

О.В. Семенович

Термогидродинамика
переходных
и аварийных
режимов
реакторных
установок

О.В. Семенович

Термогидродинамика переходных и аварийных режимов реакторных установок

*Допущено
Министерством образования
Республики Беларусь
в качестве учебного пособия
для студентов учреждений
высшего образования
по специальностям
«Физика (по направлениям)»,
«Ядерные физика и технологии»*



Минск
«Вышэйшая школа»
2016

УДК 621.039.5:[532.5+536.24](075.8)
ББК 31.46я73
С30

Рецензенты: кафедра «Тепловые электрические станции» Белорусского национального технического университета (заведующий кафедрой доктор технических наук, профессор *Н.Б. Карницкий*); ученый секретарь Института энергетики Национальной академии наук Беларуси кандидат технических наук *А.П. Ахрамович*

Все права на данное издание защищены. Воспроизведение всей книги или любой ее части не может быть осуществлено без разрешения издательства.

Семенович, О. В.

С30 Термогидродинамика переходных и аварийных режимов реакторных установок : учеб. пособие / О. В. Семенович. — Минск : Вышэйшая школа, 2016. — 239 с. : ил.
ISBN 978-985-06-2721-6.

Учебное пособие содержит необходимый физико-математический базис, достаточный для рассмотрения задач теплопереноса в ядерных энергетических установках. Излагаются основы термомеханики сплошных сред, освещаются вопросы теплопроводности, конвективного теплообмена в однофазных и многофазных средах. Основное внимание уделяется исследованию процессов, протекающих в водоохлаждаемых реакторах, в первую очередь с водой под давлением.

Для студентов учреждений высшего образования по специальностям «Физика», «Ядерная физика и технологии».

УДК 621.039.5:[532.5+536.24](075.8)
ББК 31.46я73

ISBN 978-985-06-2721-6

© Семенович О.В., 2016
© Оформление. УП «Издательство
“Вышэйшая школа”», 2016

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая книга предназначена в качестве учебного пособия по курсам «Тепломассоперенос в ядерно-энергетических установках» и «Термогидродинамика переходных и аварийных режимов реакторных установок» для студентов — будущих физиков-инженеров.

Целесообразность издания такого учебного пособия объясняется следующим обстоятельством. Многие из существующей учебной литературы по данному предмету написано достаточно давно (а новые издания не претерпевают существенных изменений) и не вполне соответствует современному уровню, а значит, не удовлетворяет в должной мере требованиям по подготовке физиков-инженеров, способных быть, в частности, экспертами в области детерминистического анализа безопасности ядерных энергетических установок (ЯЭУ). Тем не менее работа в данном направлении подразумевает наличие у специалиста не только безупречных знаний по физике и технике установок, но и математической культуры.

Наука о переносе энергии (тепла), импульса (количества движения) и массы вещества — тепломассоперенос (тепломассообмен) — своим появлением и бурным развитием начиная с середины прошлого столетия обязана в первую очередь таким отраслям, как ядерная энергетика, авиация и космонавтика. Решать задачи, выдвигаемые практическими потребностями этих отраслей, невозможно без учета тесной взаимосвязи процессов гидродинамики и теплообмена.

Развитие ядерной энергетики всегда было связано с решением проблем тепломассопереноса во всех устройствах ЯЭУ, и в первую очередь в ядерном реакторе и реакторной установке. К сожалению, смысл того, что ядерный реактор не только аппарат, позволяющий осуществлять управляемую цепную реакцию деления ядер, но и теплоэнергетический агрегат, часто теряется за объяснением ядерно-физических процессов в нем. Нисколько не умаляя необходимость точного знания последних, хотелось бы отметить: вся история ядерной энергетики указывает на то, что именно недостаток знаний в области тепломассообмена и механики напряженно-деформированного состояния (прочности) наиболее часто приводил и приводит к неполадкам в работе АЭС и авариям.

