3. Наибольшее влияние на значение *E* оказывает объем материала. Снижение объема, занимаемого водой, с 1 л до 0,05 л увеличивает *E* в сотни раз. Диэлектрические характеристики материалов оказывают меньшее влияние на напряженность электрического поля, чем объем загрузки.

Литература

1. Advances in Agricultural Science and Technology. Volume 1. Advances in Bioprocessing Engineering. Editors Harrison Yang, Juming Tang. World Scientific. – 2002. – 172 p.
2. Волгушева Н.В. Кінетика сушіння щільного шару дисперсного матеріалу (на прикладі гречки) при різних способах підведення теплоти //Автореферат канд. дис. Одеса: 2005. – 12 с.
3. Nelson S.O. A System for Measuring Dielectric Properties at Frequencies from 8.2 to 12.4 GHz // J. of Transactions of the ASAE. – 1972. – Vol. 15, No.6. – P. 1094-1098.
4. Nelson S.O. Dielectric Properties Measurement Techniques and Applications // J. of Transactions of the ASAE. – 1999. – Vol. 42, No. 2. – P. 523-529. Nelson S.O. Dielectric Properties of Agricultural Products and Some Applications // J. of Res. Agr. ENG. – 2008. – Vol. 54, No. 2. – P. 102-112.
5. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на СВЧ. – М.: Физматиздат. – 1973. – 403 с.
6. Бошкова И.Л., Т.Ю. Дементьева, Е.В Георгиеш, Колобков С.Н Измерение диэлектрических характеристик растительных материалов // Холодильна техніка та технологія. − Одеса: ОНАХТ, 2013. – Вип.2. − С. 28-31.
7. Бошкова И.Л., Волгушева Н.В., Панченко Г.І. Дослідження діелектричних характеристик зернових культур // Наукові праці ОНАПТ, Одеса. – 2009. – вип. 36. – т.1. – С. 83-86.
8. S. O. Nelson. Rewiew of Factors Influencing the Dielectrical Properties of Cereal Grain // J. Cereal Chem. – 1981. – Vol. 58, – no. 6. – Pp. 487-492.
9. П.В. Козлов, В.М. Лелевкин. Микроволновой нагрев и стационарные тепловые состояния керамической пластины. Теплофизика и теоретическая теплотехника. Вестник КРСУ. – 2006. – Том 6. – № 5. – С. 17-27.

УДК 669.713.7

К ВОПРОСУ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ В ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Зуев А.А., канд. техн. наук, доцент, Мелкозеров М.Г., канд. техн. наук, доцент
Сибирский государственный аэрокосмический университет
им. акад. М.Ф. Решетнева, г. Красноярск

В теории турбомашин, как компрессорных, так и расширительных, при разработке математических моделей выделяют несколько основных конструктивно-граничных элементов: подводящее и отводящее устройства в корпусе статора; межлопаточный канал рабочего колеса; вспомогательный гидравлический тракт, формируемый зазором между ротором и статором. При определении функциональных взаимосвязей отдельные элементы заключается в общую модель турбомашины.

In theory, turbomachinery as compressor and expansion , the development of mathematical models of some basic structural and boundary elements : inlet and outlet devices in the stator housing ; interscapular channel impeller ; auxiliary hydraulic path formed by the gap between the rotor and stator. In determining the functional linkages interrelated individual elements is a general model of the turbomachine.

Ключевые слова: уравнение энергии, толщина потери энергии, коэффициент теплоотдачи.

