УДК 621.91:536.2

Ю.Г. Кравченко, канд. техн. наук, Дніпропетровськ, Україна

ТЕМПЕРАТУРНЕ ПОЛЕ СТРУЖКИ ВІД ТЕРТЯ З ЛЕЗОМ

Виведені формули розподілу температури в поздовжньому перерізі стружки та її середнього значення на длині контакта з лезом. Для умов наявності швидкорухомих джерел теплоти установлені постійність контактної температури тертя і зниження глибини теплонасищення стружки з ростом теплофізичного критерія Пеклє.

Выведены формулы распределения температуры в продольном сечении стружки и её среднего значения на длине контакта с лезвием. Для условий наличия быстродвижущихся источников теплоты установлены постоянство контактной температуры трения и снижение глубины теплонасыщения стружки с ростом теплофизического критерия Пекле.

Formulae for the temperature distribution in the longitudinal section of chip and its average value over the length of contact with the blade have been deduced. Constancy of contact temperature of friction and reduction of depth of heat saturation of chips with growth of thermophysical Peclet number have been determined for the conditions of the presence of fast-moving heat sources.

Вступ

В системі заготовка-лезо-стружка (ЗЛС) найбільшу інформацію про пластичну деформацію і відвід теплоти при різанні несе механо-термічний стан стружки. Безпосередньо температурне поле стружки (ТПС) крім виливу на зношування леза є ключовим фактором для визначення:

– рівня зниження контактної температури тертя на передній поверхні за рахунок теплообміну між стружкою, лезом і заготовкою /1/;

– ступеня прогріву і знеміцнення стружки при аналітичному розрахунку сили різання.

По проблемі розрахунку ТПС найбільш всебічні дослідження були виконані А.Н. Рєзніковим /2, 3/з застосуванням суми відбитих (фіктивних) рухомих джерел для нетеплопровідних межових площин пластини /4, 5/. Функція розподілу температури по довжині і товщині стружки отримана спеціальними методами інтегрування (без виводу) з представленням в подальшому для контактної площадки /1/ у графічному вигляді.

Другий напрямок розрахунку П.І. Бобрика /6/ базується на виразах /5, 7/ для рухомих джерел теплоти з використанням функції Бесселя. Рішення також отримане чисельними методами інтегрування безрозмірних спеціальних функцій і, на думку самого автора, має найбільшу точність без будь-яких додаткових спрощень.

Обидві методики залишаються надто складними по структурі функції

© Ю.Г. Кравченко, 2013

розподілу температури і трудомісткими, особливо /6/, для інженерного застосування.

Мета роботи: удосконалити вивід розрахункової формули температурного поля стружки і дослідити умови адекватності функцій розподілу для пластини і напівобмеженого тіла.

Постановка задачі

Схема розташування джерел теплоти тертя на прилезовій стороні стружки зображена на рис. 1.

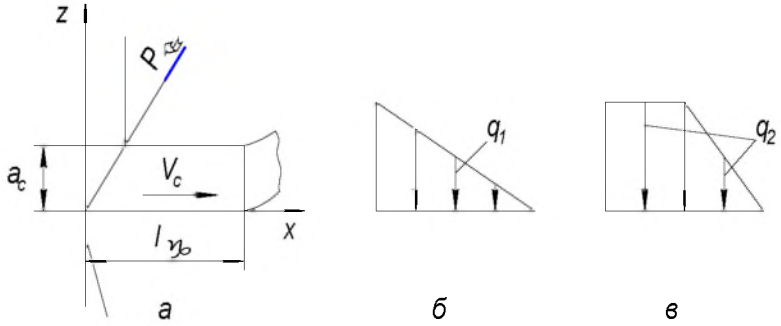

Рисунок 1 – Розрахункова модель ТПС: a – система ЗЛС (l_γ і a_c – довжина контакту з лезом і товщина стружки, V_c – швидкість сходу стружки); б і в – лінійний q_1 і комбінований q_2 розподіл густини теплоти тертя на контактній довжині

Рішення виконувались шляхом послідовних інтегральних переходів від лінійного миттєвого до смугового швидкорухомого джерела (ШРД) теплоти.