В процессе работы над учебным пособием автор пришел к выводу, что изложение материала в строгом соответствии

с последовательностью лекционных тем, предусмотренной планами, не позволит избежать повторов и некоторой «чересполосицы». К тому же в книжках, «копирующих» лекционный курс, нет необходимости: в процессе обучения студенты получают электронные варианты лекционного материала.

В данном учебном пособии освещаются следующие вопросы термогидродинамики ядерных установок: основы термомеханики сплошных сред, теплопроводность, конвективный теплообмен (как в однофазных, так и в многофазных средах). Книга содержит необходимый физико-математический базис, достаточный для рассмотрения задач тепломассопереноса в ЯЭУ. Последние три главы посвящены рассмотрению термогидродинамических задач детерминистического анализа безопасности. Это та область исследований, в которой в ближайшее десятилетие будут сконцентрированы основные усилия физиков-реакторщиков, специализирующихся в области теплофизики ядерных реакторов и реакторных установок.

Вопросы замыкания систем уравнений, в частности проблемы моделирования турбулентности, в данном пособии не рассматриваются. Представляется разумным изложить их в отдельной книге, так как в последние годы в практике термогидродинамического анализа РУ стали активно использоваться так называемые CFD-коды. Достоверность и точность результатов, получаемых с помощью этих программных средств, во многом определяется тем, насколько грамотно моделируются эффекты турбулентности.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность рецензентам: доктору технических наук, профессору Н.Б. Карницкому и коллективу возглавляемой им кафедры «Тепловые электрические станции» Белорусского национального технического университета; ученому секретарю Института энергетики НАН Беларуси кандидату технических наук А.П. Ахрамовичу. Высказанные ими ценные замечания и пожелания, несомненно, позволили улучшить рукопись. Некоторые из пожеланий, касающиеся включения ряда разделов, не нашли отражения в данной книге лишь потому, что это привело бы к существенному увеличению ее объема и сделало бы ее менее удобной в работе. Упомянутый материал (в частности, касающийся замыкающих соотношений для рассмотренных здесь систем уравнений математических моделей) станет частью готовящегося к изданию учебного пособия, которое будет дополнять предлагаемую книгу.

Автор

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

§1.1. Основные понятия термомеханики сплошных сред

Теория тепломассопереноса (тепломассообмена) заявила о себе как самостоятельная отрасль физики в конце 1940-х — начале 1950-х гг. Появление этой области знания было предопределено развитием целого ряда отраслей промышленности, в первую очередь атомной энергетики, авиации и ракетостроения, космической техники, химических технологий, металлургии. Насущные практические потребности делали актуальными физико-математические задачи, решение которых было невозможно в рамках только механики сплошных сред или теории теплообмена. Необходимо было решать задачу переноса и массы и энергии в некоторой исследуемой области (например, техническом устройстве).

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 ядерных энергетических установок). Поэтому основные понятия и положения этой отрасли физики являются, очевидно, таковыми и в теории тепломассопереноса.

В рамках названного подхода окружающий нас материальный мир трактуется как некая сплошная среда. Определим, что понимается под этим термином. Для этого используем общепринятое определение [1–5].

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) ξ , и наоборот, каждой частице (материальной точке) ξ соответствует некоторая (и только одна) точка z пространства E , называемая ее *местом*.

Используя введенные обозначения, сформулируем вышесказанное следующим образом:

$$z = X(\zeta); \quad (1.1)$$

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

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 [1–3]. 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-времени. Роль такого математического способа выполняет система координат.

Система координат — система правил, описывающих (представляющих) каждый объект (точку) некоторого класса (пространства, области пространства) S соответствующим упорядоченным набором (действительных или комплексных) чисел (компонент, координат) x_1, x_2, \dots .

Число координат, требуемых для определения каждой точки (x_1, x_2, \dots, x_N) , называется **размерностью** пространства S .

