О. В. Семенович

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

Допущено
Министерством образования Республики Беларусь
в качестве учебного пособия
для студентов учреждений высшего образования
по специальности магистратуры
«Ядерные физика и технологии»

Минск
«Адукацыя і выхаванне»
2024

УДК 621.039.532(075.8)
ББК 31.49
С30

Р е ц е н з е н т ы: кафедра «Тепловые электрические станции» БНТУ (заведующий кафедрой доктор технических наук, профессор *Н. Б. Карницкий*); заведующий отделением теплофизики Государственного научного учреждения «Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси» член-корреспондент НАН Беларуси, доктор физико-математических наук *П. С. Гринчук*

ISBN 978-985-599-948-6

ПРЕДИСЛОВИЕ

Студентам (будущим физикам-инженерам), обучающимся на физическом факультете БГУ по специальности «Ядерная физика и технологии», дисциплины, посвященные изучению теплофизики ядерных энергетических установок, читаются в следующем формате. Все студенты слушают курс «Тепломассоперенос в ядерно-энергетических установках». Затем студентам, которые специализируются по физике ядерных реакторов и реакторных установок, читается спецкурс «Термогидродинамика переходных и аварийных режимов реакторных установок».

Целью изучения дисциплины «Тепломассоперенос в ядерно-энергетических установках» является усвоение студентами основ теории тепломассопереноса, сущности процессов гидродинамики и теплообмена в ядерных энергетических установках, в частности в ядерных реакторах при различных режимах работы, особенностей процессов гидродинамики и теплообмена в активных зонах реакторов. Задачей изучения дисциплины является формирование основных понятий, положений и концепций в области теории тепломассообмена, в том числе тепломассопереноса в ядерно-энергетических установках (ЯЭУ).

В главе 1 достаточно подробно рассмотрены основные положения теории тепломассопереноса. Вопросы теплообмена вследствие теплопроводности описаны в главе 2. Глава 3 посвящена теплообмену излучением. Конвективный тепломассообмен является предметом главы 4. Здесь же изложены базовые положения теории пограничного слоя. Цель главы 5 – познакомить с основами теории турбулентности. Большое внимание уделено вопросам моделирования турбулентности. Это объясняется в первую очередь тем, что в современной расчетной практике широко используются так называемые CFD-методы и реализующие их программные средства, которые невозможно грамотно применить, не имея хорошего представления о моделях турбулентности. Глава 6 посвящена диффузионному массообмену. Базовые сведения о кипении и конденсации представлены в главе 7. Конвективный теплообмен в многофазных средах – основные положения и наиболее распространенный в реакторной термогидродинамике метод математического описания тепломассопереноса в таких системах – рассматривается в главе 8. Базовые сведения о тепловыделении в активных зонах ядерных реакторов приведены в главе 9. В главе 10 рассматривается течение и теплообмен в трубах. Некоторые задачи термогидродинамики стержневых тепловыделяющих сборок (ТВС) описаны в главе 11.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

1.1. Основные понятия термомеханики сплошных сред

Теория тепломассопереноса (тепломассообмена) заявила о себе как о самостоятельной отрасли физики в конце 40-х – начале 50-х гг. XX в. Появление этой области знания было предопределено развитием целого ряда отраслей промышленности: прежде всего атомной энергетики, авиации и ракетостроения, космической техники, химических технологий, металлургии. Насущные практические потребности делали актуальными физико-математических задачи, решение которых было невозможно в рамках только механики сплошных сред или только теории теплообмена. Необходимо решать совместно задачу переноса и массы, а также энергии в некоторой исследуемой области (часто это какое-то техническое устройство).

Механика сплошных сред – один из «китов», на которых базируется теория тепломассопереноса (во всяком случае, большая ее часть, включающая в себя и ту область, которую принято называть теплофизикой ЯЭУ). Поэтому основные понятия и положения этой отрасли физики и механики являются таковыми и в теории тепломассопереноса.

В рамках названного подхода окружающий нас материальный мир трактуется как некая сплошная среда. Определим, что мы будем понимать под этим термином. Здесь не будем сколько-нибудь оригинальными, а используем общепринятое определение [1–4].

