

**АНАЛИТИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕТАЛИ
В ЗОНЕ РЕЗАНИЯ ПРИ ЧИСТОВОЙ ОБРАБОТКЕ ОТВЕРСТИЙ****Татьянченко А.Г.***(ДонНТУ, г. Донецк, Украина)***Введение**

Известно [1], что в результате обработки отверстий осевым инструментом продольный профиль отверстия принимает характерную бочкообразную форму. Как было установлено в работах [2-5], одной из основных причин этого является нелинейный характер развития термоупругих деформаций детали в зоне резания по глубине отверстия. Величина этих деформаций в большой степени зависит от температуры в зоне резания при обработке отверстий. Существующие методы определения температуры в зоне резания [6] не учитывают многие важные факторы, такие как специфика процесса многолезвийной обработки и геометрия обрабатываемой детали. Поэтому задача определения этой температуры является важной не только с точки зрения обеспечения оптимальной стойкости инструмента, но и с точки зрения оценки и прогнозирования термоупругих деформаций заготовки и возможной погрешности продольного профиля отверстия. В настоящей работе поставлена задача получения функциональной зависимости между параметрами обрабатываемой заготовки и температурой $\Theta(x, y, t)$ в зоне резания на примере обработки отверстия в цилиндрической втулке.

Основная часть.

Тепловое нагружение детали в зоне резания в процессе обработки отверстия осевым инструментом с z режущими кромками является результатом суммарного воздействия на внутреннюю поверхность отверстия z движущихся по отношению к детали комбинированных тепловых источников. Каждый из этих источников тепла состоит из теплового источника по задней поверхности, теплового источника по калибрующей ленточке и теплового источника в условной плоскости сдвига. При этом комбинированные тепловые источники движутся вдоль оси отверстия со скоростью подачи $V_n = S_n = SV / \pi d$, и в тангенциальном направлении в поперечном сечении отверстия диаметром d со скоростью резания $V = \pi d n$, где n – частота вращения инструмента. Поскольку скорость резания при обработке отверстий значительно превышает скорости подачи, обоснованной является замена комбинированных тепловых источников кольцевым источником постоянной интенсивности (рис. 1).

В настоящей работе решалась задача отыскании функции $\Theta(x, y, t)$ в продольном сечении цилиндрической втулки (рис. 1, а, б) с длиной L , наружным диаметром D и диаметром отверстия d при движении вдоль отверстия кольцевого теплового источника шириной Δ . Задача решалась на основе традиционного подхода с заменой объемной задачи плоской (рис. 1, в). При такой расчетной схеме определялась функция $\Theta(x, y, t)$ распространения тепла в замкнутой прямоугольной области $H \times L = [(D-d)/2] \times L$ (рис. 1в) с адиабатическими границами (граничные условия второго рода) при движении вдоль одной из ее сторон ограниченного линейного теплового источника длиной Δ и интенсивностью q . С учетом проведенного анализа методов решения, задача решалась методом источников с использованием функций Грина для мгновенных точечных тепловых источников за четыре этапа:

- определение на основе интегрального перехода первого типа функции $\Theta_1(x, y, t)$ для линейного теплового источника конечной длины, действующего в бесконечной плоскости;
- определение на основе принципа отражения функции $\Theta_2(x, y, t)$ распределения тепла в замкнутой области $H \times L$ от действия линейного мгновенного теплового источника с координатой x_u ;
- определение на основе принципа конструирования с использованием интегрального перехода третьего типа функции $\Theta_3(x, y, t)$ распределения тепла в замкнутой области $H \times L$ от действия линейного теплового источника, движущегося с постоянной скоростью вдоль одной из сторон;
- определение поправочных коэффициентов для перехода от плоской задачи $\Theta_3(x, y, t)$ к объемной осесимметричной $\Theta(x, y, t)$.