Заметим: система отсчета и система координат — не одно и то же. Система отсчета — совокупность материальных объ-

ектов (тел); а система координат — математический способ описания положения тел в пространстве-времени.

В дальнейшем будем иметь дело с трехмерным евклидовым пространством и использовать в основном декартову прямоугольную систему координат, реже — цилиндрическую и сферическую.

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

$$\{z^\alpha\}_B = \chi(\{\xi\}_B); \quad (1.3)$$

$$\{\xi\}_B = \chi^{-1}(\{z^\alpha\}_B). \quad (1.4)$$

Будем использовать тензорные обозначения. Как показывает практика, это делает формулы более компактными и удобными. Для тензоров используются общепринятые обозначения (см., например, [6]). 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 :

$$\{z^\alpha\}_B = \chi(\{\xi, t\}_B); \quad (1.5)$$

$$\{\xi\}_B = \chi^{-1}(\{z^\alpha, t\}_B). \quad (1.6)$$

Тело B и любая из его пространственных конфигураций, очевидно, 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).

Место некоторой частицы тела в конфигурации κ обозначим так:

$$z_\kappa^\alpha = \kappa(\xi). \quad (1.7)$$

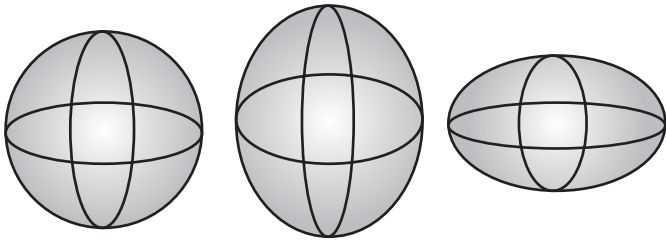


Рис. 1.1. Изменение конфигурации тела вследствие деформации

Частица в точке z_{κ}^{α} конфигурации κ может быть представлена следующим образом:

$$\xi = \kappa^{-1}(z_{\kappa}^{\alpha}). \quad (1.8)$$

Если χ – движение тела, то

$$z^{\alpha} = \chi(\xi, t) = \chi_{\kappa}(z_{\kappa}^{\alpha}, t) \equiv \chi(\kappa^{-1}(z_{\kappa}^{\alpha}), t). \quad (1.9)$$

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

Выбрав систему координат, радиус-вектор z_{κ}^{α} частицы ζ в начальный момент времени, когда она находится в начальной конфигурации κ_0 , можно записать в координатах:

$$z_{\kappa_0}^{\alpha} = z_{\kappa_0 i} e_i^{\alpha}. \quad (1.10)$$

Координаты z_{κ_0} называются материальными координатами материальной частицы ζ .

Материальные координаты – координаты в начальной конфигурации.

Уравнение (1.9) можно записать в материальных координатах:

$$z^{\alpha} = \chi_{\kappa}(z_{\kappa}^{\alpha}, t) = \chi_{\kappa}(z_{\kappa}^1, z_{\kappa}^2, z_{\kappa}^3, t). \quad (1.11)$$

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

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

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 или пристрастием автора и никак не влияет на суть изложения. В дальнейшем будем использовать вторую (с прописной литерой D) форму оператора и термин «субстанциональная» как чаще встречающиеся в литературе.

Выберем систему координат (не обязательно материальную). 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:

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

Если положение точки z^α в выбранной системе координат совпадает в ее положении $z_{\alpha_0}^\alpha$ 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:

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

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

$$\frac{D\Psi^\beta}{dt} \equiv \Psi^\beta_{,t} + \Psi^\beta_{,\alpha} v^\alpha; \quad (1.14a)$$

$$\frac{D\Psi^{\alpha\beta}}{dt} \equiv \Psi^{\alpha\beta}_{,t} + \Psi^{\alpha\beta}_{,\beta} v^\alpha. \quad (1.146)$$

