

УДК 621.914.02

Н.И. Покинтелица, профессор, д-р техн. наук*Севастопольский национальный технический университет,**ул. Университетская, 33, г. Севастополь, 299053**tm@sevntu.com.ua***ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ МЕТАЛЛА
В ЗОНЕ ТЕРМОФРИКЦИОННОГО РЕЗАНИЯ**

Приведены результаты определения закономерностей образования и перемещения жидкой фазы расплавленного металла в зоне контакта рабочих поверхностей инструмента и заготовки и установления их связи с показателями качества обработанной поверхности при комплексной термофрикционной и механической обработке поверхностей деталей.

Ключевые слова: термофрикционная обработка, волнистость, колебание, функция, слой, поток, профиль, схема, модель.

Введение. К существенному недостатку известных традиционных способов лезвийной обработки металлов можно отнести постоянный контакт трущихся рабочих поверхностей инструмента с обрабатываемым материалом. Это приводит к тому, что в малом объеме инструмента происходит локализация тепловых и силовых нагрузок. Данный фактор в значительной степени влияет на его режущие свойства, не позволяет производить процесс обработки в наиболее выгодных условиях и при этом интенсифицировать режимы резания.

Таким образом, целесообразна разработка принципиально новых технологий и способов обработки, свободных от указанного недостатка. Одним из решений этой задачи является использование термофрикционного резания (ТФР) материалов круглым вращающимся инструментом, обеспечивающим в процессе обработки непрерывную замену рабочих участков рабочего лезвия.

В последних исследованиях и публикациях рассмотрены различные методы термофрикционной обработки (ТФО) деталей режущими дисками (РД) [1, 2]. Подтверждено высокое качество обработанной поверхности и ее особые свойства. В ряде работ сформулированы рекомендации по повышению эффективности процесса ТФО и совершенствованию оборудования [3]. В основном авторы используют экспериментальные методы исследований. Результаты исследований структурных превращений с образованием жидкой фазы прослойки расплавленного металла в зоне ТФР в литературных источниках не обнаружено.

Предложены новые комплексные методы обработки поверхностей, которые реализуют особенности процессов термофрикционной и механической обработки на металлорежущих станках [4]. Методы включают предварительную черновую ТФО детали дисковым инструментом, который имеет округленную режущую кромку. При этом на поверхности детали формируется волнистая оплавленная поверхность. Параметры волнистости зависят от динамических характеристик станка, процесса резания и используемых дополнительных устройств.

Целью данной статьи является определение закономерностей образования и перемещения жидкой фазы расплавленного металла в зоне контакта рабочих поверхностей инструмента и заготовки и установления их связи с показателями качества обработанной поверхности.

Основное содержание работы. Рабочий процесс ТФО определяется сложными физическими явлениями, которые характеризуются образованием разнородных областей взаимодействия инструмента и детали. Данные области различаются по характеру перемещения металла и по параметрам относительного движения детали и инструмента. В результате исследований установлено, что плавление металла заготовки происходит за счет диссипации энергии вследствие внешнего и внутреннего трения. Внешнее трение между подвижной поверхностью инструмента и материалом заготовки является основной причиной нагрева и плавления материала. Дополнительно тепло выделяется в объеме расплавленного металла, в котором существуют интенсивные перемещения жидкого металла.

Проведены теоретические исследования рабочих процессов комплексной обработки деталей. При взаимодействии дискового инструмента с обрабатываемой поверхностью, которой задается движение подачи со скоростью V_x , имеют место сложные рабочие процессы (рисунок 1). Трение периферической части инструмента по поверхности металла детали приводит к значительному тепловыделению.

Слой расплавленного металла 1 распространяется по торцовой поверхности инструмента в виде потока и формирует обработанную поверхность. Часть металла из слоя 1 выносится за пределы детали, образуя наплывы 2 и 3 на обработанной поверхности (рисунок 1, а). Размеры наплывов b_1 , b_2 составляют 2-3 мм и взаимосвязаны с волнистостью обработанной поверхности. Часть расплавленного металла выносится из зоны обработки потоком расплава 4, который прилипает к поверхности инструмента.