Вихідними положеннями були прийняті:

– вираз температурного поля в двомірних координатах $(-\infty < y < \infty)$ від лінійного миттєвого джерела теплоти $Q_{лм}$ (*Дж/м*) на поверхні напівобмеженого тіла (НОТ) /4, 5/

$$\theta_{лм} = \frac{Q_{лм}}{2\pi\lambda\tau} exp\left[-\frac{(x-x_1)^2+z^2}{4\omega\tau}\right], \qquad (1)$$

де λ і ω – коефіцієнти тепло- і температуропровідності; τ – час спостереження температури після імпульсу теплоти; x_1, $z_1 = 0$ і x, z – координати джерела і розглядаємої точки.

– модель ТПС на основі системи відбитих джерел теплоти відносно НОТ з аплікатами джерел /4, 5/ $\pm z_1 + 2na$ і розглядаємої точки при $z_1 = 0$ /3, 5/

$$z_n = z - 2na \tag{2}$$

(a – товщина пластини, $-\infty < n < \infty$ – ряд цілих чисел).

Температура стружки від роботи деформації в площині зсуву P_ϕ ураховується окремо в системі теплообміну ЗЛС. Відбір теплоти від пари тертя ЛС за рахунок конвективного теплообміну не відбувається.

Основна частина

Розрахунок ТПС складається із чотирьох блоків.

1. Температурне поле лінійного ШРД. Спочатку інтегруванням виразу

$$(1)\ \text{по змінній}\ x_1 \left(\frac{x - x_1}{4\omega\tau} = u, \qquad dx_1 = -\sqrt{4\omega\tau} \cdot du, \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u} du = \sqrt{\pi} \right)$$

визначаємо розподіл температури по глибині НОТ від плоского миттєвого джерела енергії $Q_{пм}$ *(Дж/м²)*

$$Q_{пм} = \frac{Q_{пм}\sqrt{\omega}}{\lambda\sqrt{\pi\tau}} exp\left[-\frac{z^2}{4\omega\tau}\right]. \tag{3}$$

Далі умовно виділяємо на площині xy смужку шириною dx і замінюємо джерело $Q_{пм}$ на смугове $Q_{см}$. Вираз для лінійного ШРД з швидкістю V і потужністю $q_{лш}$ *(Вт/м)* отримуємо на основі співвідношень переходу $Q_{см} = q_{лш}/V$ і $\tau = (x - x_1)/V$ із рівняння балансу теплоти $Q_{см} \cdot dx = q_{лш} \cdot d\tau$ *(Дж/м)* /3, 5/

$$\theta_{лш} = \frac{q_{лш}\sqrt{\omega}}{\lambda\sqrt{\pi V(x - x_1)}} exp\left[-\frac{V \cdot z^2}{4\omega(x - x_1)}\right]. \tag{4}$$

2. Температурне поле пластини (стружки). Перехід від НОТ до пластини з адіабичними площинами виконується з застосуванням методу відбитих джерел. Накладання друг на друга температурних полів безкінечної кількості відбитих лінійних джерел (4) з аплікатою z_n (2) призводить до

пошукового виразу (джерело $q_{лш}$ при $z_1 = 0$ рухається по нижній прилезовій стороні стружки)

$$\Delta\theta_{лш} = \frac{q_{лш}\sqrt{\omega}}{\lambda\sqrt{\pi V_c(x - x_1)}} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} exp\left[-\frac{V_c(z - 2na_c)^2}{4\omega(x - x_1)}\right]. \qquad (5)$$