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

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

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

$$\frac{D\Psi^\beta}{dt} \equiv \Psi^\beta_{,t} + \Psi^\beta_{,\alpha} w^\alpha; \quad (1.15a)$$

$$\frac{D\Psi^{\alpha\beta}}{dt} \equiv \Psi^{\alpha\beta}_{,t} + \Psi^{\alpha\beta}_{,\beta} w^\alpha. \quad (1.156)$$

Очевидно, что справедливы соотношения

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

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

Частную производную функции Ψ по аргументу φ в дальнейшем будем обозначать $\Psi_{,\varphi}$:

$$\Psi_{,\varphi} \equiv \frac{\partial\Psi}{\partial\varphi}. \quad (1.18)$$

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) [1–5]. 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 тела 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 на внешние, взаимные, контактные.

Внешняя сила – сила, возникающая (по крайней мере, отчасти) 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 , справедливо выражение

$$F_e^\alpha|_P = \int_{V_P} \rho f_e^\alpha(x^\beta) dV, \quad (1.19)$$

где $\rho \equiv \rho(x^\alpha, t)$ – массовая плотность вещества, составляющего тело, кг/м³; V_P – объем части P тела.

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

$$A \equiv (A - P) \cup P, \quad (A - P) \cap P \equiv 0. \quad (1.20)$$

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

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

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 , выражается как

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

где S_P — площадь поверхности, ограничивающей P , м².

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:

$$t^\alpha(x^\beta, P) = t^\alpha(x^\beta, n^\gamma). \quad (1.23)$$

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** $T^{\alpha\beta}$:

$$t^\alpha \equiv T^{\alpha\beta} n^\beta. \quad (1.24)$$

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

Поток энергии — количество энергии, переносимое через некоторую поверхность в единицу времени, Вт.

Плотность потока энергии — поток энергии через некоторую элементарную поверхность, отнесенный к площади этой элементарной поверхности, Вт/м².

Поток энергии $Q(B,C)$ от тела C к телу B является скалярной функцией пары тел B и C .

В механике сплошной среды принимается, что плотности тепловых потоков удовлетворяют двум аксиомам (свойствам) [1–5].

Аксиома E-1. Для определенного тела A плотность потока энергии $q(P, \tilde{A})$ является аддитивной функцией, определенной для любой части P тела A .

Таким образом, поток энергии, передаваемой от окружающей среды \tilde{A} телу A , равен сумме потоков энергии, передаваемой окружающей средой \tilde{A} каждой из частей P тела A .

Аксиома E-2. Для определенного тела A плотность $q(\tilde{A}, P)$ потока энергии является аддитивной функцией, определенной для любой части P тела A .

Таким образом, поток энергии, передаваемой от тела A к окружающей среде \tilde{A} , равен сумме потоков энергии, передаваемой окружающей среде \tilde{A} от каждой из частей P тела A .

В механике сплошных сред выделяют следующие **типы переноса (передачи) энергии** [1–5]: внешний, взаимный, контактный.

Внешний перенос энергии — перенос энергии из окружающей среды материальным частицам, составляющим рассматриваемое тело.

Примеры: передача солнечной радиации атмосфере Земли, индукционный нагрев твердого тела.

Пусть Q_e — удельная мощность обусловленного внешним переносом энергии энерговыделения в теле A . В таком случае для суммарной мощности обусловленного внешним переносом энерговыделения в части P тела A справедливо выражение

$$Q_{e\Sigma} = \int_{V_P} \rho Q_e dV. \quad (1.25)$$

Взаимный перенос энергии — перенос энергии, обусловленный энергообменом между парой материальных частиц, составляющих рассматриваемое тело.

Пример: излучение внутри потока горячего газа.

Пусть Q_m — удельная мощность энерговыделения в части P тела A вследствие взаимного переноса энергии к P от $(A-P)$.

В таком случае для суммарной мощности обусловленного взаимным переносом энергодвыделения в части P тела A справедливо выражение

$$Q_{m_\Sigma} = \int_{V_P} \rho Q_m dV. \quad (1.26)$$

Контактный перенос энергии – перенос энергии через поверхность, ограничивающую часть P тела A , что эквивалентно потоку энергии от части $(A-P)$ тела A к части P без учета потоков энергии, обусловленных взаимным переносом.

