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля; C и n — коэффициенты для различных интервалов значений Re . Как показали расчеты по формуле (20), зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры имеет менее выраженный характер, чем от скорости вращения цилиндра и его диаметра. Поэтому величину α можно принять постоянной в течение всего процесса и рассчитывать по параметрам процесса резания и размерам резца.

Расчет тепловых потоков и распределения температуры по периметру и в глубь тела ротационного резца выполнялся для следующих значений параметров инструмента и процесса: радиус режущего лезвия $R = 20-30$ мм; скорость резания $V = 10-0$ м/с; линейная скорость касательного перемещения режущего лезвия $v = 1-6$ м/с; глубина резания $l = 0,1-2$ мм; угол контакта режущего лезвия с обрабатываемой заготовкой $\varphi_p = 10-30^\circ$. Для выбранных диапазонов режимов резания при обработке конструкционных материалов со значениями временного сопротивления $\sigma_B = 400-1400$ МПа мощность теплового потока из зоны резания в резец по расчетам, выполненным согласно [4-6, 10], составляет 20-80 Вт. Теплотехнические характеристики инструментального материала (твердого сплава ВК8 и Т15К6) выбирались согласно [5, 13]. На рис. 3, 4 приведены примеры распределения температуры в режущем лезвии ротационного резца, вычисленные по полученным зависимостям при мощности теплового потока $P = 60$ Вт.

Выводы

1. Выполнен расчет температурного поля ротационного резца с учетом локальности теплового воздействия в зоне резания и теплообмена с окружающей средой.
2. Полученные зависимости распределения температуры в теле ротационного резца показали, что перепад температуры вдоль режущей кромки от зоны резания достигает 50-140 °С при мощности теплового потока порядка 40-60 Вт.
3. Перепад температуры по длине режущей кромки может являться причиной преждевременного выхода из строя инструмента за счет термоусталостного разрушения материала резца.

Литература

1. Андреев Г. С. // Исследования в области технологии обработки металлов резанием. ЦНИИТМаш, 1957. С. 16-35.
2. Землянский В. А. // Резание и инструмент. Харьков. 1974. Вып. 9. С. 27-33.
3. Землянский В. А. // Теплофизика технологических процессов. Куйбышев. 1970. С. 38-41.
4. Резников А. Н. Теоретические основы активного охлаждения инструментов // Обрабатываемость жаропрочных и титановых сплавов. Куйбышев. 1962. С. 247-260.
5. Резников А. Н. Теплофизика резания. М., 1969.

6. Петров В. А. Исследование некоторых вопросов торцевого точения стали инструментом с перемещающейся кромкой: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Куйбышев. 1969.
7. Петров В. А., Попок Н. Н. // Инженерно-физический журн. 1982. Т. XLIII, № 3. С. 506—509.
8. Спиридонов Э. С. Исследование тепловых явлений и изнашивания контактных поверхностей при обработке резцами с перемещающейся режущей кромкой: Автореф. Дис. ... канд. техн. наук. Тула. 1973.
9. Коновалов Е. Г., Сидоренко В. А., Соусь А. В. Перспективные схемы ротационного резания металлов. Мн., 1972.
10. Обработка износостойких покрытий / Под общей ред. Ж. А. Мрочек. Мн., 1997.
11. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. М., 1983.
12. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М., 2001.
13. Третьяков В. И. Металлокерамические твердые сплавы. М., 1962.

V. Ya. LEBEDEV, V. M. GOLUB

THE TEMPERATURE FIELD OF A ROTARY CUTTING TOOL CONSIDERING LOCALITY OF THERMAL EFFECT IN A CUTTING ZONE AND HEAT INTERCHANGE WITH ENVIRONMENT

Summary

The calculation of the temperature field of a rotary cutting tool has been made considering the locality of thermal effect in a cutting zone as well as heat interchange with environment. The relationships of temperature distribution in the body of a rotary cutting tool have been obtained.

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