Практично /3/ буває достатньо обмежитися рядом $n = 0,\ \pm 1,$ рідко $\pm 2.$

Повну температуру в точці x, z стружки від смугового ШРД густиною $q_{сш}$ (Вт/м^2) з функцією розподілу напружень $f(\psi_1)$ на довжині l_γ дає інтегрування (5) відносно ψ_1

$$\theta_{сш} = \frac{q_{сш}\sqrt{\omega \cdot l_\gamma}}{\lambda\sqrt{\pi V_c}} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \int_0^{\psi} \frac{f(\psi_1)}{\sqrt{\psi - \psi_1}} exp\left[-\frac{p}{\psi - \psi_1}\right] d\psi_1 \qquad (6)$$

$$з \quad p = j \cdot i, \qquad j = \frac{V_c \cdot a_c^2}{4\omega \cdot l_\gamma}, \qquad i = (\varepsilon - 2n)^2, \qquad (7)$$

де $\psi = x/l_\gamma$ і $\varepsilon = z/a_c$ – безрозмірні параметри.

2.1 Варіант розподілу напружень по трикутнику $f = 1 - \psi_1$ (рис. 1б) при різанні без наросту. Інтеграл в виразі (6) при $1/(\psi - \psi_1) = s$, $d\psi_1 = s^{-2} \cdot ds$, $1 - \psi_1 = (1 - \psi) + s^{-1}$, $\sqrt{\psi - \psi_1} = s^{-0,5}$ приймає вид

$$E_1 = \int_{\psi-1}^{\infty} [(1 - \psi) + s^{-1}] e^{-p \cdot s} \frac{ds}{s^{1.5}}. \qquad \text{Тоді /8,9/:}$$

$$I_1 = \int_{\psi-1}^{\infty} e^{-p \cdot s} \frac{ds}{s^{1.5}} = -\frac{2}{\sqrt{s}} e^{-p \cdot s} - 2\sqrt{\pi \cdot p} \cdot erf\sqrt{p \cdot s} \Bigg|_{\frac{1}{\psi}}^{\infty} =$$

$$= 2\left[\psi^{0.5} e^{-\frac{p}{\psi}} - \sqrt{\pi \cdot p}\left(1 - erf\sqrt{\frac{p}{\psi}}\right)\right];$$

$$I_2 = \int_{\psi-1}^{\infty} e^{-p \cdot s} \frac{ds}{s^{2.5}} = -\frac{1}{1,5 s^{1.5}} e^{-p \cdot s} \Bigg|_{\frac{1}{\psi}}^{\infty} - \frac{p}{1.5} \int_{\frac{1}{\psi}}^{\infty} e^{-p \cdot s} \frac{ds}{s^{1.5}} =$$

$$= \frac{2}{3}\psi^{1.5}e^{-\frac{p}{\psi}} - \frac{2}{3}p \cdot I_1. \qquad \text{В сумі}$$

$$E_1 = (1-\psi)I_1 + \frac{2}{3}\psi^{1.5}e^{-\frac{p}{\psi}} - \frac{2}{3}p \cdot I_1 =$$

$$= \frac{4}{3}\left[\left(\frac{3}{2} - p - \psi\right)\psi^{0.5}e^{-\frac{p}{\psi}} - \sqrt{\pi \cdot p}\left(\frac{3}{2} - p - \frac{3}{2}\psi\right)\left(1 - erf\sqrt{\frac{p}{\psi}}\right)\right]. \quad (8)$$

2.2 Варіант рівномірно-трикутникового розподілу напружень $f = 1\ (const)$ при $0 < \psi_1 < 0{,}5$ і $f = 1 - \psi_1$ при $0{,}5 < \psi_1 < 1$ (рис. 1в) для різання з наростом. На підставі заміни комбінованої форми на приведену $f = 1{,}5(1 - \psi_1)$ по еквівалентній площі епюри приймаємо /10/

$$E_2 = k_{n\phi} \cdot E_1 \ \text{ з } \ k_{n\phi} = \frac{k_\phi(\text{поз.}11)}{k_\phi(\text{поз.}6)} = \frac{1{,}2}{0{,}8} = 1{,}5. \quad (9)$$

