

2. ТЕХНОЛОГИЯ И ОБОРУДОВАНИЕ ЛЕСОЗАГОТОВОК

УДК 536.24

А.А. Куликов, И.В. Иванова, И.Н. Дюкова

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Введение. Основной закон теплопроводности Фурье позволяет вычислять тепловые потоки через различные поверхности по векторной характеристике неоднородности температурного поля – градиенту температуры. При формулировке этого закона рассматривается вектор плотности теплового потока. Подробное описание процесса теплопроводности, раскрывающее связь вектора плотности теплового потока со скоростью распространения энергии в сплошной среде за счёт теплопроводности, является актуальной задачей развития основ общей теории теплопроводности.

Цель исследования – построение физической модели теплопроводности, учитывающей скорость перемещения энергии в веществе.

Методика исследования. При теплопроводности перенос энергии в веществе не связан с переносом массы вещества. В модели сплошной среды при теплопроводности энергия непрерывным потоком распространяется через все точки пространства, занятого некоторым телом, что позволяет рассматривать это распространение как процесс, связанный с переносом некоторой материальной субстанции [Умов, 1950; Цветков, 2011]. Перемещение в пространстве любой материальной субстанции можно характеризовать скоростью её перемещения [Умов, 1950; Сивухин, 2005]. Например, в физической модели процесса теплового излучения энергия переносится в пространстве невесомыми фотонами, которые движутся со скоростью света [Зигель, 1975].

Известно, что вектор скорости по направлению всегда совпадает с вектором, характеризующим перемещение материального объекта [Сивухин, 2005]. Таким образом, направление перемещения любой материальной субстанции всегда совпадает с направлением вектора скорости. При теп-

лопроводности энергия движется непрерывным потоком, и в каждой конкретной точке пространства, заполненного сплошной средой, перемещение энергии в данный момент времени характеризуется какой-то конкретной скоростью этого перемещения.

При теплопроводности в конкретном теле достаточно очевидно, что чем больше скорость в рассматриваемой точке, тем больше через эту точку проходит энергии за счет теплопроводности. Если скорость равна нулю, то теплопроводность отсутствует. Скорость, с которой перемещается энергия в сплошной среде за счет теплопроводности, формирует в пространстве, занятом рассматриваемым телом, некоторое векторное поле [Умов, 1950]. Следует отметить, что найти значение модуля вектора этой скорости, например, в некоторой точке тела в данный момент времени весьма непросто. Однако в теории теплопроводности, как известно, это значение не требуется. Для формулировки закона Фурье, описывающего процесс теплопроводности, достаточным является представление о направленности вектора скорости, то есть о направленности переноса энергии за счет теплопроводности в упомянутой точке [Цветков, 2011].

По определению направление вектора плотности теплового потока, построенного в произвольной точке M с координатами x, y, z пространства, в котором расположено рассматриваемое тело, в момент времени τ , с, совпадает с направлением переноса энергии теплопроводностью через эту точку, то есть совпадает с направлением вектора скорости $\vec{\omega}_q$, м/с, с которой через точку M движется энергия за счет теплопроводности.

Это направление может быть задано ортом $\vec{e}_\omega$, всегда направленным вдоль вектора скорости $\vec{\omega}_q$. Таким образом, из определения направленности вектора плотности теплового потока вытекает следующая предварительная формула, в которой модуль этого вектора еще не определен:

$$\vec{q}(x, y, z, \tau) = |\vec{q}(x, y, z, \tau)| \cdot \vec{e}_\omega, \quad (1)$$

где $\vec{q}(x, y, z, \tau)$ – вектор плотности теплового потока, Вт/м²; $|\vec{q}(x, y, z, \tau)|$ – модуль вектора $\vec{q}$, Вт/м².

В соответствии с формулой (1), вектор $\vec{q}$ всегда направлен в ту сторону, в которую переносится энергия за счет теплопроводности. Это направление задается ортом $\vec{e}_\omega$, и оно никак не связано с тем, какой конкретной поверхности принадлежит рассматриваемая точка $M(x, y, z)$. Таким образом, вектор $\vec{q}$ формирует в области пространства, занятого рассматриваемым

мым телом, некоторое векторное поле $\vec{q}(x, y, z, \tau)$, то есть является объемной характеристикой процесса теплопроводности.