Так как слой жидкой фазы обрабатываемого металла расположен между поверхностями инструмента и заготовки, то он играет предохранительную роль для рабочих поверхностей инструмента. В данном случае трение проявляется в пленке смазочного вещества, разделяя контактные поверхности. При этом стойкость инструмента будет достаточно высокой в сравнении с традиционной схемой резания металлов.

Исследованы закономерности течения жидкого металла с учетом тепловыделения вследствие внутреннего трения в слое расплавленного металла. Установлено наличие разнородных участков течения металла – область безнапорного (обратного) течения 5 в передней части заготовки, область напорного течения 6 в задней части заготовки и область 7 свободного движения металла, находящегося на поверхности инструмента (см. рисунок 1, а).

Энергия, которая рассеивается при ламинарном движении жидкого металла, превращается в тепло. Закономерности распространения тепла в текущей среде определяют неизотермическим движением жидкости. При проведении исследований рассматривается элементарный объем жидкости и баланс энергий для этого объема (рисунок 1, б).

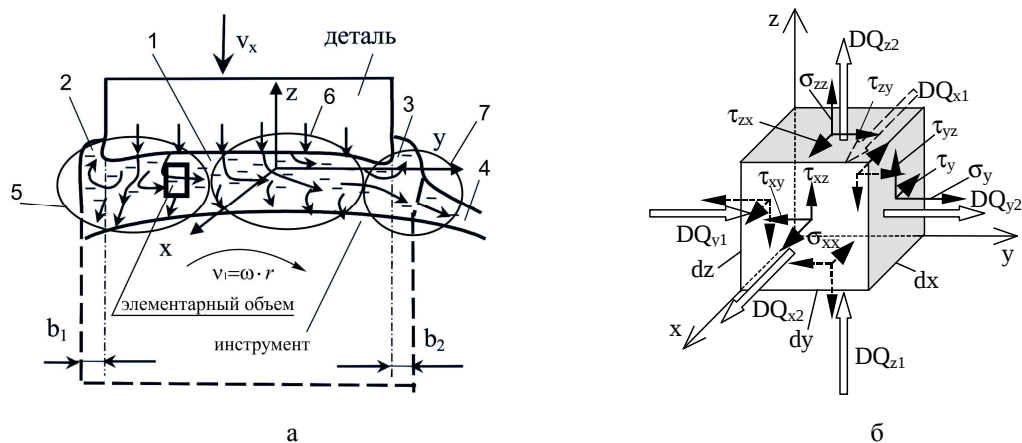


Рисунок 1 – Течение жидкого металла между заготовкой и инструментом:
а – выделенный элементарный объем жидкости; б – схема напряжений
и тепловых потоков через поверхность, ограничивающую объем

Количество тепла DQ , которое подводится к некоторому объему за время Dt , будет определяться как DQ/Dt [5].

Количество тепла, подводимое к элементарному объему, расходуется на выполнение работы DA и увеличение полной энергии жидкости DE . Поэтому уравнение баланса энергии для элементарного объема приобретает вид:

$$\frac{DQ}{Dt} = \frac{DE}{Dt} + \frac{DA}{Dt}.$$

Производные, входящие в данное равенство, являются субстанциальными. В общем случае они состоят из локальных и конвективных составляющих:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Согласно закону Фурье количество тепла, которое проходит через единицу площади поверхности, пропорционально градиенту температуры в направлении, перпендикулярном к поверхности.

Поэтому количество тепла, которое проходит через площадку S в единицу времени Dt , будет определяться зависимостью:

$$\frac{1}{S} \frac{DQ}{Dt} = -\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial n},$$

где λ – коэффициент теплопроводности; n – направление нормали к площадке S ; Θ – температура.

