

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО

**КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН.
МЕТОДИКИ ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА
КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ**

Учебно-методическое пособие
для студентов физического факультета

Саратов 2015

УДК 536.24

Автор: *С. В. Овчинников*

**КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН. МЕТОДИКИ ИНЖЕНЕРНОГО
РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ :**

учеб.-метод. пособие для студентов физического факультета направлений
подготовки 03.03.02 «Физика» (бакалавриат) и 03.04.02 «Физика»
(магистратура) [Электронное издание] /

С. В. Овчинников. – Саратов : СГУ имени Н.Г. Чернышевского, 2015.

Рекомендуют к опубликованию :

кафедра общей физики;

доктор физико-математических наук, профессор *А.С. Шаповалов*

(Саратовский государственный университет)

СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ПРИ ОПИСАНИИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА	7
2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ В СЛУЧАЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ СРЕДЫ	14
2.1 Основная формула инженерного расчета коэффициента конвективной теплоотдачи в случае естественной конвекции в неограниченной среде	15
2.2 Естественная конвекция в плоском зазоре между вертикальными параллельными пластинами	22
2.3 Замечание о применении формул теплообмена при неизвестной температуре теплорассеивающей поверхности	23
3 ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ	26
3.1 Естественная конвекция в малом объеме	26
3.2 Естественная конвекция в ограниченном объеме среды	30
4 ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ	31
4.1 Коэффициент конвективной теплоотдачи при вынужденном движении среды вдоль плоской стенки	31
4.2 Конвекция при вынужденном движении среды в зазоре между двумя параллельными пластинами	33
4.3 Конвективный теплообмен при вынужденном движении среды относительно плоской поверхности, развитой прямыми штырьками....	34
5 РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ	35
5.1. Ламинарный режим	36
5.2. Переходный режим	39
5.3. Турбулентный режим	40
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	44
Список использованных источников	45
Приложение	47

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

Индекс “*S*” – обозначение теплоотдающей поверхности;

индекс “*CP*” – обозначение жидкой или газообразной среды, текущей в канале (далее – среда);

S – площадь теплоотдающей поверхности;

T – температура по шкале Кельвина;

t – температура по стоградусной шкале;

α – коэффициент конвективной теплоотдачи с поверхности, имеющей среднюю температуру *T_S*;

T_{CP} – температура среды;

λ_{CP} – коэффициент теплопроводности среды;

ρ – плотность среды;

η – динамическая вязкость среды;

ν – кинематическая вязкость среды;

c_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении;

a_{CP} – коэффициент температуропроводности среды;

β – коэффициент объемного расширения среды;

u – скорость движения среды относительно теплорассеивающей поверхности;

d – диаметр кругового поперечного сечения канала;

$D = 4S/P$ – эквивалентный диаметр канала с площадью поперечного сечения *S* и периметром *P* (для некруговых поперечных сечений);

G – массовая скорость потока в канале (кг/с),

L – длина канала; определяющий размер теплорассеивающей поверхности;

$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda_{CP}}$ – число Нуссельта или безразмерный коэффициент теплоотдачи;

$Re = \frac{uL}{\nu}$, – число Рейнольдса;

$Pe = \frac{uL}{a_{CP}}$, – число Пекле;

$$Pr = \frac{\nu}{a_{CP}} - \text{число Прандтля};$$

$$Gr = \frac{g\beta(T_S - T_{CP})L^3}{\nu^2} - \text{число Грасгофа};$$

g – ускорение свободного падения;

$$Gz = \frac{\pi D}{4L} \cdot Re \cdot Pr - \text{число Гретца};$$

РЭА - радиоэлектронная аппаратура.

ВВЕДЕНИЕ

Современный уровень развития техники характеризуется, с одной стороны, тенденцией к уменьшению материалоемкости изделий и, следовательно, к уменьшению их массы и габаритов, а с другой стороны, – к увеличению удельной мощности изделий. Поскольку подавляющее большинство технических объектов связано с преобразованием энергии, обе указанных тенденции приводят к тому, что объекты современной техники становятся весьма энергонасыщенными. Так как любое преобразование энергии неизбежно сопровождается переходом некоторой ее части в тепловую форму, то легко прийти к заключению, что современные технические устройства в целом и отдельные их составные части при работе испытывают большие тепловые нагрузки.

По этой причине тепловой режим радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) является одним из важнейших условий, прямо влияющих на надежность ее функционирования. И при разработке РЭА этап теплового моделирования устройства является обязательным.

При расчете и анализе температурных полей в конструктивных элементах радиоэлектронной аппаратуры для описания конвективного теплообмена между поверхностью элемента, блока или корпуса устройства и окружающей его жидкой или газообразной средой необходимо знание

значений соответствующих коэффициентов теплообмена. В настоящем учебно-методическом пособии кратко представлены основные понятия теории конвективного теплообмена. Подробно теория конвективного теплообмена изложена, например, в широко известных монографиях [1 – 3].

Основной упор в пособии сделан на изложение полуэмпирических методик определения *среднего по поверхности теплообмена* значения коэффициента конвективной теплоотдачи. Рассмотрены методики определения коэффициентов конвективного теплообмена в случае естественной и вынужденной конвекции для типовых систем охлаждения РЭА. Теплообмен при кипении жидкого теплоносителя здесь не рассматривается.

Учебно-методическое пособие предназначено, в первую очередь, для студентов направления 03.03.02 «Физика» (бакалавриат), изучающих дисциплину «Теория тепломассообмена». Кроме того, данное пособие может быть полезно студентам направления 03.04.02 «Физика» (магистратура), изучающих дисциплину «Теория теплопроводности», для постановки и решения конкретных задач теплопроводности с граничными условиями третьего рода, в которых требуется знание численных значений коэффициентов конвективной теплоотдачи.

1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ПРИ ОПИСАНИИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Конвективный теплообмен наблюдается в жидкой и газообразной средах и представляет собой перенос тепловой энергии за счет переноса массы жидкости или газа.

Пусть твердое тело контактирует с жидкой (или газообразной) средой. Если жидкость неподвижна, а у поверхности контакта жидкости и твердого тела существуют нормальные к ней градиенты температуры и/или концентрации, то расчет переноса тепловой энергии и/или вещества в этом случае сводится к решениям задач теплопроводности и диффузии. Однако среда может по каким-то причинам двигаться, и в этом случае перенос тепловой энергии и массы вещества происходит не только под действием градиентов температуры и концентрации, но и за счет движения среды. Такую совокупность процессов обычно и называют *конвекцией*.

Конвекцию можно разделить на естественную и вынужденную. Естественная конвекция в обычных условиях является следствием закона Архимеда, когда нагретые объемы жидкости или газа за счет уменьшения их плотности «всплывают»¹, а вынужденная конвекция происходит при использовании технических устройств, интенсифицирующих движение жидкости или газа.

В простых задачах конвективный теплообмен между изотермической поверхностью S с температурой T_S и омывающей эту поверхность жидкой или газообразной средой с температурой T_{CP} описывается законом Ньютона: количество теплоты, отданное нагретой поверхностью окружающей среде в единицу времени (то есть тепловой поток или мощность теплоотдачи P_T), пропорционально разности температур поверхности и среды и величине

¹ В отсутствии поля силы тяжести возможна слабая естественная конвекция, обусловленная градиентами плотности жидкости или газа с соответствующим перемещением объема жидкости или газа за счет диффузии.

теплоотдающей поверхности:

$$P_T = \alpha(T_S - T_{CP}) \cdot S \quad \text{или} \quad q = \alpha(T_S - T_{CP}), \quad (1.1)$$

где α – коэффициент конвективной теплоотдачи (Вт/(м²·К)) с поверхности в среду, q – величина плотности теплового потока (Вт/м²), $T_S - T_{CP}$ – температурный напор, обуславливающий процесс теплообмена.

Коэффициент конвективной теплоотдачи α численно характеризует тепловую мощность, которую рассеивает путем конвекции в окружающую среду (или воспринимает от нее) единица поверхности твердого тела при разности температур между ними в 1 градус.

Коэффициент конвективной теплоотдачи представляет собой сложную функцию большого числа параметров и поэтому не может быть представлен в виде табличных значений. Поэтому, несмотря на кажущуюся физическую простоту описания процессов конвективного теплообмена, задачи определения значений коэффициента конвективной теплоотдачи оказываются весьма нетривиальными и требуют привлечения специальных полуэмпирических методик для своего рассмотрения.

Для проведения инженерных расчетов существуют приближенные методики вычисления коэффициента теплоотдачи в конкретных условиях.

Закон Ньютона конвективного теплообмена (1.1) предполагает постоянство коэффициента α по поверхности теплообмена. Но в общем случае коэффициент α переменен, так что закон (1.1) справедлив лишь в дифференциальной форме:

$$\alpha = \frac{1}{(T_S - T_{CP})} \cdot \frac{dP_T}{dS} = \frac{q}{T_S - T_{CP}}. \quad (1.1, a)$$

В формуле (1.1, a), как и ранее, T_{CP} – температура среды, T_S – температура элемента dS поверхности твердого тела, рассеивающей в среду элементарный тепловой поток dP_T . При практических расчетах дифференциальная формулировка закона Ньютона (1.1, a) неудобна, поэтому пользуются выражением (1.1), понимая под α среднее по поверхности теплообмена значение коэффициента конвективной теплоотдачи, под P_T –

среднее по этой поверхности значение рассеиваемой тепловой мощности, а под $T_S - T_{CP}$ – среднее по поверхности теплообмена значение температурного напора.

При обтекании жидкостью или газом твердого тела скорость омывающей среды непосредственно на поверхности тела считается равной нулю – частицы жидкости или газа как бы прилипают к поверхности твердого тела. Толщина слоя «прилипшей» жидкой или газообразной среды бесконечно мала. За пределами этого бесконечно тонкого слоя скорость движения среды начинает возрастать, в итоге достигнув скорости невозмущенного потока. Таким образом, из-за вязкости движущейся среды у поверхности твердого тела возникает слой заторможенной жидкости (или газа), который получил название *гидродинамического пограничного слоя*. Весь поток омывающей среды как бы разделяется на две части: *пограничный слой* и *внешний поток*. Во внешнем потоке вязкость среды практически не проявляется, но в пограничном слое силы вязкого трения сравнимы по величине с силами, вызывающими движение среды.