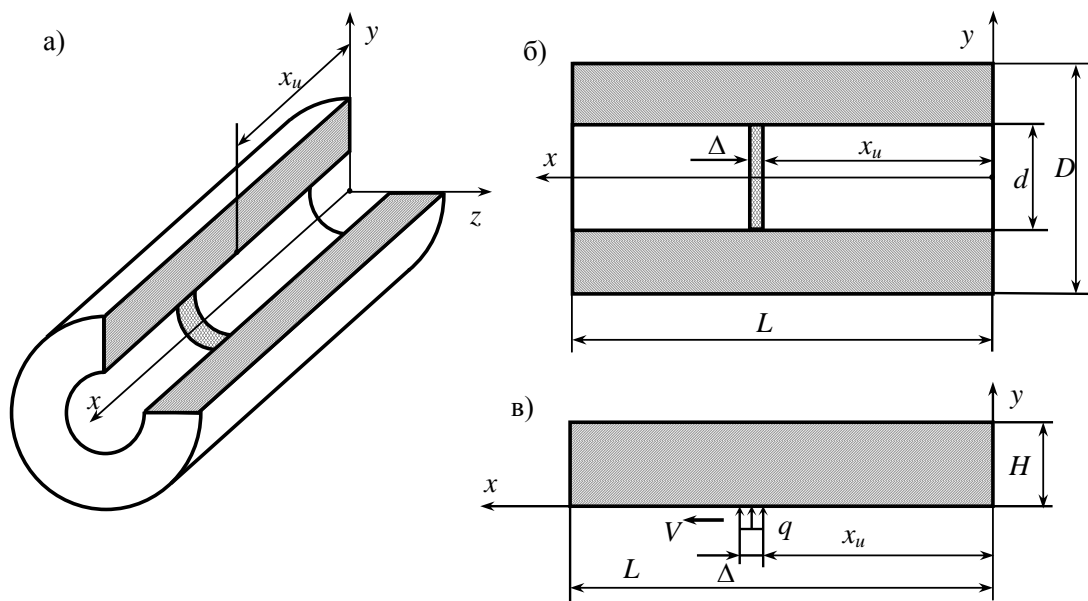


Рис.1. Расчетные схемы теплового нагружения цилиндрической втулки

При определении функции $\Theta_1(x, y, t)$ использовалось фундаментальное решение дифференциального уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right)$$

для мгновенного точечного теплового источника с координатами x_u , y_u , действующего в двухмерном пространстве (рис. 2, а) и внешнего теплоту q , в форме [6]:

$$\Theta(x, y, t) = \frac{q}{c\rho} G(x, y, t). \quad (1)$$

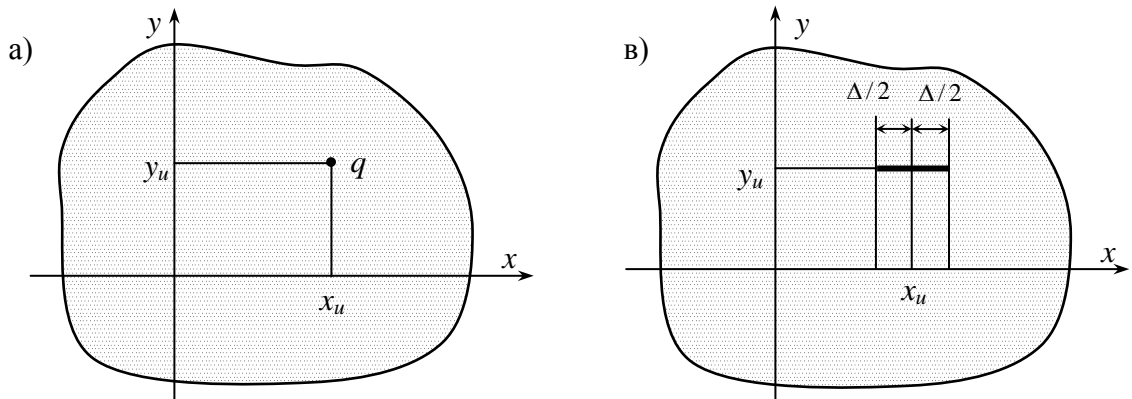


Рис.2. Схема действия точечного (а) и линейного (в) мгновенного теплового источника в двухмерном пространстве

С учетом функции Грина $G(x, y, t)$ для двухмерного пространства

$$G(x, y, t) = \frac{1}{4\pi\omega t} \exp\left[-\frac{(x-x_u)^2 + (y-y_u)^2}{4\omega t}\right]$$

выражение (1) имеет вид

$$\Theta_0(x, y, t) = \frac{q}{4\pi c\rho a t} \exp\left[-\frac{(x-x_u)^2 + (y-y_u)^2}{4at}\right].$$

Переход от точечного (рис. 2, а) к линейному (рис. 2, в) мгновенному теплового источнику осуществляется при помощи интегрального перехода первого типа [6]

$$\Theta(x, y, t) = \int_{x_{u1}}^{x_{u2}} q(x_u) F(R, t) dx_u, \quad (2)$$

где

$$R = \sqrt{(x-x_u)^2 + (y-y_u)^2}, \quad (3)$$

$$F(R, t) = \frac{1}{4\pi\omega c\rho t} \exp\left(-\frac{R^2}{4\omega t}\right). \quad (4)$$