Сплошная среда – физико-математическая абстракция, согласно которой материя рассматривается как система *частиц* или *материальных точек* (точечных объектов, обладающих массой), распределенных в пространстве E (трехмерном евклидовом) таким образом, что существует взаимно однозначное непрерывное отображение этой системы на пространство E: каждой точке z пространства E соответствует некоторая (и только одна) частица (материальная точка) ζ, и наоборот, каждой частице (материальной точке) ζ соответствует некоторая (и только одна) точка z пространства E, называемая ее *местом*.

Используя введенные в предыдущем абзаце обозначения, сформулируем это следующим образом:

$$z = X(\zeta), \tag{1.1}$$

$$\zeta = X^{-1}(z). \tag{1.2}$$

Совокупность материальных точек, занимающих в каждый момент времени некоторую замкнутую область пространства E, называется ***телом***.

Из вышеизложенного следует, что существует взаимно однозначное непрерывное отображение тела на область пространства E. Это отображение называется ***конфигурацией тела***.

При рассмотрении поведения тела во времени конфигурацию в начальный момент времени называют *исходной*, а конфигурацию в некоторый последующий момент времени – *актуальной*.

Множество Ω всех тел называется ***вселенной***.

Множество Ω обладает структурой частично упорядоченного множества [1, 2]. Предполагается, что все тела обладают массой.

Для того чтобы иметь возможность математического описания исследуемых процессов в рамках принятого формализма, необходимо обладать некоторым средством связи физической реальности с выбранной для ее математического описания моделью пространства и времени: в нашем случае – трехмерным евклидовым пространством и действительной осью времени. Таким средством может быть система отсчета.

Система отсчета – группа тел, взаимное расположение которых остается неизменным в течение всего интервала времени, в который ведется наблюдение (изучение) поведения исследуемого тела или исследуемой системы тел.

Необходимо располагать математическим способом описания положения тел в пространстве и времени. Роль такого математического способа выполняет система координат.

Система координат – система правил, описывающих (представляющих) каждый объект (точку) некоторого класса (пространства, области пространства) C соответствующим упорядоченным набором (действительных или комплексных) чисел (компонент, координат) $x_1, x_2, \ldots, x_n$.

Число координат, требуемых для определения каждой точки $(x_1, x_2, \ldots, x_n)$, называется ***размерностью*** пространства $\boldsymbol{C}$.

Заметим: система отсчета и система координат – не одно и то же. Система отсчета – совокупность материальных объектов (тел), а система координат – математический способ описания положения тел в пространстве и времени.

В дальнейшем будем иметь дело с трехмерным евклидовым пространством. Будет использоваться (как правило) декартова прямоугольная система координат, реже – цилиндрическая и сферическая.

Выбрав систему координат, конфигурацию тела B можно описать аналогично (1.1) и (1.2), задав множество радиус-векторов частиц, составляющих тело:

$$\{z^{\alpha}\}_B = \chi\left(\{\zeta\}_B\right), \tag{1.3}$$

$$\{\zeta\}_B = \chi^{-1}\left(\{z^{\alpha}\}_B\right). \tag{1.4}$$

Будем использовать тензорные обозначения. Как показывает практика, это делает формулы более компактными и более удобными. Для тензоров используются общепринятые обозначения (см., например, [5]). Предполагается, что свободные индексы принимают значения x, y и z (рассматриваемое пространство трехмерное евклидово), по «немым» индексам выполняется (если специально не оговорено обратное) суммирование.

Движение тела – однопараметрическое семейство конфигураций, действительным параметром которого является время *t:*

$$\{z^{\alpha}\}_B = \chi\left(\{\zeta, t\}_B\right), \tag{1.5}$$

$$\{\zeta\}_B = \chi^{-1}\left(\{z^{\alpha}, t\}_B\right). \tag{1.6}$$

Тело B и любая из его пространственных конфигураций – не одно и то же. Но для наблюдения и изучения тело доступно только в своих конфигурациях.