Условие равенства нулю скорости жидкости или газа на поверхности омываемого тела выполняется до тех пор, пока омывающую среду можно считать сплошной. Так по мере роста разрежения газовой среды ослабевает и взаимодействие газа со стенкой, и разреженный газ вблизи стенки начинает проскальзывать.

Степень разрежения омывающей среды характеризуется значением параметра Кнудсена $Kn = \ell/L$, где ℓ – средняя длина свободного пробега молекул среды, а L – некоторый характерный размер омываемой средой поверхности твердого тела (так называемый *определяющий размер*).

Если, например, $\ell/L > 0,001$, то среду уже нельзя рассматривать как сплошную, для которой выполняется условие «прилипания». При $Kn \geq 10$ среда должна рассматриваться как свободный молекулярный поток, взаимодействие которого с твердым телом описывается на основе кинетической теории газов.

При $0,001 < Kn < 10$ среда не может рассматриваться ни как полностью сплошная ни как полностью свободномолекулярная. Для этой области значений числа Кнудсена имеются свои методы расчета течения и теплообмена.

Здесь омывающая среда рассматривается *только как сплошная*, и скорость исчезающе тонкого слоя жидкости или газа, непосредственно прилегающего к поверхности твердого тела, полагается равной нулю.

Понятия «толщина пограничного слоя» и «внешняя граница пограничного слоя» довольно условны, так как резкого перехода от пограничного слоя к течению вне этого слоя нет. Поэтому *под толщиной пограничного слоя* понимают такое расстояние δ от поверхности твердого тела, на котором скорость движения соответствующего слоя среды будет отличаться от скорости движения основного потока на весьма малую величину (1...5 %).

Известно, что имеются два основных режима течения жидкой или газообразной среды: ламинарный и турбулентный. При ламинарном режиме частицы² среды движутся без перемешивания, и можно вводить понятия движущегося слоя или трубки тока, в которых частицы среды движутся упорядоченно с одной и тоже скоростью. При турбулентном течении скорости отдельных частиц среды хаотически меняются как по величине, так и по направлению, образуются завихрения. Турбулентное течение среды есть сугубо нестационарный процесс, однако если усредненные во времени скорости и температуры слоев среды не меняются, то в среднем турбулентное течение можно рассматривать как квазистационарный процесс.

Пусть поток жидкой или газообразной среды движется со скоростью u относительно поверхности твердого тела, имеющий характерный размер L по направлению движения потока, то есть L – определяющий размер. Введем следующие параметры среды: ρ – плотность среды, η – динамическая

² Под частицами среды понимается условный малый объемчик этой среды, но в котором находится достаточно много структурных элементов среды. Частица среды – в данном случае не есть отдельная молекула!

вязкость среды (коэффициент внутреннего трения), $\nu = \eta/\rho$ – кинематическая вязкость. Тогда характер деления потока на пограничный слой и внешний поток можно оценить с помощью безразмерного критерия (числа) Рейнольдса:

$$Re \equiv \frac{uL}{\nu}. \quad (1.2)$$

Число Рейнольдса характеризует соотношение сил инерции и сил вязкого трения в потоке жидкости (газа). Оказывается, что если $Re \ll 1$, то $\delta \gg L$. Это означает, что все пространство среды у поверхности тела охвачено действием сил внутреннего трения и нет деления потока на две области. Если же $Re \gg 1$, то $\delta \ll L$, и у поверхности твердого тела при таком соотношении скорости потока и вязкости среды образуется тонкий пограничный слой.

Аналитически процесс теплообмена в пограничном слое описывается системой дифференциальных уравнений, включающей уравнение теплоотдачи (для границы тела), уравнение энергии, определяющее температурное поле в пограничном слое, уравнение движения, определяющее поле скоростей в жидкой (газообразной) среде, и уравнение неразрывности движущейся среды. Решение этой системы уравнений возможно только в некоторых частных случаях. Поэтому для инженерных расчетов основным путем определения коэффициентов теплоотдачи являются экспериментальные исследования и их обобщение с помощью теории подобия. Теория подобия дает возможность заменить зависимости между многими физическими параметрами среды и теплоотдающей поверхности, характеризующими процесс теплообмена, зависимостями между определенными безразмерными величинами – критериями (числами) подобия, составленными из размерных физических параметров по правилам, установленным этой теорией. При этом количество чисел подобия, описывающих процесс теплообмена, всегда меньше количества размерных параметров. Кроме того, теория подобия позволяет точно определить

подобные явления и распространить на них результаты конкретного исследования.

При описании явлений теплообмена широко использую следующие числа подобия:

- число Нуссельта или безразмерный коэффициент теплоотдачи

$$Nu \equiv \frac{\alpha L}{\lambda_{CP}}, \quad (1.3)$$

где α – коэффициент конвективной теплоотдачи с поверхности, имеющей определяющий размер L , λ_{CP} – коэффициент теплопроводности омывающей среды;

- число Рейнольдса $Re \equiv \frac{uL}{\nu}$, введенное выше;

- число Пекле, характеризующее отношение количества теплоты, переносимой конвекцией, к количеству теплоты, переносимой теплопроводностью:

$$Pe \equiv \frac{uL}{a_{CP}}, \quad (1.4)$$

где $a_{CP} = \frac{\lambda_{CP}}{c_p \rho}$ – коэффициент температуропроводности омывающей среды,

c_p – удельная теплоемкость среды при постоянном давлении;

- число Прандтля, характеризующее физические свойства среды:

$$Pr \equiv \frac{\nu}{a_{CP}}; \quad (1.5)$$

- число Грасгофа, характеризующее подъемную силу, возникающую в жидкой или газообразной среде вследствие разности плотности среды в зонах с различной температурой:

$$Gr \equiv \frac{g\beta(T_S - T_{CP})L^3}{\nu^2}, \quad (1.6)$$

где g – ускорение свободного падения, $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$ – коэффициент объемного расширения омывающей среды, представляющий собой относительное изменение объема среды при изменении температуры на один градус при постоянном давлении p в среде.

В таблице 1.1, взятой из [4], приведены обобщенные функциональные зависимости числа Нуссельта от определяющих тот или иной характер конвективного теплообмена чисел подобия.

Таблица 1.1 – Обобщенные параметры естественной и вынужденной конвекции

	<i>Естественная конвекция</i>	<i>Вынужденная конвекция</i>
Причина движения омывающей среды	Гравитационная сила	Скорость вынужденного движения среды (давление среды, создаваемое внешними силами)
Функциональная зависимость между числами подобия	$Nu = f(Gr, Pr)$	$Nu = f(Re, Pr)$
Критерий, определяющий переход ламинарного потока в турбулентный	$Gr \geq 10^5$	$Re \geq 10^3$
Преобладающий параметр теплоотдачи	Ламинарный поток: $Nu \sim Gr^{1/4}$. Турбулентный поток: $Nu \sim Gr^{1/3}$.	Ламинарный поток: $Nu \sim Re^{0,5}$. Турбулентный поток: $Nu \sim Re^{0,8}$.

В числа подобия входят физические параметры жидкой или газообразной среды, омывающей поверхность твердого тела. При записи чисел подобия физические свойства часто считают постоянными. Однако, поскольку температура среды переменна, то изменяются и значения ее физических параметров. Поэтому важным является вопрос выбора так называемой **определяющей температуры**, по которой определяются значения физических параметров, входящих в числа подобия. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы показывают, что нет такой универсальной определяющей температуры, в результате

выбора которой автоматически учитывалась бы зависимость процесса теплообмена от изменения значений физических параметров. Поэтому за определяющую обычно принимают такую температуру, которая в технических расчетах либо задана, либо легко вычисляется. В последнем случае расчеты просто корректируются методом последовательных приближений.

В формулы (1.2) – (1.4) и (1.6) входит характерный размер L омываемой поверхности твердого тела – определяющий размер. Теория подобия не отвечает однозначно, какой размер омываемой поверхности должен быть принят за определяющий. Обычно при *практических расчетах за определяющий выбирается тот размер, в направлении которого происходит движение основного потока жидкой или газообразной среды.*

2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ В СЛУЧАЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ СРЕДЫ

В данном разделе пособия изложены практические методы определения среднего по поверхности теплоотдачи значения коэффициента α для естественной конвекции в среде, размеры которой много больше определяющего размера L теплоотдающей поверхности. Расчетные формулы являются обобщением на основе теории подобия обширного экспериментального материала и взяты из [1 – 8]. Мы будем рассматривать только те методы определения коэффициента конвективной теплоотдачи, которые применяются при теплофизическом анализе конструктивных элементов твердотельной радиоэлектронной аппаратуры – внешняя поверхность корпуса аппарата, внутренние газовые прослойки между элементами или блоками, оребрение поверхности для интенсификации теплообмена со средой и т.п.

2.1 Основная формула инженерного расчета коэффициента конвективной теплоотдачи в случае естественной конвекции в неограниченной среде

Общая зависимость для коэффициентов теплоотдачи тел с одним определяющим размером (высота вертикально расположенной пластины или вертикального цилиндра, диаметры шара и длинной трубы, определяющий размер горизонтально расположенной пластины) имеет вид [1]:

$$Nu_m = C \cdot (Gr \cdot Pr)_m^n, \quad (2.1)$$

где C и n – эмпирические коэффициенты, а индекс m указывает на то, что значения физических параметров среды ν , β и λ_{CP} следует выбирать для температуры $T_m = (T_S + T_{CP})/2$ ³.

Значения постоянных C и n в зависимости от величины произведения $(Gr \cdot Pr)_m$ приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Значения постоянных C и n для формулы (2.1)

$(Gr \cdot Pr)_m$	C	n
Меньше 10^{-3}	0,50	0,00
$1 \cdot 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$	1,18	$1/8 = 0,125$
$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	0,54	$1/4 = 0,250$
$2 \cdot 10^7 \dots 1 \cdot 10^{13}$	0.135	$1/3 = 0,333$

Физические характеристики сухого воздуха при давлении $p = 760$ мм рт. ст. и воды на линии насыщения (как сред, наиболее часто применяемых для охлаждения) для расчета значений чисел подобия приведены в Приложении.

³ Часто справочные данные о физических параметрах среды представляются в виде зависимостей от температуры по стоградусной шкале. В этом случае за определяющее принимается значение температуры $t_m = (t_S + t_{CP})/2$.

