

УДК 621.7.02

М.Ю. Куликов, А.В. Флоров, Сан Маунг

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО СОСТОЯНИЯ ИНСТРУМЕНТА ПРИ КОЛЕСОТОКАРНОЙ ОБРАБОТКЕ

Рассмотрена возможность создания методики расчета нестационарного температурного поля, возникающего в материале при резании. Предложен новый методический подход к определению нестационарного температурного поля в однородном материале.

Ключевые слова: математическое моделирование, расчет температуры, нестационарное температурное поле, колесотокарная обработка.

Обработка поверхностей катания колесных пар ведется без охлаждения, и возникающие при этом температуры в инструменте оказывают большое влияние на эффективность колесотокарной обработки. Следствием этого является появление большого количества задач, связанных с разработкой материалов и покрытий, способных выдерживать высокие тепловые нагрузки.

Таким образом, актуальность создания простых и точных методов расчета нестационарного теплового поля для практического применения в задачах резания материалов не вызывает сомнения.

В [1; 2] нами предложен метод расчета стационарного теплового поля. Согласно этому методу, элемент, состоящий из однородного материала, разбивается на градиентные адиабатные трубки, обмена энергией между которыми не происходит. Каждая трубка имеет свою кривизну и местоположение в элементе, обусловленное мощностью теплового потока в трубке и обжатием формы тела всей системы трубок. У каждой кривой трубки есть свой прямой теплофизический аналог. Это усеченный конус, имеющий площади оснований, а также высоту, равные площадям входа и выхода и длине средней линии кривой трубки соответственно. Рассмотрим такой теплофизический аналог градиентной трубки (рис. 1).

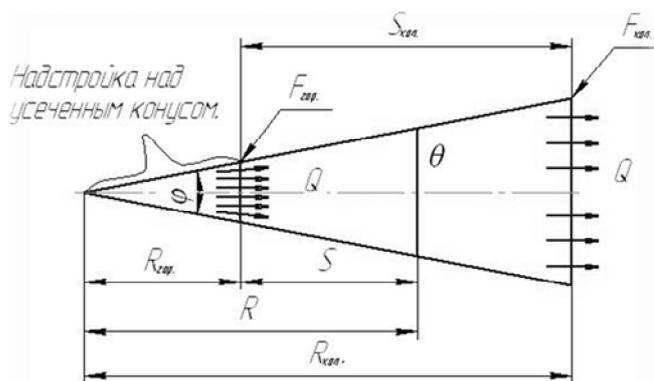


Рис. 1. Теплофизический аналог градиентной трубки

1. Усеченный конус - аналог адиабатной трубки имеет постоянный по высоте трубки телесный угол φ :

$$\varphi = \frac{F}{R^2}.$$

2. Для каждой трубки угловая теплонапряженность (тепловая энергия на единицу телесного угла) всей системы трубок есть величина, равная

$$K = \frac{Q}{\varphi}.$$

3. Температура материала конуса в стационарном процессе передачи тепла

от меньших его размеров к большим определяется формулой [1 - 3]

$$\theta = \theta_0 + \frac{Q}{\lambda \varphi R},$$

где θ_0 - температура материала конуса при $R \rightarrow \infty$; Q - тепловой поток; λ - коэффициент теплопроводности.

Для каждого конуса с учетом трех гипотез системы трубок можно записать:

$$R_{zop} = \sqrt{\frac{F_{zop}}{\varphi}},$$

$$F_{хол} = \varphi R_{хол}^2 = \varphi (R_{zop} + S)^2 = \frac{Q}{K} (R_{zop} + S)^2,$$

$$F_{хол} = \frac{Q}{K} \left(\sqrt{\frac{F_{zop}}{Q}} K + S \right)^2,$$

где $F_{хол}$ и F_{zop} - не суммарные, а ij -е. Следовательно, задавая разбиение нашего источника на F_{zopij} -е площади, мы можем находить соответствующие $F_{холij}$ -е площади.

Теперь все индексы у нас ij -е, кроме K , и мы имеем право написать:

$$\sum_{ij} \frac{Q}{K} \left(\sqrt{\frac{F_{zop}}{Q}} K + S \right)^2 = F_{хол\Sigma},$$

где $F_{хол\Sigma}$ - полная холодная поверхность.

Решаем данное уравнение итерацией относительно K . Здесь Q_{ij} , F_{zopij} и S_{ij} - исходные данные. Задаем исходное значение $K = K_0$. Необходимо подобрать такое K , чтобы

$$\min_K \left(F_{хол\Sigma} - \sum_{ij} \frac{Q}{K} \left(\sqrt{\frac{F_{zopij}}{Q_{ij}}} K + S_{ij} \right)^2 \right)^2.$$

При известном K мы можем вычислять углы φ и площади холодных торцевых оснований трубок, а значит, знаем их точное расположение в материале. Система трубок, построенная на таком принципе, при заданном температурном поле на входе в блок материала позволяет определить тепловые потоки и температурное поле во всем блоке, в том числе и на плоскостях стоков.