Общее определение вектора плотности теплового потока $\vec{q}$ может быть получено на базе определения известной величины, которая называется вектором плотности энергии $\vec{j}_{\text{эн}}$, Вт/м² [Умов, 1950; Цветков, 2011]:

$$\vec{j}_{\text{эн}} = \rho_{\text{эн}} \cdot \vec{\omega}, \quad (2)$$

где $\vec{\omega}$ – скорость, с которой энергия распространяется в пространстве, м/с; $\rho_{\text{эн}}$ – объёмная плотность энергии, Дж/м³.

Следует отметить, что определение (2) подобно также хорошо известному определению вектора плотности потока массы $\vec{j}$, кг/с·м² [Цветков, 2011; Лойцянский, 1970]:

$$\vec{j} = \rho \cdot \vec{v}, \quad (3)$$

где $\vec{v}$ – скорость, с которой масса распространяется в пространстве, м/с; ρ – плотность распределения в пространстве массы сплошной среды, или сокращенно – плотность среды, кг/м³.

Известно, что величина ρ , которая в общем случае может зависеть от времени, определяется на базе следующих построений. В пространстве, где расположено рассматриваемое тело, например, некоторый газ, выбирается произвольная точка M с координатами x, y, z . Вокруг точки M выделяется малый объем произвольной формы ΔV , м³, включающий в себя точку M . Малая масса малого объема ΔV обозначается как ΔM , кг.

По определению: плотность вещества в точке $M(x, y, z)$ в момент времени τ равна пределу отношения Δm к ΔV , при стремлении ΔV к нулю таким образом, что точка M остается всегда принадлежащей ΔV :

$$\rho(M, \tau) = \rho(x, y, z, \tau) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}, \quad (4)$$

где dV – бесконечно малый объем, «стягиваемый» в точку M , в котором находится рассматриваемая среда, м³; dm – бесконечно малая масса среды, находящейся в dV , кг; $\rho(x, y, z, \tau)$ – плотность распределения в пространстве массы сплошной среды (плотность среды), в общем случае зависящая от времени τ , кг/м³.

В (4) dV – это дифференциал объема – бесконечно малое приращение объема вокруг точки M , а dm – это дифференциал массы среды – бесконечно малое приращение массы, соответствующее приращению объема на dV .

Применяя определение (2) для случая теплопроводности, получаем:

$$\begin{aligned}\vec{q}(x, y, z, \tau) &= \rho_q(x, y, z, \tau) \cdot \vec{\omega}_q(x, y, z, \tau) = \\ &= \rho_q(x, y, z, \tau) \cdot |\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)| \cdot \vec{e}_\omega,\end{aligned}\quad (5)$$

где $\vec{q}(x, y, z, \tau)$ – вектор плотности теплового потока, формирующий в области пространства, занятого телом, где происходит теплопроводность, векторное поле, Вт/м²; $\rho_q(x, y, z, \tau)$ – объемная плотность энергии, перемещающейся за счет теплопроводности, формирующая в пространстве скалярное поле, – плотность распределения в пространстве энергии, переносимой за счет теплопроводности, Дж/м³; $|\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)|$ – модуль вектора $\vec{\omega}_q$, м/с; $\vec{e}_\omega$ – орт, направленный вдоль вектора $\vec{\omega}_q$.

Сравнивая определение (5) с формулой (1), получаем:

$$|\vec{q}(x, y, z, \tau)| = \rho_q(x, y, z, \tau) \cdot |\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)|. \quad (6)$$

Входящая в (5) величина ρ_q может определяться по формуле, аналогичной (4). Для этого в пространстве, где расположено рассматриваемое тело, выбирается произвольная точка M с координатами x, y, z . Вокруг точки M выделяется малый объём произвольной формы ΔV , м³, включающий в себя точку M . Количество энергии, которое переносится за счёт теплопроводности и находится в объёме ΔV , обозначается как ΔE .