Два основных вида движения среды – ламинарный и турбулентный – подразделяют на четыре вспомогательных режима, в соответствии с которыми различают четыре закона теплообмена. Им соответствует четыре интервала значений величины $(Gr \cdot Pr)_m$, приведенные в таблице 2.1

1. Пленочный режим ($Nu_m = 0,5$), при котором у теплоотдающей поверхности образуется практически неподвижная пленка нагретой среды. Интенсивность теплообмена между поверхностью и средой очень мала, поскольку осуществляется только путем теплопроводности через среду. Такой режим движения среды возникает у тел с плавными очертаниями при небольших температурных напорах $T_S - T_{CP}$.

2. Закон степени (1/8) соответствует чисто ламинарному течению жидкости (или газа). Интенсивность теплообмена незначительна. Такой режим движения характерен для сред, например, омывающих тонкие трубы в направлении их длины.

3. Закон степени (1/4) соответствует интенсивному ламинарному и «локонообразному» (небольшие вариации скорости движения среды в направлении, перпендикулярном направлению трубок тока) движению среды около плоских и цилиндрических кожухов аппаратуры, около плоских ребер радиаторов и т.п.

4. Закон степени (1/3) соответствует вихревому движению омывающей среды. Теплообмен в этом случае протекает весьма интенсивно, причем размеры теплоотдающей поверхности практически не влияют на интенсивность теплообмена. Такой режим движения омывающей среды наблюдается около поверхностей больших размеров.

Формула (2.1) применима для описания естественно-конвективного теплообмена между твердым телом, которое можно охарактеризовать одним определяющим размером, и любой жидкой и газообразной средой. Но она неудобна для практических расчетов. Преобразуя уравнение (2.1), можно получит рабочие формулы, более удобные для вычисления коэффициента

конвективной теплоотдачи тел различной конфигурации в условиях естественной конвекции.

Приведенные ниже рабочие формулы взяты из [1, 5] и предназначены для расчета коэффициента конвективной теплоотдачи плоских и цилиндрических поверхностей (плоские или цилиндрические поверхности стенок внешнего кожуха РЭА, плоские поверхности ребер и т.п.) в условиях естественной конвекции в неограниченном пространстве. Для проведения вычислений необходимо предварительно задать температуру T_S теплоотдающей поверхности, температуру T_{CP} среды и определяющий размер L поверхности. Величина L задается в метрах.

На первом этапе вычислений проверяется определяющее неравенство:

$$(T_S - T_{CP}) \leq \left(\frac{0,84}{L} \right)^3. \quad (2.2)$$

Если температурный напор $T_S - T_{CP}$ и определяющий размер L удовлетворяют неравенству (2.2), то конвективное движение среды подчиняется закону степени 1/4. В противном случае имеет место теплообмен по закону степени 1/3.

Пусть теплообмен подчиняется закону 1/4. Тогда:

а) для вертикально ориентированной плоской поверхности высотой H или цилиндра с диаметром H (H – в метрах, определяющий размер $L=H$)

$$\alpha = \Phi \cdot \left(\frac{T_S - T_{CP}}{H} \right)^{1/4} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}} \right], \quad (2.3)$$

где Φ – некоторый числовой коэффициент;

б) для горизонтально ориентированной поверхности, обращенной нагретой стороной вверх

$$\alpha = 1,3 \cdot \Phi \cdot \left(\frac{T_S - T_{CP}}{L} \right)^{1/4} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}} \right], \quad (2.4)$$

где L – наименьшая сторона поверхности (в метрах);

в) для горизонтально ориентированной поверхности, обращенной

нагретой стороной вниз

$$\alpha = 0,7 \cdot \Phi \cdot \left(\frac{T_S - T_{CP}}{L} \right)^{1/4} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}} \right]. \quad (2.5)$$

Коэффициент Φ зависит от физических параметров среды:

$$\Phi = 0,54 \cdot (\beta g \cdot Pr)_m^{1/4} \frac{\lambda_m}{\nu_m^{1/2}}.$$

Значения коэффициента Φ для воздуха при различных определяющих температурах приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Значения коэффициента Φ для воздуха при различных определяющих температурах $t_m = \frac{t_S + t_{CP}}{2}$ (°C)

$t_m, ^\circ\text{C}$	10	20	30	40	60	80	100	120	140	150
Φ	1,40	1,38	1,36	1,34	1,31	1,29	1,27	1,26	1,25	1,245

Данные таблицы 2.2 для удобства вычислений представлены в виде графика на рисунке 2.1. В диапазоне определяющих температур от 0°С до 150°С эти данные с хорошей точностью можно представить следующей параболической аппроксимацией:

$$\Phi(t_m) = 1,4201 + t_m \cdot (7,093 \cdot 10^{-6} \cdot t_m - 0,00221). \quad (2.6)$$

Теперь пусть теплообмен подчиняется закону 1/3. Тогда:

а) для вертикально ориентированной плоской поверхности, цилиндрической поверхности или сферы

$$\alpha = \Psi \cdot (T_S - T_{CP})^{1/3} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}} \right]; \quad (2.7)$$

б) для горизонтально ориентированной поверхности, обращенной нагретой стороной вверх

$$\alpha = 1,3 \cdot \Psi \cdot (T_S - T_{CP})^{1/3} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}} \right]; \quad (2.8)$$

в) для горизонтально ориентированной поверхности, обращенной нагретой стороной вниз

$$\alpha = 0,7 \cdot \Psi \cdot (T_S - T_{CP})^{1/3} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}} \right]. \quad (2.9)$$

В коэффициент Ψ вошли все требуемые для описания данного режима параметры среды: $\Psi = 0,135 \cdot (\beta g \cdot Pr)_m^{1/3} \frac{\lambda_m}{\nu_m^{2/3}}$.

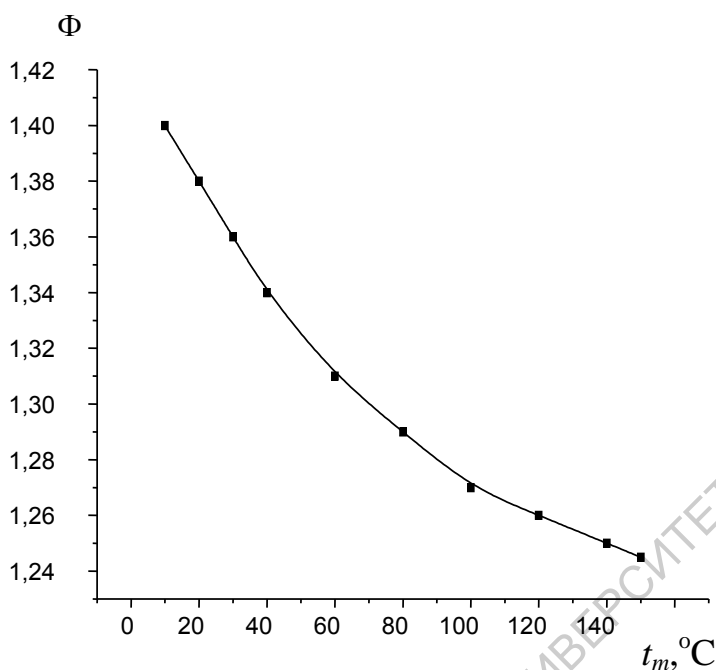


Рисунок 2.1 – Зависимость коэффициента Φ от температуры для воздуха и для закона степени $1/4$

Значения коэффициента Ψ для воздуха при различных определяющих температурах приведены в таблице 2.3⁴.

Таблица 2.3 – Значения коэффициента Ψ для воздуха при различных

определяющих температурах $t_m = \frac{t_S + t_{CP}}{2}$ ($^\circ\text{C}$)

$t_m, ^\circ\text{C}$	0	10	20	40	60	80	100	150
Ψ	1,69	1,65	1,61	1,53	1,45	1,39	1,33	1,23

Данные таблицы 2.3 для удобства вычислений представлены в виде графика на рисунке 2.2 и следующей аппроксимацией, справедливой в диапазоне определяющих температур от 0°C до 150°C :

$$\Psi(t_m) = 1,69452 + t_m \cdot (1,01386 \cdot 10^{-5} \cdot t_m - 0,00463). \quad (2.10)$$

⁴ Значения коэффициентов Φ и Ψ для воды приведены в Приложении.

Из практики известно, что формулы (2.2) – (2.10) с удовлетворительной точностью можно применять для расчета коэффициента конвективной теплоотдачи с поверхности в виде диска. Определяющим размером в этом случае служит диаметр диска.

Приведенные формулы можно использовать и при определении коэффициента конвективной теплоотдачи с поверхности ребра радиатора при условии, что расстояние между ребрами существенно больше толщины δ пограничного слоя ($Re \gg 1$).

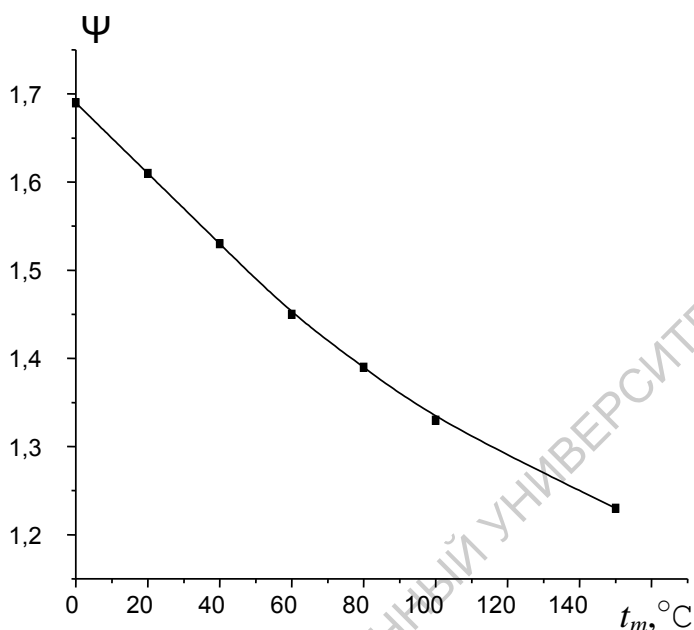


Рисунок 2.2 – Зависимость коэффициента Ψ от температуры для воздуха и для закона степени $\frac{1}{3}$

В справочной монографии [4] приводится уточненный вариант формулы (2.1) в виде с поправочным коэффициентом K :

$$Nu_m = C \cdot (Gr \cdot Pr)_m^n \cdot K. \quad (2.1, a)$$

Значения коэффициентов C , n и K для тел различной формы и для различных условий движения среды приведены ниже в таблице 2.4, взятой из [4].