При $q(x_u) = Const = q$, $x_{u1} = x_u - \Delta/2$, $x_{u2} = x_u + \Delta/2$, из (2) с учетом (3) и (4) получаем

$$\Theta_1(x, y, t) = \frac{q}{4\pi\omega c\rho t} \exp\left(-\frac{(y-y_u)^2}{4\omega t}\right) \int_{x_u-\Delta/2}^{x_u+\Delta/2} \exp\left(-\frac{(x-x_u)^2}{4\omega t}\right) dx_u. \quad (5)$$

Рассмотрим отдельно преобразование интеграла вида

$$J_S = \int_{x_u - \Delta/2}^{x_u + \Delta/2} \exp\left(-\frac{(x - x_u)^2}{4\omega t}\right) dx_u. \quad (6)$$

Близким по форме к (6) является интеграл вида [7]

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt = \operatorname{erf}(x), \quad (7)$$

который известен как интеграл вероятности.

Преобразуем (6) к виду (7). Для этого сделаем замену переменной:

$$\psi = \frac{(x - x_u)}{2\sqrt{\omega t}}, \quad d\psi = -\frac{dx_u}{2\sqrt{\omega t}}, \quad dx_u = -2\sqrt{\omega t} d\psi, \quad (8)$$

и пределов интегрирования

$$\psi_1 = \frac{1}{2\sqrt{\omega t}}(x - x_u + \Delta/2), \quad \psi_2 = \frac{1}{2\sqrt{\omega t}}(x - x_u - \Delta/2). \quad (9)$$

С учетом (8) и (9) интеграл (7) принимает вид

$$J_S = -2\sqrt{\omega t} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \exp(-\psi^2) d\psi, \quad (10)$$

аналогичный (6). Известно разложение интеграла (7) в форме бесконечного ряда [7]

$$\int_0^u \exp(-x^2) dx = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k u^{2k+1}}{k!(2k+1)}. \quad (11)$$

С учетом (11), интеграл (10) будет равен

$$J_S = -2\sqrt{\omega t} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (\psi_2^{2k+1} - \psi_1^{2k+1})}{k!(2k+1)},$$

или, с учетом (9),

$$J_S = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k ((x - x_u + \Delta/2)^{2k+1} - (x - x_u - \Delta/2)^{2k+1})}{2k\omega^{2k} t^{2k} k!}. \quad (12)$$

С учетом (12) решение (5) принимает вид

$$\Theta_1(x, y, t) = \frac{q}{4\pi c \rho} \exp\left(-\frac{(y - y_u)^2}{4\omega t}\right) \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k ((x - x_u + \Delta/2)^{2k+1} - (x - x_u - \Delta/2)^{2k+1})}{2k\omega^{2k+1} t^{2k+1} k!}. \quad (13)$$

Полученное выражение позволяет определять температурные поля в неограниченном двумерном пространстве от линейного мгновенного теплового источника ограниченной длины. Однако использование (13) при больших значениях ψ в (9) и (10)

может привести к неверным результатам. Это связано с тем, что ряд вида (10) является расходящимся и определение температур согласно (13) дает удовлетворительные результаты только при малых значениях ψ , то есть при стационарном теплообмене. Такой подход к рассмотрению только установившихся тепловых процессов является характерным в теплофизике резания, однако не удовлетворяет условиям поставленной нами задачи. Поэтому для определения температурных полей (5) используем асимптотическое разложение интеграла вида (10) в форме [7]

$$\int_0^u \exp(-x^2) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} - \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (2k)! e^{-u^2}}{(2u)^{2k+1}}. \quad (14)$$

С учетом (14) интеграл (10) принимает вид

$$J_S = -2\sqrt{\omega t} \sum_{k=0}^{\infty} \left[(-1)^k (2k)! \left(\frac{e^{-\psi_2^2}}{(2\psi_2)^{2k+1}} - \frac{e^{-\psi_1^2}}{(2\psi_1)^{2k+1}} \right) \right],$$

или с учетом (9)

$$J_S = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k)! \left[\frac{\exp\left(-\frac{(x-x_u-\Delta/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(x-x_u-\Delta/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} - \frac{\exp\left(-\frac{(x-x_u+\Delta/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(x-x_u+\Delta/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} \right]. \quad (15)$$