По определению плотность распределения в пространстве энергии, переносимой за счёт теплопроводности, ρ_q в точке M в момент времени τ равна пределу отношения ΔE к ΔV , при стремлении ΔV к нулю таким образом, что точка M остаётся всегда принадлежащей ΔV :

$$\rho_q(M, \tau) = \rho(x, y, z, \tau) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta V} = \frac{dE}{dV}, \quad (7)$$

где dV – дифференциал объёма – бесконечно малый объём, «стягиваемый» в точку M , в котором находится энергия, переносимая за счёт теплопроводности; dE – дифференциал энергии, соответствующий dV , – бесконечно малое количество энергии, переносимой за счёт теплопроводности, которая находится в dV , Дж.

Для практического применения определения (7) в фиксированный момент времени τ проведём через рассматриваемую точку M плоскость $S_\perp$, перпендикулярную вектору скорости $\vec{\omega}_q(M)$, а значит и вектору $\vec{q}(M)$.

После этого построения рассматриваемую точку M обозначим как $M_{S\perp}$, где индекс S означает, что точка рассматривается как принадлежащая некоторой конкретной поверхности, а индекс $\perp$ означает, что эта поверхность перпендикулярна векторам $\vec{\omega}_q$ и $\vec{q}$, построенным в рассматриваемой точке. После этого в качестве элементарного объёма dV в (7) может быть рассмотрен объём элементарного прямоугольного цилиндра, у которого бесконечно малая площадь основания, содержащая в себе точку $M_{S\perp}$, располагается в пространстве перпендикулярно вектору скорости $\vec{\omega}_q(M_{S\perp})$ и обозначается как $dS_{\perp}$, м². При этом очевидно, что: направление вектора $\vec{\omega}_q(M_{S\perp})$ будет совпадать с направлением орта нормали $\vec{n}_M$, построенного из точки $M_{S\perp}$ к лицевой стороне площадки $dS_{\perp}$; элементарная площадка $dS_{\perp}$ принадлежит некоторой конечной плоской поверхности $S_{\perp}$, перпендикулярной вектору $\vec{\omega}_q(M_{S\perp})$, а, следовательно, и вектору $\vec{q}(M_{S\perp})$.

За бесконечно малую высоту цилиндра принимается расстояние, на которое за бесконечно малый интервал времени $d\tau$, с, перемещается энергия, проходящая через площадку $dS_{\perp}$ за счёт теплопроводности. Эта высота вычисляется по очевидной формуле:

$$dh = |\vec{\omega}_q(M_{S\perp})| \cdot d\tau, \quad (8)$$

где dh – высота элементарного прямоугольного цилиндра, м; $|\vec{\omega}_q(M_{S\perp})|$ – модуль скорости, с которой через $dS_{\perp}$ переносится энергия за счёт теплопроводности, м/с.

Объём рассматриваемого элементарного прямоугольного цилиндра вычисляется по известной формуле [Бронштейн, Семендяев, 1953]:

$$dV = dS_{\perp} \cdot dh = dS_{\perp} \cdot |\vec{\omega}_q(M_{S\perp})| \cdot d\tau. \quad (9)$$

Очевидно, что в построенном таким образом элементарном объёме dV будет находиться такое элементарное количество энергии dE , которое переносится за счёт теплопроводности через бесконечно малую площадку $dS_{\perp}$, перпендикулярную вектору $\vec{q}$, за бесконечно малое время $d\tau$.