Таблица 2.4 – Значения определяющих коэффициентов для формулы (2.1, а)

	Форма теплоотдающей поверхности	C	n	K	Режимы течения потока
1.	Горизонтально расположенный цилиндр диаметром D .	0,47 0,1	1/4 1/3	1 1	Ламинарный поток Турбулентный поток
2.	Вертикальная пластина и вертикально расположенный цилиндр большого размера с определяющим размером (высота) L .	0,8 0,0246	1/4 2/5	$\left[1 + \left(1 + \frac{1}{\sqrt{Pr}}\right)^2\right]^{-\frac{1}{6}}$ $\left[\frac{Pr^{\frac{1}{6}}}{(1 + 0,494 \cdot Pr)^{\frac{2}{3}}}\right]^{\frac{2}{5}}$	Ламинарный поток. Формула применима к вертикальному цилиндру, когда $D/L > 38 (Gr)^{-1/4}$ Турбулентный поток.
3.	Вертикально расположенный цилиндр небольшого диаметра D . L – высота цилиндра.	0,686	1/4	$\left[\frac{Pr}{1 + 0,5 * Pr}\right]^{\frac{1}{4}}$	Ламинарный поток. $\overline{Nu}_{\text{полн}} = \overline{Nu} + 0,52 L/D$
4.	Нагретая горизонтальная пластина, теплоотдающая поверхность находится сверху. L – определяющий размер. Для круглого диска диаметром D используется $L = 0,9 \cdot D$	0,54 0,14	1/4 1/3	1 1	Ламинарный поток Турбулентный поток
5.	Нагретая горизонтальная пластина, теплоотдающая поверхность снизу	0,27	1/4	1	Только ламинарный поток
6.	Слегка наклоненная пластина, нагретая сторона сверху, φ – угол между вертикалью и плоскостью пластины	0,8	1/4	$\left[\frac{\cos \varphi}{1 + (1 + 1/\sqrt{Pr})^2}\right]^{\frac{1}{4}}$	Ламинарный поток (Gr умножить на $\cos \varphi$ в формуле для вертикальной пластины)
7.	Сфера с диаметром D	0,49	1/4	1	Ламинарный поток (воздух)

2.2 Естественная конвекция в плоском зазоре

между вертикальными параллельными пластинами

Следующая расчетная формула предназначена для определения коэффициента теплоотдачи от вертикально расположенных плоских ребер Ш-образных воздушных радиаторов в случае естественной конвекции. Два соседних ребра такого радиатора образуют П-образный промежуток – две параллельные пластины с высотой L и расстоянием D между ними (см. рисунок 2.3).

Тогда [6, 7]:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot (D/2)}{\lambda_{CP}} = 0,5 \cdot \left(Gr \cdot \frac{D}{2L} \right)^{0,294}, \quad (2.11, a)$$

или

$$\alpha = \frac{\lambda_{CP}}{D} \cdot \left(Gr \cdot \frac{D}{2L} \right)^{0,294}, \quad (2.11, б)$$

где $Gr \equiv \frac{g\beta(T_s - T_{CP})(D/2)^3}{\nu^2}$, а параметры β и ν воздуха берутся при

определяющей температуре $T_m = (T_s + T_{CP})/2$.

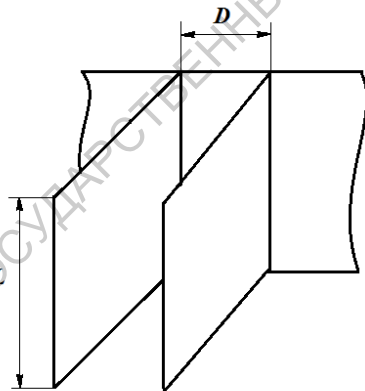


Рисунок 2.3 – Плоский зазор между вертикальными пластинами (к формуле 2.11)

Формула (2.11) справедлива для воздуха при значениях $Gr \cdot \frac{D}{L}$ от 20 до $1,2 \cdot 10^6$. Кроме того, она учитывает лучистую составляющую теплоотдачи от рассматриваемых поверхностей в окружающую среду.

В монографии [8] приведена расчетная формула свободного конвективного теплообмена для вертикальных каналов различной геометрии

и длины:

$$Nu = \frac{1}{Y} \cdot \frac{r}{L} (Gr \cdot Pr)_r \cdot \left[1 - e^{-Y \left(\frac{0,5L}{r \cdot Gr \cdot Pr} \right)_r^{0,75}} \right], \quad (2.12)$$

где определяющим размером является величина r , определяемая как

$$r = 2 \cdot \frac{\text{поперечное сечение канала}}{\text{смачиваемый периметр сечения}},$$

определяющей температурой является температура стенки, а значения вспомогательного параметра Y приведены в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Значения параметра Y для формулы (2.12)

Форма сечения канала	Значения параметра Y
Круглое сечение	16
Равносторонний треугольник	13,33
Бесконечные параллельные пластины	24
Прямоугольная с отношением сторон 1:1	19,05
Прямоугольная с отношением сторон 1:2	15,55
Прямоугольная с отношением сторон 1:5	14,22

2.3 Замечание о применении формул теплообмена при неизвестной температуре теплоотдающей поверхности

Как правило, при анализе теплового режима РЭА известна величина тепловой мощности P_T , которое устройство рассеивает в окружающую среду с температурой T_{CP} , и предельно допустимая температура активных элементов РЭА, но неизвестна температура T_S поверхности теплообмена. Неопределенность в задании температуры поверхности и в значении температурного напора можно разрешить методом последовательных приближений. Действительно, температурный напор на теплоотдающей поверхности должен быть связан с коэффициентом конвективной теплоотдачи очевидным соотношением:

$$T_S - T_{CP} = \frac{P_T}{\alpha S}. \quad (2.13)$$

Задав первоначально некоторое значение температурного напора (например, $T_S - T_{CP} = 10 \text{ К}$) и проведя вычисления α по указанным выше формулам, с помощью (2.13) можно скорректировать значение $T_S - T_{CP}$ и провести новое вычисление α и т.д. Процесс вычислений останавливают, когда разница в значениях температурного напора на двух последовательных итерациях не превысит некоторого наперед заданного значения.

Рассмотрим следующий пример.

Между двумя достаточно тонкими параллельными пластинами закреплен плоский электрический нагреватель с мощностью 100 Вт. Вся тепловая мощность рассеивается в воздух с двух внешних поверхностей устройства, расположенного вертикально. Вертикальный и горизонтальный размеры каждой теплоотдающей поверхности составляют 0,4 м и 0,6 м соответственно. Определить температуру теплоотдающей поверхности пластины и коэффициент конвективной теплоотдачи с нее, если температура окружающего воздуха равна 20°C. Погрешность в определении температуры поверхности не должна превышать 1 К.

В силу полной симметрии с одной вертикально ориентированной пластины рассеивается тепловая мощность $P_T = 50 \text{ Вт}$. Определяющим в данном случае является вертикальный размер пластины, то есть $L = 0,4 \text{ м}$. Вычисляем правую часть определяющего неравенства (2.2):

$$\left(\frac{0,84}{L}\right)^3 = \left(\frac{0,84}{0,4}\right)^3 = 2,1^3 = 9,261.$$

Зададим сами значение температурного напора: $T_S - T_{CP} = 20 \text{ К}$. Эта величина больше числа 9,261, поэтому теплообмен подчиняется закону степени 1/3 и для расчета величины α используется формула (2.7).

Вычислим α в первом приближении. Определяющая температура $t_m = (20 + 20)/2 = 30^\circ\text{С}$. Тогда $\alpha_1 = \Psi(30^\circ\text{С}) \cdot (20)^{1/3}$. Значение Ψ определяем по

таблице 2.3 или графику на рис. 2.2 или по соответствующей аппроксимационной формуле (2.10): $\Psi \approx 1,57$. Тогда $\alpha_1 \approx 1,57 \cdot 2,715 = 4,26$

Вт/(м²К). Следовательно, по (2.13) $T_S - T_{CP} = \frac{P_T}{\alpha S} = \frac{50}{4,26 \cdot 0,24} = 48,9 \approx 49$ К или

первое приближение привело к значению температуры поверхности $t_{S1} = 69^\circ\text{C}$.

По найденному в первом приближении температурному напору проведем вторую итерацию и определим α_2 :

$$t_m = (20 + 69) / 2 = 44,5^\circ\text{C}; \quad \Psi(44,5^\circ\text{C}) \approx 1,51 \quad \text{и} \quad \alpha_2 \approx 1,51 \cdot 4,1 = 6,19 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}.$$

Тогда $T_S - T_{CP} = \frac{50}{6,19 \cdot 0,24} = 33,7 \approx 34$ К и вторая итерация дает значение

температуры поверхности $t_{S2} = 54^\circ\text{C}$.

Третья итерация:

$$t_m = (20 + 54) / 2 = 37^\circ\text{C}; \quad \Psi(37^\circ\text{C}) \approx 1,54 \quad \text{и} \quad \alpha_3 \approx 1,54 \cdot (34)^{1/3} = 4,96 \text{ Вт/(м}^2\text{К)};$$

$$T_S - T_{CP} = \frac{50}{4,98 \cdot 0,24} = 41,83 \approx 42 \text{ К}; \quad t_{S3} = 62^\circ\text{C}.$$

Четвертая итерация:

$$t_m = (20 + 62) / 2 = 41^\circ\text{C}; \quad \Psi(41^\circ\text{C}) \approx 1,53; \quad \alpha_4 \approx 1,53 \cdot (42)^{1/3} = 5,32 \text{ Вт/(м}^2\text{К)};$$

$$T_S - T_{CP} = \frac{50}{5,32 \cdot 0,24} = 39,16 \approx 39 \text{ К}; \quad t_{S4} = 59^\circ\text{C}.$$

Пятая итерация:

$$t_m = (20 + 59) / 2 = 39,5^\circ\text{C}; \quad \Psi(39,5^\circ\text{C}) \approx 1,53; \quad \alpha_5 \approx 1,53 \cdot (39)^{1/3} = 5,17 \text{ Вт/(м}^2\text{К)};$$

$$T_S - T_{CP} = \frac{50}{5,17 \cdot 0,24} = 40,3 \approx 40 \text{ К}; \quad t_{S5} = 60^\circ\text{C}.$$

Видно, что на пятой итерации можно остановиться: температура теплоотдающей поверхности 60°C , коэффициент конвективной теплоотдачи с нее $5,2 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$.