Пример: теплоотдача от горячей стенки к омывающей ее жидкости.

Пусть $h \equiv h(x^\alpha, P)$ – плотность обусловленного контактным переносом потока энергии от $(A-P)$ к P в точке x^α поверхности, ограничивающей P . В таком случае обусловленный контактным переносом поток энергии от $(A-P)$ к P

$$h_{\Sigma_P} = \int_{S_P} h(x^\alpha, P) dS. \quad (1.27)$$

В механике сплошных сред принимается верным **принцип плотности потока энергии** [1–3]. Согласно этому принципу существует скалярная функция $h \equiv h(x^\alpha, n^\gamma)$, определенная для всех точек тела A и всех единичных векторов n^γ , нормальных к поверхности, ограничивающей любую часть P тела A , такая, что плотность обусловленного контактным переносом потока энергии от $(A-P)$ к P можно выразить следующим образом:

$$h(x^\alpha, P) = h(x^\alpha, n^\gamma). \quad (1.28)$$

Выражение $h(x^\alpha, n^\gamma)$ принято называть **плотностью контактного потока энергии** [1–3].

§1.2. Законы сохранения массы, импульса, момента импульса и энергии

Физико-математическую основу механики сплошных сред составляют законы сохранения массы, импульса, момента импульса и энергии. Математические соотношения, выражающие эти физические законы, позволяют описать любые процессы

теплопереноса при условии, что является справедливым рассмотрение исследуемого объекта в рамках приближения сплошной среды.

Количественный критерий допустимости рассмотрения исследуемого процесса в рамках названного приближения будет рассмотрен в главе 2. Здесь же заметим только, что для всех задач теплопереноса в ядерных энергетических установках, и ядерных реакторах в частности, совершенно справедливо рассмотрение процессов теплопереноса на основе представлений об окружающем материальном мире как о сплошной среде.

Сформулируем названные законы.

1.2.1. Уравнения сохранения в интегральной форме

Закон сохранения массы

Закон сохранения массы можно сформулировать, согласно [1, 3], следующим образом: *масса тела не зависит от времени.*

Итак, постулируется, что масса тела (или любого его участка, который в свою очередь также является телом) не изменяется с течением времени при любом числе перемещений, вращений и деформаций. Введем следующие обозначения: $V_m(t)$ — материальный объем тела (объем области пространства, занимаемой телом в его текущей конфигурации), m^3 ; M — масса тела, кг; x^α — радиус-вектор, м; t — время, с. Для вычисления массы тела можно использовать следующее выражение:

$$M = \int_{V_m(t)} \rho(x^\alpha, t) dV. \quad (1.29)$$

В таком случае закон сохранения массы имеет вид

$$\frac{d}{dt} M \equiv \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho dV = 0. \quad (1.30)$$

Закон сохранения импульса

Закон сохранения импульса сформулируем, согласно [1, 3, 4], так: *скорость изменения импульса тела в инерциальной системе отсчета равна сумме сил, действующих на тело.*