Для сжимаемых рабочих тел отделить механическую задачу о изменении кинетической энергии потока от тепловой невозможно, учет необратимости и неадиабатности течения в элементах турбомашин требует определения функций для локального напряжения трения и коэффициента теплоотдачи. Полуэмпирические интегральные методы теории пограничного слоя (динамического и температурного) в большей мере рассматривают плоские (двумерные) модели для линейных задач. В турбомашинах как основное техническое движение используется вращение ротора, траектории и линии тока потока имеют форму спирали или окружности. Если линии тока искривлены, то, кроме продольного перепада давлений, в потоке имеется также поперечный перепад давления, уравновешивающий действие центробежных сил. В пограничном слое, в котором давлении внешнего потока передается без изменений, это равновесие нарушается, так как центробежная сила, вследствие уменьшения скорости, становится меньше. Равновесие восстанавливается действием сил трения вторичного течения в пограничном слое, направленного противоположно поперечному градиенту давления, т.е. от вогнутой стороны линии тока внешнего потока. Скорости вторичного течения, переменные по толщине слоя и направленные в центр кривизны линий тока, вызывают в нем и на поверхности тела поперечные касательные напряжения. Таким образом, суммарное касательное напряжение на поверхности тела в общем случае не совпадает с направлением линий тока внешнего потока, как имеет место в плоском или осесимметричном пограничных слоях.

Для решения задачи локального теплообмена при поперечном градиенте давления потока на внешней границе пограничного слоя, как правило, используются интегральные соотношения динамического [1] и температурного пространственного пограничного слоя (ППС). В классической постановке интегральное соотношение уравнения энергии температурного ППС представляет собой дифференциальное уравнение с двумя неизвестными: толщиной потери энергии и локальным коэффициентом теплоотдачи.

Для случая течения несжимаемой жидкости достаточно совместного решения уравнений движения [1] и энергии в граничных условиях ППС, для сжимаемой жидкости необходимо дополнение системы уравнением состояния. Запись и интегрирование уравнения энергии температурного ППС представляет отдельную, но необходимую задачу.

Общий вид уравнения энергии в операторной форме [2]:

$$\rho C_p \frac{dT}{d\tau} = \mathrm{div} q + \mu \Phi + p\,\mathrm{div}\bar{c} + \varepsilon\,, \tag{1}$$

где с учетом $\rho = const$, дивергенция абсолютной скорости:

$$\bar{c} = \bar{u} + \bar{\upsilon} + \bar{w}\,,$$

равна нулю, соответственно в уравнении энергии (1) не учитывается работа сил давления:

$$p\,\mathrm{div}\bar{c} = 0\,. \tag{2}$$

Дивергенция удельного теплового потока в естественных криволинейных координатах имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathrm{div} q &= \mathrm{div}(\mathrm{grad}\lambda T) = \nabla^2(\lambda T) = \\ &= \frac{1}{H_\varphi H_y H_\psi}\left[\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial\varphi}\frac{H_y H_\psi}{H_\varphi}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\frac{H_\psi H_\varphi}{H_y}\right) + \frac{\partial}{\partial\psi}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial\psi}\frac{H_\varphi H_y}{H_\psi}\right)\right] \end{aligned} \tag{3}$$

Учитывая, что при анализе масштаба величин автор [2] оставляет только члены с координатой ортогональной поверхности — члены с $\frac{\partial}{\partial y}$, тогда выражение (3) с учетом $\lambda = const$ примет вид:

$$\nabla^2(\lambda T) = \frac{\lambda}{H_\varphi H_y H_\psi}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\frac{H_\psi H_\varphi}{H_y}\right). \tag{4}$$

Полная производная по температуре в естественных криволинейных координатах имеет вид:

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial\tau} + \frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial T}{\partial\varphi}\frac{d\varphi}{dt} + \frac{1}{H_y}\frac{\partial T}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \frac{1}{H_\psi}\frac{\partial T}{\partial\psi}\frac{d\psi}{dt}\,,$$

окончательно имеем выражение для полной производной:

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\partial T}{\partial\tau} + \frac{U}{H_\varphi}\frac{\partial T}{\partial\varphi} + \frac{\upsilon}{H_y}\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{w}{H_\psi}\frac{\partial T}{\partial\psi}\,. \tag{5}$$