В выделенном объеме (см. рисунок 1, б) через его заднюю грань площадью $dydz$ в единицу времени Dt будет подведено количество тепла:

$$DQ_{x1} - \lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} dydz.$$

Через переднюю грань будет отведено следующее количество тепла:

$$DQ_{x2} = \left[\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) \right] dydz.$$

Таким образом, в элементарный объем в направлении оси x в единицу времени Dt будет подведено количество тепла:

$$DQ_x = DQ_{x2} - DQ_{x1} = Dt \cdot dx dy dz \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right).$$

Общее количество тепла, которое подводится к элементарному объему во всех трех направлениях, будет определяться как

$$DQ = Dt \cdot dx dy dz \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) \right].$$

Изменение полной энергии выделенного элементарного объема определяется изменением внутренней и кинетической энергии.

Изменение внутренней энергии:

$$D(\rho dx dy dz \cdot e),$$

где ρ – плотность жидкости; e – удельная внутренняя энергия.

Изменение кинетической энергии жидкости в элементарном объеме

$$D\left(\frac{1}{2} \rho dx dy dz \cdot v^2\right).$$

Соответственно изменение полной энергии в единицу времени составляет:

$$\frac{DE}{Dt} = \rho dx dy dz \left[\frac{De}{Dt} + \frac{1}{2} \frac{D}{Dt} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right].$$

Работа внешних сил определяется работой поверхностных сил, которые зависят от напряжений в жидкости. Работа, которая вызвана действием нормальных напряжений σ_{xx} , составляет:

$$DA_{\sigma_{xx}} = -dydz \left[-v_x \sigma_{xx} + \left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) \left(\sigma_{xx} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} dx \right) \right] = dx dy dz \frac{\partial}{\partial x} (v_x \sigma_{xx}).$$

Полная работа, выполненная как нормальными, так и касательными напряжениями, действующими на поверхности выделенного объема жидкости, за время Dt составляет:

$$DA = -dx dy dz \left[\frac{\partial}{\partial x} (v_x \sigma_{xx} + v_y \tau_{xy} + v_z \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y} (v_x \tau_{yx} + v_y \sigma_{yy} + v_z \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z} (v_x \tau_{zx} + v_y \tau_{zy} + v_z \sigma_{zz}) \right].$$

Подставив значения составляющих в уравнение и учитывая уравнения движения жидкости «в напряжениях», получим:

$$\rho \frac{De}{Dt} + \rho \text{div} \vec{v} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) + N_{\text{duc}}, \quad (1)$$

где N_{duc} – диссипативная функция, которая определяется зависимостью:

$$De = c D\Theta,$$

c – удельная теплоемкость жидкости.

Если считать коэффициент теплопроводности жидкости постоянным, уравнение (1) примет вид:

$$\rho c \frac{\partial \Theta}{\partial t} + v_x \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v_y \frac{\partial \Theta}{\partial y} + v_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right) + N_{\text{duc}}.$$

К этому уравнению добавляются уравнения Навье-Стокса и уравнения неразрывности жидкости. Определены закономерности движения жидкости при изменении ее температуры вследствие внутреннего трения.

Рассмотрим стационарное плоское движение вязкой жидкости с изменением ее температуры по причине диссипации энергии за счет вязкости.

Уравнение изменения температуры плоского ламинарного движения жидкости имеет вид:

$$\rho c \left(v_x \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v_y \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right) + N_{\text{дис}}, \quad (2)$$

где ρ – плотность жидкости; c – теплоемкость жидкости; λ – коэффициент теплопроводности жидкости; $N_{\text{дис}}$ – диссипативная функция; v_x, v_y – проекции скоростей на оси декартовой прямоугольной системы координат x и y ; Θ – температура жидкости.