Такая задача алгоритмизируется и решается минимизацией квадрата отклонения температурного потока на входах от потока во внешнюю среду по температуре поля на входе [2 - 4]:

$$\min_{\theta(S_{zop})} \left\{ Q_{cm} [\theta(S_{хол})] - Q_{ум} \right\}^2,$$

где

$$\theta(S_{хол}) = \theta_0 + \frac{Q}{\lambda \varphi S}.$$

Однако можно предложить и более сложные задачи, чем та, которую мы только что завершили. Наша задача ограничена использованием для ее решения стационарного процесса распространения тепла. Он же, строго говоря, имеет право на существование лишь в бесконечном по времени пределе. Поэтому нам приходится использовать алгоритм предельного режима для реального случая, считая, что реальный случай близок к предельному, что все процессы в наших задачах достаточно близко и быстро подходят к стационару. И это, вероятно, близко к истине. Но мы можем также указать направление на решение задач, требующих более строгого учета реальной удаленности задачи от стационара. Они связаны с определением и использованием скорости распространения тепла. Основное уравнение теплофизики, кроме прочего, позволяет соизмерить изменения расстояния и времени прохождения тепла, а это дает скорость его распространения. Действительно, наше уравнение движения тепла для трубки (конуса) имеет вид

$$\lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2} - C_v \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 0.$$

Постулируем, что есть функция $S(\tau)$ (или обратная ей $\tau(S)$), представляющая собой геометрическое место физических точек S материала, в каждой из которых в момент времени температура θ внешней среды начинает повышаться. Эта функция определяется тем, что в каждом переходе ее от точки к точке изменение температуры от первого члена теплофизического уравнения и изменение ее от второго члена равны. Эти изменения температуры мы получаем путем двукратного интегрирования первого члена уравнения по S и однократного интегрирования второго по τ . Приравнявая изменения температуры, мы получаем искомую функцию:

$$\tau = \tau(S).$$

Она имеет значение в формальной процедуре определения температурных полей в материале, соответствующих различным моментам времени прогрева материала. Она также дает нам скорость движения тепла в материале:

$$\frac{dS}{d\tau} = \frac{C_v}{\lambda S}.$$

Функция $\tau(S)$ позволяет построить трехмерный одноплоскостной график движения тепла в материале (рис. 2), который простым преобразованием может быть представлен в двухмерном виде (рис. 3).

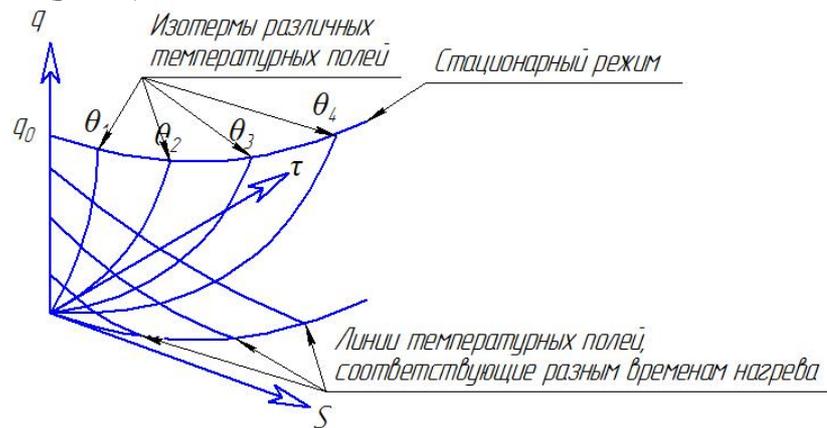


Рис. 2. Одноплоскостной трёхмерный график движения тепла в материале

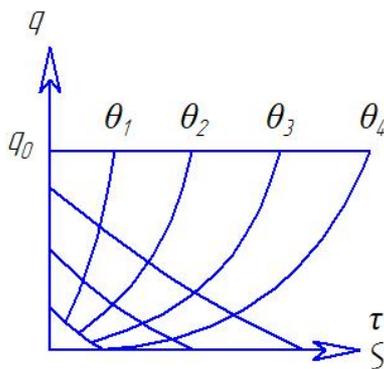


Рис. 3. График движения тепла в материале, развёрнутый на плоскость

Очевидно, что линии температурных полей, соответствующих различным моментам времени нагрева материала, а также линии изотерм этих полей не являются прямыми. Но в достаточно хорошем приближении эти линии могут быть аппроксимированы прямыми и давать достаточно хорошую оценку температурных полей в материале в различные конечные моменты времени.

Представленная методика позволяет с применением несложной вычислительной процедуры получать с инженерной точностью температуру в любой точке исследуемого объекта в определённый промежуток времени и на основе полученных результатов принимать решение об использовании материалов инструмента и покрытия, а также режимов резания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куликов, М.Ю. Разработка методики расчета температурного поля в инструменте при резании / М.Ю. Куликов, А.В. Флоров // *Фундаментальные проблемы техники и технологии*. - 2012. - 77 с.
2. Куликов, М.Ю. Разработка математической модели тепловых полей и тепловых деформаций в материале при резании / М.Ю. Куликов, А.В. Флоров, Сан Маунг // *Изв. Кабардино-Балкар. гос. ун-та*. - 2012. - 40 с.
3. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер; пер. со 2-го англ. изд. под ред. А.А. Померанцева. - М., 1964. - 488 с.
4. Резников, А.Н. Тепловые процессы в технологических системах: учеб. для вузов / А.Н. Резников, Л.А. Резников. – М.: Машиностроение, 1990. - 288 с.

Материал поступил в редколлегию 18.07.14.