Диссипативная функция в естественных криволинейных координатах имеет вид:

$$\begin{aligned} \Phi = 2&\left[\left(\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial u}{\partial\varphi}\right)^2 + \left(\frac{1}{H_y}\frac{\partial\upsilon}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{1}{H_\psi}\frac{\partial w}{\partial\psi}\right)^2\right] + \left(\frac{1}{H_y}\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial\upsilon}{\partial\varphi}\right)^2 + \\ &+ \left(\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial w}{\partial\varphi} + \frac{1}{H_\psi}\frac{\partial u}{\partial\psi}\right)^2 + \left(\frac{1}{H_\psi}\frac{\partial\upsilon}{\partial\psi} + \frac{1}{H_y}\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 \end{aligned} \tag{6}$$

С учетом результатов масштабов величин, автор [2] оставляет в диссипативном члене только члены с $\frac{\partial u}{\partial y}$ и $\frac{\partial w}{\partial y}$, тогда уравнение (6) упроститься:

$$\Phi = \left(\frac{1}{H_y} \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{1}{H_y} \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 . \qquad (7)$$

Учитывая выражения (2; 4; 5; 7) и то, что внутренних источников тепла нет — $\varepsilon = 0$, уравнение (1) примет вид:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{u}{H_\varphi} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + \frac{\upsilon}{H_y} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{w}{H_\psi} \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) =$$
$$\frac{\lambda}{H_\varphi H_y H_\psi} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \frac{H_\psi H_\varphi}{H_y} \right) + \mu \left[\left(\frac{1}{H_y} \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{1}{H_y} \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] . \qquad (8)$$

Учтем, что $H_y = 1$ а коэффициент ламе $H_\psi = const$, $H_\varphi = const$ при интегрировании по оси y; течение установившееся $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$, тогда окончательно уравнение энергии для пространственного пограничного слоя в естественной криволинейной системе координат примет вид:

$$\rho C_p \left(\frac{u}{H_\varphi} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + \upsilon \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{w}{H_\psi} \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \qquad (9)$$

Проинтегрируем уравнение (9) по координате y в границах толщины пограничного слоя. При этом учтем выражение для скорости υ (нормальной граничной поверхности), полученное из уравнения неразрывности [1]:

$$\upsilon = -\frac{1}{H_\varphi H_\psi} \left(\int_0^y \frac{\partial (H_\psi u)}{\partial \varphi} dy + \int_0^y \frac{\partial (H_\varphi w)}{\partial \psi} dy \right) .$$

Последовательно проинтегрируем члены уравнения (9), начиная слева. Учтем, что по существу рассматривается функция ($T - T_0$), где T — температура в пограничном слое; T_0 — температура стенки.

$$\int_0^\delta \frac{u}{H_\varphi} \frac{\partial (T - T_0)}{\partial \varphi} dy = \frac{1}{H_\varphi} \int_0^\delta \frac{\partial (u (T - T_0))}{\partial \varphi} dy - \frac{1}{H_\varphi} \int_0^\delta \left((T - T_0) \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right) dy = A1 . \qquad (10)$$

При интегрировании второго члена используется прием интегрирования по частям:

$$\int_0^\delta \upsilon \frac{\partial (T - T_0)}{\partial \varphi} dy = -\frac{1}{H_\varphi H_\psi} \int_0^\delta \left[\int_0^y \frac{\partial (H_\psi u)}{\partial \varphi} dy + \int_0^y \frac{\partial (H_\varphi w)}{\partial \psi} dy \right] dy =$$
$$= -\frac{1}{H_\varphi H_\psi} \left[\int_0^y \frac{\partial (H_\psi u)}{\partial \varphi} dy + \int_0^y \frac{\partial (H_\varphi w)}{\partial \psi} dy \right] (T - T_0) \Big|_0^\delta - \int_0^\delta (T - T_0) \left(\frac{\partial (H_\psi u)}{\partial \varphi} + \frac{\partial (H_\varphi w)}{\partial \psi} \right) dy.$$