Диссипативная функция для плоского движения жидкости определяется из уравнения:

$$N_{\text{дис}} = 2 \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2.$$

К этому уравнению добавляются уравнение неразрывности

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0,$$

и уравнение ламинарного движения жидкости в виде:

$$\begin{aligned} \rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right); \\ \rho \left(v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} \right), \end{aligned}$$

где p – давление в движущейся жидкости; μ – динамическая вязкость.

Уравнения плоского движения с изменением температуры применяют для течения в зазоре между двумя параллельными подвижными стенками.

Точные решения уравнений возможны для простых случаев движения жидкости. Одним из таких случаев является движение жидкости в зазоре между двумя параллельными стенками, которые смещаются относительно друг друга. Данный случай является чрезвычайно важным с точки зрения приближенного описания термических процессов, которые имеют место при комплексной обработке, где есть течение жидкого металла между инструментом и заготовкой (см. рисунок 1, а).

Течение в зазоре между двумя параллельными стенками, одна из которых движется (течение Куэтта), характеризуется параллельным движением частиц жидкости с линейным законом изменения скорости в сечении зазора (рисунок 2).

Изменения проекций скорости и давления определяются в виде:

$$v_x(y) = v_1 \frac{y}{h}, \quad v_y = 0; \quad p = \text{const},$$

где v_1 – окружная скорость РД ($v_1 = \omega r$, где ω – угловая скорость вращения РД; r – радиус РД); h – ширина зазора; v_x, v_y – проекции скоростей частиц жидкости; p – значение давления в зазоре.

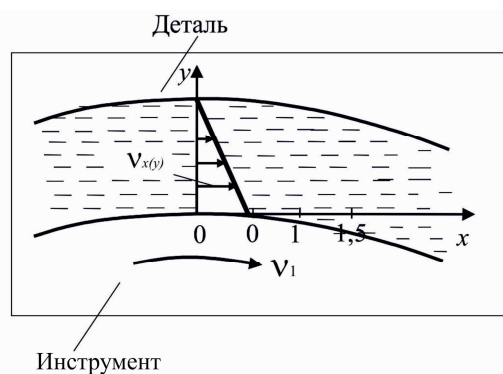


Рисунок 2 – Течение в слое металла, где имеет место безнапорное движение жидкости

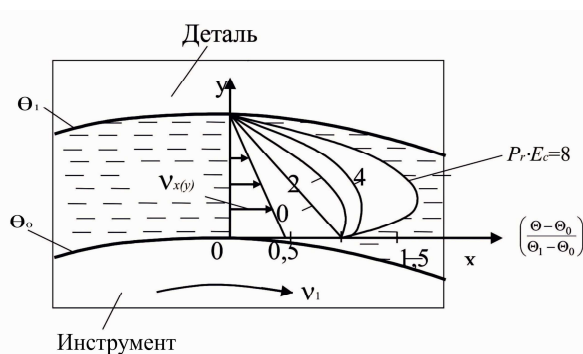


Рисунок 3 – Распределение температуры в слое металла, когда инструмент имеет температуру больше, чем температура детали

Определим граничные условия для температуры в виде постоянных значений температуры стенок: для нижней стенки – Θ_0 , для верхней – Θ_1 . Тогда граничные условия для распределения температуры в зазоре приобретают вид (см. рисунок 3):

$$\Theta = \Theta_0 \text{ при } y=0; \Theta = \Theta_1 \text{ при } y = h.$$

Для течения между двумя стенками диссипативная функция имеет вид:

$$N_{\text{дис}} = \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2.$$

Подставив значение диссипативной функции в уравнение температур (2), получим:

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

Температура не зависит от координаты x ($v_y = 0$). Получим:

$$\lambda \frac{d^2 \Theta}{dy^2} = -\mu \left(\frac{dv_x}{dy} \right)^2.$$

Производную проекции скорости по координатам найдем из выражения:

$$\frac{dv_x}{dy} = \frac{v_1}{h}.$$

Подставив производную в уравнение, получим дифференциальное уравнение второго порядка, которое определяет изменение температуры жидкости в зазоре между стенками:

$$\lambda \frac{d^2 \Theta}{dy^2} = -\mu \frac{v_1^2}{h^2}.$$

Решение этого дифференциального уравнения, удовлетворяющего граничным условиям, имеет вид:

$$\frac{\Theta - \Theta_0}{\Theta_1 - \Theta_0} = \frac{y}{h} + \frac{\mu v_1^2}{2\lambda(\Theta_1 - \Theta_0)} \frac{y}{h} \left(1 - \frac{y}{h} \right).$$

Приведем это решение к универсальному виду. Для этого введем характерное значение перепада температуры, равное разнице температур стенок:

$$\Theta_1 - \Theta_0 = (\Delta\Theta)_0.$$

Безразмерный комплекс, который входит в решение уравнения, запишем в виде:

$$\frac{\mu v_1^2}{2\lambda(\Theta_1 - \Theta_0)} = \text{Pr} \cdot \text{Ec}.$$

При этом введем число Прандтля:

$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a},$$

где a – коэффициент теплопроводности:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p},$$

где c_p – теплоемкость жидкости при постоянном давлении.

Число Эккерта, которое входит в комплекс, составляет:

$$\text{Ec} = \frac{v_1^2}{c_p (\Delta\Theta)_0}.$$

Введя относительную координату $\eta = y/h$, решение уравнения запишем в виде

$$\frac{\Theta - \Theta_0}{\Theta_1 - \Theta_0} = \eta + \frac{1}{2} \text{Pr} \cdot \text{Ec} \cdot \eta (1 - \eta).$$

Распределение температуры в зазоре между стенками при различных значениях параметров Pr и Ec имеет параболический вид (см. рисунок 3).

Если при движении жидкости обе стенки имеют одинаковую температуру $\Theta - \Theta_0$, то решение дифференциального уравнения при соответствующих граничных условиях имеет вид:

$$\Theta - \Theta_0 = \frac{\mu v_1^2}{2\lambda} \frac{y}{h} \left(1 - \frac{y}{h} \right).$$

Это распределение температуры соответствует параболе (рисунок 4).

Максимальное повышение температуры такого течения имеет место в середине зазора и равно:

$$\Theta_m - \Theta_0 = \frac{\mu v_1^2}{2\lambda}.$$

Уравнение температуры может быть решено при различных граничных условиях. Если поставить условием отсутствие теплопередачи на нижней стенке (теплоизолированная стенка), то граничные условия распределения температур будут иметь вид:

$$\Theta = \Theta_0 \text{ при } y = h; \quad d\Theta/dy = 0 \text{ при } y = 0.$$

В этих граничных условиях уравнение температуры имеет решение в виде:

$$\Theta - \Theta_0 = \frac{\mu v_1^2}{2\lambda} \left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right).$$

Это решение приведено в графическом виде на рисунке 5.

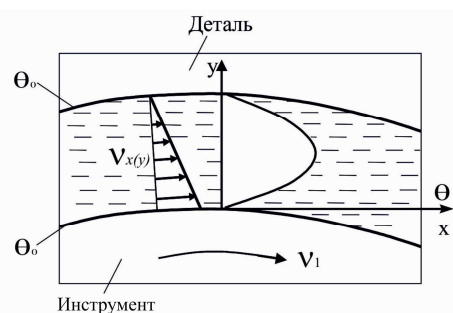


Рисунок 4 – Распределение температуры в слое металла при одинаковой температуре заготовки и инструмента

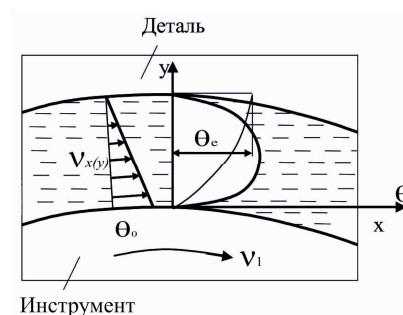


Рисунок 5 – Распределение температуры в слое металла при отсутствии теплопередачи через инструмент