Подставляя (9) в (7), получаем:

$$\rho_q(x, y, z, \tau) = \frac{dE}{dS_{\perp} \cdot d\tau \cdot |\vec{\omega}_q(M_{S\perp})|}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (5), получаем:

$$\vec{q}(x, y, z, \tau) = \frac{dE}{dS_{\perp} \cdot d\tau} \cdot \vec{e}_{\omega}. \quad (11)$$

Обозначим количество теплоты (энергии), которое проходит за счёт теплопроводности через всю поверхность $S_{\perp}$, перпендикулярную вектору $\vec{q}$ в точке $M_{S_{\perp}}$ за конечный интервал времени $\Delta\tau$, с, как $Q_{\perp}$, Дж. Тогда, за бесконечно малый интервал времени $d\tau$, с, через $S_{\perp}$ будет проходить бесконечно малое количество энергии $dQ_{\perp}$, Дж. По определению тепловой поток за счёт теплопроводности $N_{\perp}$, Вт, через эту конечную поверхность $S_{\perp}$ определяется формулой:

$$N_{\perp} = \frac{dQ_{\perp}}{d\tau} = (Q_{\perp})'_{\tau}, \quad (12)$$

где $\frac{dQ_{\perp}}{d\tau}$ и $(Q_{\perp})'_{\tau}$ – производная от величины $Q_{\perp}$ по времени, Вт.

Очевидно, что через бесконечно малую часть $dS_{\perp}$, м², всей поверхности $S_{\perp}$ будет проходить бесконечно малая часть $dN_{\perp}$, Вт, всего потока $N_{\perp}$. Величина $dN_{\perp}$ является дифференциалом теплового потока $N_{\perp}$, соответствующим бесконечно малому приращению площади $S_{\perp}$ поверхности вокруг точки $M_{S_{\perp}}$ на $dS_{\perp}$. Соответственно $dN_{\perp}$ вычисляется из (12) по известной формуле:

$$dN_{\perp} = (N_{\perp})'_{S_{\perp}} \cdot dS_{\perp} = [(Q_{\perp})'_{\tau}]'_{S_{\perp}} \cdot dS_{\perp}, \quad (13)$$

где $(N_{\perp})'_{S_{\perp}}$ – производная от $N_{\perp}$ по $S_{\perp}$, Вт/м².

Из определения локальной поверхностной плотности теплового потока для поверхности $S_{\perp}$ с учётом (13) получаем:

$$q_n(M_{S_{\perp}}) = \frac{dN_{\perp}}{dS_{\perp}} = [(Q_{\perp})'_{\tau}]'_{S_{\perp}} = \frac{d}{dS_{\perp}} \cdot \left(\frac{dQ_{\perp}}{d\tau} \right) = \frac{d(dQ_{\perp})}{dS_{\perp} \cdot d\tau}, \quad (14)$$

где $q_n(M_{S_{\perp}})$ – значение локальной поверхностной плотности теплового потока $N_{\perp}$, проходящего через поверхность $S_{\perp}$ в точке $M_{S_{\perp}}$, Вт/м².

В числителе (14) стоит величина $d(dQ_{\perp})$, Дж, которая по физическому смыслу равна элементарной энергии, переносимой за счёт теплопроводности, которая проходит через бесконечно малую площадку $dS_{\perp}$ за бесконечно малое время $d\tau$. Это величина равна dE , входящей

в (7) и (10). Соответственно формула (14), с учётом (9), (8) и (6), преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} q_n(M_{S\perp}) &= \frac{dN_{\perp}}{dS_{\perp}} = \frac{d(dQ_{\perp})}{dS_{\perp} \cdot d\tau} \cdot \frac{|\vec{\omega}_q(M_{S\perp})|}{|\vec{\omega}_q(M_{S\perp})|} = \frac{dE \cdot |\vec{\omega}_q(M_{S\perp})|}{dS_{\perp} \cdot d\tau \cdot |\vec{\omega}_q(M_{S\perp})|} = \\ &= \frac{dE}{dV} \cdot |\vec{\omega}_q(M_{S\perp})| = \rho_q(x, y, z, \tau) \cdot |\vec{\omega}_q| = |\vec{q}(x, y, z, \tau)|. \end{aligned} \quad (15)$$

С учётом (15) определение (5) может быть записано в виде:

$$\vec{q}(x, y, z, \tau) = \frac{dN_{\perp}}{dS_{\perp}} \cdot \vec{e}_{\omega}. \quad (16)$$

Равенство (16) позволяет сформулировать следующее определение: вектор плотности теплового потока $\vec{q}$ в момент времени τ в любой точке тела M с координатами x, y, z направлен в сторону переноса энергии за счёт теплопроводности, а его длина (модуль) равна отношению бесконечно малой части $dN_{\perp}$ теплового потока $N_{\perp}$, проходящего через поверхность $S_{\perp}$, перпендикулярную к вектору $\vec{q}$, к соответствующему бесконечно малому приращению поверхности $dS_{\perp}$ поверхности $S_{\perp}$, включающему точку M .