После преобразований получаем выражение для второго члена

$$\int_0^\delta \upsilon \frac{\partial T}{\partial \varphi} dy = -\frac{(T_\delta - T_0)}{H_\varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\int_0^\delta u dy \right) - \frac{(T_\delta - T_0)}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} \int_0^\delta u dy -$$
$$- \frac{(T_\delta - T_0)}{H_\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\int_0^\delta w dy \right) - \frac{(T_\delta - T_0)}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} \int_0^\delta w dy +$$
$$+ \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\psi}{\partial \varphi} \int_0^\delta (T - T_0) u dy + \frac{1}{H_\varphi} \int_0^\delta (T - T_0) \frac{\partial u}{\partial \varphi} dy +$$
$$+ \frac{1}{H_\varphi H_\psi} \frac{\partial H_\varphi}{\partial \psi} \int_0^\delta (T - T_0) w dy + \frac{1}{H_\psi} \int_0^\delta (T - T_0) \frac{\partial w}{\partial \psi} dy = A2, \qquad (11)$$

где T_δ — температура на внешней границе пограничного слоя.

Интеграл третьего члена определится выражением:

$$\int_0^\delta \frac{w}{H_\psi}\frac{\partial(T-T_0)}{\partial\psi}dy = \frac{1}{H_\psi}\int_0^\delta \frac{\partial(w(T-T_0))}{\partial\psi}dy - \frac{1}{H_\psi}\int_0^\delta (T-T_0)\frac{\partial w}{\partial\psi}dy = A3\,. \tag{12}$$

Учитывая выражение для удельного теплового потока:

$$q = \lambda\frac{\partial(T-T_0)}{\partial y}\,,$$

выражение для интеграла четвертого члена, с учетом закона Ньютона-Рихмана $q = dQ/dS = \alpha(T_\delta - T_0)$, примет вид:

$$\lambda\int_0^\delta \frac{\partial^2(T-T_0)}{\partial y^2}dy = \int_0^\delta \frac{\partial q}{\partial y}dy = q\big|_0^\delta = q_\delta - q_0 = -q_0 = -\alpha(T_\delta - T_0) = A4\,. \tag{13}$$

Для пятого члена уравнения (8) необходимо отметить, что для турбулентного пограничного слоя вязкое слоистое течение реализуется в тонком подслое δ_1, где эпюра скорости линейна и $\frac{\partial u}{\partial y}$ и $\frac{\partial w}{\partial y}$ постоянны.

Учтем, что выражения для напряжения трения:

$$\tau_\varphi = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right);.\ \tau_\psi = \mu\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right).$$

Интеграл для диссипативного члена преобразуется:

$$\int_0^\delta \mu\left(\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right)dy = \int_0^\delta \frac{1}{\mu}\left(\tau_\varphi^2 + \tau_\psi^2\right)dy\,. \tag{14}$$

Интеграл в границах от стенки до δ разбивается на два интервала. В первом интервале от 0 до δ_1 производные скорости постоянны и не равны нулю, во втором интервале от δ_1 до δ производные постоянны и равны нулю. Подобная аппроксимация степенных профилей скоростей позволяет достаточно просто проинтегрировать (14). С учетом того, что напряжения трения постоянны и равны напряжениям трения на стенке, а продольная и поперечная составляющие связаны выражением $\tau_\varphi = \varepsilon\tau_\psi$, получаем:

$$\int_0^\delta \frac{1}{\mu}\left(\tau_{\varphi_0}^2 + \tau_{\psi_0}^2\right)dy = \int_0^{\delta_1} \frac{1}{\mu}\left(\tau_{\varphi_0}^2 + \tau_{\psi_0}^2\right)dy = \frac{\delta_1\tau_{\varphi_0}^2\left(1+\varepsilon^2\right)}{\mu} = A5\,. \tag{15}$$

Как будет показано ниже, условная толщина δ_1 войдет в выражения для напряжения трения и уйдет из списка влияющих параметров.