Конфигурация тела может изменяться и вследствие его деформации.

Деформация (от лат. deformatio – искажение) – изменение взаимного положения частиц тела, связанное с их перемещением относительно друг друга (рис. 1.1).

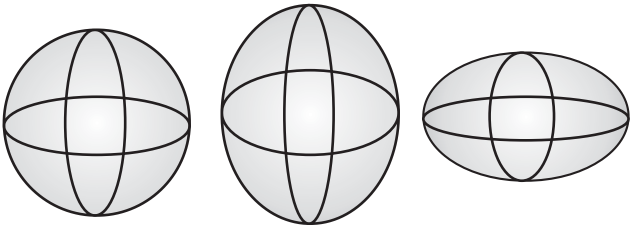

Рис. 1.1. Изменения конфигурации тела вследствие деформации

Место некоторой частицы тела в конфигурации $\varkappa$ обозначим так:

$$z_{\varkappa}^{\alpha} = \varkappa(\zeta). \tag{1.7}$$

Частица в точке $z_{\varkappa}^{\alpha}$ конфигурации $\varkappa$ может быть представлена следующим образом:

$$\zeta = \varkappa^{-1}\left(z_{\varkappa}^{\alpha}\right). \tag{1.8}$$

Если χ – движение тела, то можем записать

$$z^{\alpha} = \chi(\zeta, t) = \chi_{\varkappa}\left(z_{\varkappa}^{\alpha}, t\right) \equiv \chi\left(\varkappa^{-1}\left(z_{\varkappa}^{\alpha}\right), t\right). \tag{1.9}$$

Выражение (1.9) определяет семейство деформаций по сравнению с исходной конфигурацией. Индекс $\varkappa$ указывает на то, что форма $\chi_{\varkappa}$ зависит от выбора конфигурации.

Выбрав систему координат, радиус-вектор $z_{\varkappa}^{\alpha}$ частицы ζ в начальный момент времени, когда она находится в начальной конфигурации $\varkappa_0$, можно записать в координатах:

$$z_{\varkappa_0}^{\alpha} = z_{\varkappa_0 i} e_i^{\alpha}. \tag{1.10}$$

Координаты $z_{\varkappa_0}$ называются материальными координатами материальной частицы ζ.

Материальные координаты – координаты в начальной конфигурации.

Уравнение (1.9) можно записать в материальных координатах:

$$z^{\alpha} = \chi_{\varkappa}\left(z_{\varkappa}^{\alpha}, t\right) = \chi_{\varkappa}\left(z_{\varkappa}^{1}, z_{\varkappa}^{2}, z_{\varkappa}^{3}, t\right). \tag{1.11}$$

Материальная (субстанциональная) производная – это производная по времени в системе материальных координат:

$$\begin{aligned} \frac{d_m \Psi}{dt} &\equiv \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t}\right)_{z_{\varkappa}^{\alpha}} \equiv \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t}\right)_{z_{\varkappa}^{1}, z_{\varkappa}^{2}, z_{\varkappa}^{3}}; \\ \frac{D \Psi}{dt} &\equiv \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t}\right)_{z_{\varkappa}^{\alpha}} \equiv \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t}\right)_{z_{\varkappa}^{1}, z_{\varkappa}^{2}, z_{\varkappa}^{3}}. \end{aligned} \tag{1.12}$$

Здесь Ψ – некоторая физическая величина. В тождествах (1.12) использованы две несколько различные формы записи оператора материальной (субстанциональной) производной. Обе они в равной мере правомочны, как и термины «материальная производная» и «субстанциональная производная». Употребление той или иной формы и термина полностью определяется привычкой и / или пристрастием автора и никак не влияет на суть изложения. В дальнейшем будем использовать вторую (с прописной литеры D) форму оператора и термин «субстанциональная» как чаще встречающиеся в литературе.

Выберем некоторую (не обязательно материальную) систему координат (рис. 1.2). Зафиксируем некоторую точку z^α пространства (например, совпадающую с пространственным положением центра масс тела в его исходной конфигурации).