Тогда для больших значений ψ решение (5) принимает вид

$$\Theta_1(x, y, t) = \frac{q}{4\pi\omega c\rho t} \exp\left(-\frac{(y-y_u)^2}{4\omega t}\right) \times \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k)! \left[\frac{\exp\left(-\frac{(x-x_u-\Delta/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(x-x_u-\Delta/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} - \frac{\exp\left(-\frac{(x-x_u+\Delta/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(x-x_u+\Delta/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} \right]. \quad (16)$$

Полученное выражение (16) позволяет определять температуру в любой точке двумерного пространства с координатами x и y в момент времени t после приложения мгновенного линейного теплового источника длиной Δ в точке с координатами x_u и y_u . Для применения данного решения к замкнутой прямоугольной области $H \times L$ используем принцип отражения источников тепла. В условиях адиабатических граничных условий на контуре области (граничные условия второго рода) отражение тепловых потоков описывается рядом фиктивных линейных тепловых источников. Осуществим последовательно переход от мгновенного теплового источника, действующего в двумерном пространстве в точке с координатами $(x_u, 0)$ (рис. 3, а) к тепловому источ-

нику, действующему на границе области $H \times L$ (рис. 3, г). На основе принципа отражения, интенсивность источника на границе полуплоскости удваивается (рис. 3, б). Для имитации отраженной тепловой волны источника J_0 от верхней границы области (рис. 3, в) используем фиктивный тепловой источник J_1 с координатой $y_u = 2H$. В свою очередь, тепловая волна от этого источника отражается от нижней границы области и для имитации этого отражения вводим фиктивный источник J_{-1} с координатой $y_u = -2H$. Таким образом, имитация отраженной волны от верхней и нижней границы продолжается до бесконечности, а температурные поля в произвольной точке полосы толщиной H будут определяться выражением

$$\Theta_2^*(x, y, t) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \Theta_1(x, y, x_u, y_{ui}, t),$$