З урахуванням (8) і (9) замість (6) запишемо

$$\left.\begin{aligned} \theta_c &= \frac{q_{\gamma c} \cdot \sqrt{\omega \cdot l_\gamma}}{\lambda\sqrt{\pi \cdot V_c}} \cdot C, \\ C &= \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} E \approx E_{(-n)} + \cdots + E_0 + \cdots + E_{(+n)} \end{aligned}\right\}. \quad (10)$$

Тут $q_{\gamma c} = q_{\gamma\mu} - q_{\gamma л}$, де $q_{\gamma\mu}$ – густина тепловиділення на контакті ЛС (первісна через силу, швидкість та площу тертя); $q_{\gamma c}$ і $q_{\gamma л}$ - густини тепло-поглинання стружкою і лезом (остання визначається послідовно із системи рівнянь контактних температур на передній і задній поверхнях леза /1/)

По виразу (10) досліджується прогрів стружки по перерізу $l_\gamma \times a_c$ $(\psi \times \varepsilon)$.

3. Середня температура стружки по довжині контакта з лезом ($\psi = 1$).

3.1. Середня температура на зазначеному рівні ε прогріву стружки визначається функцією суми середньо-інтегральних значень складових $\sum E_c$ (10) виразу (8) по формулі

$$E_c = \frac{4}{3}\int_0^1 \left[\left(\frac{3}{2}-p\right)\psi^{0.5}e^{-\frac{p}{\psi}} - \psi^{1.5}e^{-\frac{p}{\psi}} + \left(\frac{3}{2}-p\right)\sqrt{\pi p}\cdot erf\sqrt{\frac{p}{\psi}} - \right.$$

$$\left. -\frac{3}{2}\sqrt{\pi p}\cdot\psi\cdot erf\sqrt{\frac{p}{\psi}} + \frac{3}{2}\sqrt{\pi p}\cdot\psi - \left(\frac{3}{2}-p\right)\sqrt{\pi p}\right]d\psi. \qquad (11)$$

Кожен інтеграл в (11) обчислюється /8, 9/ окремо.

$$I_1 = \int_0^1 \psi^{0.5}e^{-\frac{p}{\psi}}d\psi = \left|\frac{p}{\psi} = t, d\psi = -p\cdot t^2 dt,\ t_1 = \infty,\ t_2 = p\right| =$$

$$= p^{1.5}\int_p^\infty e^{-t}\frac{dt}{t^{2.5}} = p^{1.5}\left[-\frac{1}{1.5t^{1.5}}e^{-t} - \frac{1}{1.5}\left(-\frac{1}{0.5\cdot t^{0.5}}e^{-t} - 2\sqrt{\pi}erf\sqrt{t}\right)\right]_p^\infty =$$

$$= \frac{4\sqrt{\pi}}{3}p^{1.5} - \frac{4}{3}p\cdot e^{-p} + \frac{2}{3}e^{-p} - \frac{4\sqrt{\pi}}{3}p^{1.5}erf\sqrt{p}.$$

$$I_2 = \int_0^1 \psi^{1.5}e^{-\frac{p}{\psi}}d\psi = \left|\frac{p}{\psi} = t, \psi^{1.5} = \left(\frac{p}{t}\right)^{1.5}\right| = p^{2.5}\int_p^\infty e^{-t}\frac{dt}{t^{3.5}} =$$

$$= \frac{2}{5}p^{2.5}\left[-\frac{1}{t^{2.5}}e^{-t} + \frac{2}{3t^{1.5}}e^{-t} - \frac{4}{3t^{0.5}}e^{-t} - \frac{4\sqrt{\pi}}{3}erf\sqrt{t}\right]_p^\infty =$$

$$= -\frac{8\sqrt{\pi}}{15}p^{2.5} + \frac{2}{5}e^{-p} - \frac{4}{15}pe^{-p} + \frac{8}{15}p^2e^{-p} + \frac{8\sqrt{\pi}}{15}p^{2.5}\cdot erf\sqrt{p}.$$

$$I_3 = \int_0^1 erf\sqrt{\frac{p}{\psi}}d\psi = \int_0^1\left(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\sqrt{\frac{p}{\psi}}} e^{-t^2}dt\right)d\psi =$$