3 ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

3.1 Естественная конвекция в малом объеме

При естественной конвекции в неограниченном пространстве определяющим фактором является нагрев жидкой или газообразной среды, омывающей поверхность твердого тела. Охлаждение среды происходит где-то вдали и никак не влияет на характер движения среды в области омываемого твердого тела. При конвективном теплообмене в малом объеме явления нагрева и охлаждения среды протекают близко друг от друга и их невозможно разделить.

Процесс конвективного теплообмена в малом объеме определяется физическими свойствами среды, температурами ограничивающих этот объем поверхностей, их конфигурацией и расположением [1, 5]. Так в вертикальных щелях значительной ширины восходящие и нисходящие потоки среды разделены между собой, а при малом расстоянии между двумя соседними вертикальными плоскостями, образующими щель, характер движения среды имеет вид совокупности циркуляционных контуров, размеры которых определяется шириной щели, физическими свойствами среды и температурами поверхностей.

В горизонтальных щелях процесс теплообмена определяется взаимным расположением нагретых и холодных поверхностей и расстоянием между ними. Очевидно, что если нагретая поверхность расположена сверху, то циркуляция среды будет отсутствовать. Если же нагретая поверхность расположена внизу, то будет наблюдаться циркуляция среды с чередованием восходящих и нисходящих потоков. Сложный процесс теплообмена в замкнутом пространстве принято рассматривать как явление переноса тепла за счет некоторой эквивалентной теплопроводности газового или жидкостного промежутка, ограниченного поверхностями с различной

температурой. Для того, чтобы не рассматривать коэффициенты конвективного теплообмена между этими поверхностями и средой, заключенной между ними, вводят понятие эффективного коэффициента теплопроводности среды $\lambda_{\text{Э}}$ [1, 5]. Знание численного значения этого коэффициента позволяет рассчитать тепловой поток для плоских, цилиндрических и сферических конфигурациях поверхностей, ограничивающих объем среды (в плоских, цилиндрических и сферических прослойках), по формулам для теплового потока, протекающего через твердые тела соответствующей формы.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности среды $\lambda_{\text{Э}}$ в таких прослойках связан с истинным значением коэффициента теплопроводности среды $\lambda_{\text{СР}}$ следующим критериальным уравнением [1, 5]:

$$\frac{\lambda_{\text{Э}}}{\lambda_{\text{СР}}} = \varepsilon_K = f(Gr \cdot Pr), \quad (3.1)$$

где f – некоторая функция критериальных чисел, а значения $\lambda_{\text{СР}}$ и других необходимых параметров среды выбираются соответствующими температуре, равной среднеарифметическому значению температур T_{S1} и T_{S2} поверхностей, ограничивающих прослойку: $T_{\text{СР}} = 0,5 \cdot (T_{S1} + T_{S2})$. Величина

$$\varepsilon_K = \lambda_{\text{Э}} / \lambda_{\text{СР}} \quad (3.2)$$

называется коэффициентом конвекции.

Для неограниченных плоских и цилиндрических прослоек, а так же для сферических прослоек можно рекомендовать следующие значения коэффициента конвекции:

- при $Gr \cdot Pr < 1000$ $\varepsilon_K = 1$;
- при $Gr \cdot Pr > 1000$ $\varepsilon_K = 0,18 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4}$.

Зная величину коэффициента конвекции и используя закон теплопроводности Фурье, нетрудно определить величину теплового потока, переносимого через прослойки рассматриваемых типов.

Для плоской прослойки с площадью поверхности S

$$\frac{P_T}{S} = \lambda_{\vartheta} \frac{T_{S1} - T_{S2}}{\delta},$$

откуда

$$P_T = \varepsilon_K \lambda_{CP} \frac{T_{S1} - T_{S2}}{\delta} S, \quad (3.3)$$

где δ – толщина прослойки, а $T_{S1} > T_{S2}$ для определенности.

Аналогично для слоя среды, заключенной между двумя длинными соосными цилиндрическими поверхностями с диаметрами d_1 и d_2 ($d_2 > d_1$)

$$P_T = \varepsilon_K \lambda_{CP} \frac{2(T_{S1} - T_{S2})}{d_1 \ln\left(\frac{d_2}{d_1}\right)} S_1, \quad (3.4)$$

где $S_1 = \pi d_1 \ell$ – площадь внутренней поверхности прослойки с длиной ℓ .

Для сферической прослойки с диаметрами d_1 и d_2 ($d_2 > d_1$)

$$P_T = \varepsilon_K \lambda_{CP} \frac{2d_2}{d_1} \cdot \frac{T_{S1} - T_{S2}}{d_2 - d_1} S_1, \quad (3.5)$$

где $S_1 = \pi d_1^2$ – площадь внутренней сферической поверхности.

Теперь рассмотрим объем среды, заключенный внутри прямоугольного параллелепипеда, образованного твердыми поверхностями с характерными размерами граней L_1 , L_2 и L_3 . Пусть поверхность с характерными размерами L_1 и L_2 (поверхность 1) имеет температуру T_{S1} , а остальные поверхности – температуру T_{S2} .

Вычисление теплового потока P_T , передаваемого от поверхности 1 к остальным поверхностям данного ограниченного пространства, так же производится на основе критериальной зависимости (3.1). Но необходимо учесть, что процесс теплообмена в данном случае носит трехмерный характер. Это производится с помощью введения следующих вспомогательных параметров: эквивалентного размера теплоотдающей поверхности $L = \sqrt{L_1 L_2}$ и эквивалентной толщины прослойки $\delta = L_3$.

Для таких замкнутых объемов среды по аналогии с (3.1) рассматривается общее критериальное уравнение вида

$$\varepsilon_K = N \cdot A \cdot (Gr \cdot Pr)^n f\left(\frac{\delta}{L}\right), \quad (3.6)$$

где $Gr = \frac{g\beta(T_{S1} - T_{S2})\delta^3}{\nu^2}$, N – параметр, учитывающий ориентацию нагретой поверхности (поверхность 1) в пространстве ($N=1$ – поверхность 1 ориентирована вертикально, $N=2$ – поверхность 1 ориентирована горизонтально и рассеивает тепловой поток вверх, $N=3$ – поверхность 1 ориентирована горизонтально и рассеивает тепловой поток вниз), а значения показателя степени n , коэффициента A и вид функции f определяются экспериментально. Физические параметры среды, входящие в (3.6), как и ранее выбираются соответствующими температуре $T_m = 0,5 \cdot (T_{S1} + T_{S2})$.

В монографиях [3, 9] представлен конкретный вид зависимости (3.6) при различных сочетаниях входящих в эту зависимость параметров. В частном случае в монографии [3] приведена формула, отражающая эту зависимость для следующих диапазонов изменения параметров:

$$2,5 \cdot 10^5 \leq Gr \cdot Pr \leq 10^8 ; \quad 0,2 \leq \frac{\delta}{L} \leq 0,8 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \varepsilon_K = 0,24 \cdot N \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} \cdot \left[6,25 - 5,25 \cdot \left(1 + \frac{\delta}{L}\right)^{-1,67} \right]. \quad (3.7)$$

Тепловой поток, переносимый от горячей поверхности 1 к остальным поверхностям, ограничивающим рассматриваемый объем, вычисляется аналогично (3.3):

$$P_T = \varepsilon_K \lambda_{CP} \frac{T_{S1} - T_{S2}}{\delta} L^2. \quad (3.8)$$

3.2 Естественная конвекция в ограниченном объеме среды

Если конвективный теплообмен происходит в ограниченном объеме среды, но не настолько малым, чтобы процесс теплопроводности в газе (или жидкости) играл доминирующую роль в процессе теплообмена, то для описания такого теплообмена можно воспользоваться выражением (2.1,а) монографии [4]: $Nu_m = C \cdot (Gr \cdot Pr)_m^n \cdot K$.

В таблице 3.1 по аналогии с таблицей 2.1 приведены взятые из [4] значения параметров C , n и K для формулы (2.1,а) в случае теплообмена в ограниченном пространстве для ряда конкретных теплоотдающих поверхностей. Отметим, что часть данных таблицы 3.1 соответствует материалу предыдущего подраздела настоящей работы.

Таблица 3.1 – Значения определяющих коэффициентов для формулы (2.1, а) в случае теплообмена в ограниченном пространстве

	Система	C	n	K	Режим течения среды
1	Две вертикальные пластины с одинаковой температурой. d – расстояние между пластинами, L – высота	0,01	1	$(d/L)^3$	Воздушная прослойка
2	Вертикально расположенный полый цилиндр с высотой L и внутренним диаметром d	0,01	1	$(d/L)^3$	Воздушная колонна
3	Две горизонтальные параллельные пластины, верхняя горячая. d – расстояние между пластинами, L – высота	–	–	–	Идеальные условия, формула (3.3)
		0,27	1/4	1	Ламинарный поток (воздух) $3 \cdot 10^5 < Gr \cdot Pr < 3 \cdot 10^{10}$
4	Две горизонтальные параллельные пластины, верхняя холодная. d – расстояние между пластинами, L – высота.	0,195	1/4	$(Pr)^{-1/4}$	Ламинарный поток (воздух) $10^4 < Gr < 4 \cdot 10^5$
		0,068	1/3	$(Pr)^{-1/3}$	Турбулентный поток (воздух) $Gr > 4 \cdot 10^5$

5	Две вертикальные параллельные пластины, с различной температурой. d – расстояние между пластинами, L – высота.	0,18	1/4	$(L/d)^{-1/9} \cdot (Pr)^{-1/4}$	Ламинарный поток (воздух) $2 \cdot 10^4 < Gr < 2 \cdot 10^5$
		0,065	1/3	$(L/d)^{-1/9} \cdot (Pr)^{-1/3}$	Турбулентный поток (воздух) $2 \cdot 10^5 < Gr < 10^7$
6	Две параллельные наклонные пластины. d – расстояние между пластинами, L – высота. φ – угол между вертикалью и плоскостью пластины.			$\overline{Nu} = (\overline{Nu}_{\text{верт}} \cdot \cos \varphi + \overline{Nu}_{\text{гор}} \cdot \sin \varphi) / 2$	

Отметим, что в монографии [9] приводятся следующие формулы для расчета свободной конвекции в горизонтальном и вертикальном зазорах (сравнить с данными таблицы 3.1, позиции 11 и 12):

– для горизонтального зазора с толщиной δ (определяющий размер) между двумя пластинами с нагретой нижней поверхностью

$$\begin{aligned} Nu &= 0,195 \cdot Gr^{0,25} \quad \text{при } Gr < 4 \cdot 10^5; \\ Nu &= 0,068 \cdot Gr^{1/3} \quad \text{при } Gr > 4 \cdot 10^5; \end{aligned} \quad (3.9)$$

– для вертикального воздушного зазора высотой H и толщиной δ

$$Nu_{\delta} = 0,119 \cdot Gr_{\delta}^{0,3} \cdot \frac{H}{\delta} \quad \text{при } 5 \cdot 10^3 \leq Gr \leq 10^6. \quad (3.10)$$

4 ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ

4.1 Коэффициент конвективной теплоотдачи при вынужденном движении среды вдоль плоской стенки

При вынужденном обтекании поверхности тела потоком жидкой или газообразной среды различают три режима ее движения: ламинарный, турбулентный и переходный. Переходный режим, как правило, занимает малый диапазон скоростей течения среды, и переход из ламинарного течения в турбулентное происходит практически сразу, как только скорость движения среды достигает некоторого критического значения.