где

$$y_{ui} = 2Hi = (D-d)i. \quad (17)$$

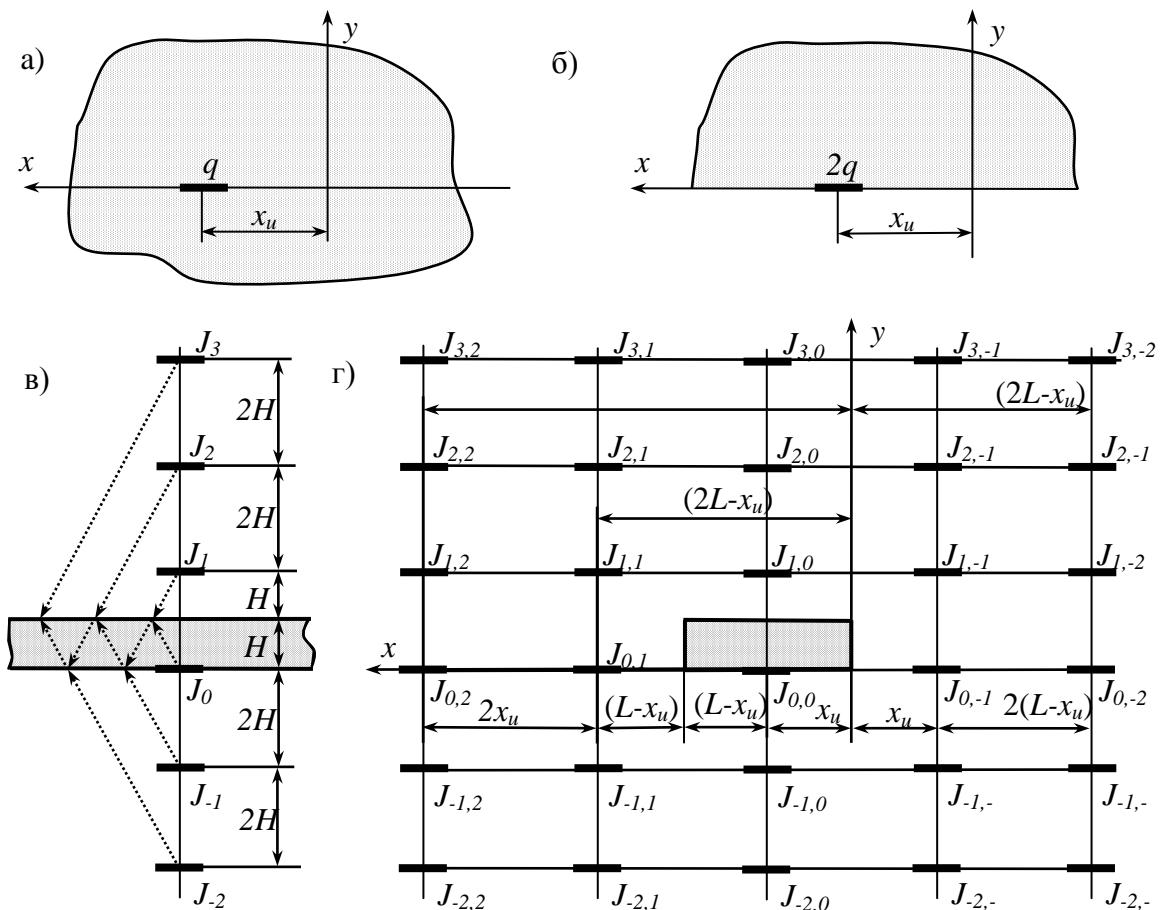


Рис.3. Схема отражения фиктивных источников тепла при распространении тепла в прямоугольной области

Аналогично верхней и нижней границе для имитации отражения тепловой волны от левой и правой границы области используем группу фиктивных тепловых источников (см. рис. 3, г). Так, для имитации отражения теплового источника $J_{i,0}$ от правой

границы добавим группу тепловых источников $J_{i,-1}$ с координатой $x_u = -x_u$ (см. рис. 3, г). Для имитации отраженной тепловой волны тепловых источников $J_{i,0}$ и $J_{i,-1}$ от левой границы области добавим группы тепловых источников $J_{i,1}$ и $J_{i,2}$ с координатами соответственно $x_u = L - x_u$ и $x_u = 2L + x_u$. Продолжая процесс отражения тепловых источников от левой и правой границы области, получим выражение для определения температурных полей в прямоугольной области $H \times L$ от действия мгновенного линейного теплового источника с координатой $(x_u, 0)$ в виде

$$\Theta_2(x, y, t) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \Theta_1(x, y, x_{uj}, y_{ui}, t), \quad (18)$$

где

$$x_{uj} = (L(2j-1) + (-1)^j(L-2x_u))/2. \quad (19)$$

С учетом (16), (17), (19) выражение (18) после преобразований принимает вид

$$\Theta_2(x, y, t) = \frac{q}{4\pi\omega c\rho t} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(-\frac{(y-(D-d)i)^2}{4\omega t}\right) \times \right. \\ \times \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k)! \left[\frac{\exp\left(-\frac{(x-(L(2j-1)+(-1)^j(L-2x_u))/2-\Delta/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(x-(L(2j-1)+(-1)^j(L-2x_u))/2-\Delta/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} - \right. \\ \left. \left. - \frac{\exp\left(-\frac{(x-(L(2j-1)+(-1)^j(L-2x_u))/2+\Delta/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(x-(L(2j-1)+(-1)^j(L-2x_u))/2+\Delta/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} \right] \right\}. \quad (20)$$

Выражение (20) позволяет определять температурные поля в замкнутой прямоугольной плоскости от мгновенного неподвижного линейного теплового источника. Переход от мгновенного к непрерывно действующему тепловому источнику осуществляется при помощи интегрального перехода второго типа [6], а переход от неподвижного к движущемуся тепловому источнику – при помощи интегрального перехода третьего типа. Оба перехода осуществляются по формуле

$$\Theta(x, y, t) = q \int_0^t F(R, t - \tau_i) d\tau_i, \quad (21)$$

где $0 \leq \tau_i \leq t$ - время функционирования i -го мгновенного теплового источника. Разница заключается лишь в том, что при интегральном переходе второго типа тепловой

источник неподвижен, а при интегральном переходе третьего типа он движется со скоростью подачи V_n и при этом постоянно меняется его координата. Для i -го положения теплового источника его координата будет равна. $x_{ui} = V_n \tau_i$ (рис. 4).

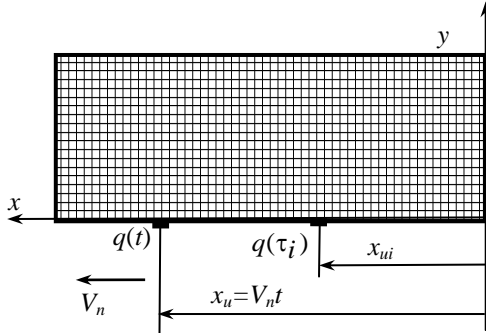


Рис.4. Формирование температурных полей от движущегося теплового источника

Таким образом суммарное температурное состояние в произвольной точке от движущегося теплового источника можно получить суммированием температурных полей в данной точке от действия бесконечного множества мгновенных тепловых источников с координатой x_{ui} . Время распространения тепла от действия i -го теплового источника к текущему моменту времени t составит $(t - \tau_i)$. Тогда с учетом (21) выражение (20) принимает вид