Частная производная по времени – производная по времени, вычисляемая в данной точке:

$$\frac{\partial\Psi}{\partial t} \equiv \Psi_{,t} \equiv \left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}\right)_{z^\alpha} \equiv \left(\frac{\partial\Psi}{\partial t}\right)_{z^1, z^2, z^3}. \tag{1.13}$$

Если положение точки z^α в выбранной системе координат совпадает с ее положением $z^\alpha_{\varkappa_0}$ в исходной конфигурации, то частная производная по времени и субстанциональная производная совпадают в начальный момент.

В дальнейшем по мере движения точки (со скоростью v^α) эти величины становятся различными. Они соотносятся следующим образом:

$$\frac{D\Psi}{dt} \equiv \Psi_{,t} + \Psi_{,\alpha} v^\alpha \equiv \frac{\partial\Psi}{\partial t} + \vec{v}\cdot\nabla\Psi. \tag{1.14}$$

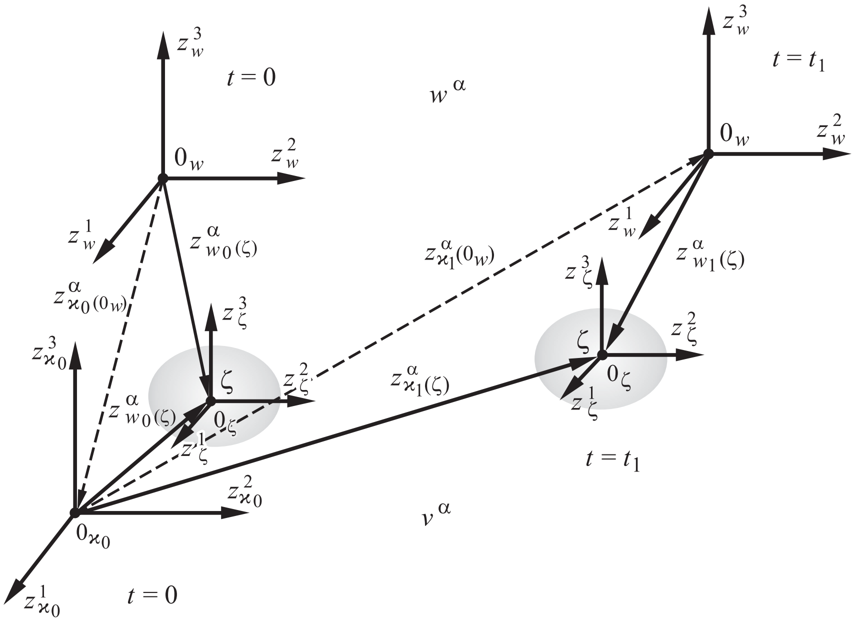

Рис. 1.2. Системы отсчета

Если Ψ – вектор (тензор 1-го порядка) или тензор 2-го порядка, выражение (1.14) принимает вид

$$\frac{D\Psi^{\beta}}{dt} \equiv \Psi^{\beta}_{,t} + \Psi^{\beta}_{,\alpha} v^{\alpha}; \tag{1.14а}$$

$$\frac{D\Psi^{\alpha\beta}}{dt} \equiv \Psi^{\alpha\beta}_{,t} + \Psi^{\alpha\beta}_{,\beta} v^{\alpha}. \tag{1.14б}$$

Полная производная – это производная по времени в системе отсчета, движущейся в системе координат выбранной системы отсчета с некоторой скоростью w^{α}:

$$\frac{d\Psi}{dt} \equiv \Psi_{,t} + \Psi_{,\alpha} w^{\alpha} \equiv \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \vec{w} \cdot \nabla \Psi. \tag{1.15}$$

Если Ψ – вектор (тензор 1-го порядка) или тензор 2-го порядка, выражение (1.14) принимает вид:

$$\frac{D\Psi^{\beta}}{dt} \equiv \Psi^{\beta}_{,t} + \Psi^{\beta}_{,\alpha} w^{\alpha}; \tag{1.15а}$$

$$\frac{D\Psi^{\alpha\beta}}{dt} \equiv \Psi^{\alpha\beta}_{,t} + \Psi^{\alpha\beta}_{,\beta} w^{\alpha}. \tag{1.15б}$$