Величина в правой части равенства (16) находится по закону Фурье. Таким образом, определение (16) непосредственно позволяет найти важную для практических расчётов величину – локальную поверхностную плотность теплового потока q_n для одного частного случая, когда рассматриваемая поверхность перпендикулярна к вектору плотности теплового потока $\vec{q}$:

$$q_n(M_{S\perp}) = |\vec{q}(x, y, z, \tau)|. \quad (17)$$

В общем случае, при нахождении локальной поверхностной плотности теплового потока q_n , рассматривается некоторая поверхность S, m^2 , принадлежащая телу, в котором происходит теплопроводность, произвольным образом расположенная в пространстве. Расположение поверхности S в пространстве в любой точке M_S , принадлежащей S с координатами x, y, z , однозначно характеризуется ортом нормали $\vec{n}_M$, построенным в точке M_S к лицевой стороне поверхности S . В общем случае между вектором плотности теплового потока $\vec{q}(x, y, z, \tau)$ и ортом $\vec{n}_M$ образуется некоторый угол φ , рад.

Тепловой поток, проходящий через всю поверхность S , обозначается как N , Вт. По определению значение локальной поверхностной плотности теплового потока $q_n(M_S)$ в точке M_S поверхности S равно отношению дифференциала dN , Вт, теплового потока N , проходящего через бесконечно

малый участок dS , м^2 , поверхности S , включающий в себя точку M_S , к величине dS (дифференциалу S):

$$q_n(M_S) = \frac{dN}{dS}. \quad (18)$$

Через рассматриваемую точку M_S проводится плоскость, перпендикулярная к орту $\vec{n}_M$. Проекция dS на эту плоскость обозначается как $dS_{\text{пр}}$, м^2 . Из геометрического анализа можно показать, что отношение $dS_{\text{пр}}$ к dS равно единице, то есть то, что dS и $dS_{\text{пр}}$ практически неразличимы. Следовательно, элементарный тепловой поток dN , который проходит через dS , будет проходить и через $dS_{\text{пр}}$.

В момент времени τ в точке M_S скорость переноса энергии за счёт теплопроводности равна $\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)$. Известно, что любой вектор скорости можно разложить, например, на два составляющих вектора, перпендикулярных друг другу. Такое разложение скорости эквивалентно тому, что движение рассматривается как сумма двух происходящих одновременно перемещений: одно перемещение происходит в сторону первого вектора, второе – в сторону второго. Соответственно, вектор $\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)$ может быть представлен в виде:

$$\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau) = \vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)_{\perp} + \vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)_{\parallel}, \quad (19)$$

где $\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)_{\perp}$ – составляющая скорости, перпендикулярная элементарной площадке $dS_{\text{пр}}$, м/с; $\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)_{\parallel}$ – составляющая скорости, параллельная элементарной площадке $dS_{\text{пр}}$, м/с.

Очевидно, что энергия, переносимая за счёт теплопроводности, будет пересекать элементарную площадку $dS_{\text{пр}}$ только при наличии составляющей скорости $\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)_{\perp}$, так как за счёт составляющей $\vec{\omega}_q(x, y, z, \tau)_{\parallel}$ энергия будет переноситься вдоль $dS_{\text{пр}}$, не пересекая её.