$$\Theta_3(x, y, t) = \int_0^t \Theta_2(x, y, t - \tau_i) d\tau_i. \quad (22)$$

Анализ процесса резания показывает, что в направлении подачи в соответствии с принятой схематизацией полосового теплового источника движение инструмента представляет собой процесс последовательного приложения кольцевого теплового источника. Поэтому для учета специфики движения теплового источника вдоль отверстия необходимо использовать не интеграл (22), а конечную интегральную сумму вида

$$\Theta_3(x, y, t) = \sum_{m=1}^N \Theta_2(x, y, t - m\Delta t) \Delta t, \quad (23)$$

где $\Delta t = S$ – шаг теплового источника, $N = t / \Delta t$ – число положений теплового источника к моменту времени t . Тогда, с учетом $x_u = m\Delta t V_n$, выражение (22) принимает вид:

$$\Theta_3(x, y, t) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^N \left\{ \frac{q\Delta t}{4\pi\omega c\rho(t - m\Delta t)} \exp\left(-\frac{(y - (D - d)i)^2}{4\omega(t - m\Delta t)}\right) \times \right. \\ \times \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k)! \left[\frac{\exp\left(-\frac{(x - (L(2j - 1) + (-1)^j(L - 2m\Delta t V_n)) / 2 - \Delta / 2)^2}{4\omega(t - m\Delta t)}\right)}{\left(\frac{(x - (L(2j - 1) + (-1)^j(L - 2m\Delta t V_n)) / 2 - \Delta / 2)^2}{\omega(t - m\Delta t)}\right)^{2k+1}} - \right. \\ \left. \left. - \frac{\exp\left(-\frac{(x - (L(2j - 1) + (-1)^j(L - 2m\Delta t V_n)) / 2 + \Delta / 2)^2}{4\omega(t - m\Delta t)}\right)}{\left(\frac{(x - (L(2j - 1) + (-1)^j(L - 2m\Delta t V_n)) / 2 + \Delta / 2)^2}{\omega(t - m\Delta t)}\right)^{2k+1}} \right] \right\}. \quad (24)$$

Выражение (24) позволяет определять температуру в произвольной точке продольного сечения цилиндрической втулки в момент времени t от теплового источника q , движущегося вдоль отверстия со скоростью подачи V_n . Поскольку эта формула была получена для плоской задачи, в то время как условия теплового нагружения втулки соответствуют осесимметричной объемной задаче, исследуем различие между плоской и осесимметричной задачей на примере распространения тепла в полубесконечной полосе (рис. 5, б) и полубесконечном усеченном клине (рис. 5, а) при одинаковой интенсивности тепловыделения. Для определения характера распространения тепла в полосе используем известное [6] решение для распространения тепла в двумерном полупространстве от линейного теплового источника, действующего на его границе,

$$\Theta(y, t) = \frac{q}{4\pi\lambda t} \exp\left(-\frac{y^2}{4\omega t}\right).$$

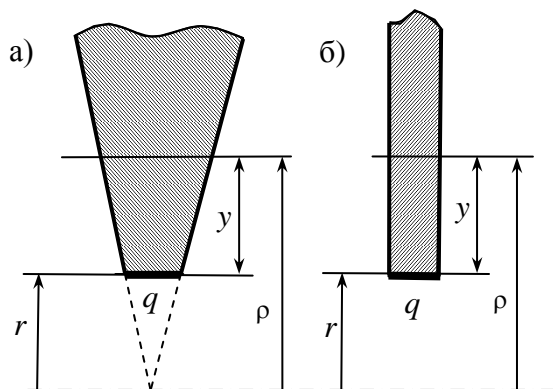


Рис.5. Распределение тепла в поперечном сечении детали

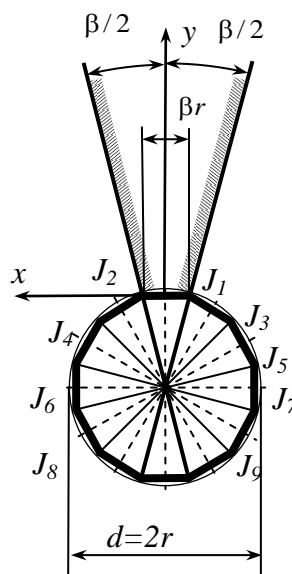


Рис.6. Схема отраженных источников усеченного клина

Температурное состояние в усеченном клине с шириной усеченной части βr (рис. 6) можно исследовать на основании решения (16) для линейного теплового источника и с использованием принципа отражения. При угле клина β число отраженных тепловых источников составит $n = \pi/\beta$ [6]. Координаты x_u и y_u в (16) будут определяться зависимостями:

$$x_{ui} = r \sin i\beta, \quad y_{ui} = -r(1 - \cos i\beta). \quad (25)$$

Тогда с учетом (25) при (16) и при $x = 0$ выражение для определения температуры вдоль радиуса принимает вид:

$$\Theta^*(y, t) = \frac{q}{4\pi\lambda t} \sum_{i=1}^n \left\{ \exp\left(-\frac{(y+r(1-\cos i\beta))^2}{4\omega t}\right) \times \right. \quad (26)$$

$$\left. \times \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k)! \left[\frac{\exp\left(-\frac{(r \sin i\beta + \beta r/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(-r \sin i\beta - \beta r/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} - \frac{\exp\left(-\frac{(-r \sin i\beta + \beta r/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(-r \sin i\beta + \beta r/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} \right] \right\}.$$

Поскольку $y = \rho - r$ (см. рис. 5) из соотношения $k_a = \Theta^*(y, t) / \Theta(y, t)$ можно получить коэффициент понижения температур k_a в осесимметричной задаче по сравнению с плоской в точках на расстоянии ρ от оси отверстия

$$k_a(\rho) = \Theta^*(y, t) / \Theta(y, t)$$

Наибольший интерес представляет влияние коэффициента $k_a(\rho)$ на температуру в зоне резания, то есть на поверхности отверстия при $\rho = r$. В этом случае коэффициент $k_a(r)$ будет равен

$$k_a(r) = \frac{q}{4\pi\lambda t} \sum_{i=1}^n \left\{ \exp\left(-\frac{r(1-\cos i\beta)^2}{4\omega t}\right) \times \right. \quad (27)$$

$$\left. \times \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k)! \left[\frac{\exp\left(-\frac{(r \sin i\beta + \beta r/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(-r \sin i\beta - \beta r/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} - \frac{\exp\left(-\frac{(-r \sin i\beta + \beta r/2)^2}{4\omega t}\right)}{\left(\frac{(-r \sin i\beta + \beta r/2)^2}{\omega t}\right)^{2k+1}} \right] \right\}.$$

Используя зависимости (24) и (26) или (27) можно исследовать температурные поля в продольном сечении цилиндрической втулки

$$\Theta(x, y, t) = \Theta_3(x, y, t) k_a(\rho),$$

или с учетом $y = \rho - r$

$$\Theta(x, \rho, t) = \Theta_3(x, \rho, t) k_a(\rho). \quad (28)$$

Наибольший интерес с точки зрения теплофизики обработки отверстия представляют следующие зависимости: изменение температуры вдоль оси на поверхности отверстия (то есть при $y=0$) $\Theta(x, 0, t)$ или $\Theta(x, r, t)$; изменение температуры в радиальном направлении в поперечном сечении в зоне резания $\Theta(x_u, \rho, t_u)$. Зависимости для исследования этих распределений легко получить из (24), (26), (28) путем соответствующего преобразования переменных. С точки зрения температурных деформаций и

точности обработки наибольший интерес представляет изменение температуры в зоне резания на поверхности отверстия $\Theta(x_u, 0, t)$ или $\Theta(x_u, r, t)$

$$\Theta(x_u, r, t) = k_a(r) \times \Theta(x, r, t). \quad (29)$$

Численный анализ, проведенный на основе зависимостей (29), (24) и (27) для цилиндрических втулок из стали 45 показал, что

– величина $k_a(r)$ в зависимости от размеров втулок изменяется в диапазоне от 0,5 до 0,7. Примерно во столько раз расчетное значение температуры в зоне резания при плоской схеме будет меньше аналогичного значения при осесимметричной схеме, что свидетельствует о необходимости более детального рассмотрения объемной задачи;

– для всех условий теплового нагружения цилиндрической втулки диаграмма изменения температуры в зоне резания по глубине отверстия имела характерный нелинейный корытообразный вид (рис. 7);