$$= \left| \sqrt{\frac{p}{\psi}} = s, d\psi = -2ps^{-3}ds, s_1 = \infty, s_2 = \sqrt{p} \right| = \frac{4p}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{p}}^{\infty} \left(\int_0^s e^{-t^2} dt \right) \frac{ds}{s^3} =$$

$$= \left| u = \int_0^s e^{-t^2} dt, dv = \frac{ds}{s^3}, du = e^{-s^2} ds, v = -\frac{1}{2s^2} \right| =$$

$$= \frac{2p}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{p} \int_0^{\sqrt{p}} e^{-t^2} dt + \int_{\sqrt{p}}^{\infty} \frac{1}{s^2} e^{-s^2} ds \right).$$

$$I_{31} = \int_0^{\sqrt{p}} e^{-t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} erf \sqrt{p}$$

$$I_{32} = \int_{\sqrt{p}}^{\infty} \frac{1}{s^2} e^{-s^2} ds = \left| r = s^2, ds = \frac{dr}{2r^{0.5}}, r_1 = p \right| =$$

$$= \frac{1}{2} \int_p^{\infty} e^{-r} \frac{dr}{r^{1.5}} = p^{-0.5} e^{-p} - \sqrt{\pi} + \sqrt{\pi} \cdot erf \sqrt{p}.$$

$$I_3 = -2p + \frac{2}{\sqrt{\pi}} p^{0.5} e^{-p} + \frac{4}{\pi} erf \sqrt{p} + 2p \cdot erf \sqrt{p}.$$

$$I_4 = \int_0^1 \psi \cdot erf \sqrt{\frac{p}{\psi}} d\psi = \left| \sqrt{\frac{p}{\psi}} = s, \text{ п. } I_3 \right| = \frac{4p^2}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{p}}^{\infty} \left(\int_0^s e^{-t^2} dt \right) \frac{ds}{s^5} =$$

$$= \left| u = \int_0^s e^{-t^2} dt, dv = \frac{ds}{s^5}, du = e^{-s^2} ds, v = -\frac{1}{4s^4} \right| =$$

$$= \frac{p^2}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{p^2}\int_0^{\sqrt{p}} e^{-t^2}dt + \int_{\sqrt{p}}^{\infty}\frac{1}{s^4}e^{-s^2}ds\right).$$

$$I_{41} = I_{31}.$$

$$I_{42} = \int_{\sqrt{p}}^{\infty}\frac{1}{s^4}e^{-s^2}ds = |r = s^2, \qquad \text{п. } I_{32}| =$$

$$= \frac{1}{2}\int_p^{\infty} e^{-r}\frac{dr}{r^{2.5}} = \frac{2\sqrt{\pi}}{3} - \frac{3}{2}p^{-0.5}e^{-p} + \frac{1}{3}p^{-1.5}e^{-p} - \frac{2\sqrt{\pi}}{3}erf\sqrt{p}.$$

$$I_4 = \frac{2}{3}p^2 + \frac{1}{3\sqrt{\pi}}p^{0.5}e^{-p} - \frac{2}{3\sqrt{\pi}}p^{1.5}e^{-p} + \frac{2}{\pi}erf\sqrt{p} - \frac{2}{3}p^2\cdot exp\sqrt{p}.$$

$$I_5 = \int_0^1 \psi\cdot d\psi = \frac{1}{2}. \qquad I_6 = \int_0^1 d\psi = 1.$$

Після групування та спрощення в сумі (11) отримуємо

$$E_c = \frac{4}{15}\left[\left(3 + \frac{1}{2}p - p^2\right)e^{-p} + \sqrt{\pi}\cdot p^{0.5}\left(\left(p^2 - \frac{15}{4}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \left(\frac{15}{\pi} - \frac{20 - 5\pi}{\pi}p - p^2\right)erf\sqrt{p}\right)\right] = 0.267[(3 + 0.5p - p^2)e^{-p} +$$

$$+ 1.77p^{0.5}\left((p^2 - 3.75) + (4.78 - 1.37p - p^2)erf\sqrt{p}\right)\Big]. \qquad (12)$$