Из (5) следует, что подобным образом раскладывается вектор плотности теплового потока:

$$\vec{q}(x, y, z, \tau) = \vec{q}(x, y, z, \tau)_{\perp} + \vec{q}(x, y, z, \tau)_{\parallel}, \quad (20)$$

где $\vec{q}(x, y, z, \tau)_{\perp}$ – составляющая вектора, перпендикулярная элементарной площадке $dS_{\text{пр}}$, Вт/м²; $\vec{q}(x, y, z, \tau)_{\parallel}$ – составляющая вектора, параллельная элементарной площадке $dS_{\text{пр}}$, Вт/м².

Результаты исследований. Очевидно, что элементарный тепловой поток dN , проходящий через $dS_{\text{пр}}$, существует только благодаря наличию составляющей $\vec{q}(x, y, z, \tau)_{\perp}$ вектора $\vec{q}(x, y, z, \tau)$.

В любой конкретной точке M_S , принадлежащей поверхности S , для составляющей $\vec{q}(x, y, x, \tau)_\perp$ и элементарной площадки $dS_{\text{пр}}$ выполняются условия, соответствующие частному случаю (17). Следовательно, в общем случае локальная поверхностная плотность теплового потока $q_n(M_S)$ в любой точке M_S , принадлежащей произвольно выбранной в теле поверхности S , равняется модулю вектора $\vec{q}(x, y, x, \tau)_\perp$:

$$q_n(M_S) = |\vec{q}(x, y, x, \tau)_\perp|. \quad (21)$$

Модуль вектора в правой части (21) вычисляется по очевидной формуле:

$$|\vec{q}(x, y, z, \tau)_\perp| = |\vec{q}(x, y, z, \tau)| \cdot \cos \varphi. \quad (22)$$

После подстановки (22) в (21) получается формула, позволяющая в самом общем случае находить значение локальной поверхностной плотности теплового потока при известном поле вектора плотности теплового потока $\vec{q}(x, y, x, \tau)$:

$$q_n(M_S) = |\vec{q}(x, y, z, \tau)| \cdot \cos \varphi. \quad (23)$$

Следует отметить, что величина q_n не формирует в пространстве скалярное поле, так как её значение в некоторой точке зависит от того, какой конкретной поверхности эта точка принадлежит.

Формула (23), с привлечением закона Фурье, позволяет находить распределение локальной поверхностной плотности теплового потока q_n на любой поверхности, принадлежащей телу, в котором наблюдается теплопроводность, в частности, на наружных поверхностях тела.

Выводы.

1. С помощью физической модели проанализирована роль скорости, с которой в сплошной среде распространяется энергия за счёт теплопроводности.

2. На базе общего определения вектора плотности энергии дано определение вектора плотности теплового потока и получена формула для определения объёмной плотности энергии, переносимой за счёт теплопроводности.

3. Из общих определений строго выведена формула, позволяющая для общего случая находить распределение локальной поверхностной плотности теплового потока при известном поле вектора плотности теплового потока.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Библиографический список

Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Гос-
техтеоретиздат, 1953. 608 с.

- Зигель Р. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
Сивухин Д.В. Общий курс физики. В 5 т. Т. 1. Механика. М.: МФТИ, 2005. 560 с.
Умов Н.А. Математика. Механика. Физика. Астрономия. М.: Изд-во технико-теоретической литературы, 1950. 446 с.
Цветков Ф.Ф. Тепломассообмен. М.: МЭИ, 2011. 562 с.

References

- Bronstein I.N., Semendyaev K.A. Handbook of Mathematics. M.: Gostekhizdat, 1953. 608 p. (In Russ.)
Loitsyansky L.G. Mechanics of liquid and gas. M.: Nauka, 1970. 904 p. (In Russ.)
Siegel R. Heat transfer by radiation. M.: Mir, 1975. 934 p. (In Russ.)
Sivukhin D.V. General course of physics. In 5 vols. Vol. 1. Mechanics. M.: MFTI, 2005. 560 p. (In Russ.)
Tsvetkov F.F. Heat and mass transfer. M.: MEI, 2011. 562 p. (In Russ.)
Umov N.A. Mathematics. Mechanics. Physics. Astronomy. M.: Publishing house of technical and theoretical literature, 1950. 446 p. (In Russ.)