Очевидно, что справедливы соотношения:

$$\frac{d\Psi}{dt} \equiv \frac{D\Psi}{dt} + \Psi_{,\alpha}\left(w^{\alpha} - v^{\alpha}\right); \tag{1.16}$$

$$\frac{D\Psi}{dt} \equiv \frac{d\Psi}{dt} + \Psi_{,\alpha}\left(v^{\alpha} - w^{\alpha}\right). \tag{1.17}$$

Частную производную функции Ψ по аргументу φ в дальнейшем будем обозначать $\Psi_{,\varphi}$ [5], т. е.

$$\Psi_{,\varphi} \equiv \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}. \tag{1.18}$$

Каждому телу A соответствует определенная система тел $\tilde{A}$ так, чтобы масса этих тел являлась массой вселенной. Система тел $\tilde{A}$ называется ***внешней*** или ***окружающей средой*** для тела A.

Векторную величину $f^{\alpha}(B, C)$, характеризующую действие тела B на тело C, будем называть ***силой***, с которой тело B действует на тело C.

В механике сплошной среды принимается, что все силы удовлетворяют двум аксиомам (свойствам) [1–4]. Сформулируем их.

Аксиома С-1. Для определенного тела A сила $f^{\alpha}(C, \tilde{A})$ является аддитивной функцией, определенной для всех тел C, составляющих тело A.

Таким образом, сила, с которой тело A действует на окружающую среду $\tilde{A}$, есть сумма сил, с которыми на окружающую среду действуют все тела, являющиеся составными частями A.

Аксиома С-2. Для определенного тела A сила $f^{\alpha}(A, C)$ является аддитивной функцией, определенной для всех тел C, составляющих тело $\tilde{A}$.

Таким образом, сила, с которой окружающая среда $\tilde{A}$ действует на тело A, есть сумма сил, с которыми на тело A действуют все составные части окружающей среды.

Силы, с которыми приходится иметь дело в механике сплошных сред, классифицируют следующим образом: внешние, взаимные, контактные.

Внешняя сила – сила, возникающая (по крайней мере, от части) вне тела и действующая на материальные частицы, составляющие тело.

Внешняя сила – пространственное векторное поле. Примеры: сила тяжести, электростатическая сила между двумя заряженными телами.

Пусть f_e^{α} – удельная (отнесенная к единице массы) внешняя сила, с которой окружающая среда $\tilde{A}$ действует на тело A. В таком случае для суммарной внешней силы, действующей на часть P тела A (рис. 1.3) , справедливо выражение

$$F_e^{\alpha}\Big|_P = \int\limits_{V_P} \rho f_e^{\alpha}\left(x^{\beta}\right) dV, \qquad (1.19)$$

где $\rho \equiv \rho(x^{\alpha}, t)$ – массовая плотность вещества, составляющего тело, кг/м^3; V_P – объем части P тела.

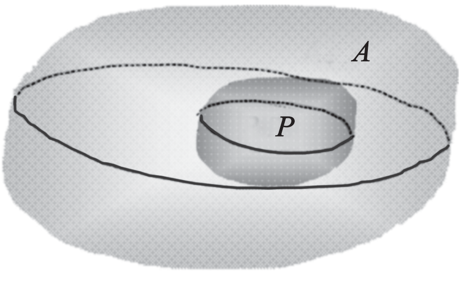

Рис. 1.3. Тело A и его часть P

Взаимная сила – сила, возникающая внутри тела и действующая на пары материальных частиц, составляющих тело.

Взаимная сила – векторное поле, являющееся функцией материальных координат. Примеры: межмолекулярные силы, электростатическая сила между двумя заряженными телами.