Виразом функції розподілу середньої температури по глибині тепло-насищення ε (10) з (12) при p (7) буде

$$C_{\varepsilon c} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} E_c. \qquad (13)$$

3.2 Середня температура на контакті тертя, яка становить практичний інтерес, розраховується аналогічно (13) при значенні $\varepsilon = 0$ ($i = 4n^2$) і відповідному (7) параметрі згідно виразу

$$p_k = \frac{V_c \cdot a_c^2}{4\omega \cdot l_\gamma} 4n^2 \tag{14}$$

$$C_{kc} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} E_{kc}. \tag{15}$$

При цьому вплив товщини стружки на C_{kc} (15) ураховується множником a_c в параметрі p_k (14).

4. Температурне поле напівобмеженого тіла в якості моделі замінника пластини. В цьому випадку для визначення функцій розподілу температури по перерізу $E_т(\psi,\varepsilon)$ (8) і середньої температури по глибині $E_т(\varepsilon)$ (12) застосовується параметр p (7) з $n = 0$

$$p_т = \frac{V_c \cdot a_c^2}{4\omega \cdot l_\gamma} \cdot \varepsilon^2. \tag{16}$$

Функція розподілу контактної температури тертя ($\varepsilon = 0$) по ψ слідує також із E_1 (8) при $p_т = 0$ (16) а її середнє значення (коефіцієнт форми джерела) визначається із E_c (12)

$$E_{1k} = F_\theta = 2 \cdot \psi^{0.5}\left(1 - \frac{2}{3}\psi\right), \tag{17}$$

$$E_{kт} = k_\varphi = \frac{4}{15} \cdot 3 = 0.8. \tag{18}$$

Відзначимо, що при $p_т = 0$ (16) формула E_{1k} (17) і значення $E_{kт}$ (18) відповідають даним F_θ і k_φ поз. 6 /10/.

Реалізація і аналіз

Дослідженнями функції C_{kc} (15) установлена закономірність її зменшення по мірі збільшення параметра j (7) до значення 0,215, а при подальшому росту j вона приймає постійну величину $C_{kc} = 0{,}8$ (табл. 1)

Таблиця 1 – Вплив параметра j на значення C_{kc}

j (7)	0,01	0,02	0,05	0,1	0,15	0,2	0,215	>0,215
C_{kc} (15)	3,31	2,39	1,53	1,27	1,09	0,87	0,8	0,8

Для доказу коректності розрахунків приводиться приклад обчислення C_{kc} при $j = 0{,}1$:

n	-2	-1	0	1	2
p_k (14)	1.6	0.4	0	0.4	1.6
E_{kc} (12)	-0.63	0.235	0.8	0.235	-0.63
C_{kc} (15)	$\sum E_{kc} = 2 \cdot 0.235 + 0.8 = 1.27$				

Ряд суми C_{kc} приймає лише позитивні значення E_{kc}, тому що від'ємні значення вказують на перевищення ітераційної величини a_{cn} (через p_k) можливої глибини проникнення теплоти.

Якщо параметр j (7) виразити через критерій Пеклє $P_e = V_c \cdot l_\gamma / \omega$, то умова $j = \frac{1}{4} P_e \left(\frac{a_c}{l_\gamma}\right)^2 < 0{,}215$ виконується при $P_e < 3{,}44$ (наприклад, при $V_c < 0.2$ м/с, $l_\gamma \approx 2a_c$, $a_c < 0{,}06 \cdot 10^{-3}$ м, $\omega > 7 \cdot 10^{-6}$ м^2/с). При таких обмеженнях (не відповідають суті ШРД теплоти для $P_e > 8$) значення розглядаємої функції підлягають розрахунку по виразу C_{kc} (15). При наявності ШРД теплоти реальних умов різання доцільно приймати значення $E_{kт} = k_\varphi = 0{,}8$ (18) пристосовно моделі НОТ.