Переход от ламинарного течения к турбулентному определяется критическим значением числа Рейнольдса $Re_{кр}$. При движении среды вдоль плоской стенки в неизотермических условиях $Re_{кр} = \frac{uL}{\nu} = 4 \cdot 10^4$ [7]. Здесь, как и ранее, u – скорость основного потока среды в направлении размера L стенки, ν – кинематическая вязкость среды.

Ламинарное движение среды происходит при $Re < 4 \cdot 10^4$. Тогда критериальное уравнение для средней по площади стенки теплоотдачи имеет вид:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_{CP}} = 0,66 Re_{CP}^{0,50} \cdot Pr_{CP}^{0,48} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}. \quad (4.1)$$

В формуле (4.1) индекс “CP” означает, что данное критериальное число рассчитывается для параметров среды с определяющей температурой, равной температуре набегающего потока, а индекс “S” означает, что соответствующее критериальное число (в данном случае Pr_S) вычисляется при определяющей температуре, равной температуре поверхности стенки.

Для воздуха в широком интервале температур (от 0 до 1000°C) из-за соответствующих значений чисел Прандтля формулу (4.1) можно переписать в более простом виде:

$$\alpha = 0,57 \frac{\lambda_{CP}}{L} \sqrt{Re_{CP}}. \quad (4.2)$$

При **турбулентном движении среды**, когда $Re \geq 4 \cdot 10^4$, критериальное уравнение для средней теплоотдачи с поверхности плоской стенки имеет вид:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_{CP}} = 0,037 Re_{CP}^{0,80} \cdot Pr_{CP}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}. \quad (4.3)$$

В (4.3) смысл индексов “CP” и “S” остается прежним.

Для воздуха последнее уравнение может быть записано более просто:

$$\alpha = 0,032 \frac{\lambda_{CP}}{L} Re_{CP}^{0,8}. \quad (4.4)$$

Формулы (4.1)–(4.4) взяты из [7] и могут быть использованы для оценочных расчетов теплоотдачи цилиндрических поверхностей, омываемых потоком среды в направлении вдоль образующей цилиндра.

4.2 Конвекция при вынужденном движении среды в зазоре между двумя параллельными пластинами

Ниже приведена формула, описывающая конвективную теплоотдачу в зазоре между двумя плоскими поверхностями, изображенном на рисунке 2.3 раздела 2 настоящей работы, в условиях вынужденного движения среды в зазоре. Зазор образован двумя параллельными плоскостями с определяющим размером L в направлении движения потока среды и расстоянием D между плоскостями.

Если число Рейнольдса с определяющим размером L принадлежит диапазону значений от $2 \cdot 10^2$ до $1,2 \cdot 10^5$, то критериальное уравнение для числа Нуссельта записывается следующим образом [7, 10, 11]:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_{CP}} = 1,35 \left(\frac{L}{D \cdot Re_D} \right)^{0,1} Re_L^{0,5} \cdot Pr_{CP}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}. \quad (4.5)$$

Здесь $Re_D = \frac{uD}{\nu}$, $Re_L = \frac{uL}{\nu}$, $Pr = \frac{\nu}{a}$, причем Re_D , Re_L и Pr_{CP} вычисляются при определяющей температуре, равной температуре среды на входе в зазор, а Pr_S – при определяющей температуре, равной средней температуре стенок зазора; u – скорость потока, λ_{CP} и a – как и ранее, теплопроводность и температуропроводность среды, ν – ее кинематическая вязкость.

Если скорость движения среды и определяющий размер зазора таковы, что $Re_L > 1,2 \cdot 10^5$, то для безразмерного коэффициента теплоотдачи и в этом случае выполняется зависимость (4.3).

4.3 Конвективный теплообмен при вынужденном движении среды относительно плоской поверхности, развитой прямыми штырьками

Рассмотрим плоскую поверхность, на которой расположен ряд одинаковых штырьков цилиндрической формы с высотой h и диаметром d , см. рис. 4.1. Штырьки располагаются либо в шахматном порядке, либо коридорным образом. Такое развитие поверхности теплообмена характерно для штыревых радиаторов.

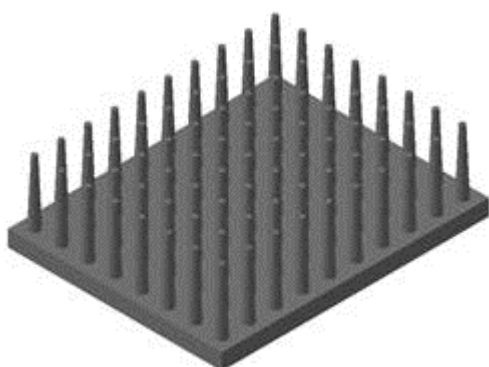


Рисунок 4.1 – Поверхность, развитая штырьками (коридорное расположение)

В монографиях [7, 12] приведены следующие критериальные выражения для расчета безразмерного коэффициента теплоотдачи при продувании вдоль плоской поверхности охлаждающей среды.

Для воздуха при расположении штырьков в *шахматном порядке*

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 1,4 Re_d^{0,28} \cdot Pr_{CP}^{0,33}, \quad (4.6)$$

где определяющим размером является диаметр d штырька, то есть $Re_d = \frac{ud}{\nu}$,

а скорость u есть средняя скорость движения среды в области, занятой штырьками.

При *коридорном расположении* штырьков

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 0,297 Re_d^{0,602} \cdot Pr_{CP}^{0,33} \quad (4.7)$$

для $100 \leq Re_d \leq 700$.

Для среднего значения Nu_d с учетом теплоотдачи с неоребранных участков плоской поверхности при коридорном расположении штырьков институт им. Кржижановского предлагает следующую формулу для вычисления числа Нуссельта, справедливую при $3 \cdot 10^2 \leq Re_d \leq 17 \cdot 10^2$ и $h \leq 40$ мм:

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 6,25 + 0,006 \cdot (Re_d - 300). \quad (4.8)$$

Наконец, согласно [2] при коридорном расположении штырьков для диапазона $2 \cdot 10 \leq Re_d \leq 2 \cdot 10^5$ можно использовать зависимость

$$Nu_d = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_{CP}} = 0,21 \cdot Re_d^{0,65}. \quad (4.9)$$

5 РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ

Охлаждение электронного оборудования с помощью теплообменных систем, в которых применяется прокачка жидкости через каналы различного поперечного сечения, широко используется в современной радиоэлектронной аппаратуре. В литературе по теплообмену приведено большое количество эмпирических соотношений, характеризующих теплообмен при равных условиях, поэтому систематизация и сравнение имеющихся формул весьма желательно.

Ниже представлен обзор ряда литературных данных по определению коэффициента теплоотдачи при течении жидкости в каналах. Рассматривается теплообмен при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения охладителя.

5.1 Ламинарный режим

Ламинарный режим характеризуется числом Рейнольдса $Re < 2000$ и относительно невысоким коэффициентом теплоотдачи. В литературе имеются следующие формулы теплообмена для среднего по длине каналу критерия Нуссельта.

В [7] приведено критериальное выражение для расчёта теплообмена в трубах диаметром d и плоских каналах шириной d :

$$Nu = 1,4 \cdot \left(Re_{CP} \cdot \frac{d}{L} \right)^{0,4} \cdot Pr_{CP}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}, \quad (5.1)$$

где L - длина канала.

Формула (5.1) справедлива при условиях:

$$Re_{CP} > 10; \quad \frac{Pr_{CP}}{Pr_S} < 167; \quad \frac{L}{d} > 1; \quad Re_{CP} \cdot (Pr_{CP})^{5/6} \cdot \frac{d}{L} > 15.$$

Для труб большой длины при $\frac{L}{d} > 0,067 \cdot Re_{CP} \cdot (Pr_{CP})^{5/6}$ там же рекомендуется формула:

$$Nu = 4 \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}. \quad (5.2)$$

В [5, 18] предложено выражение, справедливое для труб любой длины:

$$Nu = 0,15 \cdot \sqrt[3]{Re_{CP}} \cdot Pr_{CP}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25} \cdot E_L \cdot E_R. \quad (5.3)$$

Поправочная величина E_L определяется из таблицы 5.1 [5].

Таблица 5.1 – Поправка E_L на начальный участок труб

L/d	1	2	5	10	15	20	30	40	50
E_L	1,9	1,7	1,44	1,28	1,17	1,13	1,05	1,02	1

Вторая поправка E_R учитывает усиление теплоотдачи в трубах с закруглением. Если R – радиус закругления, то $E_R = 1 + 1,8 \cdot \frac{d}{R}$.

Для воздуха формула (5.3) может быть переписана в виде [3]:

$$Nu = 0,133\sqrt[3]{Re_{жс}} \cdot Gr_{жс}^{0,1} \cdot E_L \quad (5.4)$$

Величина E_L определяется по таблице 5.1.

В [2,13] предлагается формула, справедливая для различных жидкостей:

$$Nu = 1,55 \cdot \left(Pe_m \cdot \frac{d}{L} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\eta_{CP}}{\eta_S} \right)^{0,14} \cdot E_{L1}, \quad (5.5)$$

где $E_{L1} = 0,10 \cdot \left(Re_m \cdot \frac{d}{L} \right)^{1/7} \cdot \left(1 + 2,5 \cdot \frac{L}{Re_m \cdot d} \right)$.