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
■ Глава 1. Основные положения теории тепломассопереноса ...	5
§1.1. Основные понятия термомеханики сплошных сред	5
§1.2. Законы сохранения массы, импульса, момента импульса и энергии	14
1.2.1. Уравнения сохранения в интегральной форме	15
1.2.2. Теорема переноса	17
1.2.3. Уравнения сохранения в дифференциальной форме ..	19
1.2.4. Общие уравнения баланса	26
§1.3. Условие применимости модели «сплошной среды». Критериальное число Кнудсена	27
■ Глава 2. Теплопроводность	29
§2.1. Основные термины	29
§2.2. Уравнение теплопроводности	31
§2.3. Условия однозначности	34
§2.4. Критериальные числа, характеризующие процессы теплопроводности	35
§2.5. Задачи теплопроводности	36
2.5.1. Критический диаметр тепловой изоляции	37
2.5.2. Теплообмен в конструкциях с оребренными поверхностями	39
2.5.3. Нестационарная задача теплопроводности для неограниченной пластины (граничные условия 3-го рода)	45
§2.6. Регулярный режим теплообмена	53
■ Глава 3. Конвективный тепломассообмен в однофазных потоках	62
§3.1. Основные понятия и определения	62
§3.2. Реологические уравнения	72
3.2.1. Идеальная жидкость	73
3.2.2. Ньютоновская жидкость	74
§3.3. Турбулентность: начальные сведения	77
3.3.1. Методика усреднения	78
3.3.2. Дифференциальные уравнения сохранения для турбулентного режима течения	82
§3.4. Пограничный слой: начальные сведения	86
■ Глава 4. Конвективный теплообмен в многофазной среде	91
§4.1. Основные понятия	92

§4.2. Современные методы описания процессов теплопереноса в многофазных средах	98
§4.3. Модель раздельного течения фаз	98
4.3.1. Уравнения баланса на границе раздела фаз	99
4.3.2. Уравнения баланса на границе раздела фаз для турбулентного потока	111
4.3.3. Уравнения модели раздельного течения фаз	115
■ Глава 5. Классы задач термогидродинамики реакторных установок	130
■ Глава 6. Системы решаемых уравнений математических моделей теплогидравлического системного реалистического расчетного кода	138
§6.1. Основные положения математических моделей термогидродинамических процессов расчетного кода ATHLET/Mod2.*(Mod3.*)	138
§6.2. Полевые уравнения – базис для построения систем решаемых уравнений	139
§6.3. Метод пространственной дискретизации	143
§6.4. Системы решаемых уравнений математических моделей, реализованных в РК ATHLET/Mod2.*(Mod3.*)	144
6.4.1. Модель «шести уравнений»	145
6.4.2. Модель «пяти уравнений»	172
■ Глава 7. Методы термогидродинамического расчета стержневых ТВС	179
§7.1. Методы расчета локальной структуры потока	180
§7.2. Приближение «пористого тела»	181
§7.3. Субканальное приближение	182
§7.4. Субканальные уравнения для многофазного теплоносителя, рассматриваемого в рамках модели раздельного течения фаз	186
7.4.1. Необходимые теоремы	186
7.4.2. Фазовые субканальные уравнения	189
7.4.3. Субканальные условия межфазного обмена	216
§7.5. Система уравнений субканальной модели термогидродинамических процессов в многофазном теплоносителе, рассматриваемом в приближении раздельного течения фаз	220
Литература	233

Учебное издание

Семенович Олег Вячеславович

**ТЕРМОГИДРОДИНАМИКА
ПЕРЕХОДНЫХ И АВАРИЙНЫХ РЕЖИМОВ
РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК**

Учебное пособие

Редактор *Е.В. Савицкая*

Художественный редактор *Т.В. Шабунько*

Технический редактор *Н.А. Лебедевич*

Корректор *Е.В. Савицкая*

Компьютерная верстка *М.В. Горецкой*

Подписано в печать 20.05.2016. Формат 84×108/32. Бумага офсетная.
Гарнитура «Newton». Печать офсетная. Усл. печ. л. 12,6. Уч.-изд. л. 12,0. Тираж 300 экз.
Заказ 675.

Республиканское унитарное предприятие «Издательство “Вышэйшая школа”».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий № 1/3 от 08.07.2013.

Пр. Победителей, 11, 220048, Минск.
e-mail: market@vshph.com <http://vshph.com>

Республиканское унитарное предприятие «СтройМедиаПроект».

Свидетельство о государственной регистрации издателя,
изготовителя, распространителя печатных изданий № 2/42 от 13.02.2014.

Ул. В. Хоружей, 13/61, 220123, Минск.