Определим:

$$A \equiv (A-P) \cup P; \quad (A-P) \cap P \equiv 0. \tag{1.20}$$

Пусть f_m^α – удельная взаимная сила, с которой (A – P) действует на P. Общая взаимная сила, приложенная к P, выражается так:

$$\left. F_m^\alpha \right|_P = \int_{V_P} \rho f_m^\alpha (x^\beta) dV. \tag{1.21}$$

Сумма взаимных сил между всеми частями тела равна нулю.

Контактная сила – сила, действующая на поверхности, ограничивающей часть P тела и эквивалентная силе (без учета взаимных сил!), с которой часть (A – P) тела действует на P.

Примеры: сила поверхностного натяжения, сила трения на границе раздела фаз.

Пусть $t^\alpha \equiv t^\alpha(x^\beta, P)$ – напряжение (отнесенная к единице площади сила, Па), с которым (A – P) действует на P в точке x^β. В таком случае суммарная контактная сила, с которой (A – P) действует на P, равна

$$\left. T^\alpha \right|_P = \int_{S_P} t^\alpha \left(x^\beta, P \right) dS, \tag{1.22}$$

где S_P – площадь поверхности, ограничивающей P, м^2.

В механике сплошных сред принимается верным ***принцип напряжений*** [1–3].

Согласно принципу напряжений существует векторная функция $t^\alpha \equiv t^\alpha(x^\beta, n^\gamma)$, определенная для всех точек тела A и всех единичных векторов n^γ, нормальных к поверхности, ограничивающей любую часть P тела A, такая, что напряжение, с которым (A – P) действует на P, можно выразить следующим образом:

$$t^\alpha \left(x^\beta, P \right) = t^\alpha \left(x^\beta, n^\gamma \right). \tag{1.23}$$

Выражение $t^\alpha(x^\beta, n^\gamma)$ принято называть вектором напряжений [1–3].

Вектор напряжений – сила, действующая с напряжением $t^\alpha(x^\beta, P)$ в точке x^β на ориентированный элемент ограничивающей P поверхности с внешней (направленной внутрь (A – P)) нормалью n^γ.

Вектор напряжений удобно выразить через ***тензор напряжений*** $\mathrm{T}^{\alpha\beta}$:

$$t^\alpha \equiv \mathrm{T}^{\alpha\beta} n^\beta. \tag{1.24}$$

При задании компонент тензора $\mathrm{T}^{\alpha\beta}$ руководствуются следующим правилом (рис. 1.4): индекс α означает координатную плоскость, нормальную оси α, а индекс β указывает ось координат, в направлении которой действует сила.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Семенович О. В.

С30 Тепломассоперенос в ядерных энергетических установках : учебное пособие / О. В. Семенович. – Минск : Адукацыя і выхаванне, 2024. – 318 с.

ISBN 975-985-599-948-6.

Рассмотрены основные положения теории тепломассопереноса, теплопроводность, теплообмен излучением, конвективный тепломассообмен в однофазных и многофазных средах, базовые положения теории пограничного слоя. Изложены основы теории турбулентности, диффузионный массообмен, кипение и конденсация, течение и теплообмен в трубах, ряд задач термодинамики фазных тепловыделяющих сборок со стержневыми твэлами.

Адресовано студентам, обучающимся по специальности «Ядерная физика и технологии», а также будет полезно инженерам и научным сотрудникам.

УДК 621.039.532(075.8)
ББК 31.49

Учебное издание

Семенович Олег Вячеславович

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

Учебное пособие

Редактор *Т.К. Хваль*
Художественный редактор *В.А. Ярошевич*
Компьютерная верстка *И.Н. Малышевой*
Корректор *Т.К. Хваль*

Подписано в печать 21.10.2024. Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 20,0. Уч.-изд. л. 19,0. Тираж 150 экз. Заказ .

Республиканское унитарное предприятие «Издательство “Адукацыя і выхаванне”».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя печатных изданий № 1/19 от 02.08.2013. Ул. Будённого, 21, 220070, г. Минск.

Республиканское унитарное предприятие «Издательский центр Белорусского государственного университета». Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя печатных изданий № 2/63 от 19.03.2014.
Ул. Красноармейская, 6, 220030, Минск.