Повышение температуры возле поверхности инструмента составит:

$$\Theta_\epsilon = \frac{\mu v_1^2}{2\lambda}.$$

Напорное движение жидкости в слое металла с переменной температурой возникает в заготовке на ее задней части. Для напорного движения жидкости в слое жидкого металла имеет место параболический профиль скоростей (рисунок 6).

$$v_x(y) = v_m \left(1 - \frac{y^2}{h^2} \right),$$

где v_m – максимальное значение скорости на оси канала; h – половина расстояния между стенками канала.

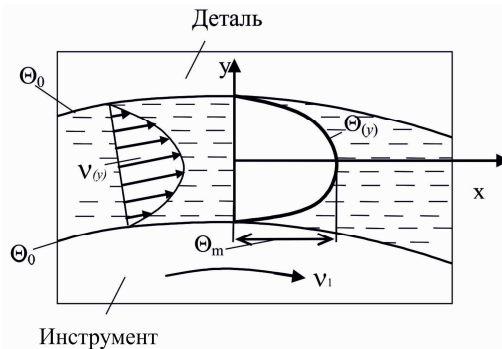


Рисунок 6 – Распределение скоростей и температуры в слое металла

Диссипативная функция для течения в канале равна:

$$N_{duc} = \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 = \frac{4v_m^2}{h^4} y^2.$$

Для канала, в котором стенки имеют одинаковую температуру Θ_0 при $y = \pm h$, решение уравнения температуры имеет вид:

$$\Theta - \Theta_0 = \frac{1}{3} \frac{\mu v_m^2}{\lambda} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^4 \right].$$

Решение уравнения соответствует параболе четвертого порядка (см. рисунок 6). Максимальное повышение температуры имеет место в середине канала и равно:

$$\Theta_m = \frac{1}{3} \mu \frac{v_m^2}{\lambda}.$$

Повышение температуры является существенным для вязких жидкостей с незначительной теплопроводностью. Это подтверждает вывод о том, что основное тепловыделение при комплексной обработке имеет место в слое жидкого металла.

Вследствие подачи заготовки слой металла между инструментом и заготовкой сужается. При этом течение металла на напорном участке соответствует точке в конфузурном канале (рисунок 7). Определено температурное поле при течении в конфузурном канале.

Прослеживается определенная закономерность между законами изменения скоростей и законами изменения температуры. Для безнапорного течения профиль скоростей близок к прямолинейному (рисунок 8, а). При этом повышение температуры Θ вследствие внутреннего трения соответствует параболе второго порядка. Для участка напорного движения профиль скоростей металла соответствует параболе 2-го порядка, а распределение температур – параболе 4-го порядка (рисунок 8, б).

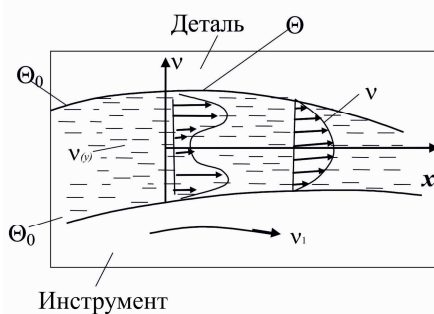


Рисунок 7 – Повышение температуры жидкого металла при сужении щели между заготовкой и инструментом

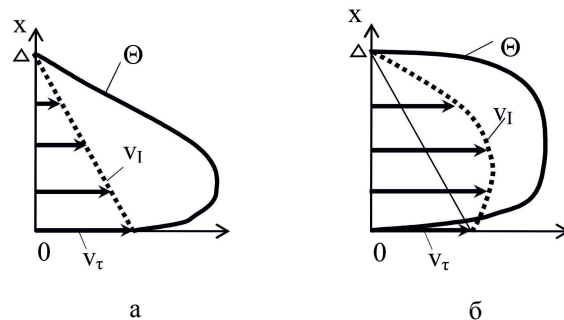


Рисунок 8 – Распределение скорости и температуры в слое расплавленного металла по периферии инструмента на участке безнапорного движения (а) и участке напорного движения (б)