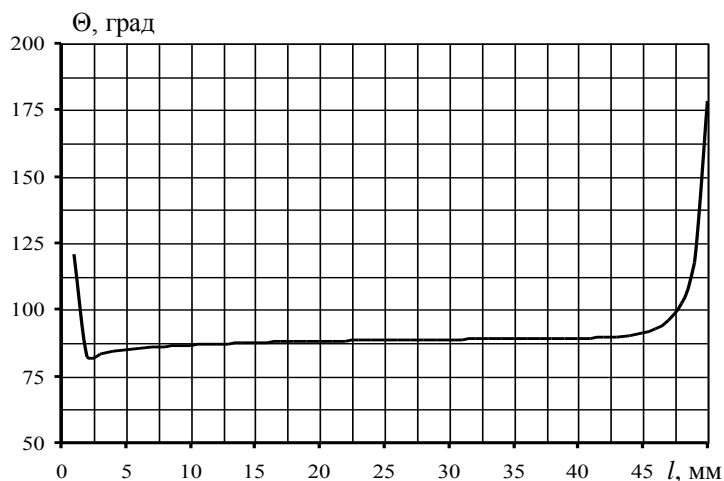


Рис.7. Характер изменения температуры в зоне резания по глубине отверстия

– определенные согласно (29) значения температуры детали в зоне резания достаточно согласуются с температурами, полученные при численном моделировании аналогичных тепловых процессов методом конечных элементов.

Выводы.

Проведенные исследования показали, что полученная аналитическая зависимость (24), полученная на основе плоской схемы распространения тепла, может быть с достаточной точностью использоваться для прогнозирования температуры детали в зоне резания при обработке отверстий при условии учета поправочного коэффициента (27), учитывающего различие распространения тепла в плоской и осесимметричной задачах.

Список литературы: 1. Резников А.Н., Яценко Л.Е. Термоупругие деформации изделия и инструмента в процессе развертывания / Теплофизика технологических процессов. Межвед. науч. сб. – Вып.1. – Саратов: Изд. Саратовского ун-та, 1973. – С. 24–35. 2. Татьянченко А.Г. Погрешность профиля продольного сечения отверстия за счет температурных деформаций детали и инструмента // Проблемы создания новых машин и технологий. Научные труды КГТУ. Вып.1(10). – Кременчуг: КГТУ, 2001. – С. 401-404.

3. Малышко И.А., Татьянченко А.Г. Температурные деформации детали при обработке отверстий / Прогрессивные технологии и системы машиностроения. Международный сборник научных трудов. Вып.17. – Донецк, 2001. – С. 45-51. 4. Малышко И.А., Татьянченко А.Г., Бочаров С.И. Температурное состояние детали при развертывании отверстий // Вісник інженерної академії. – Київ, 2001. – №3. – С. 231-233. 5. Малышко И.А., Татьянченко А.Г. Моделирование процесса формирования продольного профиля отверстия с учетом термоупругих деформаций инструмента и детали при неустановившемся теплообмене // Високі технології в машинобудуванні. Збірник наукових праць НТУ «ХПІ» – Харків, 2002. – С. 211-216. 6. Резников А.Н., Резников Л.А. Тепловые процессы в технологических системах. – М.: Машиностроение, 1990. – 288с. 7. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1978. – 224с.

АНАЛІТИЧНИЙ СПОСІБ ВИЗНАЧЕННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ДЕТАЛІ В ЗОНІ РІЗАННЯ ПРИ ЧИСТОВІЙ ОБРОБЦІ ОТВОРІВ

Татьянченко О.Г.

Розроблений спосіб прогнозування температури в зоні різання при чистовій обробці отвору осьовим інструментом для осесиметричної деталі типу циліндричної втулки. Отримані аналітичні функціональні залежності між температурою в зоні різання і геометричними параметрами деталі.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕТАЛИ В ЗОНЕ РЕЗАНИЯ ПРИ ЧИСТОВОЙ ОБРАБОТКЕ ОТВЕРСТИЙ

Татьянченко А.Г.

Разработан способ прогнозирования температуры в зоне резания при чистовой обработке отверстия осевым инструментом для осесимметричной детали типа цилиндрической втулки. Получены аналитические функциональные зависимости между температурой в зоне резания и геометрическими параметрами детали.

ANALYTICAL METHOD OF DETERMINATION OF TEMPERATURE OF DETAIL IN THE CUTTING ZONE BY AN AXIS CUTTING TOOL MACHINING OF HOLES

Tatyanchenko A.G.

The method of prognostication of temperature in the cutting zone by an axis cutting tool machining of hole for the axis symmetry detail of type of cylindrical hob is developed. Analytical functional dependences between a temperature in the cutting zone and geometrical parameters of detail are got.

Рецензент: д.т.н., проф. Матюха П.Г.