Також виявлена характерна особливість функції E_c (12): має нульове значення $E_c = 0$ при $p_т = j \cdot \varepsilon^2 = 0{,}86$ (16), звідки рівень глибини теплонасищення $\varepsilon = 0{,}927/\sqrt{j}$.

Третя, пов'язана з E_c (12), закономірність полягає в зниженні глибини теплонасищення ε при інтенсифікації режимів різання (через P_e) (табл. 2).

Із порівняльних даних табл. 2 слідує, що при $P_e \geq 16$ зовнішня сторона (верхня межа $\varepsilon = 1$) стружки за час контакта з лезом (період теплонасищення) не встигає прогрітися. Прогрів зовнішньої поверхні наступає потім в наслідок миттєвого вирівнювання температури по товщині стружки за рахунок теплопровідності оброблюваного матеріала і це може із-за високої контактної температури при малих a_c та великих V_c призводити навіть до її візуального свічення.

Таблиця 2 – Залежність функції теплонасищення E_c (12) від критерія P_e і рівня глибини ε.

Рівень ε	Значення E_c при відповідних величинах P_e			
	8	16	48	192
1,0	0,19			
0,93		0		
0,54			0	
0,5	0,39	0,30	0,07	
0,27				0
0,2	0,59	0,52	0,39	0,20
0,1	0,69	0,64	0,55	0,39
0,0	0,8	0,8	0,8	0,8

Таким чином завдяки розробкам по E (8) і E_c (12) були закладені основи дослідження ТПС для конкретних умов процесу різання.

Висновки

1. Створена математична модель розрахунку температурного поля по довжині контакта з лезом і товщині стружки та виведена відповідна формула для варіанта трикутникового розподілу густини джерела теплоти.

2. Отримана формула середньо-інтегрального значення функції розподілу температури по довжині контакта на зазначеному рівні товщини стружки.

3. Визначені розрахункові вирази для контактної температури тертя стосовно моделей пластини і напівобмеженого тіла та умови їх застосування для стружки по теплофізичному критерію Пеклє. Для швидкорухомих джерел теплоти установлена закономірність зменшення глибини прогріву стружки з ростом критерію Пеклє.

Список використаних джерел: 1. *Резников А.Н* Теплофизика резания. – М.: Машиностроение, 1969. – 288 с. **2.** *Резников А.Н.* Температурное поле в стружке, возникающее под действием сил трения на передней грани резца. – /Журнал технической физики, 1958. – Т.28. – Вып. 1 – С.207-217. **3**. *Резников А.Н.* Теплообмен при резании и охлаждение инструментов. – М.: Машгиз, 1963. – 200с. **4.** *Карслоу Г.С.* Теория теплопроводности. – М. – Л.: ГИТТЛ, 1947. – 288с. **5.** *Рыкалин Н.Н.* Тепловые основы сварки. – М. – Л.: Изд-во АН СССР, 1947. – 271 с. **6.** *Бобрик П.И.* Анализ теплового поля зоны резания при обработке жаропрочных сталей и сплавов /П.И. Бобрик// Тепловые явления и обрабатываемость резанием авиационных материалов: Труды МАТИ. – №64. – М.: Машиностроение, 1966. – С. 9 – 48. **7.** *Егер Д.К* Движущиеся источники тепла и температура трения. – Сб. переводов иностр. литер. /Прикладная механика и машиностроение. – М.: Изд-во ИЛ, 1952. – №6. – С. 22 – 39. **8.** *Двайт Г.Б.* Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1978. – 224 с. **9.** *Брычков Ю.А., Маричев О.И., Прудников А.П.* Таблицы неопределенных интегралов: Справочник. – М.: Наука, 1986. – 192 с. **10.** *Кравченко Ю.Г., Савченко Ю.В.* Визначення коефіцієнтів форми швидкорухомих джерел теплоти при різанні. – Надійність інструменту та оптимізація технологічних систем. Зб. наук . праць. – Краматорськ: ДДМА, вип. 26, 2010. – С.409 – 417.

Надійшла до редколегії 14.03.2013