Запишем сумму членов (10), (11), (12), (13), (15):

$$\rho C_p(A1 + A2 + A3) = A4 + A5\,.$$

При этом учтем, что четыре слагаемых взаимоуничтожатся, а в выражениях с $\int_0^\delta \frac{\partial(u(T-T_0))}{\partial\varphi}dy$ и $\int_0^\delta \frac{\partial(w(T-T_0))}{\partial\psi}dy$ знак интеграла и дифференциала поменяем местами:

$$\begin{aligned}&\rho C_p\left[\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\int_0^\delta u(T-T_0)dy\right) - \frac{(T_\delta-T_0)}{H_\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\int_0^\delta u dy\right) - \frac{(T_\delta-T_0)}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\int_0^\delta u dy - \right.\\ &- \frac{(T_\delta-T_0)}{H_\psi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\int_0^\delta w dy\right) - \frac{(T_\delta-T_0)}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}w\int_0^\delta u dy + \frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\int_0^\delta u(T-T_0)dy + \\ &\left. + \frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}\int_0^\delta w(T-T_0)dy + \frac{1}{H_\psi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\int_0^\delta w(T-T_0)dy\right)\right] = \\ &= -\alpha(T_\delta - T_0) + \frac{\delta_1\tau_{\varphi_0}^2(1+\varepsilon)}{\mu}.\end{aligned} \tag{16}$$

Аналогично толщине потери импульса динамического ППС [1] введем понятия толщины потери энергии температурного пограничного слоя:

– толщина потери энергии температурного ППС в продольном направлении:

$$\delta_{t\varphi}^{**}=\int_0^{\delta}\frac{u}{U}\left(1-\frac{T-T_0}{T_\delta-T_0}\right)dy\,; \tag{17}$$

– толщина потери энергии температурного ППС в поперечном направлении:

$$\delta_{t\psi}^{**}=\int_0^{\delta}\frac{w}{U}\left(1-\frac{T-T_0}{T_\delta-T_0}\right)dy\,. \tag{18}$$

Сгруппируем члены выражения (16) и разделим на $\rho C_p U\left(T_\delta-T_0\right)$. С учетом (17) и (18) получаем выражения соответственно для первого члена:

$$\begin{gathered}\frac{1}{U\left(T_\delta-T_0\right)}\left[\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\int_0^{\delta}u\left(T-T_0\right)dy\right)-\frac{\left(T_\delta-T_0\right)}{H_\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\int_0^{\delta}udy\right)\right]=\\=-\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\int_0^{\delta}\frac{u}{U}\left(1-\frac{T-T_0}{T_\delta-T_0}\right)dy\right)=-\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial\left(\delta_{t\varphi}^{**}\right)}{\partial\varphi}=B1;\end{gathered} \tag{19}$$

второго члена:

$$\begin{gathered}\frac{1}{U\left(T_\delta-T_0\right)}\left[\frac{-\left(T_\delta-T_0\right)}{H_\psi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\int_0^{\delta}wdy\right)-\frac{1}{H_\psi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\int_0^{\delta}w\left(T-T_0\right)dy\right)\right]=\\=-\frac{1}{H_\psi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\int_0^{\delta}\frac{w}{U}\left(1-\frac{T-T_0}{T_\delta-T_0}\right)dy\right)=-\frac{1}{H_\psi}\frac{\partial\left(\delta_{t\psi}^{**}\right)}{\partial\psi}=B2;\end{gathered} \tag{20}$$

третьего члена:

$$\begin{gathered}\frac{1}{U\left(T_\delta-T_0\right)}\left[\frac{-\left(T_\delta-T_0\right)}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\int_0^{\delta}udy+\frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\int_0^{\delta}u\left(T-T_0\right)dy\right]=\\=-\frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\int_0^{\delta}\frac{u}{U}\left(1-\frac{T-T_0}{T_\delta-T_0}\right)dy=-\frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\delta_{t\varphi}^{**}=B3;\end{gathered} \tag{21}$$

четвертого члена:

$$\begin{gathered}\frac{1}{U\left(T_\delta-T_0\right)}\left[\frac{-\left(T_\delta-T_0\right)}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}\int_0^{\delta}wdy+\frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}\int_0^{\delta}w\left(T-T_0\right)dy\right]=\\=-\frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}\int_0^{\delta}\frac{w}{U}\left(1-\frac{T-T_0}{T_\delta-T_0}\right)dy=-\frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}\delta_{t\psi}^{**}=B4;\end{gathered} \tag{22}$$