Индекс “ m ” означает, что величины чисел Пекле и Рейнольдса в (5.5) определяются по средней температуре $T_m = 0,5 \cdot (T_S + T_{CP})$. Формула (5.5)

справедлива при условиях: $\frac{L}{d \cdot Re_{CP}} \leq 0,05$; $0,07 \leq \frac{\eta_{CP}}{\eta_S} < 1500$.

В [9] также предлагается формула для определения среднего по длине канала коэффициента теплоотдачи при вынужденном ламинарном движении среды в канале с учетом влияния свободной конвекции и направления теплового потока:

$$Nu = 0,17 \cdot Re_{CP}^{0,33} \cdot Pr_{CP}^{0,43} \cdot Gr_{CP}^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25}. \quad (5.6)$$

Формула (5.6) применима для любой жидкости при $L/D > 50$. За определяющий размер в ней принят эквивалентный диаметр D канала, а все физические константы определяются по средней температуре среды-охлаждителя.

Для коротких труб при $L/D < 50$ выражение (5.6) может быть использовано с поправочным коэффициентом E_L , определяемым с помощью таблицы 5.1.

В справочной монографии [4] предложена общая формула для описания среднего по длине L канала теплообмена:

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda_{CP}} = C \cdot Re^f \cdot Pr^n \cdot K. \quad (5.7)$$

В (5.7) D – определяющий размер (эквивалентный диаметр), а значения C , f , n и K берутся из таблицы 5.2.

Таблица 5.2 – Теплообмен при вынужденном течении среды в трубах с различным поперечным сечением, описываемый формулой (5.7)

Форма поперечного сечения	D	C	f	n	K	Режим течения	
Круглая труба диаметром d	d	1,86	0,333	0,333	$\left(\frac{d}{L}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\eta_{CP}}{\eta_S}\right)^{0,14}$	Ламинарный поток в короткой трубе, $Re < 2000$, $Gz > 10$	
		3,66	0	0	1	Ламинарный поток в длинной трубе, $Re < 2000$, $Gz < 10$	
Прямоугольная труба, сечение $a \times b$	$b/a=1$	a	2,98	0	0	1	Ламинарный поток, $Re < 2000$
	$b/a=1,4$	$1,17 a$	3,08	0	0	1	
	$b/a=2$	$1,33 a$	3,39	0	0	1	
	$b/a=3$	$1,5 a$	3,96	0	0	1	
	$b/a=4$	$1,6 a$	4,44	0	0	1	
	$b/a=8$	$1,78 a$	5,95	0	0	1	
$b/a=\infty$	$2,0 a$	7,54	0	0	1		

В таблице 5.2 используется величина $Gz = \frac{\pi D}{4L} \cdot Re \cdot Pr$ – число Гретца.

В монографии [16] приведено явное выражение для определения коэффициента теплоотдачи в прямом канале произвольного поперечного сечения с эквивалентным диаметром D и длиной L :

$$\alpha = 1,86 \cdot \frac{\lambda_{CP}}{D} \cdot \left[\frac{D^2 \cdot G}{L \cdot \eta_{CP}} \cdot \left(\frac{c_p \eta}{\lambda} \right)_{CP} \right]^{1/3} \cdot \left(\frac{\eta_{CP}}{\eta_S} \right)^{0,14}. \quad (5.8)$$

Имеется ряд упрощенных выражений для определения числа Нуссельта при ламинарном течении среды в каналах.

Так в [14] предлагается формула:

$$Nu = 3,66 + \frac{0,0668 \cdot Pe \cdot \frac{d}{L}}{1 + 0,04 \cdot \left(Pe \cdot \frac{d}{L} \right)^{2/3}}. \quad (5.9)$$

Формула (5.9) справедлива при следующих ограничениях:

- 1) $Pe \cdot L/d < 250$;
- 2) температура стенки канала считается постоянной;
- 3) предполагается, что жидкость несжимаема и её свойства не зависят от температуры.

Далее в [14] приведен ряд простых соотношений для определения критерия Нуссельта при ламинарном течении среды, которые представлены в таблице 5.3.

Таблица 5.3 – Упрощенные соотношения для расчёта критерия Нуссельта при ламинарном течении среды в канале длиной L с разной формой поперечного сечения

Форма поперечного сечения канала	Эквивалентный диаметр D	$\frac{Pe \cdot D}{L}$	Nu
круглая труба	$D=d$ – диаметр	>12	$1,61 \cdot \left(\frac{D}{L} Pe\right)^{1/3}$
		<12	3,66
плоская щель, H - ширина	$D=2H$	>70	$1,85 \cdot \left(\frac{D}{L} Pe\right)^{1/3}$
		<70	7,5
Равносторонний треугольник со стороной h	$D=0,58h$	>7	$1,5 \cdot \left(\frac{D}{L} Pe\right)^{1/3}$
		<7	2,7

Наконец, для кольцевого канала с теплоотводом от внутренней стенки при $T_s = \text{const}$ в [11] приводится простое соотношение:

$$Nu_i = 3,96 + 0,9 \cdot \theta^{-0,35}, \quad (5.10)$$

где $\theta = \frac{d_{\text{внутр}}}{d_{\text{внеш}}}$ – отношение внутреннего диаметра канала к внешнему.

5.2 Переходный режим

В переходном режиме движения среды в каналах ($2 \cdot 10^3 \leq Re_{CP} \leq 10^4$) теплоотдача зависит от многих факторов и может существенно изменяться в зависимости от значения Re_{CP} .

В монографии [5] предлагается следующее выражение:

$$Nu = K \cdot Pr_{CP}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25} \cdot E_L, \quad (5.11)$$

Коэффициент K в (5.11) зависит от числа Рейнольдса и определяется с помощью таблицы 5.4.

Таблица 5.4 – Зависимость величины коэффициента K от числа Рейнольдса

$Re_{CP} \cdot 10^{-3}$	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	3	4	5	6	8	10
K	1,9	2,2	3,3	3,8	4,4	6	10,3	15,5	19,5	27	33,3

С погрешностью около 7% эта таблица может быть аппроксимирована формулой:

$$K = -7,2 + 4,4 \cdot 10^{-3} \cdot Re_{CP}, \quad (5.12)$$

В [9] рекомендуется формула Хаузена, полученная экспериментально для воды и трансформаторного масла:

$$Nu = 0,116 \cdot (Re_{CP}^{0,667} - 125) \cdot Pr_{CP}^{0,333} \cdot \left(\frac{\eta_S}{\eta_{CP}} \right)^{-0,14} \cdot \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{0,667} \right]. \quad (5.13)$$

Кроме того, в условиях переходного режима течения среды также применимо выражение (5.3), приведенное выше.

5.3 Турбулентный режим

При отсутствии кипения жидкости теплообмен при турбулентном течении в каналах и трубах ($Re_{CP} > 10^4$) характеризуется следующими формулами.

Для среднего по каналу коэффициента теплоотдачи с длиной L и эквивалентным диаметром D в [1, 2, 13] рекомендуется соотношение:

$$Nu = 0,021 \cdot Re_{CP}^{0,8} \cdot Pr_{ж}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S} \right)^{0,25} \cdot E_L, \quad (5.14)$$

Для определения поправочного коэффициента E_L там предлагаются значения, приведенные в таблице 5.5.

Таблица 5.5 – Зависимость величины E_L от числа Рейнольдса и величины L/d

Re_{CP}	L/d								
	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1
10^5	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1
10^6	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1

С погрешностью менее 3% данные таблицы 5.5 аппроксимированы соотношением:

$$E_L = 1 + 21,36 \cdot \exp\left(-0,484 \cdot \sqrt{L/d}\right) / (Re_{CP})^{1/3}. \quad (5.15)$$

В [17] приводится формула Зидера и Тейта:

$$Nu = 0,027 \cdot Re_{CP}^{0,8} \cdot Pr_{CP}^{0,33} \cdot \left(\frac{\eta_{CP}}{\eta_S}\right)^{0,14}, \quad (5.16)$$

пригодная для $Re_{CP} < 10^5$, $Pr_{CP} < 10$.

В работе [14] предлагается выражение

$$Nu = \frac{0,023 \cdot Pr_{CP} \cdot Re_{CP}^{0,8}}{1 + 2,14 \cdot Re_{CP}^{-0,1} \cdot (Pr_{CP}^{0,667} - 1)}, \quad (5.17)$$

справедливое при $0,5 < Pr_{CP} < 200$.

Формула Мак-Адамса [14, 15]:

$$Nu = 0,023 \cdot Pr_{CP}^{0,4} \cdot Re_{CP}^{0,8}, \quad (5.18)$$

для $Re_{CP} < 10^5$ и $0,5 < Pr_{CP} < 2,5$.

Для кольцевого канала между трубами диаметрами d_1 и d_2 при определяющем размере $D = d_2 - d_1$ в [13, 14] приводится выражение:

$$Nu = 0,017 \cdot Pr_{CP}^{0,4} \cdot Re_{CP}^{0,8} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_S}\right)^{0,25} \cdot \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^{0,18}, \quad (5.19)$$

в котором $1,2 < d_2/d_1 < 1,4$; $50 < L/d < 460$; $0,7 < Pr < 100$.

В [2, 13, 14] приведено соотношение:

$$Nu = \frac{\frac{\vartheta}{8} 0,023 \cdot Pr_{CP} \cdot Re_{CP} \cdot E_t}{1 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{\vartheta}{8}} \cdot \left(Pr_{CP}^{2/3} - 1 \right)} \quad (5.20)$$

где $\vartheta = 0,184 \cdot Re_d^{-0,2}$, $E_t = \left(\frac{\eta_{CP}}{\eta_s} \right)^n$, $n=0,11$ при нагревании жидкости и

$n=0,25$ при её охлаждении; $0,7 < Pr_{CP} < 200$; $10^4 < Re_{CP} < 10^6$;

$$0,08 < \frac{\eta_{CP}}{\eta_s} < 40.$$

В [17] предлагается похожая формула:

$$Nu = \frac{\frac{\vartheta}{8} 0,023 \cdot Pr_{CP} \cdot Re_{CP}}{1,07 + 4,5 \cdot \sqrt{\vartheta} \cdot \left(Pr_{CP}^{0,667} - 1 \right)}, \quad (5.21)$$

где ϑ имеет то же значение, что и в (5.20). Однако последнее выражение справедливо только при постоянной вязкости среды в канале.