Вследствие диссипации энергии в сравнительно тонком слое металла у поверхностей заготовки и инструмента имеет место значительное повышение температуры. Это является проявлениями специфического гидродинамического эффекта, связанного с течением металла в граничном слое, близком к твердым поверхностям.

Полученные закономерности проявляются при неизотермическом движении жидкости, в котором имеет место существенное изменение скорости по сечению потока. Таким движением является движение металла в зазоре. Специфические закономерности имеет распределение температуры в зазоре, который сужается. Распределение скоростей для такого зазора является более выпуклым, чем параболический профиль. Градиент скорости имеет наибольшие значения в непосредственной близости от стенки детали и инструмента и, соответственно, там имеет место наибольшее повышение температуры жидкого металла.

Выводы. Доказано наличие участков безнапорного, напорного и свободного движения металла, находящегося на поверхности инструмента, и установлены закономерности его пространственного течения. Установлено, что основное повышение температуры имеет место не на твердых поверхностях, ограничивающих слой жидкого металла, а в середине слоя расплавленного металла, где имеют место максимальные градиенты скорости. Расположенный между поверхностями инструмента и заготовки слой жидкой фазы обрабатываемого металла играет предохранительную роль для рабочих поверхностей инструмента и позволяет повысить стойкость инструмента.

Перспективним направленням дальніших досліджень являється установлення закономірностей впливу теплофізических властивостей оброблюваного металу на розміри жидкої фази прослойки в зоні контакту робочих поверхностей інструмента і заготовки.

Библиографический список использованной литературы

1. Зарубицкий Е.У. Обработка металлов дисками трения / Е.У. Зарубицкий // Машиностроитель. – 1980. – № 7. – С. 31.
2. Зарубицкий Е.У. Исследование процесса стружкообразования при обработке металлов диском трения / Е.У. Зарубицкий, Н.В. Талантов, Т.П. Костина // Вестник машиностроения. – 1981. – №9. – С. 57–58.
3. Струтинський В.Б. Динамічні процеси в металорізальних верстатах / В.Б. Струтинський, В.М. Дрозденко. – Київ: Основа-Принт, 2010. – 440 с.
4. Струтинський В.Б. Комплексні методи механічної обробки деталей, що реалізують особливості динаміки технологічної системи верстата / В.Б. Струтинський, М.І. Покінтелиця // Вестник НТУУ «КПІ». Сер.: Машиностроение: сб. науч. тр. – Киев: НТУУ «КПІ», 2012. – Вып. 64. – С. 35–42.
5. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика / Б.Т. Емцев. – М.: Машиностроение, 1987. – 440 с.

Поступила в редакцию 14.01.2014 г.

Покінтелиця М.І. Особливості структурних перетворень металу в зоні термофрикційного різання

Наведені результати визначення закономірностей утворення та переміщення рідкої фази розплавленого металу у зоні контакту робочих поверхонь інструменту і заготовки та встановлення їх зв'язку з показниками якості обробленої поверхні при комплексній термофрикційній та механічній обробці поверхонь деталей.

Ключові слова: термофрикційна обробка, хвилястість, коливання, функція, шар, потік, профіль, схема, модель.

Pokintelitsa N.I. Structural transformations metal in the zone thermofrictional cutting

The results of studies on the mechanism of formation of quality when processing thermofrictional flat surfaces of details that will predict the degree of deviation of the real form of processed products from its nominal value, and establish deterministic and random errors in the geometric parameters obtained surfaces.

Keywords: thermofrictional treatment, waviness, oscillation, function, layer, flow, profile, scheme, model.