пятого члена:

$$B5=-\frac{\alpha}{\rho C_p U}=-St\,; \tag{23}$$

и шестого члена:

$$B6=\frac{1}{\rho C_p U\left(T_\delta-T_0\right)}\left[\frac{\delta_1\tau_{\varphi_0}^2\left(1+\varepsilon\right)}{\mu}\right]=\frac{\delta_1}{\mu U}\frac{\tau_{\varphi_0}^2\left(1+\varepsilon\right)}{\rho C_p\left(T_\delta-T_0\right)}\,,$$

где $\varepsilon=\dfrac{\tau_{0\psi}}{\tau_{0\varphi}}$ — тангенс угла скоса донной линии тока.

При допущении о постоянстве производной скорости в пристенном подслое δ_1 из (7) имеем:

$$\tau_{\varphi_0}=\mu\frac{\partial u}{\partial y}=\mu\frac{U}{\delta_1}\,.$$

Тогда

$$B6 = \frac{\tau_{\varphi_0}(1+\varepsilon)}{\rho C_p (T_\delta - T_0)} . \tag{24}$$

Запишем сумму членов (19), (20), (21), (22), (23), (24)

$$B1 + B2 + B3 + B4 = B5 + B6 ,$$

и изменив знак, окончательно получаем выражение для интегрального соотношения уравнения энергии пространственного пограничного слоя:

$$\frac{1}{H_\varphi}\frac{\partial\left(\delta_{t\varphi}^{**}\right)}{\partial\varphi} + \frac{1}{H_\psi}\frac{\partial\left(\delta_{t\psi}^{**}\right)}{\partial\psi} + \frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\psi}{\partial\varphi}\delta_{t\varphi}^{**} + \frac{1}{H_\varphi H_\psi}\frac{\partial H_\varphi}{\partial\psi}\delta_{t\psi}^{**} =$$

$$= \frac{\alpha}{\rho C_p U} - \frac{\tau_{\varphi_0}\left(1+\varepsilon^2\right)}{\rho C_p (T_\delta - T_0)},$$

где критерий Стантона:

$$St = \frac{\alpha}{\rho C_p U} .$$

Выводы

Получено интегральное соотношение уравнения энергии температурного пространственного пограничного слоя, позволяющее вести интегрирование при поперечном градиенте давления по граничным поверхностям турбомашины.

Литература

1. Краев М.М., КишкинА.А., Карасев В.П. Оценка момента сопротивления на корпусе малорасходного центробежного насоса.// Известия вузов. Авиационная техника. – Казань, №3, 1992.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М: Наука, 1969. – 744 с.

УДК 537.8:517.4

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ В МАТЕРИАЛЕ ПРИ ДЕЙСТВИИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОТЫ

Бошкова И.Л., канд. техн. наук, доцент; Георгиеш Е.В., аспирант
Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса

Обосновывается актуальность получения аналитического метода расчета температуры в материале при нагреве в микроволновом поле. Анализируются имеющиеся зависимости для расчета температуры. Приводится зависимость, позволяющая удовлетворительно определять среднюю температуру материала. Показано, что правильный учет КПД камеры существенно уменьшает погрешность расчета.

The urgency of obtaining an analytical method for calculating the temperature in the material when heated in a microwave field. Analyzes available depending on the calculation of temperature. Shows the dependence of allowing satisfactorily determine the average temperature of the material. It is shown that proper accounting of the camera significantly reduces the efficiency calculation error.

Ключевые слова: нагрев, микроволновая энергия, полярный диэлектрик, температура, тепловые потери.

Наиболее трудноконтролируемым и в то же время наиболее распространенным процессом в промышленности является нагрев [1]. Электрический объемный нагрев (ЭОН), к примеру, нагрев в микроволновом поле — относительно новый процесс, обладающий многими преимуществами по сравнению с конвекцией, кондукцией и излучением, при которых теплота подводится к поверхности, а внутри материала передается кондукцией. При ЭОН нагревается весь объем материала.