В [15] рекомендуется выражение

$$Nu = 0,023 \cdot Pr_{CP}^{0,4} \cdot Re_{CP}^{0,8} \cdot \left(\frac{Pr_{CP}}{Pr_s} \right)^{0,25} \cdot E_L, \quad (5.22)$$

справедливое при $0,6 < Pr_{CP} < 100$ и $7 \cdot 10^3 < Re_{CP} < 2 \cdot 10^6$. Здесь E_L определяется с помощью таблицы 5.5 или формулы (5.15).

Для полностью развитого турбулентного потока в продольных каналах при умеренных температурных напорах в [4] предложена следующая формула:

$$\frac{\alpha \cdot D}{\lambda_{CP}} = 0,023 \left(\frac{D \cdot G}{\eta_{CP}} \right)^{0,8} \cdot \left(\frac{c_p \eta}{\lambda} \right)_{CP}^n, \quad (5.23)$$

где D – эквивалентный диаметр канала, G – массовая скорость потока, $n=0,4$ для процесса нагрева стенки канала ($T_{CP} > T_s$) и $n=0,3$ для охлаждения стенки ($T_{CP} < T_s$).

Для обычных газов в каналах с отношением длины к диаметру более 60

хорошее приближение дает выражение

$$\alpha = 0,0144 \cdot \frac{c_p G^{0,8}}{D^{0,2}}. \quad (5.24)$$

Для воздуха при большом температурном напоре в [4] предлагается следующее выражение:

$$\frac{\alpha \cdot D}{\lambda_{CP}} = 0,02 \cdot \left(\frac{D \cdot u \cdot \rho}{\eta_{CP}} \right)^{0,8} \cdot \left(\frac{c_p \eta}{\lambda} \right)_{CP}^{0,4}. \quad (5.25)$$

Наконец, для турбулентного течения жидкости в каналах имеется ряд простых соотношений.

В [17] приводится формула

$$Nu = 7 + 0,026 \cdot Pe_{CP}^{0,8}, \quad (5.26)$$

пригодная при $0,001 < Pr_{CP} < 0,1$ и $10^4 < Re_{CP} < 10^6$ и при постоянной вязкости жидкости в трубе.

В [5] предлагается выражение для непосредственного определения коэффициента теплоотдачи в канале:

$$\alpha = 0,023 \cdot \lambda_{CP} \frac{u^{0,8} \cdot Pr_{CP}^{0,4}}{d^{0,2} \cdot \nu^{0,8}} \cdot E_L \cdot E_R \cdot E_t, \quad (5.27)$$

где E_L определяется с помощью таблицы 5.5 или формулы (5.15), поправка

E_R имеет тот же смысл, что и в (5.3), $E_t = \left(\frac{\eta_{CP}}{\eta_S} \right)^{0,11}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тестовые расчеты по приведенным формулам показали, что во всех режимах движения теплоносителя при одинаковых задаваемых условиях расчетные формулы могут давать разброс числовых значений порядка 15...20%. Это, в первую очередь, связано с тем, что все расчетные соотношения являются результатом обработки множества экспериментальных данных с применением аппарата теории подобия. Однако, поскольку разброс теплофизических параметров в задаче теплофизического анализа радиоэлектронного аппарата может составлять до 20 % [7, 19], приведенные здесь расчетные соотношения вполне приемлемы для инженерной практики. Выбор формулы для определения конкретного численного значения коэффициента теплоотдачи определяется типом теплоотдающей поверхности и ее геометрическими параметрами, теплофизическими характеристиками используемого теплоносителя, параметрами движения теплоносителя и тепловыми нагрузочными характеристиками (температурным напором или плотностью отводимого теплового потока).

Практически во всех расчетных соотношениях в качестве параметра, определяющего определенные значения критериальных чисел, входит температура теплорассеивающей стенки. В условиях, когда эта температура не задана, но известна тепловая мощность, рассеиваемая в среду, для вычисления числа Нуссельта или коэффициента конвективной теплоотдачи приходится использовать метод последовательных приближений. Простой пример такого расчета приведен в подразделе 2.3 пособия. Более сложные задачи на данную тему будут прорабатываться на практических занятиях по дисциплине «Теория теплообмена», где от студентов потребуются базовые знания по разделу «Кондуктивный теплообмен» указанной дисциплины.

Список использованных источников

1. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.
2. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебник для вузов. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
3. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
4. Уонг Х. Основные формулы и данные для по теплообмену для инженеров : справочник / Пер. с англ. В.В. Яковлева и В.И. Колядина.– М.: Атомиздат, 1979. – 216 с.
5. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: Энергия, 1968. – 360 с.
6. Кернерман Э.Я., Петровский Д.И. Теплоотдача в вертикальных каналах при естественной конвекции // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТРТО. 1970. Вып. 1. С. 48 – 54.
7. Рабинерсон А.А., Ашкинази Г.А. Режимы нагрузки силовых полупроводниковых приборов. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
8. Краус А.Д. Охлаждение электронного оборудования / Пер. с англ. В.Я. Лиознова под ред. И.Е. Вильница. – Л.: Энергия, 1971.– 248 с.
9. Юдаев Б.Н. Теплопередача. – М.: Высшая школа, 1973. – 360 с.
10. Жукаускас А.А., Жучжда И.А. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости. – Вильнюс: «Минтас», 1969. – 261 с.
11. Жукаускас А.А., Шланчаускас А.А. Теплоотдача в турбулентном потоке жидкости. – Вильнюс: «Минтас», 1973. – 327 с.
12. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 680 с.
13. Краснощёков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче. – М.: Энергия, 1975. – 280 с.
14. Теория тепломассообмена /Под. ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высш.

Школа, 1979. – 495с.

15. Полянин Л.Н., Ибрагимов М.Х., Сабелев Г.И. Теплообмен в ядерных реакторах. – М.: Энергоиздат, 1982. – 88с.

16. Керн Д., Краус А. Развитые поверхности теплообмена. – М.: Энергия 1977. – 462с.

17. Петухов Б.С., Кириллов В.В. К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах / Теплоэнергетика. 1958. №4. С. 63.

18. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Свободно-конвективный теплообмен. Справочник – Минск.: Наука и техника, 1982. – 400с.

19. Дульнев Г.Н. и др. Методы расчета теплового режима приборов / Г.Н. Дульнев, В.Г. Парфенов, А.В. Сигалов. – М.: Радио и связь, 1990. – 312 с.

САРАТОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ ГЕОРГИЯ ПЛАНШЕВСКОГО

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П. 1 – Физические параметры сухого воздуха при $p = 760$ мм рт. ст. (по [2, 5])

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{К)}$	$\lambda\cdot 10^2, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$a_{CP}\cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\eta\cdot 10^6, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\nu\cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
-50	1,584	1,013	2,04	12,7	14,6	9,23	0,728
-40	1,515	1,013	2,12	13,8	15,2	10,04	0,728
-30	1,458	1,013	2,20	14,9	15,7	10,77	0,723
-20	1,395	1,009	2,28	16,2	16,2	11,61	0,716
-10	1,342	1,009	2,36	17,4	16,7	12,44	0,712
0	1,293	1,005	2,44	18,8	17,2	13,28	0,707
10	1,247	1,005	2,51	20,0	17,6	14,16	0,705
20	1,205	1,005	2,59	21,4	18,1	15,06	0,703
30	1,165	1,005	2,67	22,9	18,6	16,00	0,701
40	1,128	1,005	2,76	24,3	19,1	16,96	0,699
50	1,093	1,005	2,83	25,7	19,6	17,95	0,698
60	1,060	1,005	2,90	27,2	20,1	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,96	28,6	20,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	30,2	21,1	21,09	0,692
90	0,972	1,009	3,13	31,9	21,5	22,10	0,690
100	0,946	1,009	3,21	33,6	21,9	23,13	0,688
120	0,898	1,009	3,34	36,8	22,8	25,45	0,686
140	0,854	1,013	3,49	40,3	23,7	27,80	0,684

Таблица П. 2 – Физические параметры воды на линии насыщения (по [2, 5])

$t, ^\circ\text{C}$	$p\cdot 10^{-5}, \text{Па}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	$\lambda\cdot 10^2, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$a_{CP}\cdot 10^8, \text{м}^2/\text{с}$	$\eta\cdot 10^6, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\nu\cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
0	1,013	999,9	4212	55,1	13,1	1788	1,789	13,67
10	1,013	999,7	4191	57,4	13,7	1306	1,306	9,52
20	1,013	998,2	4183	59,9	14,3	1004	1,006	7,02
30	1,013	995,7	4174	61,8	14,9	801,5	0,805	5,42
40	1,013	992,2	4174	63,5	15,3	653,3	0,650	4,31
50	1,013	988,1	4174	64,8	15,7	549,4	0,556	3,54
60	1,013	983,1	4179	65,9	16,0	469,9	0,478	2,98
70	1,013	977,8	4187	66,8	16,3	406,1	0,415	2,55
80	1,013	971,8	4195	67,4	16,6	355,1	0,365	2,21
90	1,013	965,3	4208	68,0	16,8	314,9	0,326	1,95
100	1,013	958,4	4220	68,3	16,9	282,5	0,295	1,75

Таблица П. 3 – Значения коэффициента Φ для воды [5] при различных определяющих температурах $t_m = \frac{t_S + t_{CP}}{2}$ ($^{\circ}\text{C}$). Для формул (2.3) – (2.5)

$t_m, ^{\circ}\text{C}$	10	20	30	40	60	80	100
Φ	90	105	127	149	178	205	227

Аппроксимация данных табл. П. 3: $\Phi(t_m) = 65,755 + t_m \cdot (2,272 - 0,0066 \cdot t_m)$.

Таблица П. 4 – Значения коэффициента Ψ для воды [5] при различных определяющих температурах $t_m = \frac{t_S + t_{CP}}{2}$ ($^{\circ}\text{C}$). Для формул (2.7) – (2.9)

$t_m, ^{\circ}\text{C}$	0	20	40	60	80	100
Ψ	102	198	290	363	425	480

Аппроксимация данных табл. П. 4: $\Psi(t_m) = 101,464 + t_m \cdot (5,228 - 0,01451 \cdot t_m)$.

Учебное электронное издание

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН. МЕТОДИКИ ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ

Учебно-методическое пособие
для студентов физического факультета

Автор:
Овчинников Сергей Владимирович