Материал поступил в редакцию 01.03.2023

Куликов А.А., Иванова И.В., Дюкова И.Н. Методологические особенности описания процессов теплопроводности // Известия Санкт-Петербургской лесотехнической академии. 2024. Вып. 249. С. 166–176. DOI: 10.21266/2079-4304.2024.249.166-176

В физической модели процесса теплопроводности анализируется роль скорости, с которой в сплошной среде распространяется энергия. На базе общего определения вектора плотности энергии даётся основное определение вектора плотности теплового потока и выводится формула для определения объёмной плотности энергии, переносимой за счёт теплопроводности. Для общего случая выводится формула расчёта распределения локальной поверхностной плотности теплового потока на произвольной поверхности, принадлежащей телу, при известном поле вектора плотности теплового потока.

Ключевые слова: теплообмен, теплопроводность, вектор плотности теплового потока, скорость распространения энергии.

Kulikov A.A., Ivanova I.V., Dyukova I.N. Methodological features of the description of thermal conductivity processes. *Izvestia Sankt-Peterburgskoj Lesotekhniceskoj Akademii*, 2024, iss. 249, pp. 166–176 (in Russian with English summary). DOI: 10.21266/2079-4304.2024.249.166-176

In the physical model, the role of the velocity at which energy propagates in a continuous medium is analyzed in the process of thermal conductivity. Based on the general definition of the energy density vector, the basic definition of the heat flux

density vector is given and a formula is derived for determining the volumetric energy density transferred due to thermal conductivity. For the general case, a formula is derived for calculating the distribution of the local surface heat flux density on an arbitrary surface belonging to a body with a known field of the heat flux density vector.

Keywords: heat transfer, thermal conductivity, heat flux density vector, energy propagation velocity.

КУЛИКОВ Александр Александрович – заведующий кафедрой промышленной энергетики Санкт-Петербургского государственного лесотехнического университета имени С.М. Кирова, старший научный сотрудник, кандидат технических наук. ORCID: 0009-0009-6113-7397. SPIN-код: 7746-2999. Author ID: 967857.

194021, Институтский пер., д. 5, Санкт-Петербург, Россия. E-mail: alalkulikov@mail.ru

KULIKOV Alexander A. – PhD (Technical), Associate Professor, Head of the Department of Industrial Energy, St.Petersburg State Forest Technical University. ORCID: 0009-0009-6113-7397. SPIN-код: 7746-2999. Author ID: 967857.

194021. Institute per. 5. St. Petersburg. Russia. E-mail: alalkulikov@mail.ru

ИВАНОВА Ирена Викторовна – доцент кафедры промышленной энергетики Санкт-Петербургского государственного лесотехнического университета имени С.М. Кирова, кандидат технических наук, доцент. ORCID: 0009-0009-4068-6741. SPIN-код: 9424-7866. Author ID: 955471.

194021, Институтский пер., д. 5, Санкт-Петербург, Россия. E-mail: irenalta@mail.ru

IVANOVA Irena V. – PhD (Technical), Associate Professor of the department of Industrial Energy, St.Petersburg State Forest Technical University. ORCID: 0009-0009-4068-6741. SPIN-код: 9424-7866. Author ID: 955471.

194021. Institute per. 5. St. Petersburg. Russia. E-mail: irenalta@mail.ru

ДЮКОВА Ирина Николаевна – старший преподаватель кафедры промышленной энергетики Санкт-Петербургского государственного лесотехнического университета имени С.М. Кирова. ORCID: 0009-0007-3367-4916. SPIN-код: 1314-2594. Author ID: 961143.

194021, Институтский пер., д. 5, Санкт-Петербург, Россия. E-mail: i.n.dyukova@mail.ru

DYUKOVA Irina N. – Senior Lecturer of the department of Industrial Energy, St.Petersburg State Forest Technical University. ORCID: 0009-0007-3367-4916. SPIN-код: 1314-2594. Author ID: 961143.

194021. Institute per. 5. St. Petersburg. Russia. E-mail: i.n.dyukova@mail.ru